

# Interacting Ricci dark energy models without instabilities

Nelson Videla  
Departamento de Física  
Universidad de Chile



*In collaboration with:*  
*William Hipólito-Ricaldi and Ramón Herrera*  
*work in progress*

Cuarto encuentro CosmoConce  
26 y 27 de Marzo de 2015

# Outline

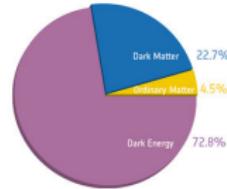
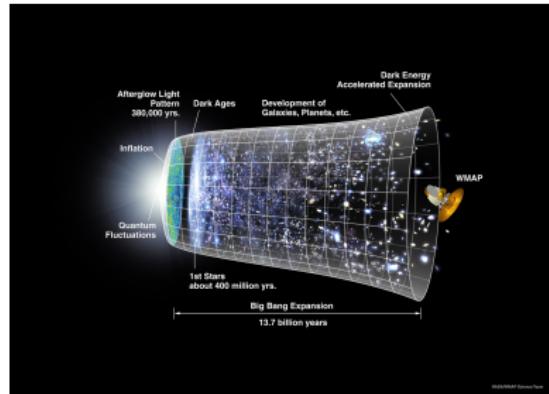
- 1 Introducción
- 2 Modelos de energía oscura holográfica
- 3 Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura
- 4 Investigando modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades
- 5 Testeando el modelo con las observaciones
- 6 Conclusiones (parciales)

# El Modelo Cosmológico Estándar

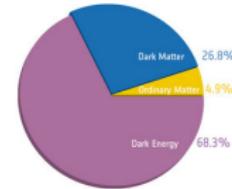
## Modelo $\Lambda$ CDM

- Principio Cosmológico
- Relatividad General (válida durante toda la evolución)
- Big-Bang
- Principales componentes del universo:
  - ▶ Energía oscura: Responsable de la aceleración cósmica
  - ▶ Materia oscura: Responsable del crecimiento de las estructuras a gran escala
- Asume un espectro de perturbaciones primordiales cercano a la invariancia de escala.

Es el modelo conocido más simple que está de acuerdo con todas las observaciones.



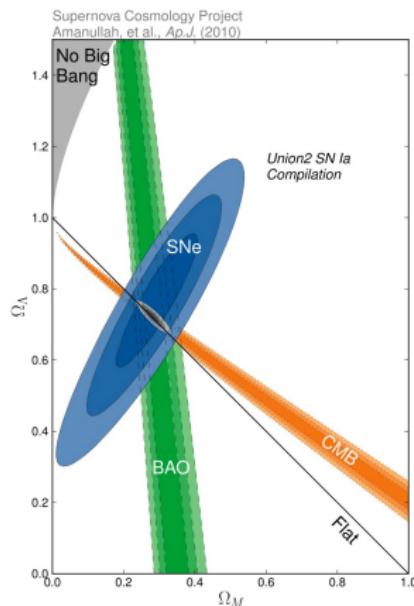
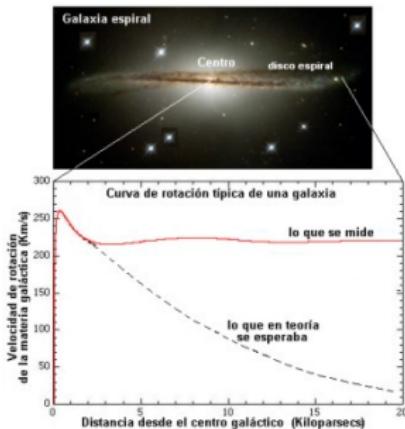
Before Planck



After Planck

# Algunos problemas del Modelo Cosmológico Estándar

- No es capaz de describir toda la evolución del universo
- Origen de las perturbaciones primordiales
- ¿Qué es la energía oscura?
- ¿Qué es la materia oscura?



# Extensiones del Modelo Cosmológico Estándar

- Inflación:
  - ▶ Explica del origen de las perturbaciones primordiales
- Modificaciones a la Relatividad General:
  - ▶ Teorías  $f(R)$
  - ▶ Teorías tenso-escalares
  - ▶ Dimensiones extra
- Energía oscura dinámica:
  - ▶ Campos escalares (quintaesencia, fantasma)
  - ▶ Modelos de fluídos dinámicos (fluídos viscosos, gas de Chaplygin)
  - ▶ Modelos interactuantes (acoplamiento entre energía y materia oscura)
  - ▶ Modelos holográficos

# Aceleración y energía oscura

¿Qué causa la aceleración de la expansión?

