



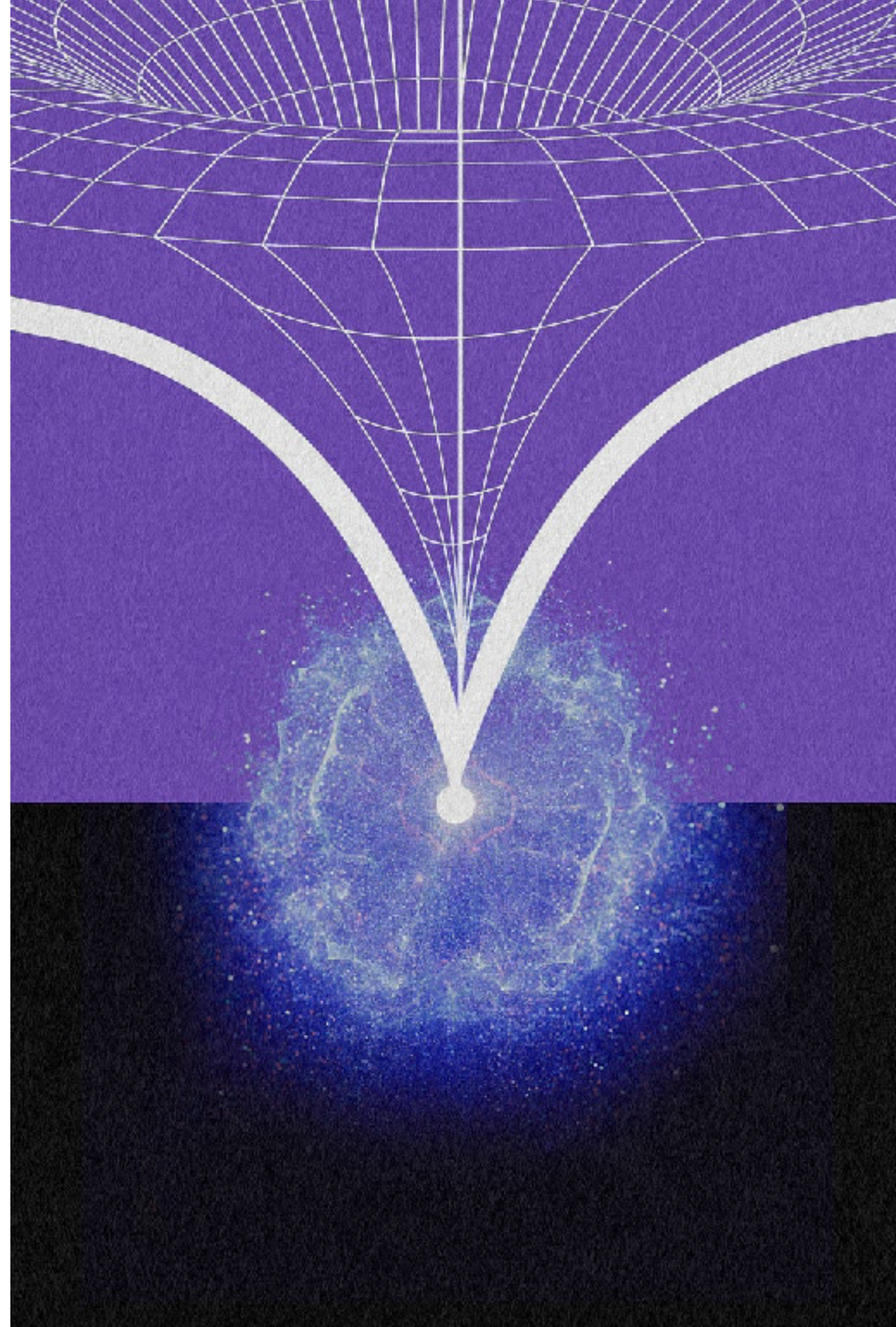
From Inflation to Reheating: A Reconstruction of the Early Universe within a Non-Canonical Framework

Carlos Ríos Morales
Universidad Católica del Norte

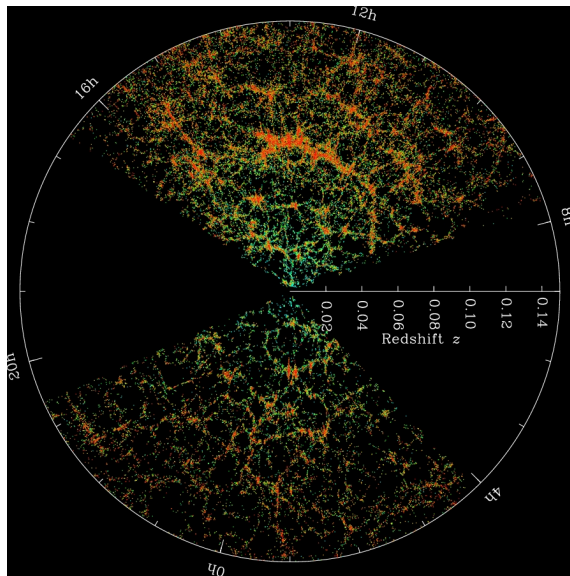
COSMOCONCE Y PARTÍCULAS 2025
Universidad del Bío-Bío
Concepción, 06 de noviembre de 2025

Esquema

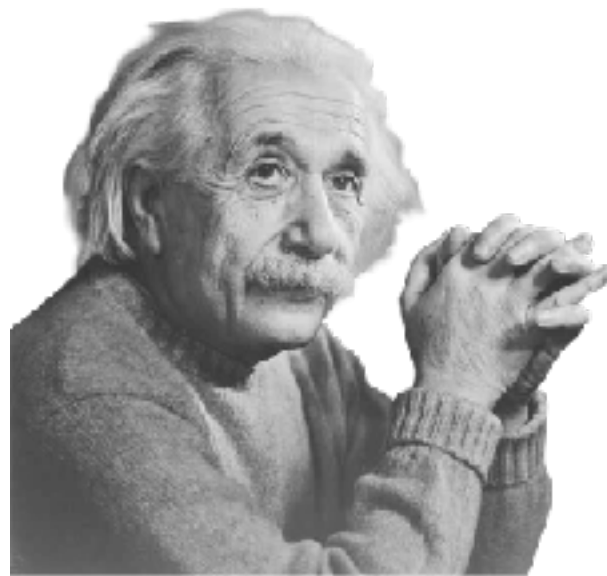
1. Introducción al Modelo Cosmológico Estándar, Inflación y Recalentamiento.
2. Reconstrucción de inflación en el contexto de una teoría no canónica desde n_s .
3. Recalentamiento.
4. Comentarios Finales



Modelo Cosmológico Estándar



Principio Cosmológico



Relatividad General



El MCE es exitoso en explicar los “tres pilares de la Teoría del Big Bang”:

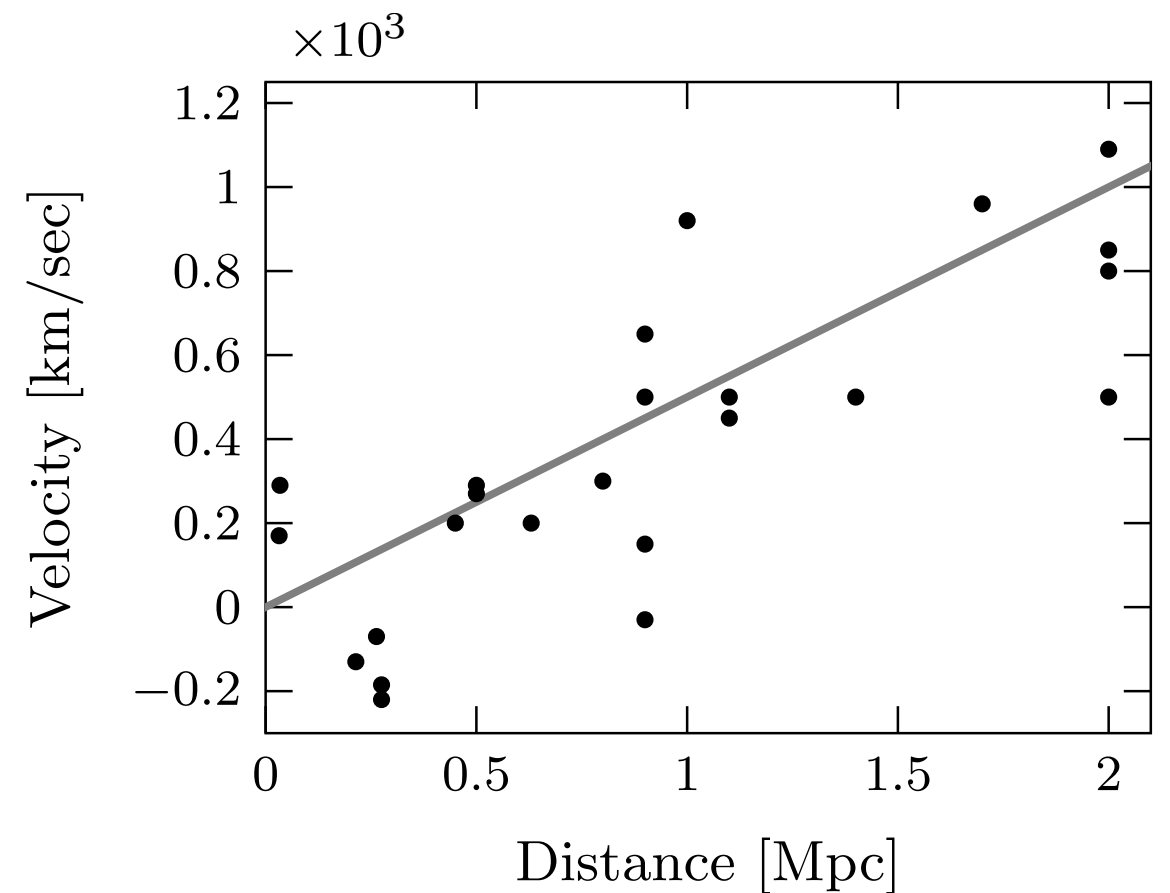
1. Explica la expansión del Universo.
2. Explica la existencia de la radiación del fondo cósmico de microondas o CMB.
3. Explica la abundancia de elementos ligeros.



Hot Big Bang:
época del Universo muy
densa y caliente

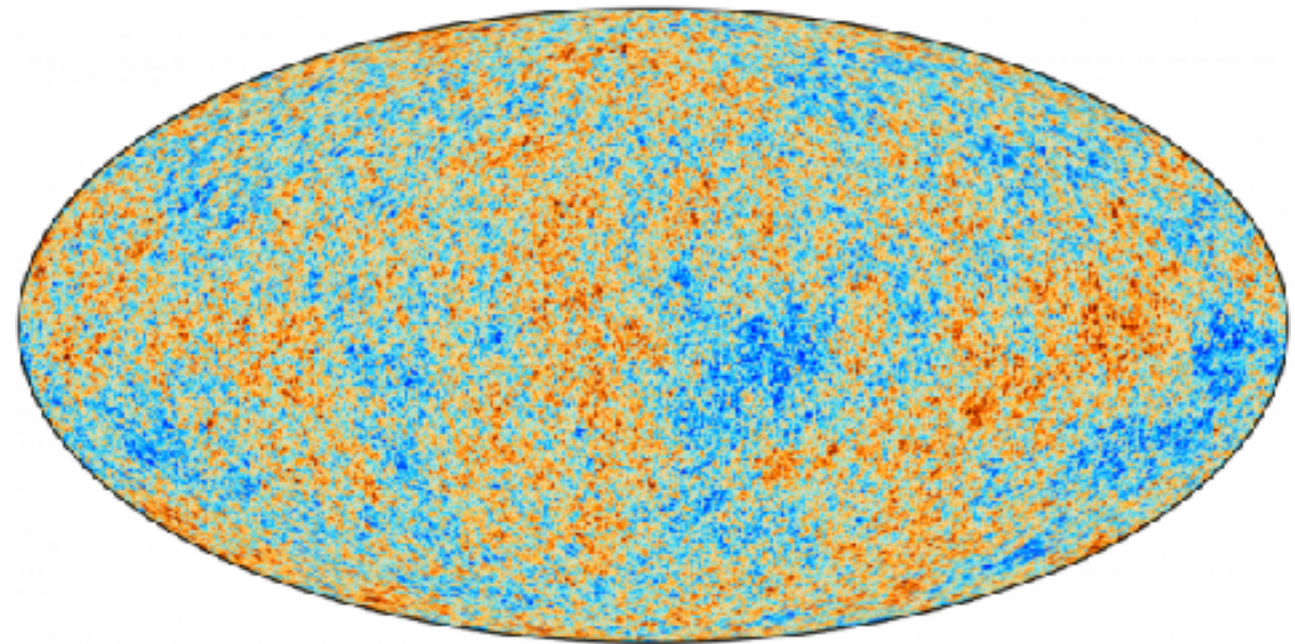
El MCE es exitoso en explicar los “tres pilares de la Teoría del Big Bang”:

1. Explica la expansión del Universo.
2. Explica la existencia de la radiación del fondo cósmico de microondas o CMB.
3. Explica la abundancia de elementos ligeros.



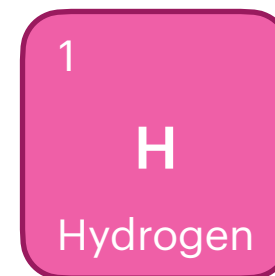
El MCE es exitoso en explicar los “tres pilares de la Teoría del Big Bang”:

1. Explica la expansión del Universo.
2. Explica la existencia de la radiación del fondo cósmico de microondas o CMB.
3. Explica la abundancia de elementos ligeros.



El MCE es exitoso en explicar los “tres pilares de la Teoría del Big Bang”:

1. Explica la expansión del Universo.
2. Explica la existencia de la radiación del fondo cósmico de microondas o CMB.
3. Explica la abundancia de elementos ligeros.

