

ISBN 978-950-33-1584-2

Edición de  
**ANDRÉS A. ILCIC**  
**SOFÍA MONDACA**  
**PABLO TORRES**  
**A. NICOLÁS VENTURELLI**

# Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia

# 30°



# 30° Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia

Edición de

Andrés A. Ilcic  
Sofía Mondaca  
Pablo Torres  
A. Nicolás Venturelli

Colecciones  
del CIFFyH 

30° Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia / Sergio Aramburu... [et al.] ; editado por Andrés Ilcic ... [et al.]. - 1a ed. - Córdoba : Universidad Nacional de Córdoba. Facultad de Filosofía y Humanidades, 2020.

Libro digital, PDF

Archivo Digital: descarga y online

ISBN 978-950-33-1597-2

1. Filosofía de la Ciencia. 2. Historia de la Ciencia Argentina. I. Aramburu, Sergio. II. Ilcic, Andrés, ed.

CDD 306.4209

Ilcic, A. A., Mondaca, S., Torres, P., & Venturelli, A. N. (Eds.). (2020). *30° Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia*. Córdoba, Argentina: Editorial de la Facultad de Filosofía y Humanidades, Universidad Nacional de Córdoba.

Publicado por

Editorial de la Facultad de Filosofía y Humanidades - UNC  
Córdoba - Argentina

1° Edición



Área de

**Publicaciones**

Diseño de portadas: Manuel Coll

Diagramación: María Bella

Portada

Imagen superior: Isaac Newton, *Philosophiæ naturalis principia mathematica* (Amsterdam ed.), 1723, p. 267.

Imagen inferior: Oronce Fine, *Le sphere de monde: proprement dicte Cosmographie*, 1549, f. 8v.



Esta obra está bajo una Licencia Creative Commons  
Atribución-NoComercial-SinDerivadas 4.0 Internacional.



# Cosas aprehendidas de la física de la gravitación

Oswaldo M. Moreschi<sup>\*,\*</sup>

## 1. Introducción

Con el anuncio en 2016 de la detección de ondas gravitacionales, hemos comenzado una nueva era en el desarrollo de la física de la gravitación. Este hito en la historia del desarrollo científico de la humanidad abre una nueva era en la que comenzamos a obtener información de sistemas distantes de otros métodos de las ya acostumbradas interacciones electromagnéticas.

Esta circunstancia nos provoca que repacemos qué hemos aprehendido en estos pocos siglos desde el comienzo de nuestro entendimiento de teorías de la gravitación.

Aunque intentaremos seguir un orden cronológico en la presentación; la misma no pretende ser una contribución a la historia de la ciencia, sino más bien al estudio de los avances en nuestro entendimiento de los fenómenos asociados a la gravitación.

## 2. De la época clásica

### 2.1. Espaciotiempo galileano y dinámica newtoniana (1600s - 1700s, Galileo - Newton)

Del trabajo de Galileo quedó claro los conceptos de velocidad, aceleración; como así también las nociones de movimiento con velocidad constante y uniformemente acelerado. Él también dedujo la relación cuadrática del tiempo con la aceleración constante. Asimismo, describió adecuadamente el movimiento de proyectiles en un campo de aceleración gravitatoria constante.

\* Universidad Nacional de Córdoba (UNC), Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF). Córdoba, Argentina.

\* Instituto de Física Enrique Gaviola (IFEG), CONICET, Córdoba Argentina.  
moreschi@famaf.unc.edu.ar

De esta manera, en los comienzos del entendimiento de la mecánica quedó cristalizada una visión del *espaciotiempo*, que hoy denominamos galileana o newtoniana. En ella, sintéticamente, se entiende al tiempo como absoluto y al espacio tridimensional, como relativo a un estado del movimiento. Hoy presentamos estas ideas en torno al concepto de *sistemas inerciales*, y *transformaciones entre sistemas inerciales*.

De los aportes de Newton, quedó claro una manera de expresar la *ley de movimiento* para la mecánica y además la explicación de las *interacciones gravitatorias*; introduciendo en particular la fuerza entre dos partículas.

Hoy presentamos estas ideas en término de principios (Moreschi, 2000).

