



Antecedentes sobre el Premio Nobel de Física 2011

EL UNIVERSO EN ACELERACIÓN

Compilado por *the Class of Physics* de la Real Academia de Ciencias de Suecia

Traducido al español por Mario Hamuy a partir del documento original en inglés
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011/advanced-physicsprize2011.pdf

El Universo en Aceleración

Introducción

El descubrimiento de la expansión acelerada del Universo es un hito para la cosmología, tan significativo como el descubrimiento de las variaciones de temperatura en el Fondo de Radiación Cósmico (FRC) con el satélite COBE (Premio Nobel de Física 2006, John Mather y George Smoot). Mediante el estudio del FRC podemos aprender sobre las etapas tempranas del Universo y los orígenes de la estructura, mientras que la historia de la expansión cósmica del Universo nos permite comprender mejor su evolución y posiblemente su destino final.

La expansión del Universo fue descubierta por Vesto Slipher, Carl Wirtz, Knut Lundmark, Georges Lemaître y Edwin Hubble en los años 20. La tasa de expansión depende del contenido de energía – un Universo sólo con materia debiera eventualmente frenarse debido a la fuerza atractiva de la gravedad. Sin embargo, las observaciones de supernovas (SNs) tipo Ia a distancias de seis mil millones de años luz por dos grupos independientes de astrónomos, encabezados por Saul Perlmutter y por Brian Schmidt y Adam Riess respectivamente, revela que actualmente la tasa de expansión está acelerando.

En el marco del modelo cosmológico estándar, se cree generalmente que la aceleración está causada por la energía del vacío (a menudo denominada “energía oscura”), la cual – en base a datos concordantes de SNs, las observaciones de las anisotropías en el FRC y estudios de agrupamiento de galaxias – da cuenta de un 73% de la densidad de energía total del Universo. Del resto, un 23% se debe a una forma desconocida de materia (denominada “materia oscura”). Sólo un 4% de la densidad de energía corresponde a materia en forma de átomos.

En la vida cotidiana, los efectos de la energía del vacío son pequeños pero detectables – al ser observados por ejemplo en la forma de corrimientos de los niveles de energía del átomo de hidrógeno, el corrimiento Lamb (Premio Nobel de Física 1955).

La evolución del Universo está descrita por la teoría de la relatividad general de Einstein. En teorías de campo relativistas, la contribución de la energía del vacío está dada por una expresión matemática similar a la famosa constante cosmológica de la teoría de Einstein. La pregunta si el término de la energía del vacío es realmente independiente del tiempo, tal como la constante cosmológica, o si varía con el tiempo, es actualmente un candente tema de investigación.

La Relatividad General y el Universo

Las estrellas en el cielo nocturno siempre deben haber fascinado a los seres humanos. Sólo podemos imaginar lo que los pueblos antiguos pudieron especular al ver que las estrellas volvían cada noche al mismo lugar en el cielo. Sabemos que los filósofos griegos ya habían propuesto en el siglo III AC un modelo astronómico heliocéntrico, con el Sol en el centro y los planetas circulando a su alrededor, pero fue Nicolás Copérnico quien desarrolló en el siglo XVI un primer modelo moderno. Fue el genio Galileo Galilei quien, a comienzos del siguiente siglo, observó y entendió los hechos subyacentes, al construir uno de los primeros telescopios para la astronomía y establecer las bases de la astronomía moderna. Durante los tres siglos siguientes, los astrónomos recolectaron impresionantes tablas de observación de las estrellas visibles. En el sistema Copernicano se asumía que las estrellas estaban fijas sobre una esfera distante y ninguna de las observaciones indicaba lo contrario. En 1718, Edmund Halley descubrió que las estrellas podían moverse en el cielo, pero se creía que esto ocurría en un Universo fijo y estático. Durante los siglos XVIII y XIX, el estudio de los cuerpos celestes se consolidó gracias a las famosas leyes de Kepler y Newton.

En noviembre de 1915, Albert Einstein (Premio Nobel de Física 1921) presentó su teoría de la gravedad, denominada Relatividad General (RG) [1], una extensión de su teoría de la relatividad especial. Esto constituyó uno de los mayores logros de la historia de la ciencia, un hito moderno. Se basó en el *Principio de Equivalencia*, el cual establece que la masa gravitacional de un cuerpo es la misma que su masa inercial. No es posible distinguir gravedad de aceleración! Einstein ya había verificado que esto podía explicar la precesión del perihelio de Mercurio, un problema para la mecánica de Newton. Este nuevo elemento reveló que la gravedad es realmente geométrica en su naturaleza y que la curvatura del tiempo y el espacio, el espacio-tiempo, hace que los cuerpos se muevan como si estuviesen afectados por una fuerza. Los parámetros físicos cruciales son la métrica del espacio-tiempo, una matriz que nos permite calcular distancias infinitesimales (en realidad elementos de línea infinitesimales – o tiempos propios en el lenguaje de la relatividad especial). Resultó inmediatamente claro que la teoría de Einstein podría aplicarse a situaciones cosmológicas, y muy pronto Karl Schwarzschild encontró la solución general para la métrica de un cuerpo masivo como el Sol o una estrella [2].

En 1917, Einstein aplicó las ecuaciones de la RG al Universo completo [3], asumiendo implícitamente que el Universo es homogéneo, en el supuesto que a escalas suficientemente grandes las aglomeraciones locales de materia se emparejan. Él argumentó que este supuesto era compatible con su teoría y no le molestó que las observaciones de la época no apoyaran realmente dicha conjetura. Notablemente, las soluciones a las ecuaciones indicaban que el Universo no podía ser estable. Esto contradecía el pensamiento de la época lo cual molestó a Einstein. Sin embargo, al poco andar encontró una solución. Su teoría de 1915 no era la versión más general que cumplía con el Principio de Equivalencia. Él pudo introducir además una constante cosmológica, una componente de densidad de energía constante en el Universo. Con esto Einstein pudo equilibrar el Universo haciéndolo estático.