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\epsilon + 3p) > 0 \Rightarrow \omega = p/\epsilon < -1/3$$

Modelo más simple:  $\Lambda$ CDM

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

- Ecuación de Friedmann

$$3H^2 = 8\pi G\epsilon + \Lambda - 3\frac{K}{a^2}$$

- Densidad crítica  $\epsilon \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}$

$$\Omega_m \equiv \frac{\epsilon_m}{\epsilon_c}, \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad \Omega_K \equiv -\frac{K}{a^2 H^2}$$

$$\Rightarrow \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1$$

# Observaciones recientes

Planck 2015

P.A.R. Ade et al., (Planck collaboration),  
arXiv:1502.01589.

Modelo  $\Lambda$ CDM

$$H_0 = 67.74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$$

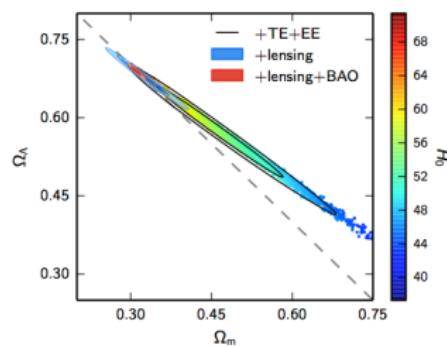
$$\Omega_\Lambda = 0.6911$$

$$\Omega_m = 0.3089$$

$$\Omega_K = 0.0008^{+0.0040}_{-0.0039}$$

$$\omega = cte.$$

$$\omega = -1.019^{+0.075}_{-0.080}$$



# Problemas de la constante cosmológica

Aunque el modelo  $\Lambda$ CDM concuerda bastante bien con los datos observacionales, este presenta dos problemas conceptuales

**Problema del ajuste fino:** Si la energía oscura tiene su origen en la densidad de energía del vacío

- Observaciones

$$\Lambda \simeq H_0^2 \Rightarrow \epsilon_\Lambda = \Lambda m_p^2 / 8\pi \simeq 10^{-47} \text{ GeV}^4$$

- Valor estimado a partir de QFT:

$$\epsilon_{vac} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3k \sqrt{k^2 + m^2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty k^2 d^2k \sqrt{k^2 + m^2} \Rightarrow \frac{k_{max}^4}{16\pi}$$

$$\text{GR: } k_{max} = m_p \Rightarrow \epsilon_{vac} \simeq 10^{74} \text{ GeV}^4$$

¿Por qué  $\epsilon_\Lambda$  es tan pequeña?

$10^{121}$  órdenes de magnitud!

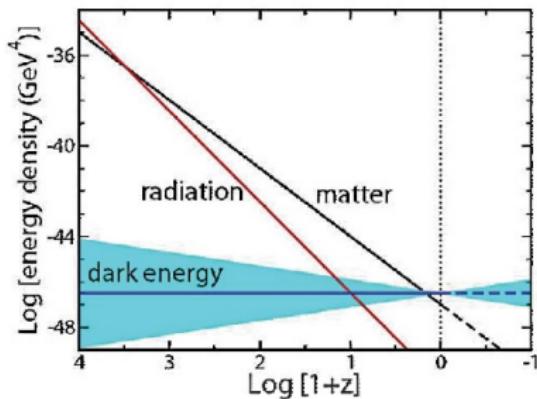
# Problemas de la constante cosmológica

## Problema de coincidencia cósmica:

- ¿Por qué la energía oscura domina en la época presente?

$$r_0 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\Lambda 0}} \simeq \frac{3}{7}$$

- Necesitamos un período extenso de dominio de materia para la formación de estructuras
- ¿Por qué la aceleración cósmica comenzó cuando lo hizo?



