

# Expansión cosmológica usando una teoría de gravedad extendida

Diego Antonio Carranza Ortiz

# Outline

Motivaciones Astrofísicas

Teoría métrica de gravedad extendida

Expansión cosmológica

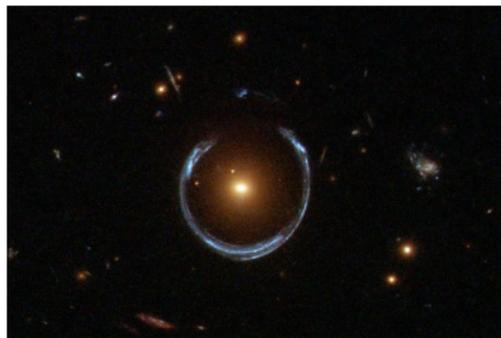
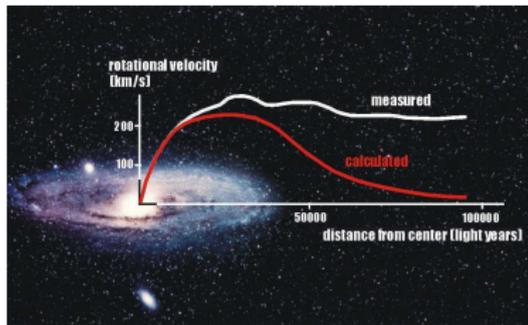
Gravedad emergente

Conclusiones

# Motivaciones Astrofísicas

Diferentes sistemas astrofísicos muestran claras discrepancias entre las observaciones y las teorías de gravitación (Newton, Einstein). P.ej **curvas de rotación galácticas, cúmulos globulares, lente gravitacional expansión cosmológica.**

Tradicionalmente, dichos problemas se explican introduciendo componentes de materia y/o energía oscura. → ¡Solo el 4% de la materia en el Universo es de carácter bariónico!

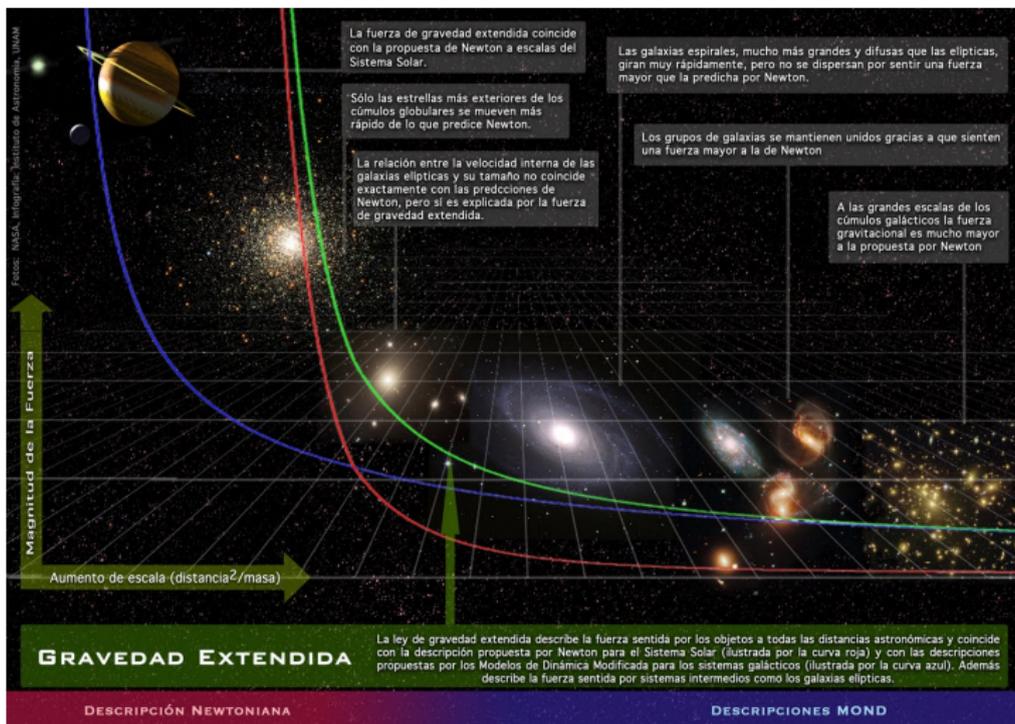


Las teorías de gravitación no han sido probadas de manera directa a grandes escalas. Así, una alternativa plausible es modificar las leyes de gravitación en lugar de introducir entes desconocidos (neutrinos masivos, axiones, energía oscura).

Esto no significa modificarlas a todas las escalas, sino solo en ciertos regímenes, i.e. **extenderla**. Propuestas para esto son:

- MOND,
- TeVeS,
- Teorías  $f(R)$ ,
- Teorías de campo escalar, etc...

# Teoría métrica de gravedad extendida



En este caso particular, se estudia una teoría tipo  $f(R)$ , en la que se le incluye una fenomenología tipo MOND  $\rightarrow$  la constante de aceleración de Milgrom  $a_0$  pasa a ser una cantidad relevante.

La diferencia con una teoría  $f(R)$  radica en la inclusión de una **nueva longitud** de la teoría.

Para construir una teoría de gravitación a nivel relativista, partimos de un principio de mínima acción:

$$S = S_f + S_m = -\frac{c^3}{16\pi G} \int \frac{f(\chi)}{L_M^2} \sqrt{-g} d^4x - \frac{1}{c} \int \Lambda \sqrt{-g} d^4x, \quad (1)$$

donde  $\chi = RL_M^2$  es un parámetro adimensional de la teoría que determina el régimen en el que se está. **El principal reto es determinar la forma de la función  $f(\chi)$ .** La manera ideal es hacerlo mediante observaciones astronómicas.