Al comienzo de los años 20, el matemático y físico ruso Alexander Friedmann estudió el problema de la dinámica del Universo usando esencialmente los mismos supuestos de Einstein, y en 1922 encontró que las soluciones estáticas de Einstein eran inestables [4]. Cualquier pequeña perturbación sacaría al Universo de su estado estático. Al principio Einstein no creyó los resultados de Friedmann y envió sus críticas al *Zeitschrift für Physik*, en la misma revista en donde el artículo de Friedmann había sido publicado. Sin embargo, un año más tarde Einstein se dio cuenta que había cometido un error y envió una nueva carta a la revista reconociendo este hecho. Aun así, a Einstein no le agradaba el concepto de un Universo en expansión y se dice que habría considerado que esta idea era “abominable”. En 1924, Friedmann presentó sus ecuaciones completas [5], pero hasta su muerte en 1925 su trabajo permaneció esencialmente desconocido, a pesar de haber sido publicado en una prestigiosa revista. Debemos recordar que una verdadera revolución estaba teniendo lugar en esos años con la el advenimiento de la mecánica cuántica y la mayor parte de los físicos estaban ocupados con ese proceso. En 1927, el sacerdote y físico belga Georges Lemaître, independientemente de Friedmann, realizó cálculos similares y llegó a los mismos resultados en base a la RG. Desafortunadamente, el artículo de Lemaître se publicó en una publicación belga local y nuevamente los resultados no llegaron muy lejos, a pesar que Einstein sabía de ellos y los había discutido con Lemaître.

Al comienzo del siglo XX existía la creencia generalizada que el Universo consistía sólo de nuestra galaxia, la Vía Láctea. Las numerosas nebulosas que se habían descubierto en el cielo se consideraban meras nubes de gas en lugares remotas de la Vía Láctea. En 1912, Vesto Slipher [7], trabajando en el Observatorio Lowell, realizó las primeras mediciones de los corrimientos al rojo (*redshift* en inglés) de la luz de las nebulosas espirales más brillantes. El *redshift* de un objeto depende de su velocidad radial, y Slipher encontró que las nebulosas parecían moverse más rápido aún que la velocidad de escape de la Vía Láctea.

En los años siguientes, la naturaleza de las nebulosas espirales fue motivo de un intenso debate. ¿Podía haber más de una galaxia? Esta pregunta se despejó finalmente en los años 20, siendo Edwin Hubble una figura central. Utilizando el nuevo telescopio de 100 pulgadas de Monte Wilson, Hubble pudo resolver estrellas individuales en la nebulosa de Andrómeda y otras nebulosas espirales, descubriendo que algunas de estas estrellas eran Cefeidas, con variaciones regulares de sus luminosidades [8].

Las Cefeidas, descubiertas por la astrónoma norteamericana Henrietta Leavitt en 1912, son estrellas gigantes pulsantes que muestran una relación característica entre su luminosidad y el intervalo de tiempo entre sus máximos de luminosidad. Esta relación periodo-luminosidad, calibrada con Cefeidas cercanas a partir de distancias medidas por el método de la paralaje, permite la determinación de la luminosidad intrínseca de una Cefeida a partir de su periodo – y por tanto inferir su distancia (con un margen de error de un 10%) en base a la ley del inverso al cuadrado.

Hubble utilizó la relación de Leavitt para estimar la distancia de las nebulosas espirales, y concluyó que éstas se encontraban mucho más distantes como para ser parte de la Vía Láctea y, por tanto,

debían ser galaxias en sí mismas. Combinando sus propias mediciones con aquellas de otros astrónomos él pudo graficar las distancias de 46 galaxias y se encontró con una proporcionalidad entre la distancia a un objeto y su *redshift*. En 1929, él publicó lo que se conoce hoy en día como “Ley de Hubble”: la distancia a una galaxia es proporcional a su velocidad de recesión [9].

A pesar que los datos de Hubble no eran tan precisos como los actuales, esta ley tuvo una aceptación general y Einstein tuvo que admitir que el Universo estaba realmente expandiéndose. Se dice que él admitió que la introducción de la constante cosmológica había sido su “mayor error” (*Eselei* en alemán). A partir de ese momento, la importancia de la constante cosmológica decayó, aunque reaparecía de cuando en cuando.

Para efectos de la memoria histórica, hay que destacar que en su artículo de 1927, Lemaître dedujo correctamente las ecuaciones para un Universo en expansión y obtuvo una relación similar a la ley de Hubble con una constante de proporcionalidad esencialmente idéntica (la “constante de Hubble”) a la encontrada por Hubble dos años después. Luego que el resultado de Hubble se divulgara, en 1931 Arthur Eddington hizo traducir al inglés el artículo de Lemaître, *sin las secciones sobre la ley de Hubble*. En una respuesta a Eddington, Lemaître [10] también señaló una consecuencia lógica de un Universo en expansión: el Universo debía haber existido sólo por un tiempo finito y tenía que haber emergido desde un quantum inicial único (en sus propias palabras). En este sentido, él pavimentó el camino para el concepto del Big Bang (un nombre acuñado mucho más tarde por Fred Hoyle). Hay que destacar que Carl Wirtz en 1924 [11] and Knut Lundmark en 1925 [12] habían encontrado que las nebulosas más lejanas debían receder más rápido que aquellas más cercanas.