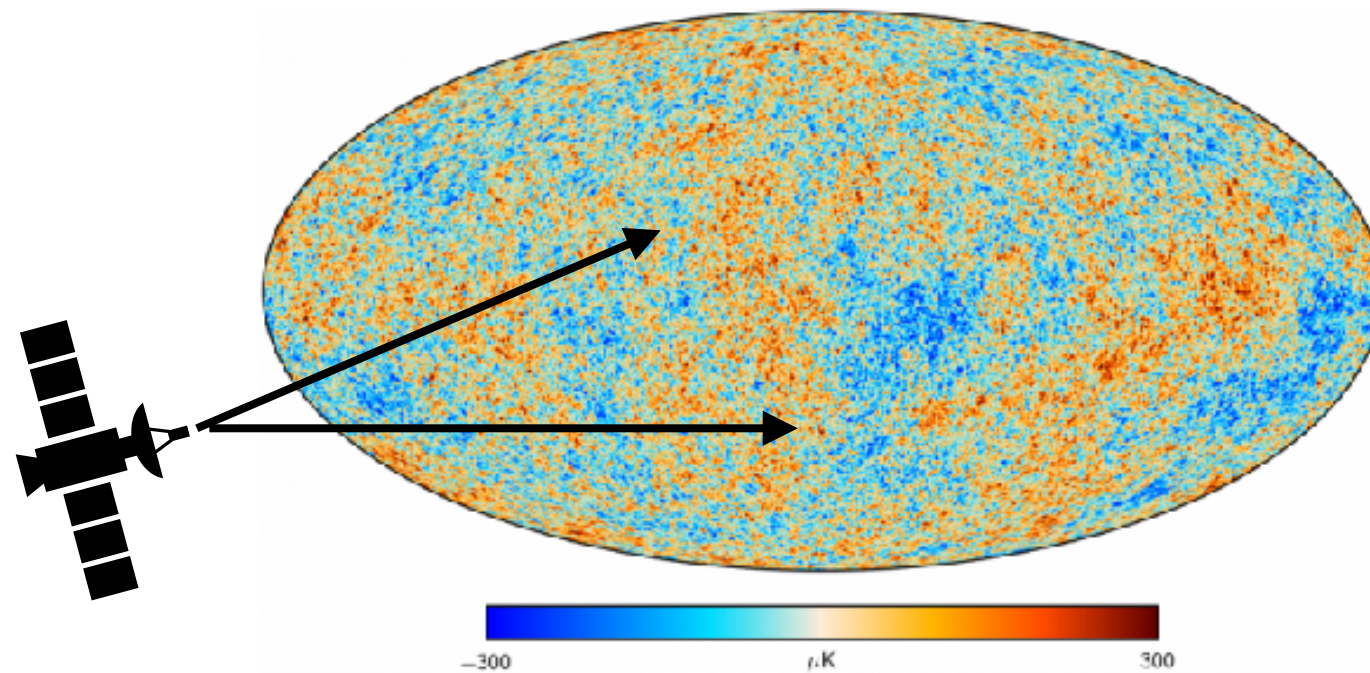


Problemas del MCE

MCE

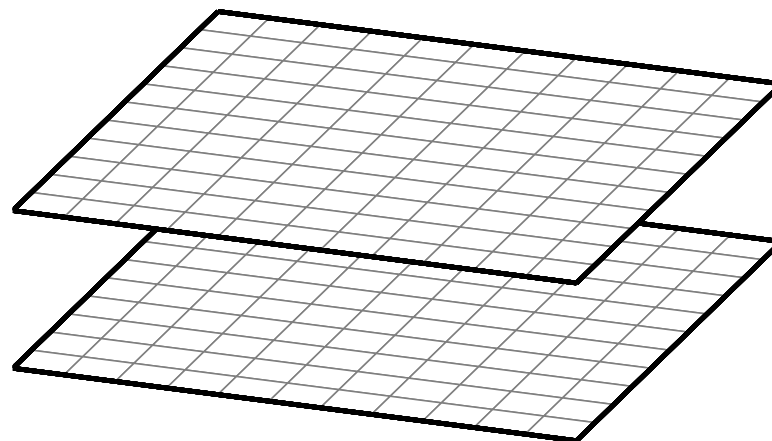


1. Problema del Horizonte



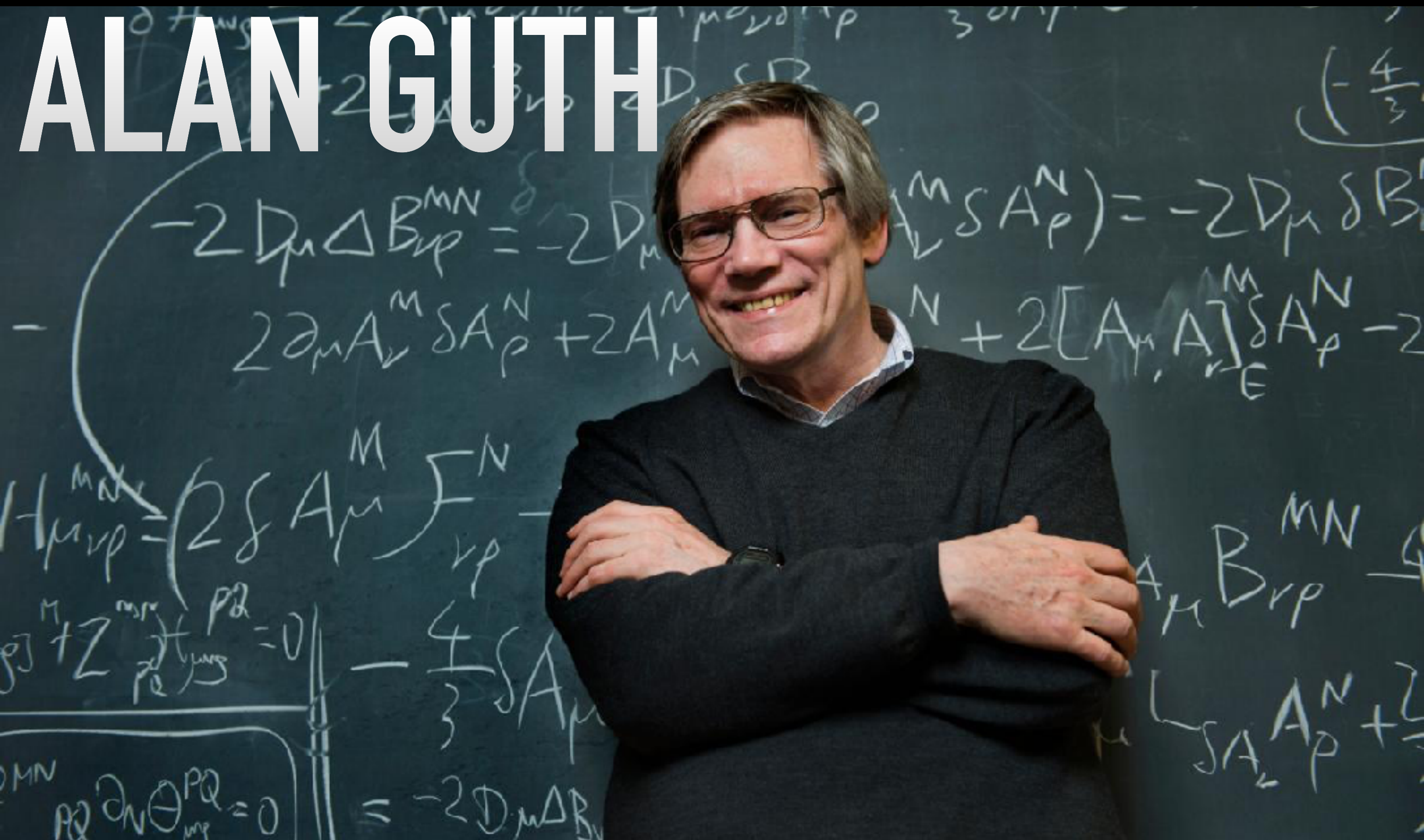
$$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$$

2. Problema de la Planitud



$$k \simeq 0$$

ALAN GUTH

A portrait of Alan Guth, a theoretical physicist, standing in front of a chalkboard filled with complex mathematical equations. He is wearing glasses and a dark sweater, smiling at the camera with his arms crossed. The chalkboard contains various equations, including $-2D_\mu \Delta B_{\nu\rho} = -2D_\mu \delta B_{\nu\rho}^M$, $2\partial_\mu A_\nu^M \delta A_\rho^N + 2A_\mu^M \delta A_\rho^N + 2[A_\mu^M, A_\nu^N] \delta A_\rho^N - 2$, $H_{\mu\nu\rho} = (2\delta A_\mu^M) F_{\nu\rho}^N$, $\delta J + Z \frac{\partial}{\partial p_Q} H_{\text{young}} = 0$, $\frac{4}{3} \delta A_\mu$, $\delta A_\mu B_{\nu\rho}^M$, $\delta A_\mu^N + \frac{2}{3}$, and $\partial_{PQ} \partial_N \Theta_{\text{young}}^{PQ} = 0$.

Guth A., The inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems, 1981 Phys. Rev. D 23 347.

A visualization of cosmic inflation. A bright, glowing orange and yellow region on the left expands into a vast, dark blue space filled with galaxies and stars. A grid of blue lines is superimposed on the expanding space, illustrating the rapid expansion of the universe. The text is overlaid on the right side of the image.

**ALAN GUTH PROPONE
UNA ERA DE EXPANSIÓN
ACELERADA,
DENOMINADA
INFLACIÓN CÓSMICA.**

Inflación

Campo Escalar ϕ (Inflatón)

Lagrangiano del campo escalar (canónico):

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi) \begin{cases} \rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \\ p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \end{cases}$$

La **dinámica** durante inflación:

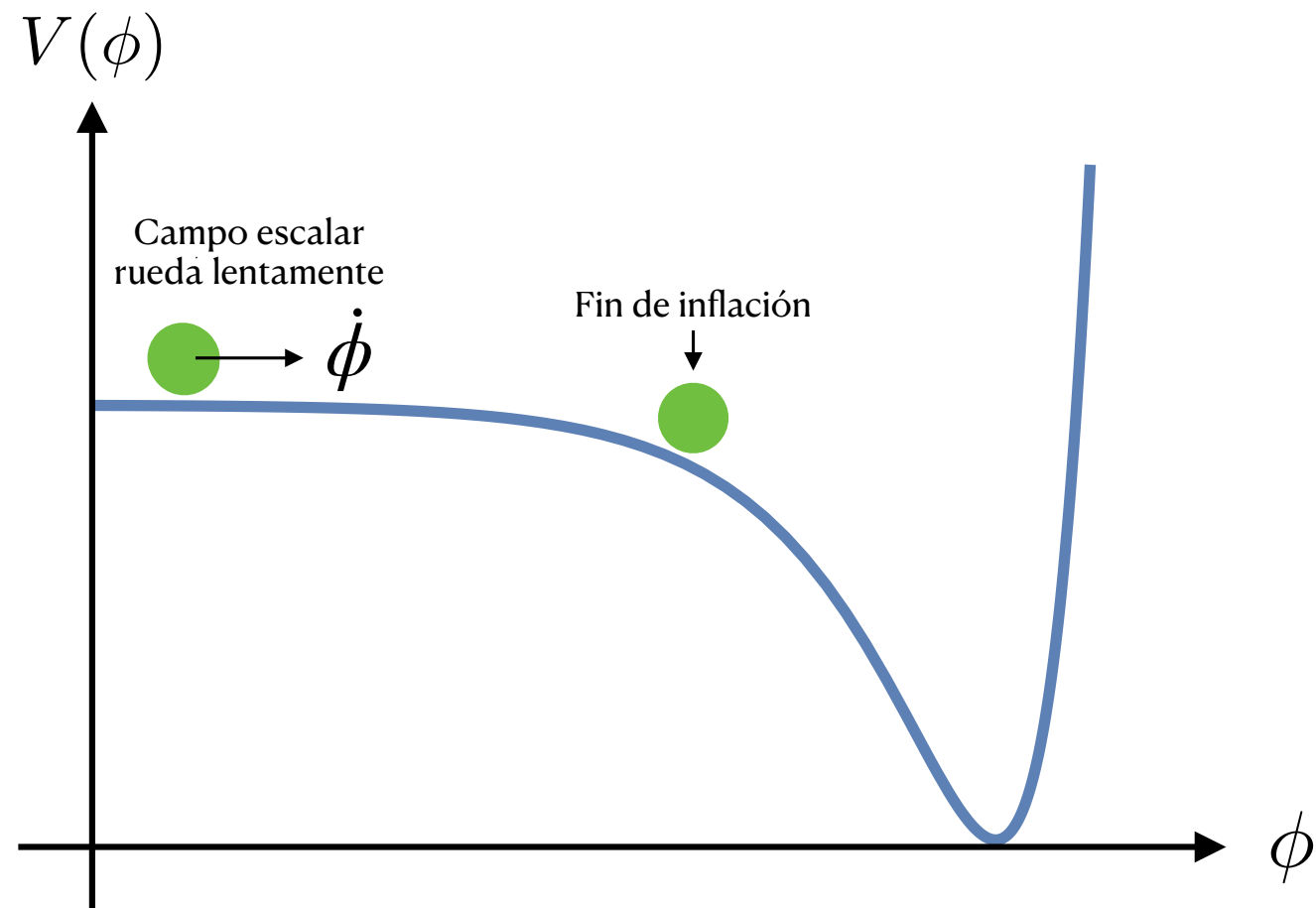
$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V_\phi = 0$$