Estos problemas pueden ser “resueltos” considerando una componente de energía oscura dinámica

Wetterich, C., NPB 302:668 (1988); Ratra, B. and Peebles, P. J. E., PRD 37:3406 (1988)

# Modelos de energía oscura dinámica

## Modelos de energía oscura holográfica

(Cohen, Kaplan and Nelson, PRL 82 (1999) 4971; Li, PLB 603 (2004))

- Aplicación a la cosmología del *Principio Holográfico*
- $\epsilon_H \propto L^{-2}$ , relaciona un *cutoff* UV con un *cutoff* IR  $L$
- Idea: la energía contenida en un volumen  $L^3$  no debe exceder la energía de un agujero negro del mismo tamaño

$$\epsilon_H L^3 \leq \frac{L}{8\pi G} \Rightarrow \epsilon_H = \frac{3c^2}{8\pi GL^2}$$

$$c^2 = \text{cte.}$$

- $L$  debe corresponder a una escala cosmológica

Diferentes elecciones de este *cutoff*  $L$  resultan en diferentes modelos de energía oscura holográfica:

- Escala de Hubble:  $L = H^{-1}$
- Horizonte de eventos futuros:  $L = R_E$
- Escala de Ricci:  $L^2 = \frac{6}{R}$

# Modelos de energía oscura dinámica

## Modelos holográficos tipo Ricci

- Consideran la dinámica del sector cosmológico oscuro compuesto por materia oscura sin presión y energía oscura holográfica tipo Ricci, a nivel de *background* y perturbativo.
- En los modelos holográficos, el punto de partida es una expresión para  $\epsilon_H$  a partir de la cual se determina el parámetro de la ecuación de estado.
- Introducir una componente de energía oscura holográfica, generalmente implica una interacción (no gravitacional) con la componente de materia oscura (S. del Campo, J. C. Fabris, R. Herrera, and W. Zimdahl, PRD 83, 123006 (2011).)
- Generalmente, en los modelos de energía oscura dinámica, la presencia de inestabilidades en la formación de estructuras a primer orden está relacionada con la condición  $1 + \omega = 0$  a tiempos finitos (K. Karwan and T. Thitapura, JCAP. 01 (2012) 017.)

# Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura

## Caso general

- Tensor de energía-momentum total

$$T_{\mu\nu} = \epsilon u_\mu u_\nu + p h_{\mu\nu}, \quad T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0.$$

donde  $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + u_\mu u_\nu$ ,  $u_\mu u^\nu = -1$  y  $h^{\mu\nu} u_\nu = 0$ .

- Proyección sobre  $u_\mu$ :

$$\epsilon_{;\alpha} u^\alpha + \Theta (\epsilon + p) = 0,$$

$\Theta \equiv u^\mu_{;\mu}$  es el escalar de expansión ( $\Theta = 3H$  en el *background*).

- Proyección sobre  $h_\mu^\alpha$ :

$$(\epsilon + p) \dot{u}^\alpha + p_{;\mu} h^{\mu\alpha} = 0,$$

$$\dot{u}^\alpha \equiv u^\alpha_{;\beta} u^\beta.$$

# Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura

## Fluidos interactuantes

- Dos componentes del sector oscuro:  $T^{\mu\nu} = T_m^{\mu\nu} + T_x^{\mu\nu}$
- Estructura de fluido perfecto para  $m$  y  $x$

$$T_A^{\mu\nu} = \epsilon_A u_A^\mu u_A^\nu + p_A h_A^{\mu\nu}, \quad h_A^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + u_A^\mu u_A^\nu, \quad A = m, x$$

- Acoplamiento

$$T_{m;\nu}^{\mu\nu} = Q^\mu, \quad T_{x;\nu}^{\mu\nu} = -Q^\mu,$$

### Balances de energía

$$\begin{aligned}\epsilon_{m,\mu} u_m^\mu + \Theta_m \epsilon_m &= -u_{A,\mu} Q^\mu \\ \epsilon_{x,\mu} u_x^\mu + \Theta_x (\epsilon_x + p_x) &= u_{x,\mu} Q^\mu\end{aligned}$$

### Balances de momentum

$$\begin{aligned}\epsilon_m \dot{u}_{m,\mu} &= h_{m\mu\alpha} Q^\alpha \\ (\epsilon_x + p_x) \dot{u}_{x,\mu} + p_{x,\alpha} h_{x,\mu}^\alpha &= -h_{x\mu\alpha} Q^\alpha\end{aligned}$$

En el *background*  $u_m^\mu = u_x^\mu = u^\mu$  y  $\Theta_m = \Theta_x = \Theta$ .

# Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura

## Fluidos interactuantes

### Descomposición de $Q^\alpha$

$$Q^\alpha = u^\alpha Q + \mathcal{Q}^\alpha, \quad u_\alpha \mathcal{Q}^\alpha = 0, \quad Q = -u_\mu Q^\mu,$$

donde  $\mathcal{Q}^\alpha = (0, \mathcal{Q}^i)$ , con  $\mathcal{Q}^i$  a primer orden.

En el *background*

$$\dot{\epsilon}_m + 3H\epsilon_m = Q, \quad \dot{\epsilon}_x + 3H\epsilon_x(1+w) = -Q$$

donde  $w \equiv \frac{p_x}{\epsilon_x}$

### Perturbaciones escalares

- Elemento de línea

$$ds^2 = -(1+2\phi)dt^2 + 2a^2 F_{,i} dt dx^i + a^2 [(1-2\psi)\delta_{ij} + 2E_{,ij}] dx^i dx^j,$$

- 4-velocidad  $u^\mu = (u^0, u^i)$

$$u^0 = 1 - \phi, \quad u^i = u^i$$

# Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura

## Set de ecuaciones

- *Gauge comóvil*

$$\delta^c = \delta + \frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} v, \quad \delta\Theta^c = \delta\Theta + \dot{\Theta}v, \quad \delta p^c = \delta p + \dot{p}v, \quad \delta Q^c = \delta Q + \dot{Q}v$$

- Ecuación para el contraste de densidad del sector oscuro ( $\delta^c \equiv \frac{\delta\epsilon^c}{\epsilon}$ )

$$\delta^{c''} + \left[ \frac{3}{2} - \frac{15}{2} \frac{p}{\rho} + 3 \frac{p'}{\rho'} \right] \frac{\delta^{c'}}{a} - \left[ \frac{3}{2} + 12 \frac{p}{\rho} - \frac{9}{2} \frac{p^2}{\rho^2} - 9 \frac{p'}{\rho'} \right] \frac{\delta^c}{a^2} + \frac{k^2}{a^2 H^2} \frac{\delta p_X^c}{\rho a^2} = 0.$$

- Ecuación para el contraste de densidad relativo ( $S^c \equiv \Delta^c - \delta_m^c$ , donde  $\Delta^c \equiv \frac{\delta^c}{\epsilon+p}$  )

$$\ddot{S}^c + A\dot{S}^c + B = 0,$$

# Inestabilidades en modelos dinámicos de energía oscura

## Set de ecuaciones

donde

$$\begin{aligned} A &= - \left[ \frac{Q}{\epsilon_x(1+w)} + 3H \left( 2 + \frac{\dot{p}}{\dot{\epsilon}} \right) \frac{\epsilon_m}{\epsilon_x(1+w)} + 2H \right] \\ B &= \left[ \frac{\Theta}{\epsilon+p} \delta p_{nad} \right] + A \frac{\Theta}{\epsilon+p} \delta p_{nad} - \dot{G}(\delta Q^c, Q) + \nabla^2 \frac{\delta p_x^c}{\epsilon+p} + 2Q, \end{aligned}$$

$$y \delta p_{nad} = \delta p^c - \frac{\dot{p}}{\dot{\epsilon}} \delta \epsilon^c$$

- Las ecuaciones para  $S^c$  y  $\delta^c$  están acopladas, además es posible determinar la fuente de inestabilidades.
- Estudiaremos la forma de resolver, en principio, el problema de las inestabilidades en el caso particular de los modelos holográficos.

# Modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades

- Usando las ecuaciones de continuidad para  $\epsilon_x$  y  $\epsilon_x$  obtenemos una ecuación para la razón  $r = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_x}$

$$\dot{r} = 3Hr(1+r) \left[ \frac{w}{1+r} + \frac{Q}{3H\epsilon_m} \right]$$

- Si la densidad de energía oscura es de naturaleza holográfica tipo Ricci, tenemos que

$$3w = 1 + r - \frac{2}{c^2} \quad 3\dot{w} = \dot{r} \quad r = r_0 + 3(w - w_0),$$

por lo tanto

$$\frac{Q}{H\epsilon_H} = -\frac{3}{1+r} \left[ rw - \frac{\dot{w}}{H} \right]$$

# Modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades

- Consideraremos una interacción de la forma

$$Q = \frac{3H}{\epsilon} \left( \alpha_1 \epsilon_m^2 + \alpha_2 \epsilon_m \epsilon_H \right), \quad Q_i = 0$$