Los resultados de Hubble y otros entre 1926 y 1934, a pesar de no ser muy precisos, constituían indicaciones alentadoras de un Universo homogéneo y la mayoría de los científicos aceptaron rápidamente esta noción. El concepto de un Universo homogéneo e isotrópico se denomina *Principio Cosmológico*. Esto se remonta a Copérnico, quien sostenía que la Tierra no es un lugar especial o favorecido en el Universo. En el lenguaje moderno se asume que para cualquier observador el Universo a escalas cosmológicas se ve igual, independientemente de su ubicación y la dirección a la que observe. Esta suposición del Principio Cosmológico estaba implícita en los trabajos de Friedmann y Lemaître, pero permanecía virtualmente desconocida en la mayor parte de la sociedad científica. Gracias al trabajo de Howard y Robertson entre 1935-1936 [13] esta noción se hizo conocida.

Robertson y Walker construyeron la métrica general de un espacio-tiempo consistente con el Principio Cosmológico y demostraron que ésta no era parte de las ecuaciones de Einstein, tal como lo habían asumido Friedmann y Lemaître. Desde los años 30, la evidencia de la validez del Principio Cosmológico se había fortalecido, y el descubrimiento en 1964 del FRC por Arno Penzias y Robert Wilson (Premio Nobel de Física 1978) lo dejó definitivamente establecido [15]. Las observaciones recientes del FRC mostraron la mayor parte de las anisotropías de temperatura (del orden de 10^{-3}) provienen del movimiento de la Vía Láctea a través del espacio. Restando esta componente dipolar, las anisotropías residuales resultan 100 veces menores.

Las ecuaciones de Einstein para un Universo homogéneo e isotrópico

En la teoría de Einstein [1], la gravedad está descrita por la métrica del espacio-tiempo $g_{\mu\nu}$, en donde los índices cubren las 3 coordenadas espaciales y la coordenada temporal, y la métrica varía en el espacio-tiempo. El elemento de línea infinitesimal e invariante $d\tau$ está dado por

$$d\tau^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu. \quad (1)$$

Hay 10 campos gravitatorios en las 4 coordenadas del espacio-tiempo. Sin embargo, las simetrías de la teoría que emanan del Principio de Equivalencia reducen éstas a sólo dos grados de libertad independientes. Einstein utilizó la teoría matemática de la geometría diferencial para encontrar los tensores cuadráticos relevantes como derivadas espacio-temporales del campo métrico, el tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$ y la curvatura escalar R , para deducir las ecuaciones dinámicas del tensor métrico. En la forma modificada que incluye la constante cosmológica Λ , las ecuaciones son

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8 \pi G T_{\mu\nu}, \quad (2)$$

en donde G es la constante de Newton, la que determina la intensidad de la fuerza de gravedad, y $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momentum. Acá y en lo sucesivo hemos fijado la velocidad de la luz en unidades de $c=1$.

Las ecuaciones de Einstein (2) representan 10 ecuaciones diferenciales acopladas. Con la suposición de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker sobre el Principio Cosmológico la métrica se simplifica a

$$d\tau^2 = dt^2 - a^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 \right\}, \quad (3)$$

en donde $a(t)$ es un factor de escala y k es una constante que depende de la curvatura del espacio-tiempo. La constante k ha sido normalizada a los valores -1 , 0 ó 1 y describe un Universo abierto, plano o cerrado. Las variables r , ϑ y φ se denominan coordenadas co-móviles, en las cuales una galaxia tiene valores fijos. La distancia cosmológica física para galaxias separadas por r a tiempo t (en el caso $k=0$) es $a(t)r$, la que crece con el tiempo con el factor de escala $a(t)$ en un Universo en expansión. Con el fin de resolver las ecuaciones de Einstein para esta métrica uno debe asumir una forma para la densidad de materia. El Principio Cosmológico implica que el tensor de energía-momentum tiene una forma similar que el tensor de energía-momentum de la hidrodinámica relativista, para un fluido homogéneo e isotrópico con densidad ρ y presión p (ambos dependientes del tiempo). En el sistema en reposo del fluido se trata de un tensor diagonal con elementos diagonales (ρ, p, p, p) . Si insertamos la métrica anterior y el tensor de energía-momentum en las ecuaciones (2), obtenemos las dos ecuaciones independientes de Friedmann

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (4)$$

y

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (5)$$

en donde un punto corresponde a la derivada temporal y H es la tasa de expansión del Universo, denominado parámetro de Hubble, con un valor presente H_0 . Se puede ver que depende tanto de la densidad de energía del Universo así como de su curvatura y una posible constante cosmológica. Con valores de k y Λ nulos, uno define la densidad crítica como

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

En 1934, Lemaître [16] ya había señalado que la constante cosmológica podía considerarse como energía del vacío y, por tanto, como una contribución a la densidad de energía de la forma

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}.$$

Asumiremos que el Universo está compuesto de un conjunto de componentes i , cada una con una fracción Ω_i de la densidad crítica

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}.$$

Las dos ecuaciones de Friedmann no son suficientes para encontrar completamente la densidad de energía, la presión y el factor de escala. También se requiere una ecuación de estado, $\rho=f(p)$, la que usualmente se puede escribir como $w_i = p_i/\rho_i$. Por ejemplo, w_i toma el valor 0 para la materia normal no relativista, y 1/3 para los fotones. Dado que ahora estamos considerando la constante cosmológica como parte del tensor energía-momentum, podemos comparar la expresión para el tensor de energía-momentum para un fluido perfecto en un sistema en reposo, con elementos diagonales (ρ, p, p, p) , con el término cosmológico $\rho_\Lambda g_{\mu\nu}$, con elementos diagonales $\rho_\Lambda (1, -1, -1, -1)$. Podemos concluir que $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$ i.e., $\omega_\Lambda = -1$. La constante cosmológica se puede ver como un fluido con presión negativa.