Ec. de Klein-Gordon

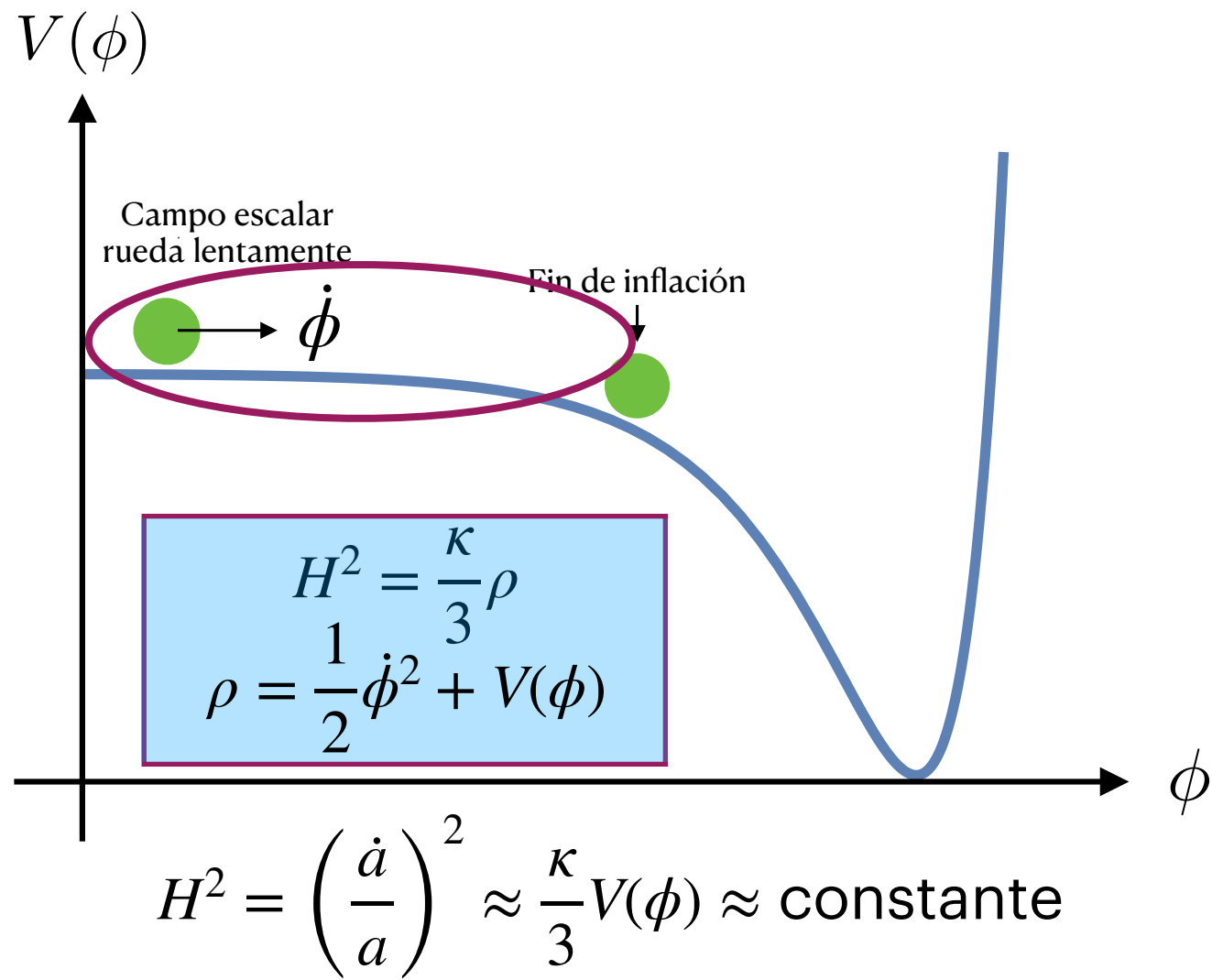
$$H^2 = \frac{\kappa}{3}\rho$$

I Ec. de Friedmann $H = \frac{\dot{a}}{a}$

Inflación bajo la **aproximación *Slow-Roll***



Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



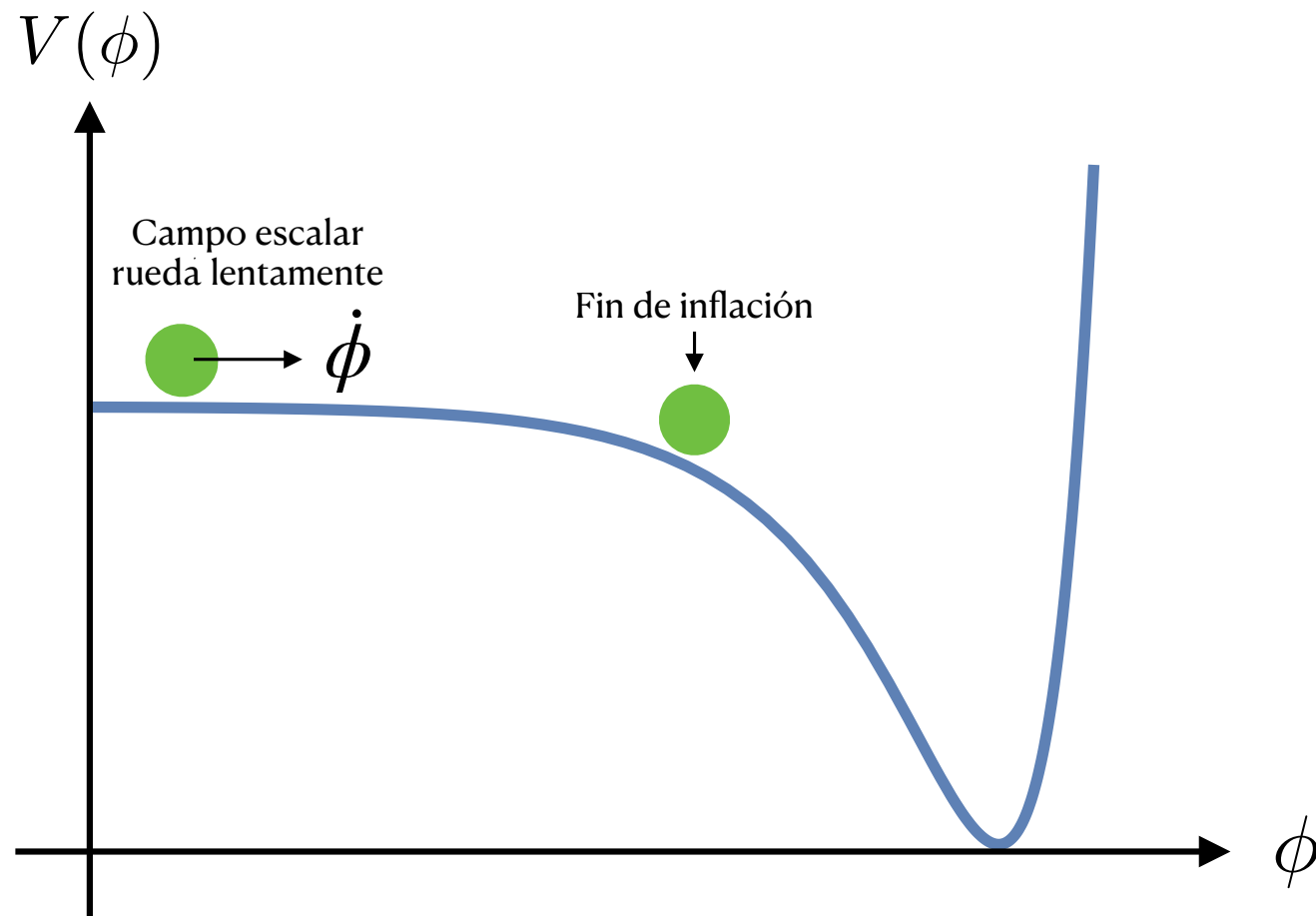
$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \approx \frac{\kappa}{3} V(\phi) \approx \text{constante}$$

$$a(t) \sim e^{Ht}$$



INFLACIÓN CÓSMICA

Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



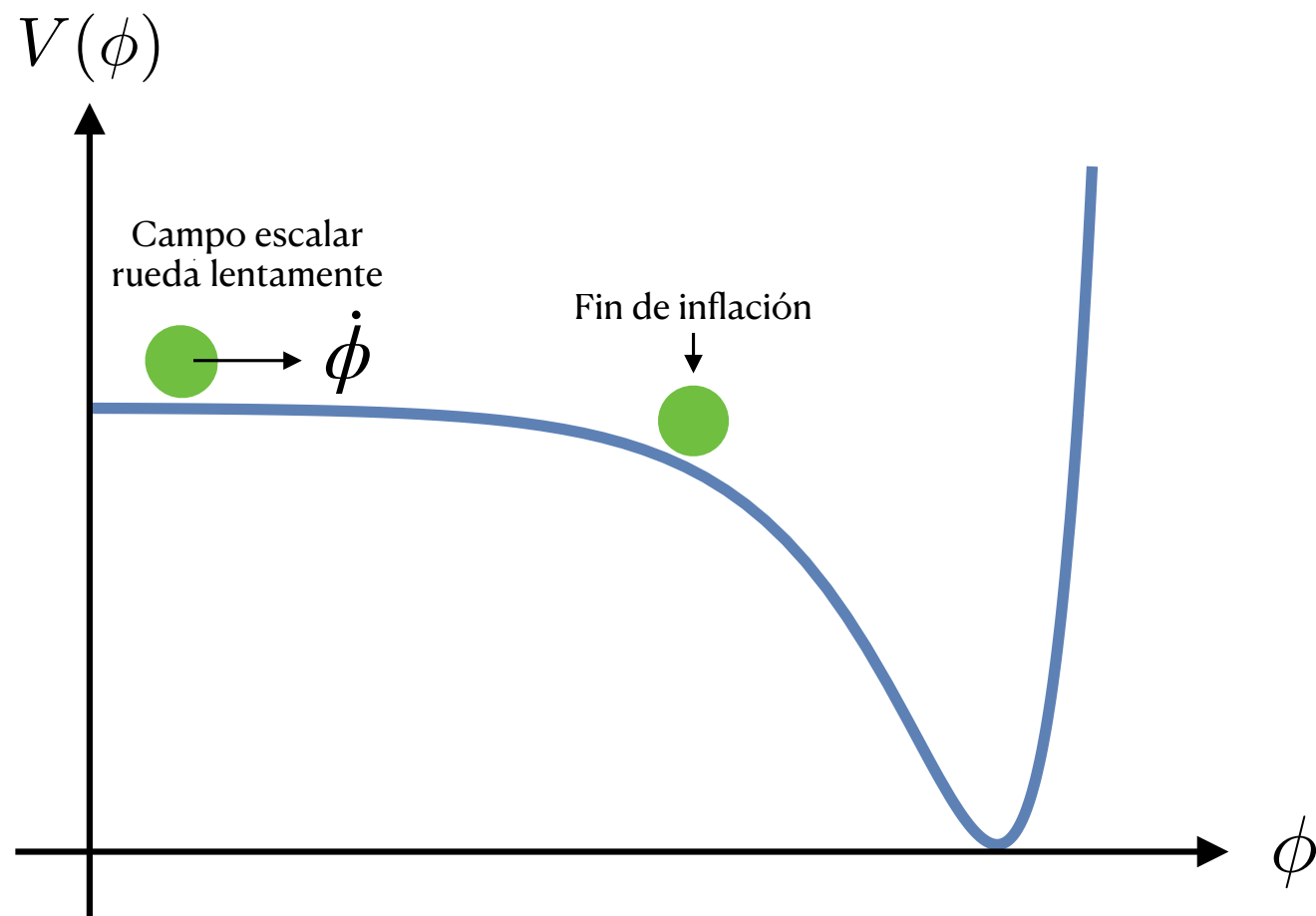
$$a(t) \sim e^{Ht} \Rightarrow \text{inflación}$$

Aproximación Slow-Roll

a) $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$

b) $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V_\phi| \quad |\eta| \ll 1$

Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



$$a(t) \sim e^{Ht} \Rightarrow \text{inflación}$$

Aproximación Slow-Roll

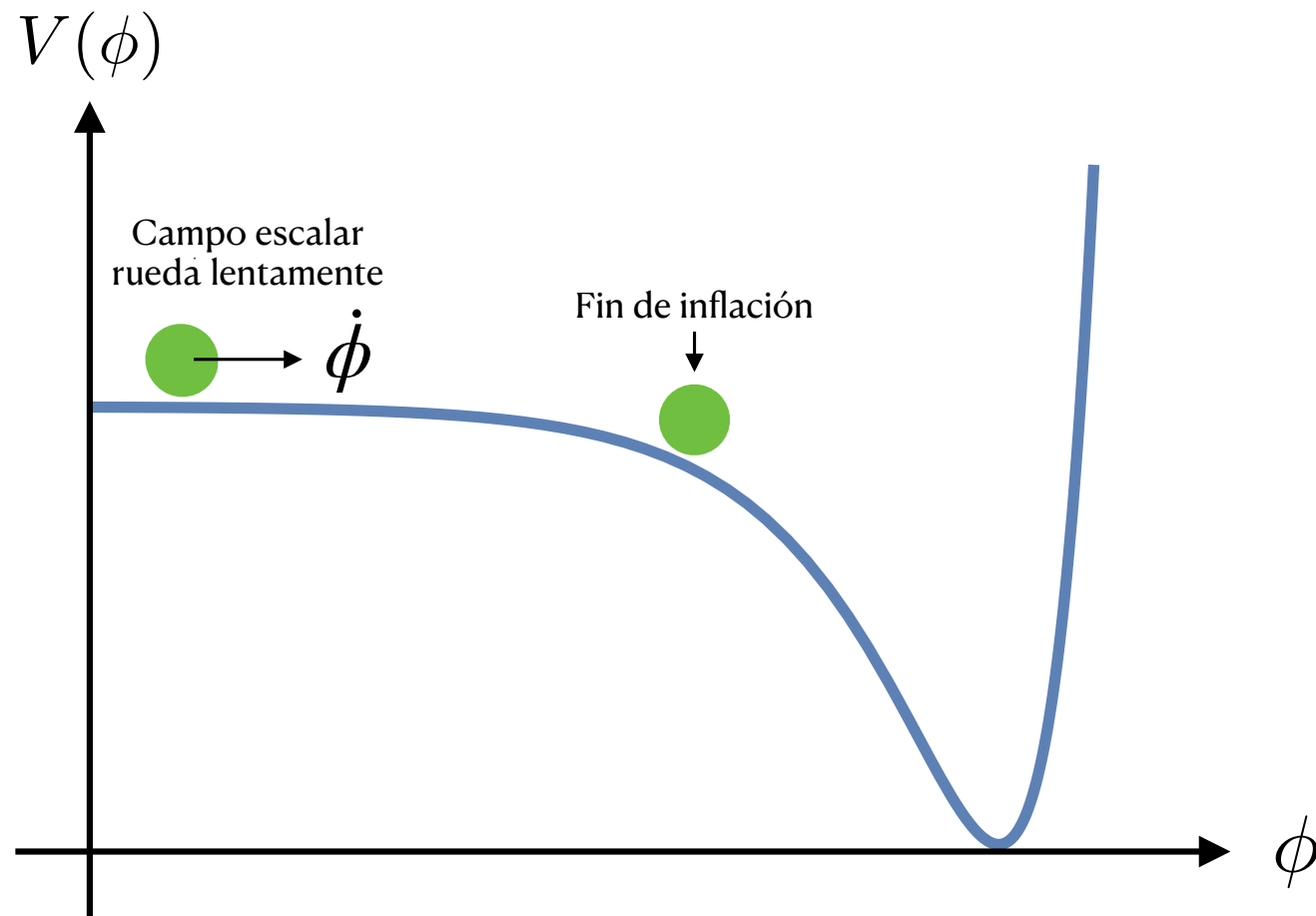
- a) $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$
- b) $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V_{\phi}| \quad |\eta| \ll 1$