Supongamos un sistema mecánico que consta sólo de un conjunto de partículas de prueba; ante estas circunstancias postulamos:

**Principio: 2.1. (de existencia de los sistemas inerciales)** Dado un sistema mecánico que consta sólo de un conjunto de partículas de prueba, existe una familia de sistemas de coordenadas para los cuales las trayectorias de las partículas son líneas rectas. A estos sistemas se los denomina *sistemas inerciales*.

Supongamos un sistema mecánico compuesto por un conjunto de partículas; luego se cumple que:

**Principio: 2.2. (de determinación de la mecánica de partículas)** El estado mecánico de un sistema queda determinado por el valor de las posiciones y velocidades de sus partículas en un determinado tiempo. O sea, con esta información es posible predecir su ulterior movimiento.

Este es equivalente a la segunda ley de Newton. Aunque se podría generalizar a la mecánica que admita momento angular intrínseco para las partículas.

## 2.2. Nociones incipientes de relatividad (1600s - 1700s, Leibniz; 1800s, Mach)

Si bien hoy entendemos a la noción de espacio clásico como relativo; inicialmente Newton afirmaba una naturaleza absoluta también del espacio. Esto fue confrontado por Leibniz que afirmaba: “el espacio es algo puramente relativo, como el tiempo; el espacio es un orden de coexistencia como el tiempo es un orden de sucesiones” (Leibniz, 1976, p. 682).

Si bien es muy práctico y sintético postular la existencia de un espaciotiempo galileano, con características de geometría euclidiana; el mismo no tendría, en principio, ninguna relación con la distribución de materia. Leibniz nos invita a asociar la existencia misma del espacio con su contenido de materia. Es natural pensar que la noción de espacio no tiene sentido a no ser que se considere como conteniendo materia.

Estas concepciones de relatividad fueron acentuadas en los escritos de Mach, quien decía (relatividad galileana):

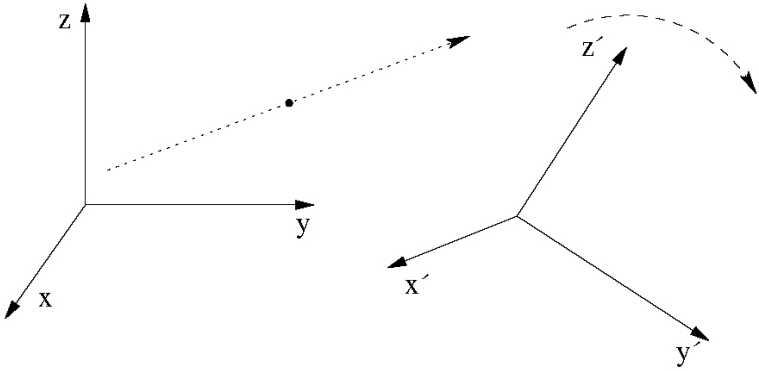
Ninguno es competente para predicar cosas acerca del espacio absoluto y movimiento absoluto; ellas son cosas del pensamiento, puras construcciones mentales, que no pueden ser producidas en la experiencia. Todos nuestros principios de la mecánica son, como hemos mostrado en detalle, conocimiento experimental concerniendo las posiciones y movimientos relativos de cuerpos. (Mach, 1883/1919, p. 229)

Esto está en un todo de acuerdo con lo que se entiende por el principio de la relatividad en mecánica clásica; que se podría expresar por:

**Principio: 2.3. (de la relatividad)** Todo sistema *cartesiano* en movimiento uniforme rectilíneo respecto de un sistema inercial es también un sistema inercial.

Las leyes de la física son las mismas en cualquier sistema inercial de referencia.

Sin embargo, Mach avanza sobre las nociones relativistas, aportando a dilucidar qué determina *la naturaleza de los sistemas inerciales*. Recordemos su discusión del experimento de Newton del balde con agua rotante. En dicho experimento Newton describe la situación de un balde, suspendido por una cuerda larga, que es girado tantas veces que finalmente la cuerda es torsionada fuertemente, luego es llenado con agua, y mantenido en reposo junto con el agua. Luego se lo suelta, y por la acción de la fuerza de torsión comenzará a rotar en el sentido contrario, y continuará, mientras la cuerda se vaya desenroscando, en este movimiento por un tiempo. La superficie del agua estará primeramente nivelada; pero subsiguientemente, el balde irá comunicando gradualmente el movimiento al agua, haciéndola rotar, entonces el nivel del agua bajará en el medio y se elevará en el borde del balde, asumiendo la superficie una forma cóncava. Mach escribió al respecto (semilla de la relatividad 2):



**Fig. 1:** Dos sistemas cartesianos de coordenadas. El sistema con coordenadas  $(x',y',z')$  se mueve rotando respecto del sistema  $(x,y,z)$ .