A partir de la Ec. (5), resulta claro que un Universo estático no puede ser estable. La Ec. (5) determina la aceleración o desaceleración del Universo. Como se supuso (equivocadamente) que la expansión del Universo estaba frenándose (i.e. un signo negativo de aceleración), el parámetro de desaceleración q_0 se definió del siguiente modo

$$q_0 = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = -\frac{\ddot{a}}{aH_0^2}.$$

De las Ecs. (4) y (5) se desprende que

$$q_0 = \frac{1}{2} \sum_i \Omega_i (1 + 3\omega_i). \quad (6)$$

Al medir la luz proveniente de un objeto distante, podemos obtener dos cantidades además de la dirección del objeto. Podemos medir el *redshift* y la luminosidad aparente del objeto: resulta trivial medir la longitud de la onda (e.g. una línea atómica espectral conocida) de la emisión de un objeto distante. A partir de la Ec. (3) uno puede calcular fácilmente la relación entre la longitud de onda emitida por un objeto λ_1 en el instante t_1 y la longitud de onda λ_0 observada acá en el instante t_0

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}.$$

Convencionalmente, esta cantidad se expresa en términos del parámetro *redshift*, z , como

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} - 1.$$

Para valores pequeños de z , podemos interpretar el *redshift* z como la velocidad radial del objeto (correspondiente al efecto Doppler), y se recupera así nuevamente la ley de Hubble. Para distancias cosmológicas, la interpretación no es tan simple. Una vez que contemos con patrones lumínicos suficientemente luminosos, la determinación del *redshift* es relativamente fácil.

La medición de distancias cosmológicas en el Universo no es fácil. Debemos usar la señal de luz emitida a un cierto tiempo y detectarla en otro instante. Durante este tiempo el Universo se ha expandido. Se han establecido diferentes conceptos de distancias, pero aquel utilizado para los patrones lumínicos, i.e., objetos con luminosidades intrínsecas conocidas, es el de distancia lumínica d_L , definido como

$$d_L = (L/4\pi l)^{1/2},$$

en donde L es la luminosidad absoluta del patrón lumínico y l es la luminosidad aparente.

La distancia lumínica se puede calcular en términos de los parámetros de nuestro interés, y para valores pequeños de z se puede expandir como

$$d_L = \frac{1}{H_0} \left(z + \frac{1}{2} (1 - q_0) z^2 + \dots \right). \quad (7)$$

Una vez más, para ser claros, d_L no es una medida no ambigua de la distancia al patrón lumínico, sino una medida sensible a los parámetros que queremos determinar. Para poder utilizarlo necesitamos identificar cuerpos celestes con luminosidades absolutas conocidas. A partir de la Ec. (7) podemos ver que en el Universo cercano las distancias lumínicas escalan linealmente con el *redshift*, siendo $1/H_0$ la constante de proporcionalidad. En el Universo más distante d_L depende en primer orden de la tasa de desaceleración q_0 , lo que es equivalente, en la cantidad y tipos de materias que constituyen el Universo. La expresión general tiene que escribirse en términos de

una integral sobre el *redshift* z' del fotón que se propaga en su viaje, desde *redshift* z hacia nosotros a $z=0$. En lo que concierne al Premio Nobel de Física de este año, podemos asumir un Universo plano, $k=0$, (como lo indican con buena exactitud las mediciones del FRC), y dado que la contribución de la radiación es muy pequeña hoy día, podemos de manera aproximada considerar sólo las contribuciones de la materia Ω_M y de la energía oscura Ω_Λ . La expresión para la distancia lumínica queda entonces

$$d_L(z; H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda) = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (8)$$

Si pudiéramos medir d_L de manera exacta para valores pequeños de z así como para *redshifts* altos, podríamos medir la constante de Hubble y determinar las componentes de energía de nuestro Universo, en particular el valor de Ω_Λ [17]. Se puede ver en la expresión bajo la raíz cuadrada en la Ec. (8) que, cuando uno mide objetos de alto *redshift*, la influencia de la constante cosmológica se reduce, y el rango óptimo resulta ser aproximadamente $0.3 < z < 2$.

Patrones lumínicos en Astronomía

Un patrón lumínico bien conocido, como se mencionó anteriormente, lo constituyen las estrellas variables Cefeidas, las que hoy en día se pueden identificar hasta distancias de 10 Mpc. Para obtener un registro de la historia de la expansión cósmica uno necesita, sin embargo, patrones lumínicos que se puedan identificar hasta distancias al menos 100 veces mayores. Ya en 1938, Walter Baade [18], trabajando cercanamente con Fritz Zwicky en el Observatorio de Monte Wilson, había sugerido que las supernovas eran promisorios indicadores de distancias; son extremadamente brillantes y pueden, por algunas semanas, brillar tanto como una galaxia completa. Por tanto, ellas serían visibles sobre un rango considerable de *redshift*. Las SNs que se han discutido en el contexto de los patrones lumínicos [19] se denominan de tipo Ia (SNs Ia).

De acuerdo con William Fowler (Premio Nobel de Física 1983) y Fred Hoyle [20], las supernovas tipo Ia ocurren ocasionalmente en sistemas binarios, cuando una enana blanca de baja masa recibe masa de una compañera cercana y se aproxima al límite de 1.4 masas solares (Premio Nobel de Física 1983, Subramanyan Chandrasekhar), y se torna inestable. Se gatilla una explosión termonuclear y una cantidad enorme de energía se libera repentinamente. La evolución del brillo de una supernova con el tiempo, denominada curva de luz, se puede observar por algunas semanas. En una galaxia típica, las supernovas ocurren unas pocas veces en miles de años. En nuestra galaxia, las supernovas se han podido observar a ojo desnudo, e.g. por astrónomos chinos en 1054 y por Tycho Brahe en 1572. La supernova 1987A (que no es del tipo Ia) en la cercana galaxia Nube Grande de Magallanes, a una distancia de 160.000 años luz, fue observada tanto por su luz como por sus neutrinos (Premio Nobel de Física 2002). Para una revisión de la propiedades de las supernovas tipo Ia y su utilización como patrones lumínicos ver, e.g., el trabajo de David Branch y Gustav Tammann [21].