Parámetros Slow-Roll

$$\epsilon_V \equiv \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_{\phi}}{V} \right)^2$$

$$\eta_V \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{V_{\phi\phi}}{V}$$

Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



$$a(t) \sim e^{Ht} \Rightarrow \text{inflación}$$

Aproximación Slow-Roll

- a) $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$
- b) $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V_{\phi}| \quad |\eta| \ll 1$

Parámetros Slow-Roll

$$\epsilon_V \equiv \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_{\phi}}{V} \right)^2$$

$$\eta_V \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{V_{\phi\phi}}{V}$$

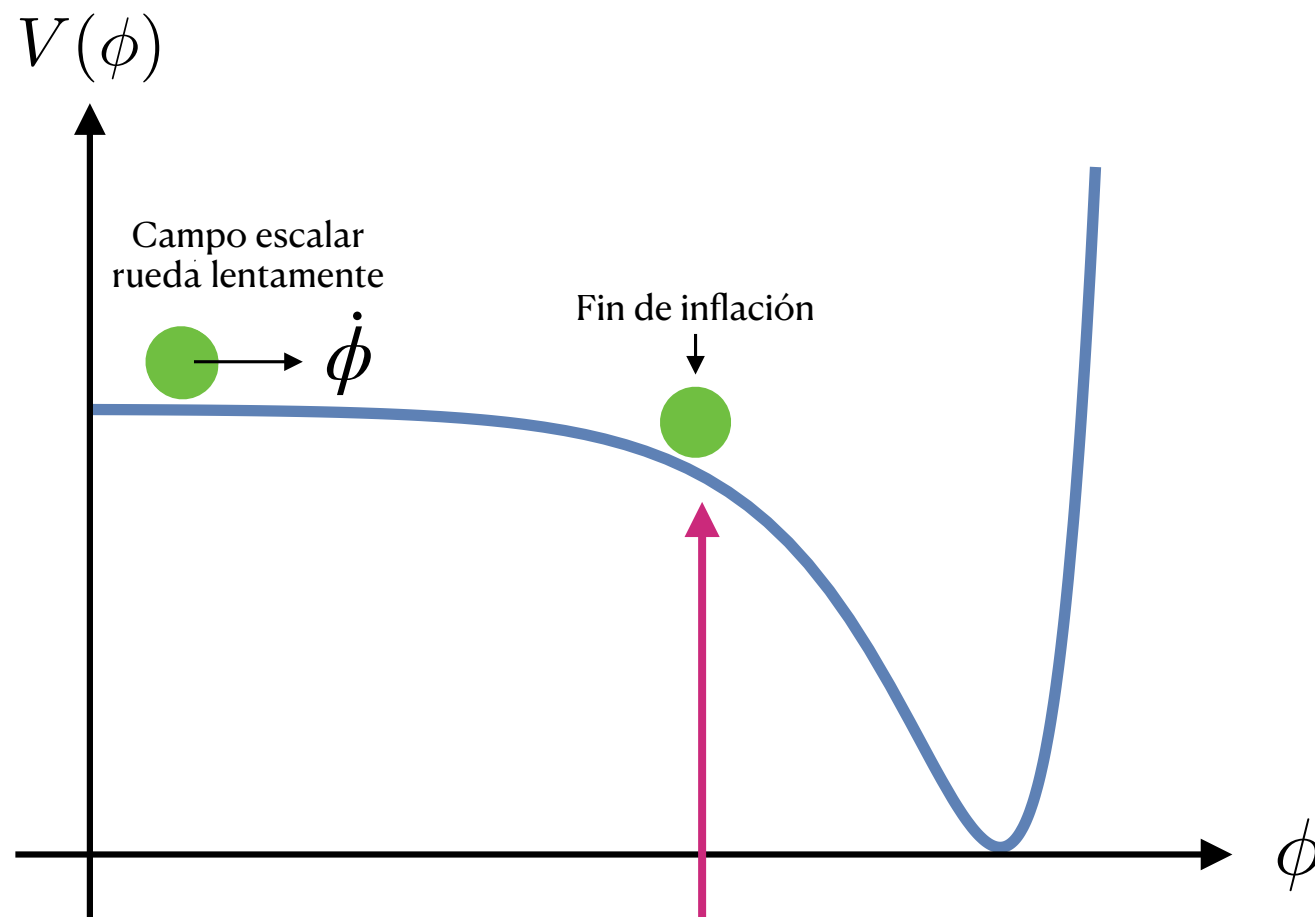


Cantidad de inflación:

Número de e-folds

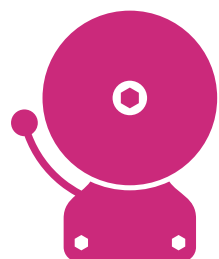
$$N \approx \kappa \int_{\phi_{end}}^{\phi} \frac{V}{V_{\phi}} d\phi$$

Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



Fin de inflación:

$$\ddot{a} = 0 \iff \epsilon = 1, |\eta| = 1$$



Aproximación Slow-Roll

- a) $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$
- b) $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V_{\phi}| \quad |\eta| \ll 1$

Parámetros Slow-Roll

$$\epsilon_V \equiv \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_{\phi}}{V} \right)^2$$

$$\eta_V \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{V_{\phi\phi}}{V}$$

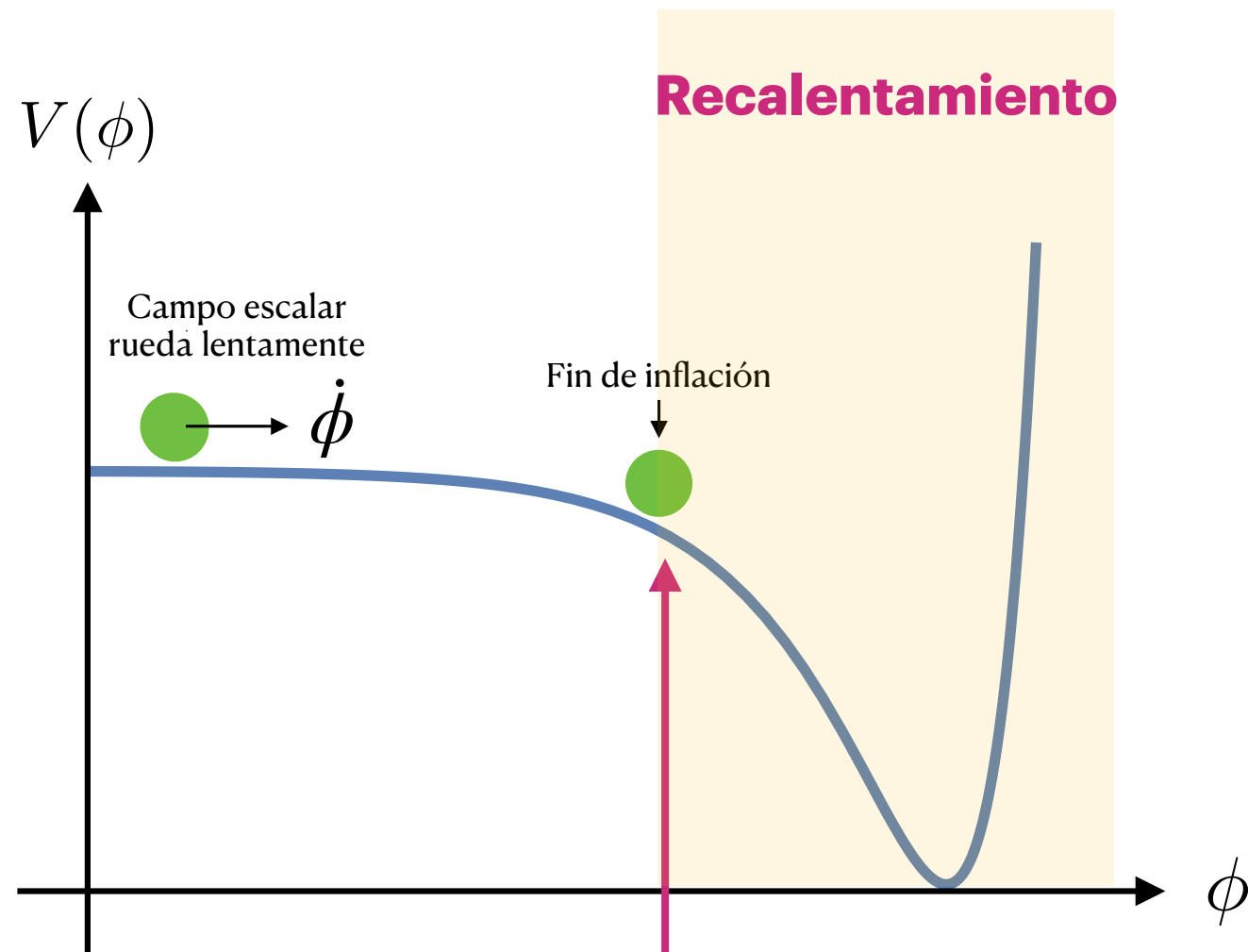


Cantidad de inflación:

Número de e-folds

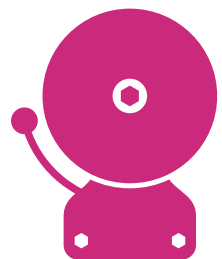
$$N \approx \kappa \int_{\phi_{end}}^{\phi} \frac{V}{V_{\phi}} d\phi$$

Inflación bajo la **aproximación Slow-Roll**



Fin de inflación:

$$\ddot{a} = 0 \iff \epsilon = 1, |\eta| = 1$$



Aproximación Slow-Roll

- a) $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$
- b) $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V_{\phi}| \quad |\eta| \ll 1$

Parámetros Slow-Roll

$$\epsilon_V \equiv \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_{\phi}}{V} \right)^2$$

$$\eta_V \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{V_{\phi\phi}}{V}$$



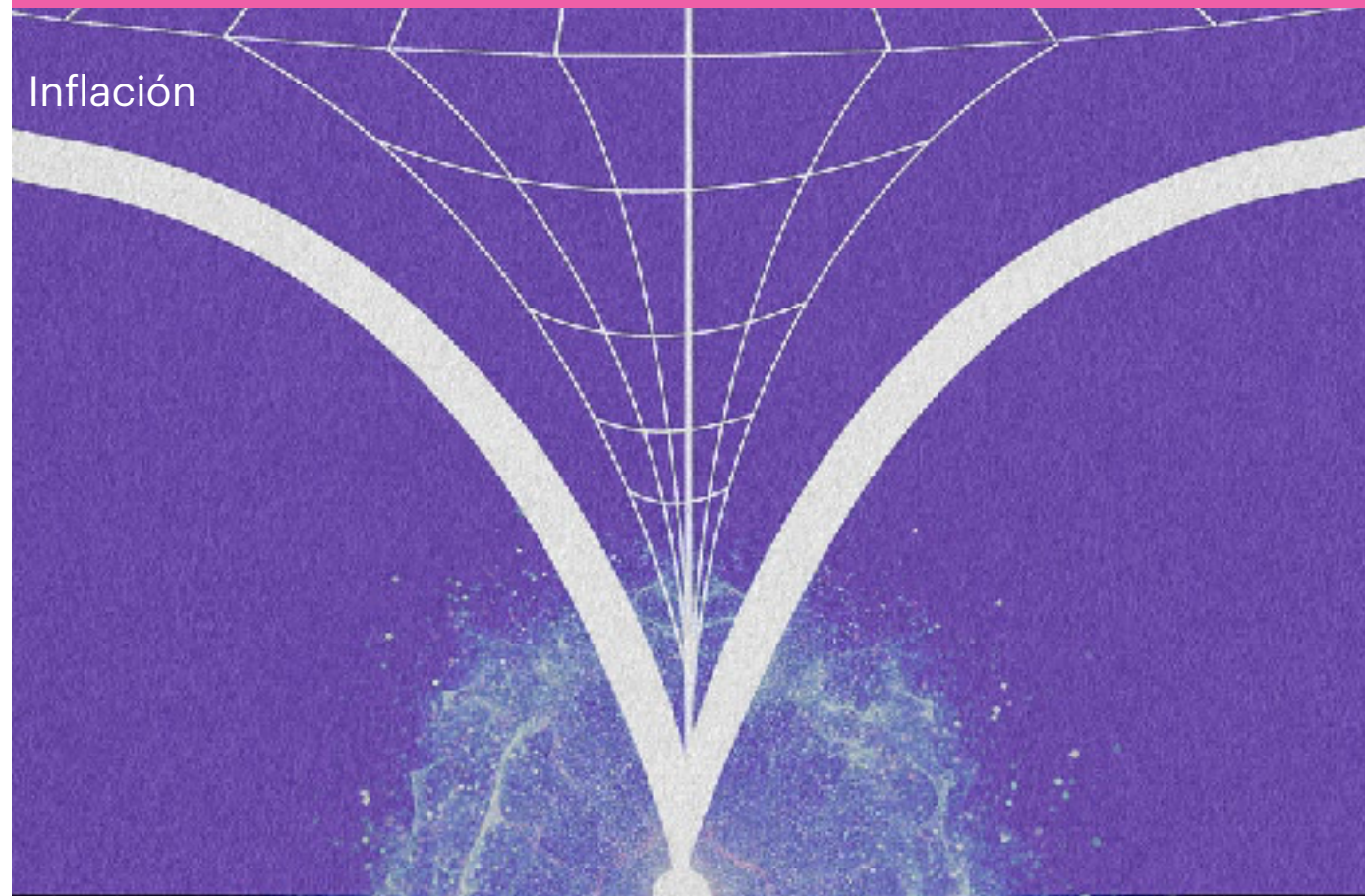
Cantidad de inflación:

Número de e-folds

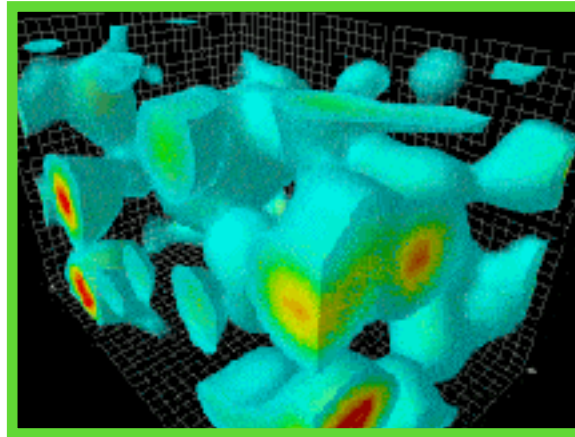
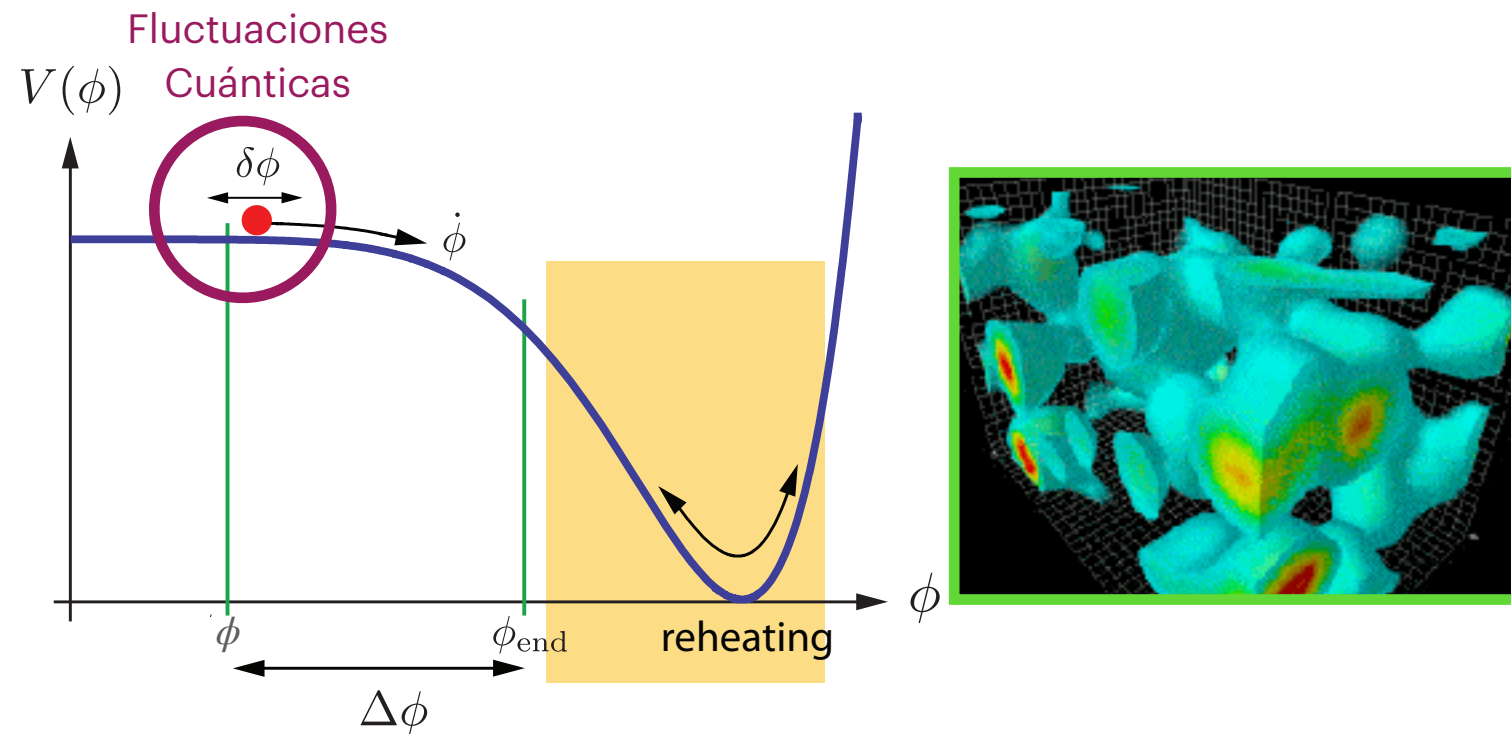
$$N \approx \kappa \int_{\phi_{end}}^{\phi} \frac{V}{V_{\phi}} d\phi$$



Recalentamiento

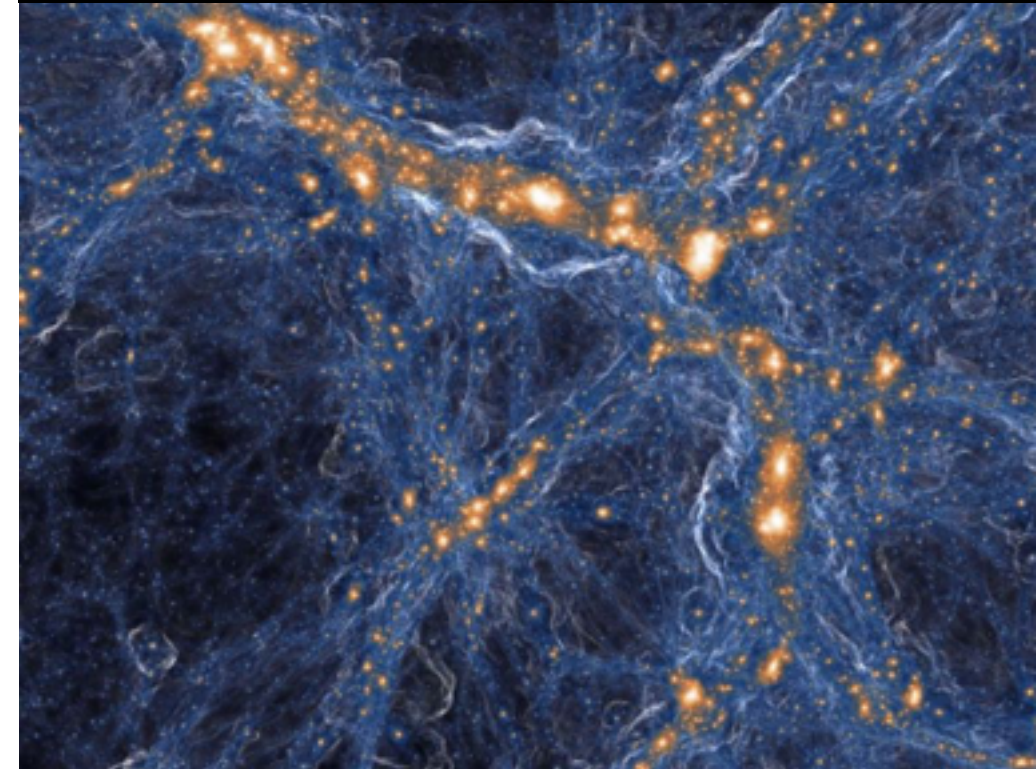
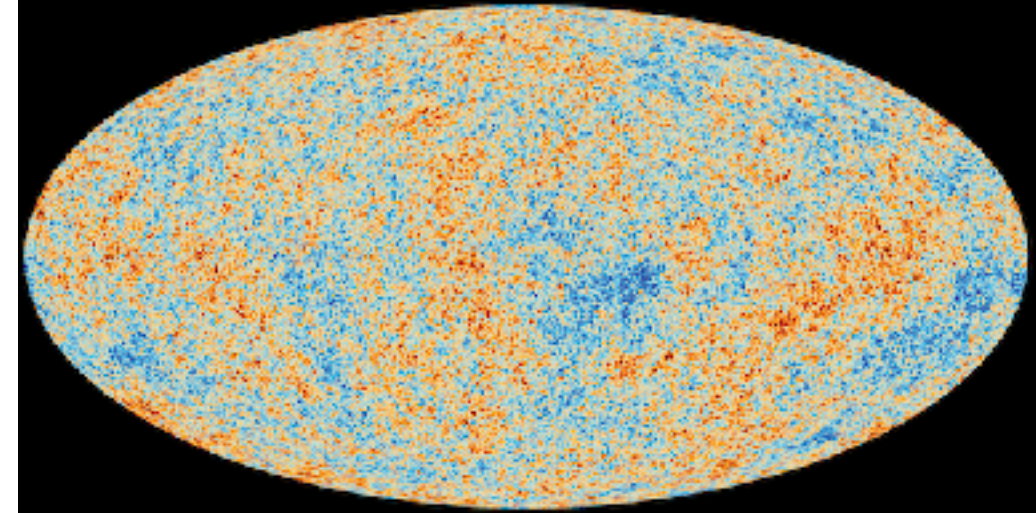
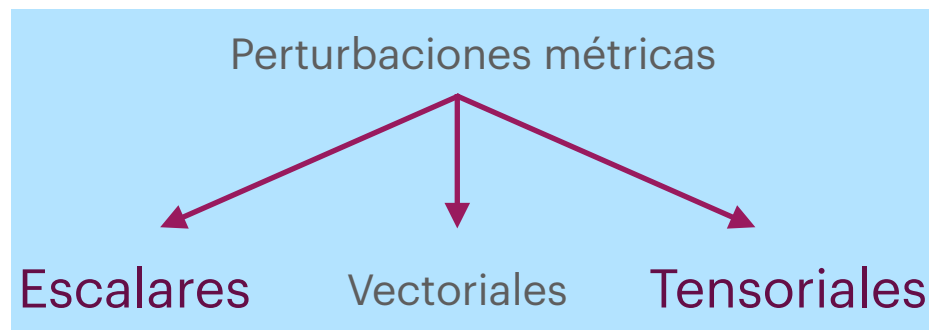


Perturbaciones Cosmológicas

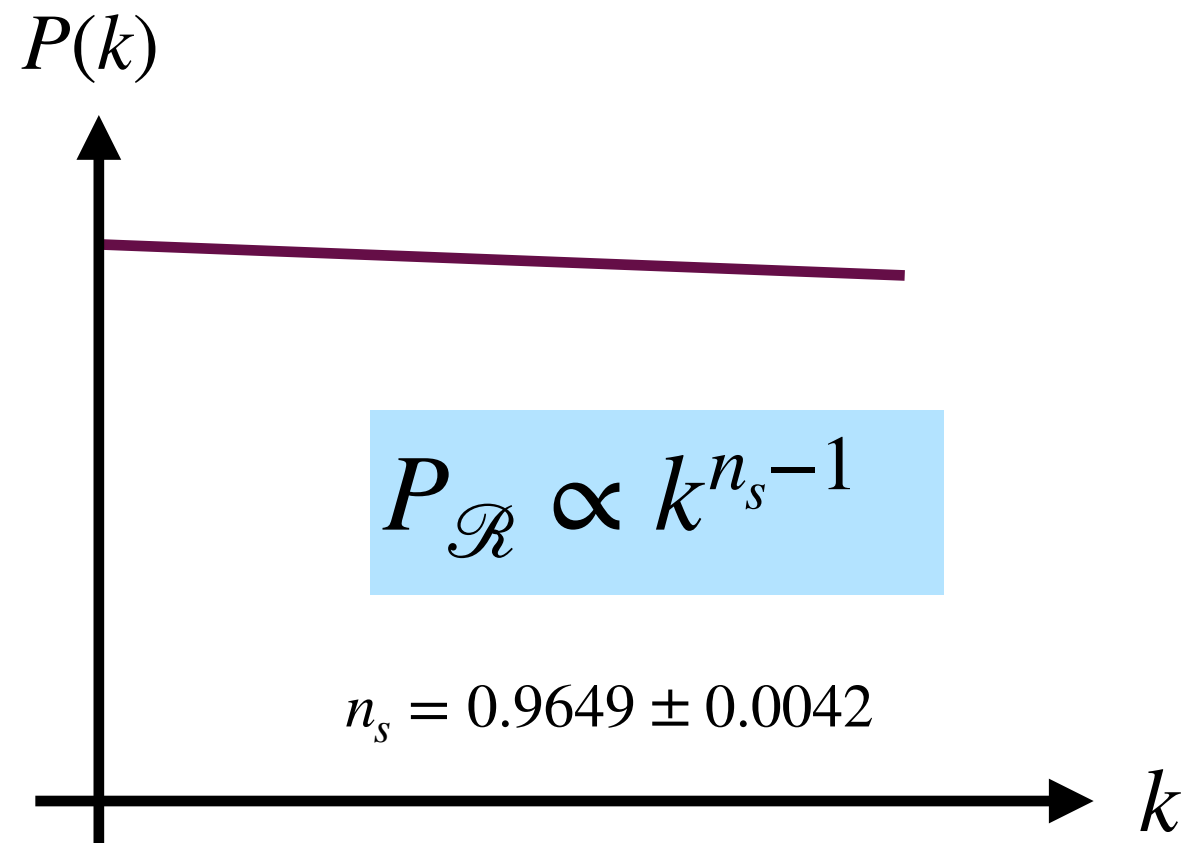


$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$$

$$\delta G_{\mu\nu} = \kappa \delta T_{\mu\nu}$$



Espectro de Potencia de las perturbaciones escalares



Inflación predice un Espectro aproximadamente invariante de escala.