El experimento de Newton con el balde de agua rotante nos informa simplemente que la rotación relativa del agua con respecto al borde del balde no produce fuerzas centrífugas notables, pero que esas fuerzas son producidas por la rotación relativa con respecto a la masa de la Tierra y de los otros cuerpos celestes. Nadie es competente para decir cómo resultaría el experimento si el borde del balde se incrementase en espesor y masa hasta que tuviese un ancho de varias leguas. (Mach, 1883/1919, p. 232)

Esto nos induce a pensar que:

- Lo que determina que un sistema local sea o no inercial, es la existencia de la distribución de materia en el Universo.
- Es probable que esto haya influenciado a Einstein en su búsqueda de una ecuación de campo apropiada para la relatividad general.

### 3. De la época relativista

#### 3.1. La existencia de la velocidad máxima

La era relativista está asociada a la aparición en escena de una velocidad universal en la descripción de los fenómenos físicos. Si bien históricamente Einstein se refirió a la constancia de la velocidad de la luz en distintos sistemas inerciales (Einstein, 1905/1952); hoy preferimos referirnos a la existencia de una velocidad máxima para las interacciones, lo que formulamos en forma de principio.

**Principio: 3.1. (de la existencia de una velocidad máxima)** Existe una velocidad finita máxima para la velocidad de propagación de las interacciones.

Es posible deducir de este principio y del de la relatividad que las transformaciones entre sistemas inerciales con movimiento relativo, son las transformaciones de Lorentz (Moreschi, 2000).

### 3.2. El principio fundamental de la relatividad general

La existencia de una velocidad máxima para las interacciones fuerza la necesidad de contar con una teoría de la gravedad relativista. Pero, ¿cuál puede ser la idea base que permita construir el marco teórico para una teoría relativista de la gravedad? Esta piedra angular es provista por el llamado *principio de equivalencia*. Para la formulación del mismo es necesario perfeccionar la idea de sistema inercial a *sistema inercial local*.

**Principio: 3.2. (de existencia de los sistemas inerciales locales)** Existe un conjunto de sistemas de coordenadas, definidos alrededor de todo evento  $p$ , para los cuales las trayectorias de partículas de prueba son líneas rectas hasta el segundo orden en la separación de las coordenadas al punto  $p$ . A estos sistemas se los denomina sistemas inerciales locales.

Cuando una observación depende cuadráticamente de las coordenadas rectangulares de un sistema inercial local que tiene como origen un cierto punto  $p$ , diremos que la *observación es local*. Cualquier otra observación se llamará no local.

**Principio: 3.3. (de equivalencia)** No se puede distinguir por medio de observaciones locales entre un sistema de referencia en presencia de un campo gravitatorio y un sistema de referencia que está apropiadamente acelerado con respecto a un sistema inercial local.

Habría que remarcar que, como en el enunciado del principio de equivalencia no se ha restringido su acción a ningún subconjunto de situaciones, su aplicación es a todos los fenómenos físicos que puedan ser observados localmente. En particular esto implica que incluye a todas las otras interacciones.

El principio de equivalencia tiene muchas consecuencias. Algunas de ellas son:

- La gravedad es un fenómeno geométrico que se manifiesta en la estructura del espaciotiempo. (Más precisamente: el espaciotiempo es una variedad lorentziana y los efectos gravitacionales se codifican en la curvatura del mismo).
- Las trayectorias de las partículas de prueba son geodésicas del espaciotiempo.
- Si un pequeño sistema tiene energía  $E$ , entonces  $m=E/c^2$ , se comporta como una masa gravitacional; donde  $c$  es la velocidad máxima de las interacciones. (En lenguaje coloquial, uno diría: “la energía pesa”).