Las SNs Ia se identifican por sus características espectrales: la ausencia de rasgos de hidrógeno y la presencia de una línea de absorción del silicio. Sus espectros y curvas de luz son

sorprendentemente uniformes, lo cual indica un origen común y una luminosidad intrínseca común. Las pequeñas variaciones de uniformidad se pueden investigar y corregir.

Observaciones de cómo el brillo de estas SNs varía con el redshift, por tanto, permiten estudios de la historia de la expansión cósmica del Universo. Y, dado que – de acuerdo a la teoría – la tasa de expansión está determinada por la densidad de energía-momentum del Universo y la curvatura del espacio-tiempo, el descubrimiento del destino final del Universo parece posible.

DetECCIÓN DE SUPERNOVAS TIPO Ia

La homogeneidad de los espectros de las SNs Ia hace de esta clase de objetos, candidatos eminentes para patrones lumínicos. Dado que la luminosidad máxima ocurre sólo luego de un tiempo breve, una supernova debe observarse tempranamente luego de la explosión para poder determinar su máxima luminosidad con suficiente precisión. Hay otro problema: las SNs Ia son poco frecuentes, con una ocurrencia de sólo un par de veces por milenio en una galaxia dada. Sin embargo, para poder obtener una determinación significativa de los parámetros cosmológicos, se requiere una muestra observacional de gran tamaño, incluyendo SNs Ia a *redshifts* relativamente altos ($z > 0.3$).

La primera búsqueda sistemática de SNs Ia de alto *redshift* se realizó a fines de los años 80 por un grupo danés-británico [22], utilizando el telescopio danés de 1.5 m en La Silla, Chile. Luego de dos años de observaciones se descubrieron dos SNs distantes – una de ellas tipo Ia, la SN 1998U a $z = 0.31$. Sin embargo, esta supernova se observó después de su máximo, lo que impidió una determinación precisa de su luminosidad máxima. Pareció así que el descubrimiento de SNs distantes era posible pero difícil. Obviamente se requerían instrumentos más grandes y más rápidos para asegurar las estadísticas requeridas.

En 1988, Saul Perlmutter, del Lawrence Berkeley Laboratory (LBNL), EE.UU., dio inicio al *Supernova Cosmology Project* (SCP) con el propósito de medir la supuesta desaceleración del Universo – utilizando las SNs Ia como patrones lumínicos. En un Universo en expansión dominado por materia, la gravedad debiera eventualmente causar un freno a la expansión. Para abordar el problema con suficiente precisión, Perlmutter y sus colaboradores desarrollaron una estrategia que llamaron *Supernova on Demand*. Utilizando una cámara de campo amplio en base a CCD en un telescopio de 4 m, el grupo podría observar miles de galaxias en dos o tres noches justo antes de la Luna nueva. Tomando imágenes de las mismas zonas del cielo unas tres semanas más tarde y utilizando nuevas técnicas de procesamiento de imágenes, fue posible seleccionar nuevas SNs en grupos de una docena cada vez. Esta planificación aseguraba que muchas SNs estarían cerca del máximo, permitiendo así esta esencial calibración. Y, como las SNs estaban garantizadas, las observaciones de seguimiento con los telescopios más grandes del mundo en Chile, Hawaii y La Palma se podían programar con anticipación para una fecha dada. La primera SN de alto z se descubrió en 1992 y, hacia 1994, el número total descubierto por el SCP llegaba a siete. Los primeros resultados se publicaron en 1995 [23].

Paralelamente, curvas de luz de varias supernovas tipo Ia cercanas estaban siendo medidas en el curso del proyecto *Calán/Tololo Supernova Survey* encabezado por Mario Hamuy, Mark Phillips, Nicholas Suntzeff (del Observatorio Inter-Americano Cerro Tololo en Chile) y José Maza (Universidad de Chile) [24]. Estos datos resultaron esenciales para demostrar que las supernovas tipo Ia eran útiles como patrones lumínicos. Este avance fue posible utilizando una relación entre la máxima luminosidad y el tiempo de decaimiento, demostrada por Mark Phillips [25], para recalibrar las supernovas tipo Ia a un perfil estándar. Las más brillantes aumentaban y disminuían su brillo más lentamente - las más débiles lo hacían más rápido, y esta relación permitió deducir la luminosidad máxima a partir de la escala de tiempo de la curva de luz. Sólo unos pocos eventos anormales se dejaron fuera.

Motivados por el éxito de la estrategia *Supernova on Demand* y por la importancia de la búsqueda de q_0 , Brian Schmidt del Observatorio de Monte Stromlo en Australia y Nicholas Suntzeff del Observatorio de Cerro Tololo en Chile, fundaron en 1994 una colaboración constituida por expertos en supernovas y el renombrado científico Robert Kirshner – el *High-z Supernova Team* (HST). En los años siguientes, el HST encabezado por Brian Schmidt y el SCP dirigido por Perlmutter buscaron supernovas de manera independiente, a menudo (pero no siempre) con el mismo telescopio. Del mismo modo que el SCP, el HST pudo demostrar exitosamente la validez de la estrategia elegida, descubriendo grupos de SNs en el máximo o muy cerca de éste, que luego podían ser seguidas por observaciones espectroscópicas (ver Fig. 1).