En la aproximación slow-roll

$$n_s - 1 \approx -6\epsilon_V + 2\eta_V$$

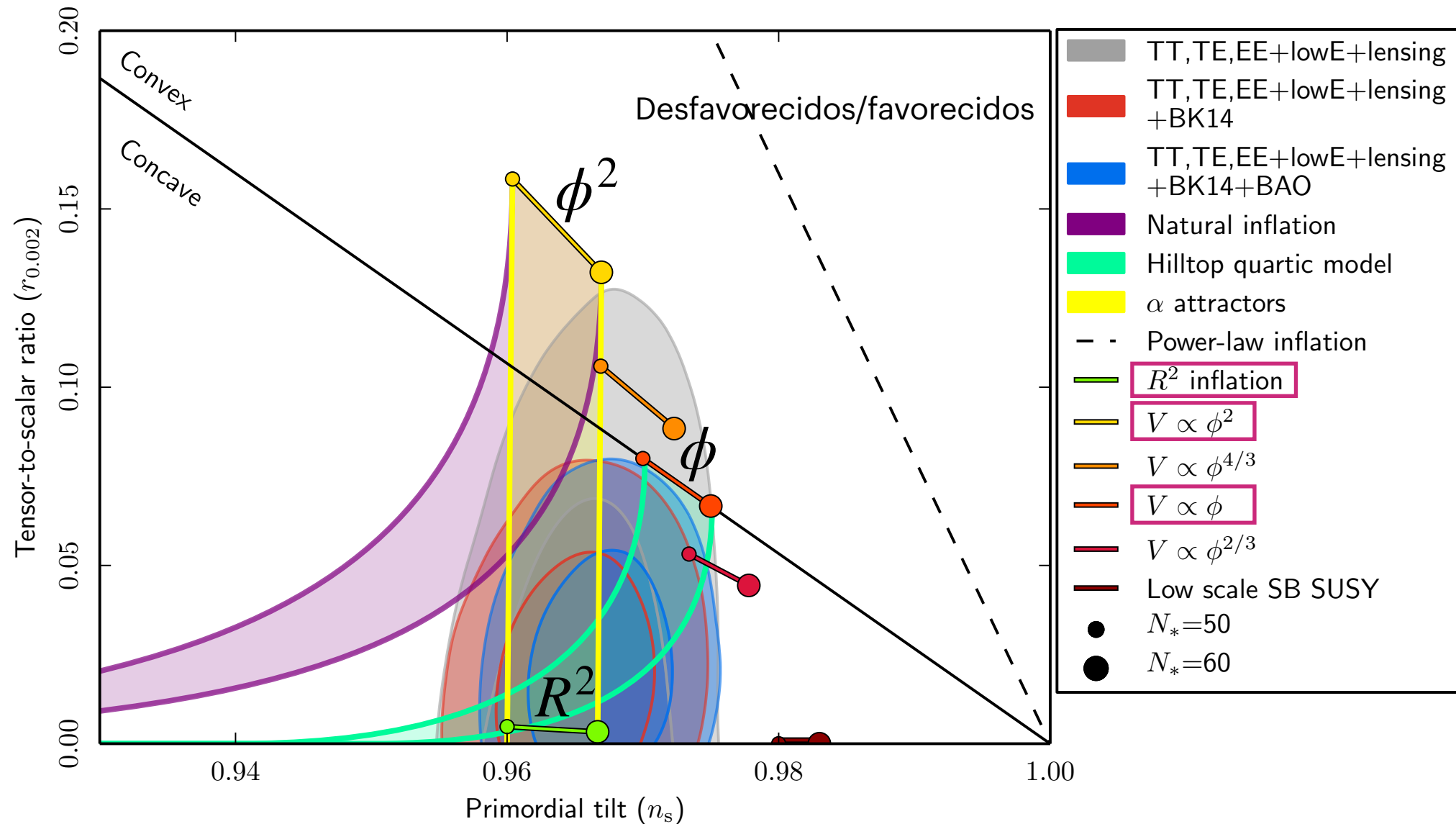
$$r = 16\epsilon_V$$

$$r \equiv \frac{A_t(k)}{A_s(k)}$$

n_s índice espectral

r razón tensor-escalar

Restricciones observacionales



Constraint Observacionales

$$N_k \sim 50 - 60$$

$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042$$

$$r(k_*) < 0.036$$

$$A_s(k_*) = 2.101^{+0.031}_{-0.034} \times 10^{-9}$$

Planck (2018) y de BICEP/Keck (2021)

Mecanismo estándar para estudiar inflación

Proponemos un
potencial inflacionario

$V(\phi)$

Calcular índice
espectral

n_s

Observaciones



Reconstrucción

Observaciones



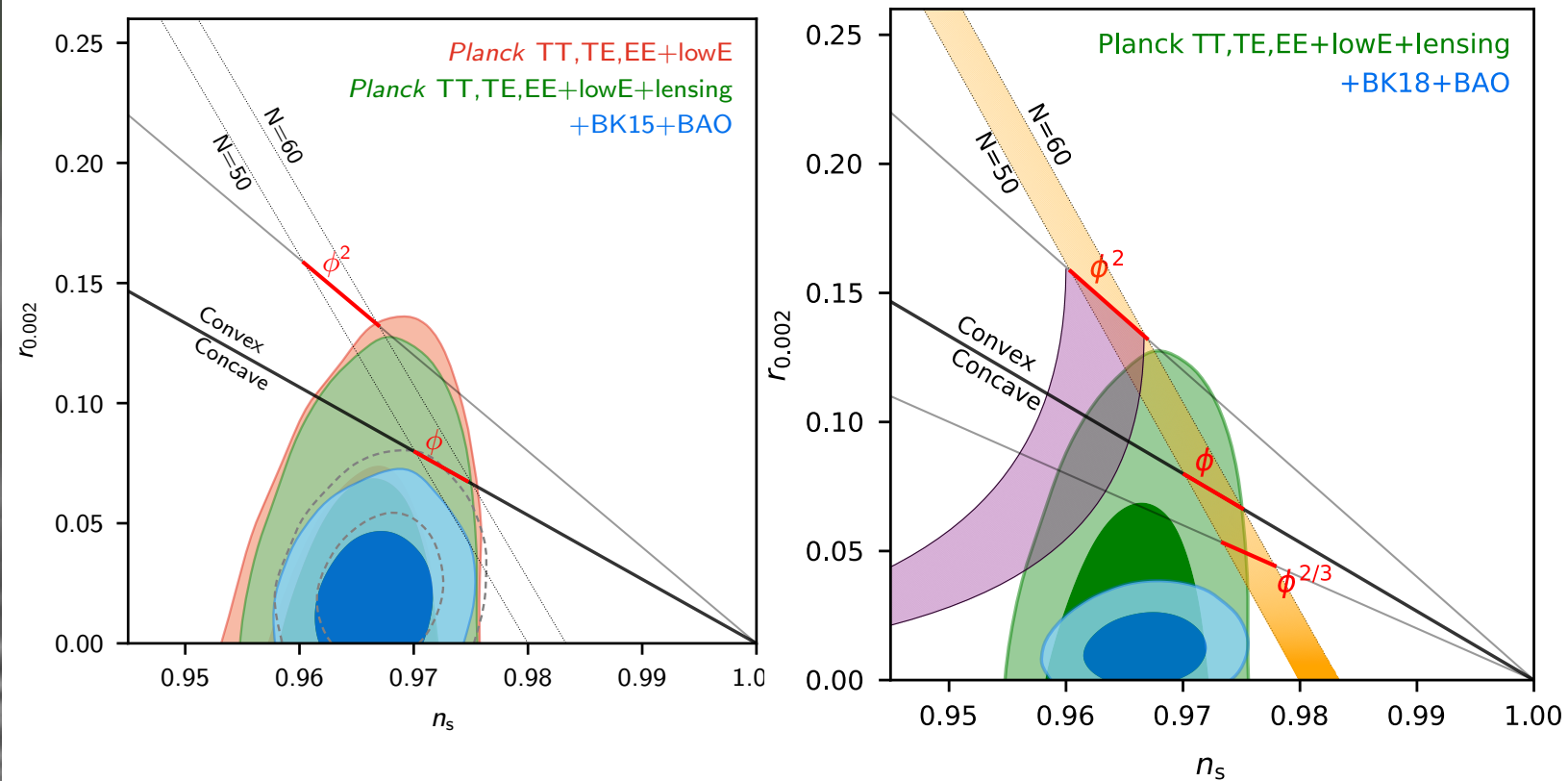
Fijamos el índice
espectral

$$n_s(N)$$

Determinar el
potencial
inflacionario/
funciones de
acoplamiento

$$V(\phi)$$

Reconstrucción



Constraint Observacionales

$$N_k \sim 50 - 60$$

$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042$$

$$r(k_*) < 0.036$$

$$A_s(k_*) = 2.101^{+0.031}_{-0.034} \times 10^{-9}$$

Observaciones



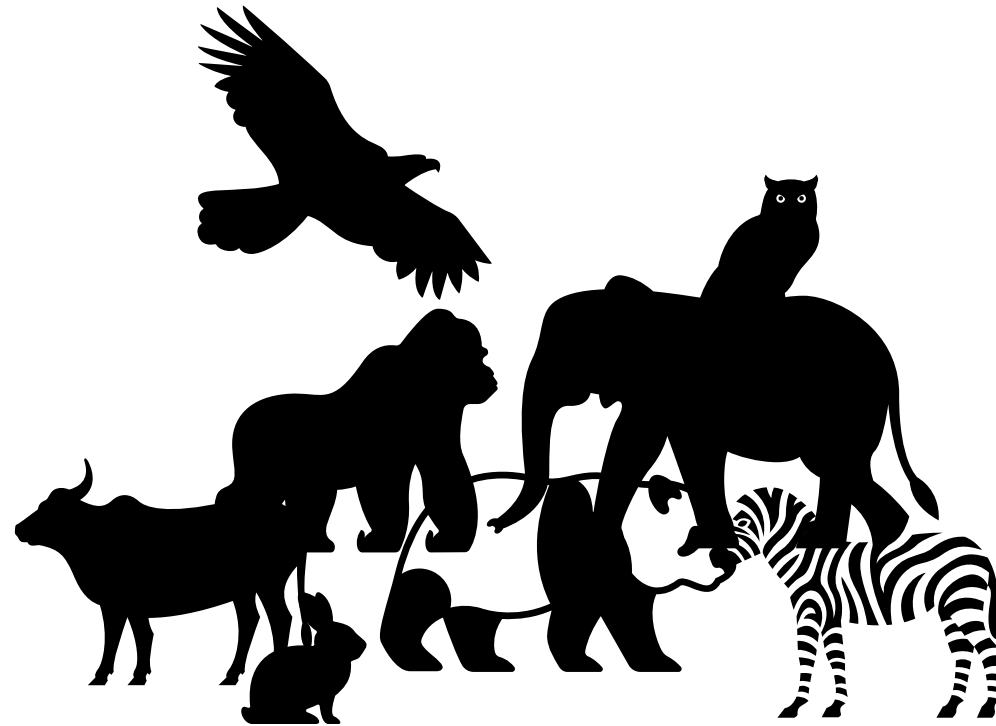
Fijamos el índice
espectral

$$n_s(N)$$

Determinar el
potencial
inflacionario/
funciones de
acoplamiento

$$V(\phi)$$

Atractor n_s



Zoologico de modelos de inflación predicen

$$n_s - 1 \approx -\frac{2}{N}$$

$$N \simeq 60 \Rightarrow n_s \approx 0.96$$

$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042$$

Planck (2018) y de BICEP/Keck (2021)

Reconstrucción de una teoría no canónica

Physics of the Dark Universe 44 (2024) 101489



Contents lists available at ScienceDirect

Physics of the Dark Universe

journal homepage: www.elsevier.com/locate/dark



Full length article

Speed of sound and scalar spectral index: Reconstructing inflation and reheating in a non-canonical theory

Ramón Herrera^a, Carlos Ríos^{a,b,*}

^a Instituto de Física, Pontificia Universidad Católica de Valparaíso, Avenida Brasil 2950, Casilla 4059, Valparaíso, Chile

^b Departamento de Astronomía de las Ciencias Básicas, Universidad Católica del Norte, Carrizosa 1281, Coquimbo, Chile



ARTICLE INFO

Keywords:
Inflation
Early universe
Reconstruction

ABSTRACT

In this article we analyze the reconstruction of inflation in the framework of a non-canonical theory. In this sense, we study the viability of reconstructing the background variables assuming a non-linear kinetic term given by $K(X, \phi) = X + g(\phi)X^2$, with X the standard kinetic term associated to the scalar field ϕ and $g(\phi)$ an arbitrary coupling function. In order to achieve this reconstruction in the context of inflation, we assume the slow-roll approximation together with the parametrization of the scalar spectral index n_s and the speed of sound c_s as a function of the number of e -folds N . By assuming the simplest parametrizations for $n_s - 1 = -2/N$ and $c_s \propto N^{-\beta}$ with β a constant, we find the reconstruction of the effective potential $V(\phi)$ and the coupling function $g(\phi)$ in terms of the scalar field. Besides, we study the reheating epoch by considering a constant equation of state parameter, where we determine the temperature and number of e -folds during the reheating epoch in terms of the reconstructed variables and the observational parameters. In this way, the parameter-space related to the reconstructed inflationary model are constrained during the epochs of inflation and reheating by assuming the current astronomical data from Planck and BICEP/Keck results.