Al considerar a la **masa** del sistema como una cantidad fundamental, diversas observaciones (curvas de rotación, lente gravitacional, expansión cosmológica) son consistentes con:

$$f(\chi) = \chi^{3/2} \tag{2}$$

Alternativamente, si la densidad  $\rho$  es ahora la cantidad fundamental, éste entra en la descripción de  $L_M$ .

Para recuperar el límite de campo débil se requiere:

$$L_M \propto \frac{c^{5/4}}{a_0^{1/4} (G\rho)^{3/8}} \quad (3)$$

En un caso más general podemos escribir:

$$L_M \propto a_0^{\alpha_1} G^{\alpha_2} c^{\alpha_3} \rho^{\alpha_4} \quad (4)$$

Para el caso de polvo ( $p = 0$ ), como en un Universo dominado por materia, las ecuaciones de campo son:

$$f_R R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} f g_{\mu\nu} + (g_{\mu\nu} \nabla^\alpha \nabla_\alpha - \nabla_\mu \nabla_\nu) f_R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} + f_T T_{\mu\nu} \quad (5)$$

Así, dada una métrica, las ecuaciones dinámicas pueden ser obtenidas de manera directa.

En campo débil, para reproducir una curva de rotación plana (MOND), se requiere  $f(\chi) = \chi^{-3}$ .

# Expansión cosmológica

Para el caso particular del Universo a gran escala, escogemos una **métrica FLRW con curvatura cero**. Además proponemos que  $f(\chi)$  sea una **ley de potencias**:

$$f(\chi) = \chi^b \quad (6)$$

Además, por simplicidad, buscamos soluciones para el **factor de escala**  $a(t)$  y **la densidad**  $\rho(a)$  de la siguiente forma:

$$a(t) = a(t_0) \left( \frac{t}{t_0} \right)^\alpha, \quad \rho(a) = \rho_0 \left( \frac{a}{a(t_0)} \right)^\beta, \quad (7)$$

El problema pasa a ser entonces el determinar las constantes  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $n$ .

De las ecuaciones de campo y con la métrica elegida se obtiene una ecuación tipo **Friedmann**. Adicionalmente, es necesaria una ecuación que rijas las **componentes de materia**. Estas resultan ser:

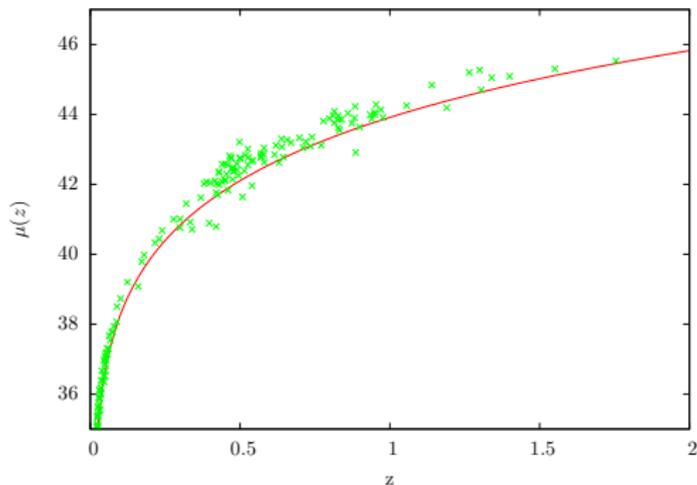
$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3Zf_R}, \quad \left( \frac{8\pi G}{c^4} + f_T \right) \nabla_\mu T^{\mu\nu} = -T^{\mu\nu} \nabla_\mu f_T \quad (8)$$

Para probar el modelo utilizamos **SNIa**; en particular, comparamos el **módulo de la distancia** predicho con el observado:

$$\mu(z) = 5 \log_{10} [H_0 d_L(z)] - 5 \log_{10} h + 42.38. \quad (9)$$

donde

$$d_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{c}{H(z)} dz. \quad (10)$$



Aplicando un método Montecarlo, el mejor conjunto de parámetros es:

$$\alpha = 1.072 \pm 0.013, \quad \beta = -3, \quad b = -3.0001 \pm 0.0014 \quad (11)$$

$$h = 0.7006 \pm 0.0036 \quad \alpha_4 = -0.3582 \pm 0.0028 \quad (12)$$

# Gravedad emergente

Desde un punto de vista entrópico, la gravedad puede ser vista como un fenómeno emergente.

- **1a ley de la termodinámica:**  $F\Delta x = T\Delta S$
- **Aumento de entropía:**  $\Delta S = 2\pi k_B \frac{mc}{\hbar} \Delta x$
- **Principio holográfico:**  $N = \frac{A}{l_P} \implies N = \frac{A}{l_P} f(x)$
- **Equipartición de la energía:**  $E = \frac{1}{2} N k_B T \implies E = \frac{1}{2} N k_B T g(x)$

Tomando  $f(x)$  o a  $g(x)$  como la función identidad  $\implies F = m \frac{GM}{r^2}$ .

Pero si tomamos  $f(x) = x$  o  $g(x) = x$ , se obtiene:  $\implies F = m \frac{\sqrt{a_0 GM}}{r}$ .

## Conclusiones

- Esta teoría de gravedad extendida  $f(\chi) = \chi^b$  es capaz de explicar la expansión acelerada del Universo sin materia ni energía oscura.
- Las potencias para  $L_M$  concuerdan con las obtenidas en campo débil.
- La forma particular  $f(\chi) = \chi^{-3}$  es capaz de explicar la fenomenología gravitacional tanto en sistemas galácticos, como a escalas cosmológicas.
- Existen argumentos que sugieren que una ley de gravedad extendida puede ser vista como un fenómeno emergente.