### 3.3. Situaciones esperadas en sistemas de la gravedad relativista

La gravedad relativista implica varias situaciones que se espera observar. Uno de ellos es la posibilidad de que se observen agujeros negros. La pregunta es: ¿se han observado? La respuesta es afirmativa.

Existe mucha evidencia indirecta que indica la existencia de agujeros negros en diversos sistemas astrofísicos. Pero la que ahora parece ser la más directa, es la imagen obtenida por el llamado *Event Horizon Telescope* que reproducimos aquí (Fig. 2).



**Fig. 2:** (izquierda) Messier 87 (M87) es una enorme galaxia elíptica ubicada a unos 55 millones de años luz de la Tierra, visible en la constelación de Virgo. (derecha) Primera imagen del agujero negro supermasivo en el centro de Messier 87 y su sombra. Imagen del *Event Horizon Telescope* (EHT).

*Nota:* Imagen izquierda de “Messier 87 Captured by ESO’s Very Large Telescope”, ESO, 2019. (<https://www.eso.org/public/images/eso1907b/>). CC BY 4. Imagen derecha de “First Image of a Black Hole”, Colaboración EHT, 2019. ESO. (<https://www.eso.org/public/images/eso1907a/>). CC BY 4.

También se debería mencionar que la mayoría de las detecciones de ondas gravitacionales están asociadas a sistemas binarios de agujeros negros en coalescencia.

Otras de las situaciones esperadas en sistemas relativistas, es la posibilidad de observar lentes gravitacionales; de las cuales existe amplia evidencia observacional.

### 3.4. La ecuación de campo de la relatividad general

Al presente, lo que se conoce como la teoría de la relatividad general, hace uso de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein; dada por

$$G_{ab} \equiv R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = -\frac{8\pi G}{c^2}T_{ab};$$

donde  $G_{ab}$  es el llamado tensor de Einstein,  $R_{ab}$  es el tensor de Ricci,  $g_{ab}$  es la métrica,  $R$  es el escalar de Ricci y  $T_{ab}$  el tensor energía-momento. La constante  $G$  es la de la gravitación, y  $c$  la velocidad máxima de las interacciones.

Redefiniendo los índices, esta ecuación se la entiende como:

$$G_{\text{eometria}} = m_a T_{\text{eria}}.$$

Lo que en principio podría estar en concordancia con las ideas de Mach; pero de cada lado de la ecuación se observan tensores de naturalezas absolutamente distintas. Esto hace pensar que en realidad esta ecuación de campo es un intento fenomenológico para describir la curvatura del espaciotiempo. Pues es difícil hoy darle un sustento fundamental.

Esto lleva a la pregunta: ¿cuál es el sustento observacional de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein? Aquí debemos distinguir entre dos casos principales; que consisten en la presencia o ausencia de materia, que denotamos respectivamente por no vacío y vacío:

| Casos    | Subcasos   | Observado            |
|----------|--|----------------------|
| vacío    | Solución de Schwarzschild<br>Solución de Kerr<br>ondas gravitacionales<br>régimen de campo débil | sí<br>sí<br>sí<br>sí |
| no vacío | régimen newtoniano ( $\equiv$ Física newtoniana)<br>régimen relativista                          | sí<br>¿?             |

Nuestra duda en el último punto está asociada a que, aunque entendemos que sí hay corroboración observacional de la ley de conservación del tensor energía-momento en el régimen relativista, esto es  $\nabla_a T^{ab} = 0$ , somos críticos de las interpretaciones de las observaciones adjudicadas a la ecuación

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = -\frac{8\pi G}{c^2} T_{ab}.$$

Los datos observacionales que testean soluciones de vacío son abrumadores. Sólo mencionaremos aquí que algunos ejemplos son: la precesión del perihelio de Mercurio, desviación de la luz por objetos masivos, mediciones precisas del sistema planetario, descripción del funcionamiento del sistema GPS, observaciones de pulsar binarios, detección de ondas gravitacionales, etc.