R. Herrera and **C. Ríos**, Phys. Dark Univ. **44**, 101489 (2024) doi:10.1016/j.dark.2024.101489 [arXiv:2401.10312 [astro-ph.CO]].

Reconstrucción de una Teoría no Canónica

La acción

$$S = \int \left[\frac{R}{2\kappa} + \mathcal{L}(X, \phi) \right] \sqrt{-g} d^4 x$$

donde

$$\mathcal{L}(X, \phi) = K(X, \phi) - V(\phi)$$

Término Canónico

$$X = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha \phi \partial_\beta \phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2$$

$$\mathcal{L}(X, \phi) = X + g(\phi)X^2 - V(\phi)$$

Reconstrucción de una Teoría no Canónica

La acción

$$S = \int \left[\frac{R}{2\kappa} + \mathcal{L}(X, \phi) \right] \sqrt{-g} d^4 x$$

donde

$$\mathcal{L}(X, \phi) = K(X, \phi) - V(\phi)$$

Término Canónico

$$X = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha \phi \partial_\beta \phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2$$

$$\mathcal{L}(X, \phi) = X + g(\phi)X^2 - V(\phi)$$

Densidad

$$\rho = X + 3g(\phi)X^2 + V(\phi)$$

Presión

$$p = X + g(\phi)X^2 - V(\phi)$$



$$c_s^2 \equiv \frac{p_X}{\rho_X} = \left(1 + \frac{2Xp_{XX}}{p_X} \right) = \frac{1 + g\dot{\phi}^2}{1 + 3g\dot{\phi}^2}$$

Velocidad del sonido

$$1 \geq c_s^2 > 1/3$$

$$g = \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \frac{1}{\dot{\phi}^2}, \quad \text{con } c_s^2 \neq \frac{1}{3}$$

Por otro lado, las ecuaciones de Friedmann y de Klein-Gordon están dadas por

$$H^2 = \frac{\kappa}{3} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{3}{4} g \dot{\phi}^4 + V \right] \quad \text{y} \quad \ddot{\phi} + \frac{3H\dot{\phi}(1 + g\dot{\phi}^2)}{1 + 3g\dot{\phi}^2} - \left[\frac{3/4 g \dot{\phi}^4 - V_{\phi}}{1 + 3g\dot{\phi}^2} \right] = 0.$$

Parámetros slow-roll

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2}, \quad \eta = \frac{\dot{\epsilon}}{H\epsilon}, \quad s = \frac{\dot{c}_s}{Hc_s}$$

Las ecuaciones dinámicas
en slow-roll

$$H^2 \simeq \frac{\kappa}{3} V$$

$$3H\dot{\phi}(g\dot{\phi}^2 + 1) + V_{\phi} \simeq 0$$

Por otro lado,

$$A_s = \frac{\kappa}{8\pi^2} \frac{H^2}{c_s \epsilon}$$

$$n_s - 1 \simeq -(2\epsilon + \eta + s)$$

$$r = \frac{A_t}{A_s} = 16c_s \epsilon$$

Reescribiendo los parámetros slow-roll en términos de N

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{V_N}{V} \right)^2 \quad \eta = -\frac{V_{NN}}{V_N} + \frac{V_N}{V} \quad s = -\frac{d \ln c_s}{dN}$$

Índice espectral

$$n_s - 1 \simeq -2 \frac{V_N}{V} + \frac{V_{NN}}{V_N} + \frac{d \ln c_s}{dN}$$

$$V(N) = \left[-\int \left(\exp \int \left[(n_s - 1) - \frac{d \ln c_s}{dN} \right] dN \right) dN \right]^{-1}$$

De la manera análoga obtenemos las siguientes expresiones

$$\blacksquare g(N) = \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \frac{1}{\dot{\phi}^2} = 3 \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \left[1 + \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \right] \frac{1}{V_N}$$

$$\blacksquare A_s \simeq \frac{\kappa^2}{12\pi^2} \left[\frac{V^2}{c_s V_N} \right] \quad \blacksquare r = 8c_s \left(\frac{V}{V_N} \right) \quad \blacksquare \left[\frac{V_N (3c_s^2 - 1)}{V c_s^2} \right]^{1/2} dN = \sqrt{2\kappa} d\phi$$

Reescribiendo los parámetros slow-roll en términos de N

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{V_N}{V} \right)^2 \quad \eta = -\frac{V_{NN}}{V_N} + \frac{V_N}{V} \quad s = -\frac{d \ln c_s}{dN}$$

Índice espectral

$$n_s - 1 \simeq -2 \frac{V_N}{V} + \frac{V_{NN}}{V_N} + \frac{d \ln c_s}{dN}$$

$$V(N) = \left[-\int \left(\exp \int \left[(n_s - 1) - \frac{d \ln c_s}{dN} \right] dN \right) dN \right]^{-1}$$

De la manera análoga obtenemos las siguientes expresiones

$$\blacksquare g(N) = \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \frac{1}{\dot{\phi}^2} = 3 \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \left[1 + \left(\frac{1 - c_s^2}{3c_s^2 - 1} \right) \right] \frac{1}{V_N}$$

$$\blacksquare A_s \simeq \frac{\kappa^2}{12\pi^2} \left[\frac{V^2}{c_s V_N} \right] \quad \blacksquare r = 8c_s \left(\frac{V}{V_N} \right) \quad \blacksquare \left[\frac{V_N (3c_s^2 - 1)}{V c_s^2} \right]^{1/2} dN = \sqrt{2\kappa} d\phi$$

Parametrizando c_s mediante

$$c_s(N) = c_{s_f} \left(\frac{N_f}{N} \right)^\beta = \tilde{c}_{s_f} N^{-\beta}$$

Dado que $1 \geq c_s^2 > 1/3$

$$\frac{\ln(c_{s_f})}{\ln(N/N_f)} \leq \beta < \frac{\ln(3^{1/2} c_{s_f})}{\ln(N/N_f)}$$

Resolviendo ahora, tenemos que

$$\blacksquare V(N) = \left(C + \frac{\alpha}{1-\beta} N^{\beta-1} \right)^{-1}$$

$$\blacksquare g(N) = \frac{3}{\alpha} \left(\frac{1 - \tilde{c}_{s_f}^2 N^{-2\beta}}{1 - 3 \tilde{c}_{s_f}^2 N^{-2\beta}} \right)^2 \left(C + \frac{\alpha}{1-\beta} N^{\beta-1} \right)^2 N^{2-\beta}$$

donde se usó el atractor $n_s(N) = 1 - \frac{2}{N}$

No es posible encontrar una solución analítica para $\left[\frac{V_N (3c_s^2 - 1)}{V c_s^2} \right]^{1/2} dN = \sqrt{2\kappa} d\phi$

$$V(N) = \left(C + \frac{\alpha}{1-\beta} N^{\beta-1} \right)^{-1} \longrightarrow V(N) \simeq C^{-1} \left(1 - \frac{\alpha}{(1-\beta)C} N^{\beta-1} + \dots \right)$$

Obtenemos que

$$N(\phi) = \mathcal{F}^{-1}(\phi)$$

$$\mathcal{F}(\phi) = 2\sqrt{3} \left(\sqrt{\frac{8\kappa C^3}{\alpha}} (1-\beta)\phi + \gamma \right)^{\beta/2} [\mathcal{F}_1(\phi) + \mathcal{F}_2(\phi)]$$

$$\mathcal{F}_1(\phi) = \frac{2(1-\beta)C}{\beta} {}_2F_1 \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{5}{4}, \frac{\left(\sqrt{\frac{8\kappa C^3}{\alpha}} (1-\beta)\phi + \gamma \right)^{2\beta}}{3\tilde{c}_{sf}^2} \right]$$

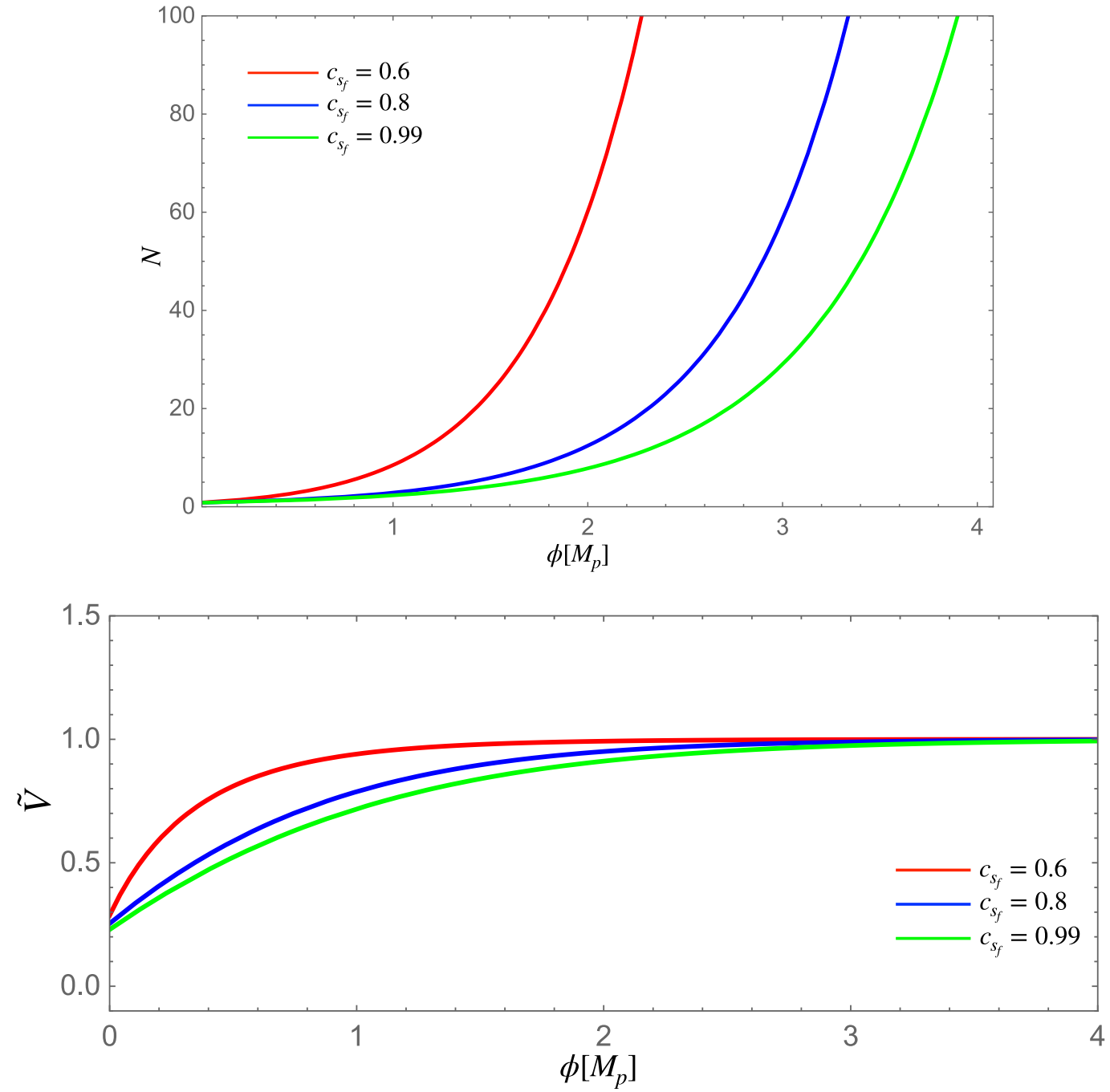
$$\mathcal{F}_2(\phi) = \frac{\alpha \left(\sqrt{\frac{8\kappa C^3}{\alpha}} (1-\beta)\phi + \gamma \right)^{\beta-1}}{3\beta-2} {}_2F_1 \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{4} \left(3 - \frac{2}{\beta} \right), \frac{1}{4} \left(7 - \frac{2}{\beta} \right), \frac{\left(\sqrt{\frac{8\kappa C^3}{\alpha}} (1-\beta)\phi + \gamma \right)^{2\beta}}{3\tilde{c}_{sf}^2} \right]$$