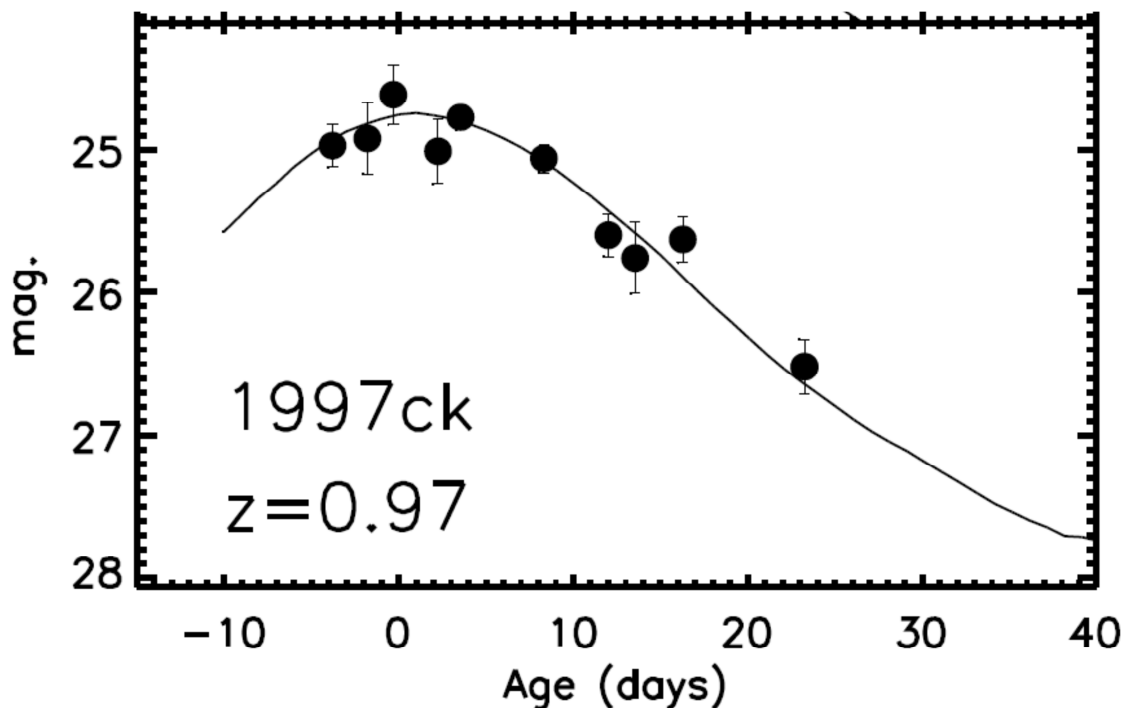


Figura 1. Una de las curvas de luz de supernovas tipo Ia de alto *redshift* para la cuales la colaboración HZT [27] pudo medir su magnitud, i.e., la luminosidad, tanto antes como después del máximo.

Al comienzo de 1998, ambos grupos publicaron artículos científicos y dieron charlas en conferencias, señalando cautelosamente que sus observaciones parecían ser consistentes con un Universo de baja densidad de materia.

Los dos artículos [27,28] con el importante resultado que implicaba que la expansión del Universo no se frena sino que realmente se acelera, fueron enviados a publicación más tarde ese año. El artículo del HZT estuvo basado en 16 SNs Ia analizadas principalmente por Adam Riess, a la época un investigador postdoctoral de la Universidad de California en Berkeley, mientras que el artículo del SCP, impulsado por Perlmutter, incluyó 42 SNs tipo Ia.

El hecho que ambos grupos presentaran independientemente resultados similares, a pesar de ser extraordinarios, fue un aspecto crucial para su aceptación dentro de las comunidades de físicos y astrónomos.

Las observaciones

La Figura 1 muestra los datos de supernovas de [28], graficados en términos de brillo (magnitud bolométrica) versus *redshift*.