Cuando se buscan situaciones donde las soluciones de no-vacío son importantes, usualmente se piensa en dos situaciones. Una es la descripción de la física interna de las *estrellas de neutrones*. La otra es la descripción del espaciotiempo usado en *cosmología*. Respecto de las estrellas de neutrones, la situación es que se tiene demasiada incerteza en la ecuación de estado de la materia nuclear; por lo que es difícil interpretar las deducciones de los cálculos teóricos. En el caso de la cosmología el tema se torna complicado por varios motivos; en particular por que se usa un término adicional en la ecuación de campo con una constante cosmológica. Volveremos a este punto más adelante.

#### 4. Era de la detección de las ondas gravitacionales

Como mencionamos en la introducción, apenas hemos entrado en la era de la detección de las ondas gravitacionales; por lo que merece que le dediquemos un espacio a este tema.

**Los observatorios:** los observatorios de ondas gravitacionales que han participado en detecciones de las mismas son hasta ahora tres. El observatorio LIGO ubicado en Hanford, estado de Washington, EEUU; el de LIGO ubicado en Livingston, en el estado de Louisiana, EEUU; y el observatorio Virgo ubicado cerca de Pisa en Italia. Existen otros observatorios en construcción y en desarrollo que se espera aporten a las observaciones en el futuro.

**Las detecciones:** al presente se han superado la decena de observaciones de la coalescencia de sistemas binarios de agujeros negros o estrellas de neutrones. Estos sistemas presentan la mayor demanda para la descripción de efectos de gravedad relativistas fuertes.

**La observación del espín 2:** para poder detectar la naturaleza del espín 2 de las ondas gravitacionales es necesario comparar la señal en al menos dos detectores. Para ello hemos construido una medida de comparación que denominamos  $\Lambda$ . En una conferencia reciente (Moreschi, 2019) hemos presentado la aplicación de nuestra medida al caso de los datos grabados por los observatorios LIGO para el evento GW150914 y hemos podido detectar la existencia de dos polarizaciones distintas de la onda gravitacional.

Esta detección es una importante confirmación de nuestro entendimiento geométrico de la relatividad general. Dado que confirma que la radiación gravitacional se comporta como una señal de espín 2 (en realidad  $-2$ ). Lo importante es distinguir que no se comporta ni como un escalar ni como una señal vectorial.

## 5. Era de los modelos cosmológicos

Mencionaremos aquí diversas ideas claves que caracterizan el enfoque que la comunidad usa para el estudio del sistema cosmológico.

**Espaciotiempos homogéneos e isotrópicos:** los spaciotiempos homogéneos e isotrópicos pueden ser expresados por el elemento de línea de Robertson-Walker dado por:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - A(\tau)^2 (d\chi^2 + f_k^2(\chi) d\Sigma^2)$$

donde  $d\Sigma^2$  es la métrica de la esfera unidad y

$$f_k(\chi) = \begin{cases} \sinh(\chi) & \text{para } k = -1, \\ \chi & \text{para } k = 0, \\ \sin(\chi) & \text{para } k = 1. \end{cases}$$

El uso de esta geometría para modelar la cosmología ha sido basado en la observación de que para escalas muy grandes, la distribución de las galaxias parece ser más o menos homogénea e isotrópica; aunque también se observen agrupaciones en conjuntos, como en cúmulo de galaxias.

Si tomamos a las galaxias como la estructura más pequeña sobre la que describiremos a la cosmología, entonces se llega a un problema.

**El problema de los promedios implícitos:** en un modelo cosmológico simple que está compuesto por galaxias, éstas determinan la distribución de masa; entonces los fotones que detectamos de las galaxias estarían viajando por regiones del espaciotiempo donde:

El tensor de Ricci es cero,  $R_{ab} = 0$  y el tensor de Weyl es distinto de cero,  $W_{abc}{}^d \neq 0$ .

Sin embargo, en un universo que se asume homogéneo e isotrópico, como los descritos por la métrica de Robertson-Walker, uno tiene exactamente lo contrario; esto es:

Un tensor de Ricci distinto de cero,  $R_{ab} \neq 0$  y un tensor de Weyl cero,  $W_{abc}{}^d = 0$ .

Sin embargo, la comunidad no tiene inconvenientes de asumir que la geometría de Robertson-Walker proviene de hacer alguna clase de *promedio*; aunque el promedio de cero nunca podría dar distinto de cero.