- La solución para  $r$  es

$$r = \frac{r_0 B}{(Ar_0 + B) a^{-3B} - Ar_0}$$

donde los coeficientes son

$$A = \alpha_1 + \frac{1}{3} \quad B = \alpha_2 + w_0 - \frac{r_0}{3}$$

- Estamos interesados en

$$1 + w = \frac{Br_0 - Ar_0 (3w_0 - r_0 + 3) + (3w_0 - r_0 + 3)(Ar_0 + B)a^{-3B}}{3(Ar_0 + B)a^{-3B} - 3Ar_0}$$

# Modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades

- Para  $1 + w = 0$ , la inestabilidad tiene lugar cuando

$$a_i^{-3B} = \frac{Ar_0(3w_0 - r_0 + 3) - Br_0}{(3w_0 - r_0 + 3)(Ar_0 + B)}$$

- Para no tener inestabilidades a tiempo finito, tenemos que encontrar condiciones para que  $a_i \rightarrow \infty$ .
- Para la condición  $Ar_0 + B = 0$  el parámetro de Hubble  $H(a)$  es

$$H = H_0 a^{-\frac{3}{2}\left(1 + \frac{w_0}{3(1+r_0)}\right)}$$

- Para  $3w_0 - r_0 = -3$  ( $\Rightarrow c^2 = \frac{1}{2}$ ) tenemos que

$$H = H_0 a^{-3/2} \left[ \frac{(Ar_0 + B) a^{-3B} + (B - A) r_0}{B(1 + r_0)} \right]^{-1/2B}$$

El segundo parámetro de Hubble da cuenta de una fase desacelerada y acelerada

# Modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades

Testeando el modelo con las observaciones

Utilizamos los datos de Union 2.1 SNIa (Suzuki N. et al., *Atrophys. J.* 746, 85 (2012)) y  $H(z)$  (O. Farooq, B. Ratra, *Astrophys.J..* 766. L7 (2013)).

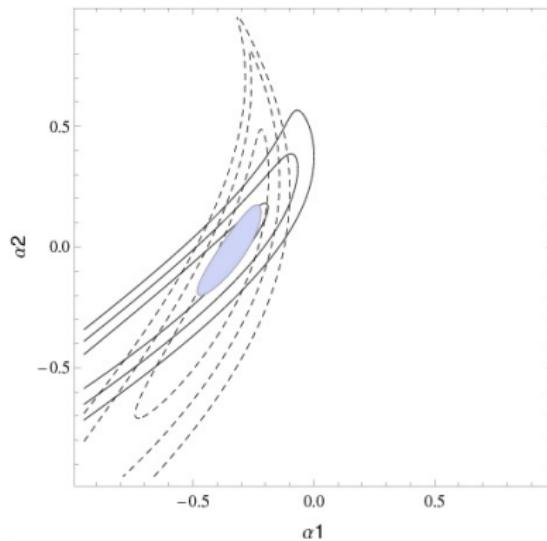
Nuestro análisis se basa en la expresión

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - y(x_i|\theta)]^2}{\sigma_i^2},$$

Nuestro en modelo en principio tiene cuatro parámetros:  $\theta = (h, \Omega_{m0}, \beta_1, \beta_2)$ . Para nuestro análisis marginalizamos sobre  $h$  y fijamos  $\Omega_{m0} = 0.27$ .

# Modelos holográficos tipo Ricci sin inestabilidades

Testeando el modelo con las observaciones



SN1A:  $\alpha_1 = -0,34$  y  $\alpha_2 = -0,06$

$H(z)$ :  $\alpha_1 = -0,58$  y  $\alpha_2 = -0,22$

SN1A+ $H(z)$ :  $\alpha_1 = -0,33$  y  $\alpha_2 = -0,001$ .

# Conclusiones

- Los modelos holográficos tipo Ricci se caracterizan por un parámetro de ecuación de estado  $w$  dinámico.
- A partir del estudio de las perturbaciones a primer orden es posible determinar la fuente de inestabilidades.
- La interacción propuesta previene la aparición de inestabilidades a tiempos finitos.
- Nuestros resultados se reducen al caso sin interacción estudiado por del Campo *et al.*
- Interpretar el resultado de los valores obtenidos para  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$
- **Es necesario resolver las ecuaciones para  $S^c$  y  $\delta^c$**

MUCHAS GRACIAS POR SU ATENCIÓN!