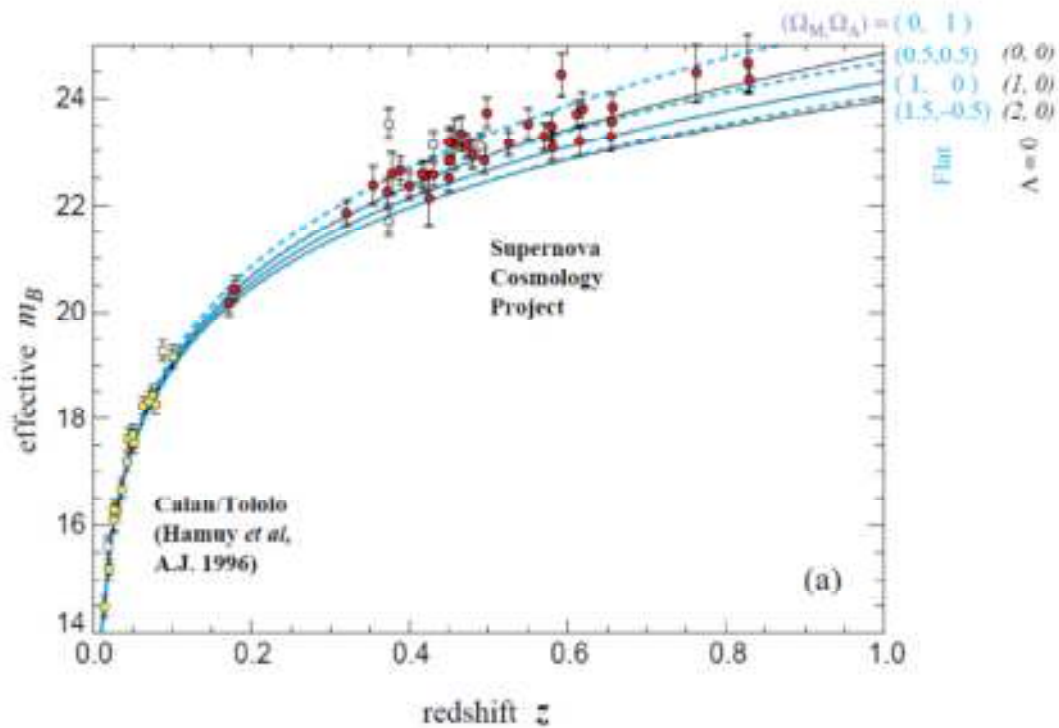


Figura 1. El diagrama de Hubble en base a 42 supernovas tipo Ia de alto *redshift* del SCP y 18 supernovas de bajo *redshift* del *Calán/Tololo Supernova Survey*. Las curvas continuas representan un rango de modelos cosmológicos con $\Lambda = 0$ y $\Omega_M = 0, 1$ y 2 . Las curvas segmentadas muestran un rango de modelos “planos” en donde $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. Notar que la escala de *redshift* es lineal.

Mientras mayor sea la magnitud, más débil es el objeto. En la escala de *redshift*, $z = 1$ corresponde a un tiempo de viaje a la velocidad de la luz de ocho mil millones de años. Los datos se comparan a un grupo de escenarios cosmológicos con y sin energía del vacío (o constante cosmológica). Los datos para $z < 0.1$ provienen de [26]. A *redshifts* $z > 0.1$ (i.e. distancias mayores que unos mil millones de años luz), las predicciones cosmológicas comienzan a divergir. Comparado con un modelo irrealista de un Universo vacío ($\Omega_M = \Omega_\Lambda = 0$) y una tasa de expansión constante, las SNs a un cierto *redshift* aparecen ser entre un 10-15% más débiles. Si el Universo estuviera dominado por la materia ($\Omega_M = 1$), las supernovas de alto- z debieran haber resultado un 25% más brillantes que lo que se observa. La conclusión es que el parámetro de desaceleración q_0 es negativo y que, inesperadamente, la expansión actualmente está acelerándose (ver más arriba). El resultado de los análisis de ambas colaboraciones muestran que el caso $\Omega_\Lambda = 0$ se puede excluir con gran confianza y que la expansión del Universo se acelera, tal como se muestra en la Fig. 2.

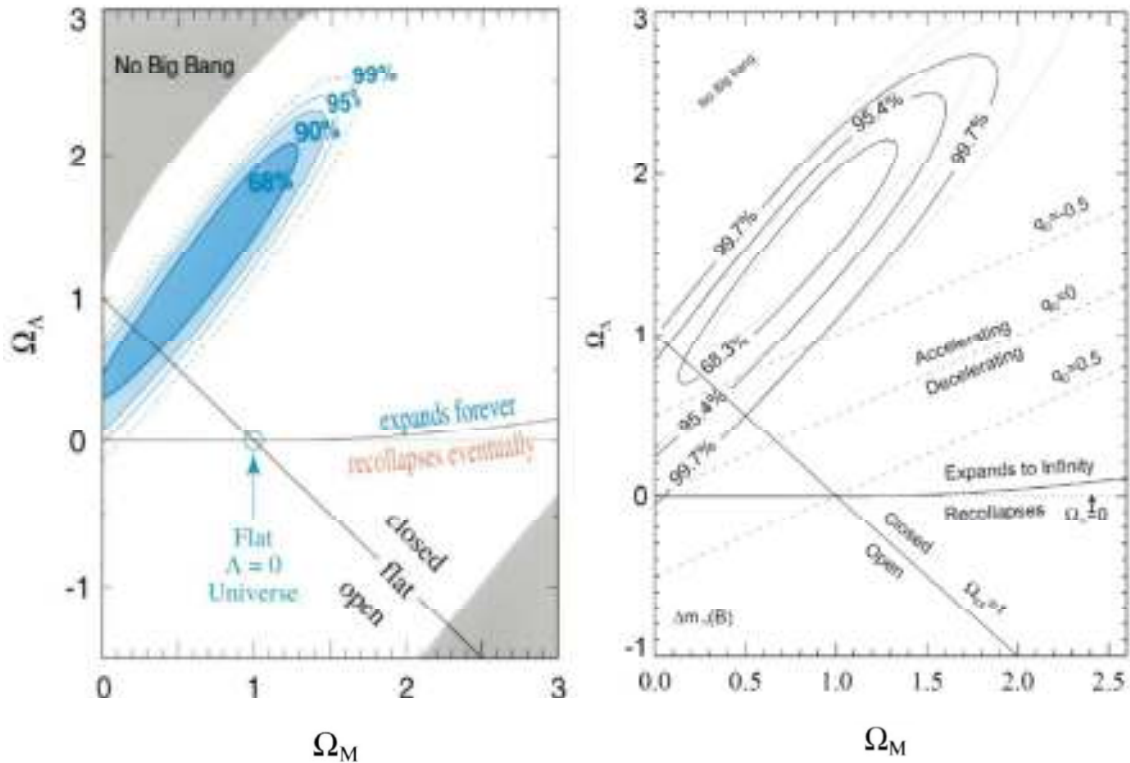


Figura 2. El panel de la izquierda muestra los resultados de ajustar los datos de las supernovas del SCP a modelos cosmológicos, con valores arbitrarios para Ω_M y Ω_Λ . [28]. El panel de la derecha muestra los resultados correspondientes para los datos del HZT [27].

¿Podría el menor brillo de las supernovas distantes deberse al efecto del polvo a lo largo de la visión? O, ¿podría ser que las SNs en el Universo temprano tuviesen propiedades diferentes a aquellas más cercanas y recientes?