**El problema de las masas:** dado que los espacios de Robertson-Walker son esféricamente simétricos alrededor de cualquier punto; también se los puede expresar en un sistema de coordenadas de tipo Schwarzschild, de la siguiente forma:

$$ds^2 = (1 - \Phi(t, r)) dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{2M(t, r)}{r}} dr^2 - r^2 d\Sigma^2.$$

De donde se deduce que:

$$A(\tau) f_k(\chi) = r.$$

Se puede probar que:

$$\frac{2GM(t, r)}{c^2 r} = k f_k(\chi)^2 + \frac{r^2 H^2}{c^2}, \quad (\text{donde } H \equiv \frac{dA}{d\tau} = \frac{\dot{A}}{A})$$

donde hemos incluido las constantes universales explícitamente. Se concluye entonces:

$$\frac{GM(t,r)}{c^2} = \frac{1}{2}(krf_k(\chi)^2 + \frac{r^3 H^2}{c^2}) = \frac{r^3}{2} \left( \frac{k}{A^2} + \frac{H^2}{c^2} \right) = \frac{4\pi r^3}{3} \left( \frac{G}{c^4} \rho c^2 \right),$$

donde recién en la última ecuación hemos usado la ecuación de campo de Hilbert-Einstein.

Uno diría: “¡Qué bien!”, dado que se tiene la simple expresión que parece decir: “masa = densidad constante  $\times$  volumen” dado que

$$M(t,r) = \frac{4\pi r^3}{3} \rho(\tau);$$

sin embargo, en la geometría de Robertson-Walker un volumen en la hipersuperficie  $\tau = \text{constante}$  debería tener la expresión (tomando  $k = -1$ ):

$$\begin{aligned} V_{\chi_1} &= 4\pi A(\tau)^3 \int_0^{\chi_1} \sinh(\chi)^2 d\chi = \frac{4\pi A(\tau)^3}{2} (\sinh(\chi_1) \sqrt{1 + \sinh(\chi_1)^2} - \chi_1) \\ &= \frac{4\pi A(\tau)^3}{2} \left( \frac{r_1}{A} \sqrt{1 + \left(\frac{r_1}{A}\right)^2} - \operatorname{arcsinh}\left(\frac{r_1}{A}\right) \right); \end{aligned}$$

que tienen expansión en serie de Taylor alrededor del origen dada por:

$$V_{\chi_1} = 4\pi A(\tau)^3 \left( \frac{\chi_1^3}{3} + \frac{\chi_1^5}{15} + \frac{2\chi_1^7}{315} + \mathcal{O}(\chi_1^9) \right),$$

y

$$\frac{V_r}{A} = 4\pi A(\tau)^3 \left( \frac{1}{3} \left(\frac{r}{A}\right)^3 - \frac{1}{10} \left(\frac{r}{A}\right)^5 + \frac{3}{56} \left(\frac{r}{A}\right)^7 + \mathcal{O}\left(\left(\frac{r}{A}\right)^9\right) \right).$$

Resulta ser que  $\frac{4\pi}{3} r^3 > V_r$ ; por lo que si se define la *masa aditiva* del espacio homogéneo por

$$M_h(\tau, \chi) = M_h(A, r) = \rho(\tau) V_r;$$

se tendrá  $M > M_h$ . Esto es un poco confuso, pues se podría pensar que en el sistema basado en coordenadas  $(\tau, \chi)$ , integrar  $\rho$ , es equivalente a integrar  $G\left(\frac{\partial}{\partial \tau}, \frac{\partial}{\partial \tau}\right)$ ; lo que tomaría en cuenta automáticamente la contribución para esferas cada vez mayores de velocidades de alejamiento cada vez mayores.

Así y todo, vale la desigualdad de masas. ¡Pero la masa física es  $M$ ! Dado que, si se reemplazase el interior  $r < r_1$  por una solución de Schwarzschild de vacío, una partícula en la superficie frontera, sentiría la masa  $M$ . (Al presente cosmológico se asume la ausencia de presión).

Por otro lado si al interior de la esfera denotada por  $(t, r)$  ahora asumimos que hay una estrella de densidad constante dada por  $\rho_0 = \rho(\tau)$ ; entonces su masa correspondiente al sistema de observadores estáticos  $t = \text{constante}$  será

$$M_s = 4\pi \int_0^r \frac{\rho_0 r'^2}{\sqrt{1 - \frac{2m(r')}{r'}}} dr';$$

que debería tener en cuenta la interacción gravitacional. Como el elemento de volumen asociado a  $dr$  en el espaciotiempo estático de Schwarzschild es mayor que el asociado al espacio euclídeo, se tiene:  $M_s > M > M_h$ .