Obteniendo finalmente

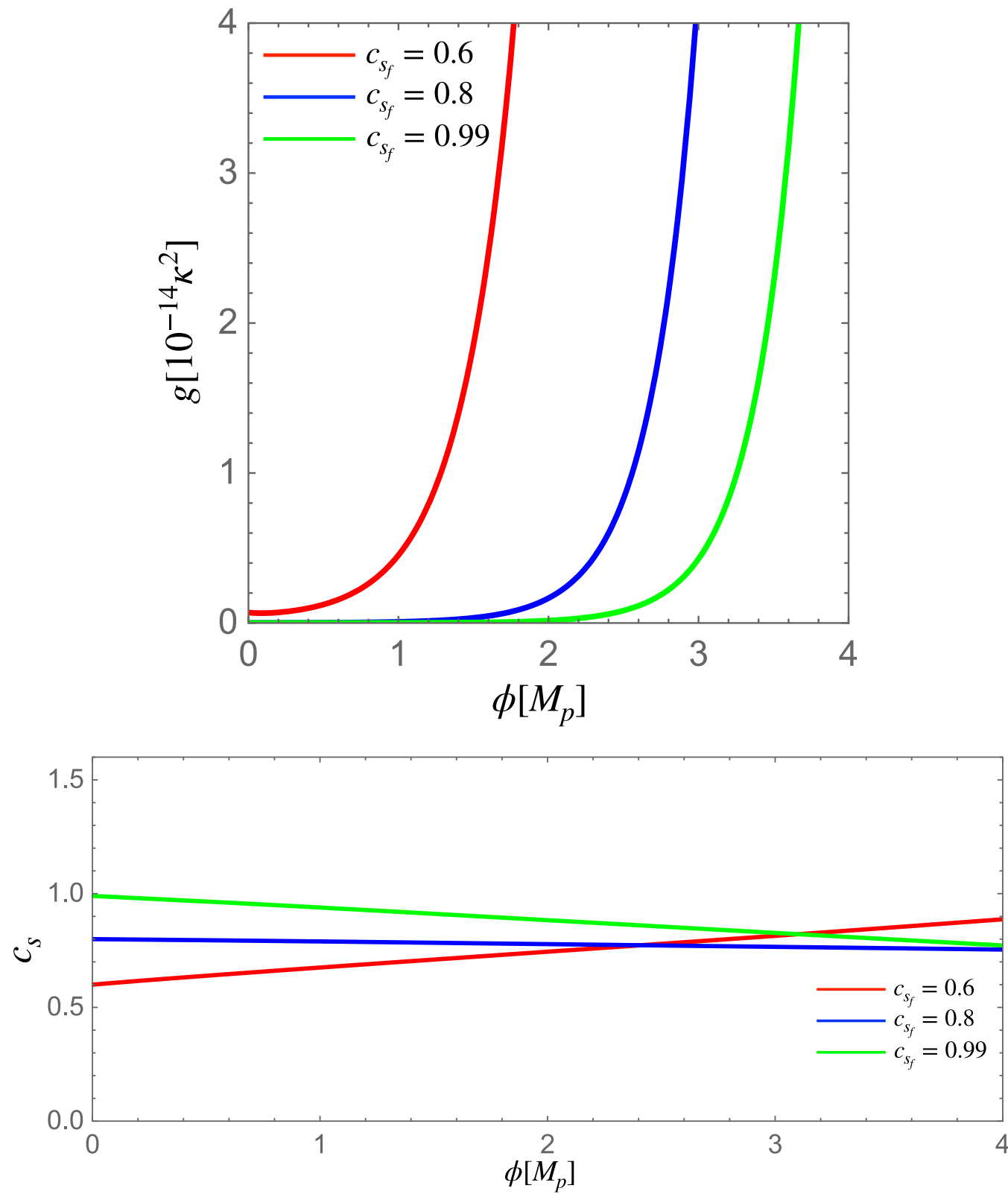
$$V(\phi) \simeq C^{-1} \left(1 - \frac{\alpha}{(1-\beta)C} [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{\beta-1} \right)$$

$$g(\phi) \simeq \frac{3C^2}{\alpha} \left(\frac{1 - \tilde{c}_{s_f}^2 [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{-2\beta}}{3 \tilde{c}_{s_f}^2 [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{-2\beta} - 1} \right) \left[1 + \left(\frac{1 - \tilde{c}_{s_f}^2 [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{-2\beta}}{3 \tilde{c}_{s_f}^2 [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{-2\beta} - 1} \right) \right] [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{2-\beta}$$

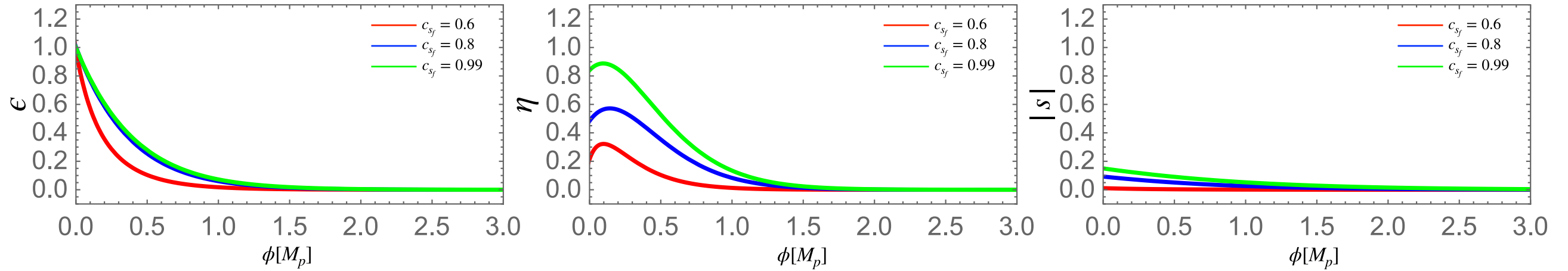
$$c_s(\phi) \simeq \tilde{c}_{s_f} [\mathcal{F}^{-1}(\phi)]^{-\beta}$$



$N(\phi)$ y $\tilde{V}(\phi) = CV(\phi)$ para diferentes valores de la velocidad del sonido c_{sf} al final de la época inflacionaria. En estos gráficos hemos utilizado los valores $C \simeq 3.04 \times 10^{10} \kappa^2$, $\alpha \simeq 1.80 \times 10^{10} \kappa^2$ y $N_f = 0.8$.



Plots de $g(\phi)$ y $c_s(\phi)$ para diferentes valores de la velocidad del sonido c_{sf} al final de la época inflacionaria. En estos gráficos hemos utilizado los valores $C \simeq 3.04 \times 10^{10}\kappa^2$, $\alpha \simeq 1.80 \times 10^{10}\kappa^2$ y $N_f = 0.8$.



Parámetros slow-roll para diferentes valores de la velocidad del sonido c_{sf} al final de la época inflacionaria. En estos gráficos hemos utilizado los valores $C \simeq 3.04 \times 10^{10} \kappa^2$, $\alpha \simeq 1.80 \times 10^{10} \kappa^2$ y $N_f = 0.8$.

Reheating de la teoría no canónica

Enfoque de la referencia ¹



Parametrizar el fluido cósmico con una EoS efectiva

$$\omega_{reh}$$



Estudios numéricos de termalización ^{2,3,4}

$$-1/3 \lesssim \omega_{reh} \lesssim 2/3$$



Obtener los parámetros de recalentamiento



$$T_{reh} \quad N_{reh}$$

¹ J. B. Munoz and M. Kamionkowski (2015)

² G. N. Felder and I. Tkachev (2008)

³ S. Dodelson and L. Hui (2003)

⁴ J. Martin and C. Ringeval (2010)

Temperatura y número de e-folds de recalentamiento de la teoría no canónica

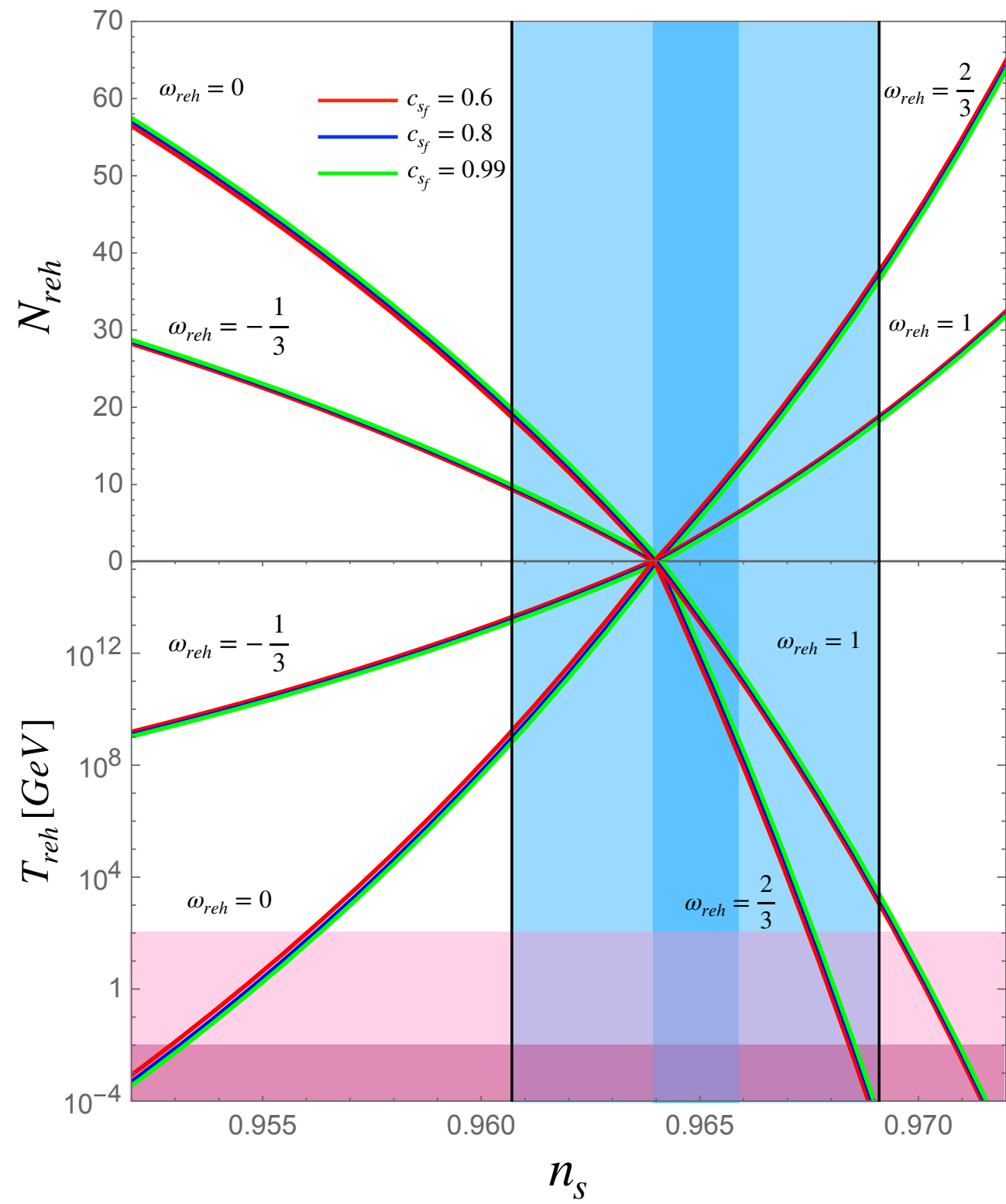


$$T_{reh} = \left(\frac{3}{10\pi^2} \right)^{1/4} \left[\frac{3}{2} V_f + \frac{1}{3g_f} \left(1 + \frac{3g_f V_f}{2} - \sqrt{1 + 3g_f V_f} \right) \right]^{1/4} \exp \left[-\frac{3}{4} (1 + \omega_{reh}) N_{reh} \right]$$



$$N_{reh} = \frac{4}{1 - 3\omega_{reh}} \left[-N_k - \ln \left(\frac{c_s k}{a_0 T_0} \right) - \frac{1}{3} \ln \left(\frac{11g_{s,reh}}{43} \right) - \frac{1}{4} \ln \left(\frac{30\kappa^2 \rho_f}{g_{\star,reh} \pi^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\pi^2 r A_s}{2} \right) \right]$$

$$\rho_f = \left[\frac{3}{2} + \frac{1}{3g_f V_f} \left(1 + \frac{3g_f V_f}{2} - \sqrt{1 + 3g_f V_f} \right) \right] V_f$$



$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042$$

Comentarios Finales

- 1.- En el contexto de inflación slow-roll, hemos obtenido un formalismo general de reconstrucción para las variables del background en el marco de una teoría no canónica.
- 2.- Para obtener las reconstrucciones del potencial escalar y la función de acoplamiento en términos del campo escalar, hemos considerado parametrizaciones simples tanto para el índice espectral y para la velocidad del sonido.
- 3.- Las restricciones a los parámetros del modelo no dependen en gran medida del valor de la velocidad del sonido al final de inflación.
- 4.- Es factible describir la época del reheating en términos de los diferentes parámetros.
- 5.- Hemos encontrado que el número de e-folds de recalentamiento junto con la temperatura durante el recalentamiento no dependen fuertemente del valor de la velocidad del sonido al final del escenario inflacionario.



From Inflation to Reheating: A Reconstruction of the Early Universe within a Non-Canonical Framework

Carlos Ríos Morales
Universidad Católica del Norte

COSMOCONCE Y PARTÍCULAS 2025
Universidad del Bío-Bío
Concepción, 06 de noviembre de 2025

El índice espectral como atractor

Potencial cuadrático

$$(1) \quad n_s - 1 \approx -6\epsilon_V + 2\eta_V$$

$$(2) \quad V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2$$

$$\epsilon_V = \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_\phi}{V} \right)^2$$

$$\eta_V = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{V_{\phi\phi}}{V} \right)$$

$$(3) \quad n_s - 1 = -\frac{8}{\phi^2}$$

$$(4) \quad N \approx \int_{\phi_{end}}^{\phi} \left(\frac{V}{V_\phi} \right) d\phi \Rightarrow \phi = \sqrt{4N + 2}$$

$$(5) \quad n_s - 1 = -\frac{2}{N + 1/2}$$

$$(6) \quad n_s - 1 \approx -\frac{2}{N} \quad \text{Para } N \text{ grande}$$

Potencial de Starobinsky

$$(1) \quad n_s - 1 \approx -6\epsilon_V + 2\eta_V$$

$$(2) \quad V(\phi) = \frac{3}{4} \left(1 - e^{-\sqrt{2/3}\phi} \right)^2$$

$$\epsilon_V = \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{V_\phi}{V} \right)^2$$

$$\eta_V = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{V_{\phi\phi}}{V} \right)$$

$$(3) \quad n_s - 1 \approx -8e^{-2\sqrt{2/3}\phi} - \frac{8}{3}e^{-\sqrt{2/3}\phi}$$

$$(4) \quad N \approx \int_{\phi_{end}}^{\phi} \left(\frac{V}{V_\phi} \right) d\phi = \frac{3}{4}e^{\sqrt{2/3}\phi(N)}$$

$$(5) \quad n_s - 1 = -\frac{2}{N} - \frac{9}{2N^2}$$

$$(6) \quad n_s - 1 \approx -\frac{2}{N} \quad \text{Para } N \text{ grande}$$