Esto señala las sutilezas en la relación entre:

- distribuciones de masa,
- densidad promediada,
- masa deducida de la densidad promediada.

Lo único que tenemos en claro es que la masa física  $M$  no coincide con la masa aditiva  $M_h$ .

**El problema de la materia oscura y la energía oscura:** la aplicación de las ecuaciones de Hilbert-Einstein al caso de espacios homogéneos e isotrópicos, se las conoce como ecuaciones de Friedman. Para construir el modelo se asume una mezcla de materia no relativista, materia relativista y contribución de la constante cosmológica. Se define la densidad crítica por:

$$\rho_c \equiv \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^2 = \frac{3}{8\pi G} H^2;$$

luego se definen las distintas contribuciones en término de las relaciones:

$$\Omega_m \equiv \frac{\rho_{0,m}}{\rho_{0,c}}, \quad \Omega_r \equiv \frac{\rho_{0,r}}{\rho_{0,c}}, \quad \Omega_\Gamma \equiv \frac{\rho_\Gamma}{\rho_{0,c}};$$

con lo que la ecuación de campo al presente se puede expresar por

$$1 = \omega_k + \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Gamma;$$

donde

$$\omega_k \equiv -\frac{3}{8\pi G} \frac{k c^2}{\rho_{0,c} A_0^2} = \frac{-k c^2}{H_0^2 A_0^2}$$

Si determinamos estos parámetros de las observaciones de la distribución de materia y de la radiación, se tiene:  $\Omega_m = \Omega_b = 0.042569$  y  $\Omega_r = 4,7647 \times 10^{-5}$ ; de donde se deduce

$$\omega_{k,obs} = 1 - (\Omega_m + \Omega_r) = 0,957382909;$$

que a su vez indica  $k = -1$  y

$$A_{0,obs} = \frac{c}{H_0 \sqrt{\omega_{k,obs}}} = 1.31309 \times 10^{26} \text{ m} = 4.2554 \times 10^3 \text{ Mpc};$$

donde estamos usando la medición del parámetro de Hubble de aproximadamente  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Sin embargo, la comunidad no duda en ajustar un modelo cosmológico con contribuciones muy distintas (Aghanim et al., 2018). Del último análisis de los datos del satélite Planck, los parámetros que el *Planck Collaboration* deduce son:

$\Omega_m = 0.3153 \pm 0.0073$  y  $\Omega_\Lambda = 0.6847 \pm 0.0073$ ; ajustando el parámetro de Hubble a  $H_0 = 67.36 \pm 0.54 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Aghanim et al, 2018, Tabla 2, penúltima columna). Hay que notar aquí que:  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1.0000 \pm 0.0146$ ; pues ellos usan la suposición que  $k = 0$ , o sea geometría espacial plana. Su estimación de la materia bariónica es:  $\Omega_b = 0.02237/h^2 = 0,03320962$ , por lo que la materia oscura se estima en:  $\Omega_o = \Omega_m - \Omega_b = 0,2821$ . (Despreciando la contribución de neutrinos).

Por otro lado recientes observaciones comprueban que el valor correcto de  $H_0$  es mayor. En (Riess, Casertano, Yuan, Macri, & Scolnic, 2019), los autores infieren de sus últimas observaciones y de medidas anteriores que el valor es:  $H_0 = 74.03 \pm 1.42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

En definitiva, notamos un fenómeno sociológico en el ambiente de cosmólogos, donde se puede distinguir:

- En cosmología es aceptado el uso de la ecuación de Hilbert-Einstein.
- En cosmología se usa el llamado modelo  $\Lambda$ CDM [*lambda cold dark matter*], que impone la elección  $k = 0$ .
- La imposición  $k = 0$  obliga ajustar a  $H_0 = 67.36 \pm 0.54 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

•El valor medido observado del parámetro de Hubble es  $H_0 = 74.03 \pm 1.42$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>.

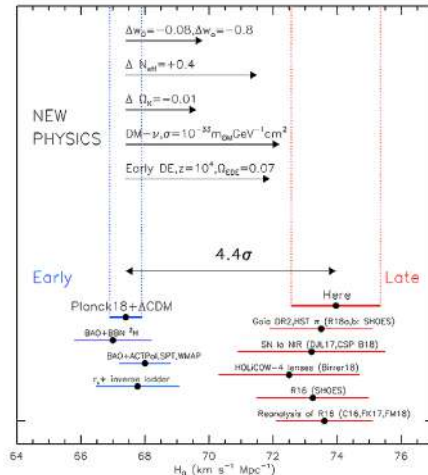
Es curioso que en la literatura a esto le llaman la existencia de una tensión; en vez de aceptar que la elección de  $k = 0$  es incompatible con las observaciones. ¿No deberíamos dudar también del uso de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein en este régimen?

### Comentarios finales

Hemos intentado hacer un sintético repaso de las cosas aprehendidas del desarrollo de la física de la gravitación por la comunidad y el autor.

De lo anterior podemos mencionar que de la confirmación observacional del principio de equivalencia se deducen varias cosas. Que el espaciotiempo es una variedad lorentziana y los efectos gravitacionales se codifican en la curvatura del mismo. Que las soluciones de vacío de la ecuación de Hilbert-Einstein han sido corroboradas observacionalmente. Que respecto de las soluciones de no-vacío de la ecuación de Hilbert-Einstein se puede decir que se han corroborado en el límite no relativista, esto es, newtoniano. Pero su entendimiento en el ámbito de la cosmología nos deja con serias dudas sobre el actual uso de ellas.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 876:85 (13pp), 2019 May 1



### Referencias

Fig. 3: Tomamos prestado de Riess et al. (2019) su figura 4; donde se muestran los resultados de distintos estudios sobre  $H_0$  y su desacuerdo. Del lado izquierdo aparecen las estimaciones que ajustan los fenómenos observados a tiempos cosmológicos tempranos, y por lo tanto distantes. Del lado derecho aparecen las mediciones realizadas con observaciones asociadas a tiempos cosmológicos tardíos, y por lo tanto cercanas.

Nota: figura 4 de Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., & Scolnic, D. (2019). *Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond  $\Lambda$ CDM*. 876(1), 85. doi: 10.3847/1538-4357/ab1422

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Abernathy, M. R., Acernese, F., ... Zweigig, J. [LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration]. (2016). Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, 116(6), 061102. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.061102
- Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., ... Zonca, A. [Planck Collaboration]. (2019). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv:1807.06209* [astro-ph]. Recuperado de <http://arxiv.org/abs/1807.06209>
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., Asada, K., Azulay, R., ... Ziuys, L. [T.E.H.T. Collaboration]. (2019). First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1), L1. doi: 10.3847/2041-8213/ab0ec7
- Einstein, A. (1952). On the electrodynamics of moving bodies [Zür Elektrodynamik bewegter Körper]. En *The Principle of Relativity*. New York: Dover pub. Inc. (Obra original de 1905)
- Leibniz, G. W. (1976). The controversy between Leibniz and Clarke, 1715-16. En L. E. Loemker (Ed., trad.), *Philosophical papers and letters* (2nd ed., 2nd print, pp. 675-721). Dordrecht, Holland Boston: D. Reidel Pub. Co.
- Mach, E. (1919). *The Science of Mechanics [Die Mechanik in ihrer Entwicklung historisch-kritisch dargestellt]*. Chicago: The Open Court Publishing Co. (Obra original de 1883)
- Moreschi, O. M. (2000). *Fundamentos de la mecánica de sistemas de partículas*. Córdoba: editorial Universidad Nacional de Córdoba.
- Moreschi, O. M. (2019). *Missed astrophysical signal in the GW150914 event*. Presentación oral en la Session C2 of GR22, 22th International Conference on General Relativity and Gravitation/13th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, Valencia, España, julio 7-12, 2019.

Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., & Scolnic, D. (2019). Large Magellanic Cloud cepheid standards provide a 1% foundation for the determination of the Hubble constant and stronger evidence for physics beyond  $\Lambda$ CDM. *The Astrophysical Journal*, 876(1), 85. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1422>