Estas preguntas se han abordado detalladamente por ambas colaboraciones, e indican que el polvo no es un problema mayor y que las propiedades espectrales de las SNs cercanas y distantes son muy similares. Aunque no fue tan evidente al momento del descubrimiento, los estudios posteriores de SNs más allá de $z = 1$ [29], de una época cuando el Universo era más denso y estaba dominado por Ω_M , indican que en aquellas épocas tempranas la gravedad sí frenaba la expansión, tal como lo predicen los modelos cosmológicos. La repulsión sólo se estableció cuando el Universo tenía la mitad de su edad actual.

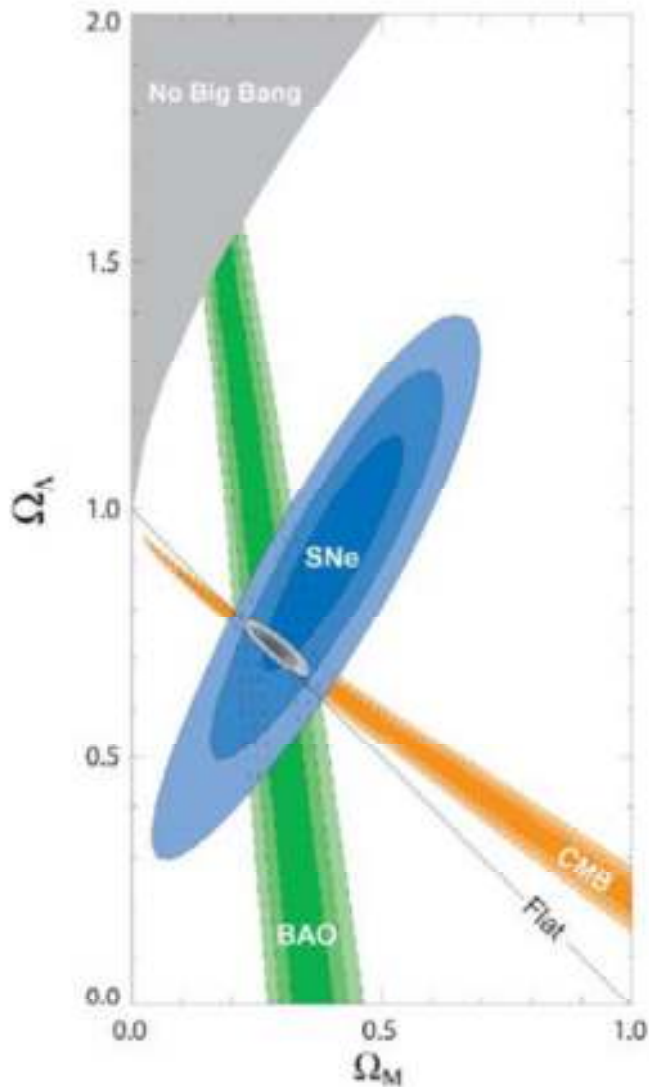


Figura 3. Una figura tomada del *Review of Particle Properties*, <http://rpp.lbl.gov>, que resume y muestra la combinación de las observaciones de SNs, el fondo de radiación de cósmico de microondas (FRC) y la correlación espacial entre las galaxias (“*Baryon Acoustic Oscillations*”, BAO).

La dramática conclusión de la expansión acelerada del Universo ha sido confirmada durante la última década a partir de mediciones precisas del FRC y estudios de la aglomeración de galaxias. Ver Fig. 3.

¿Qué es la energía oscura?

La fuerza dominante tras la aceleración permanece desconocida, pero la creencia actual es que la causa de la expansión es la energía del vacío (en este contexto denominada *energía oscura*) – tal

como ya lo había sugerido Lemaître en 1934 [16]. Los resultados de las SNs surgieron en un momento cuando algunos cosmólogos, por diferentes razones, argumentaban que el Universo podría estar dominado por el vacío. Otros, sin embargo, permanecieron reticentes a aceptar la idea de una constante cosmológica diferente de cero. Las observaciones de las SNs fueron el vínculo crucial en apoyo a la idea del dominio del vacío y para poner a prueba modelos con $\Lambda > 0$. El modelo cosmológico estándar actualmente aceptado – el Modelo de Concordancia denominado Λ CDM, incluye tanto una constante cosmológica como Materia Oscura Fría (i.e. no relativista). Los resultados de las SNs combinados con los datos del FRC e interpretados en términos del Modelo de Concordancia permiten una precisa determinación de Ω_M y Ω_Λ (ver Fig. 3).

Las predicciones del Modelo de Concordancia concuerdan, dentro de las incertezas experimentales, con todos los datos actualmente disponibles. Ninguno de los modelos alternativos propuestos para explicar las observaciones de las SNs, basados en heterogeneidades del Universo a gran escala, dimensiones adicionales o modificaciones de la RG, parecen dar cuenta de modo convincente de todas las observaciones.

El exitoso modelo estándar de la física de partículas, el cual describe la naturaleza a las escalas más pequeñas que podamos medir, tiene dos fuentes inherentes para la energía del vacío, fluctuaciones cuánticas y el rompimiento espontáneo de simetrías. En la física cuántica relativista el vacío no está vacío sino lleno de fluctuaciones cuánticas, las que están permitidas por el principio de incerteza de Heisenberg (Premio Nobel de Física 1932). Una ingenua estimación de la magnitud de la densidad de la energía del vacío, utilizando la constante de gravedad G , la constante de Planck h , ya la velocidad de la luz c , implicaría una contribución a la densidad de energía ρ_Λ del orden de

$$\rho_\Lambda \sim \frac{M_p c^2}{l_p^3},$$

en donde M_p es la masa de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV/ c^2) y l_p es la longitud de Planck ($\sim 10^{-33}$ cm), i.e., alrededor de 10^{118} GeV/cm³. Esto se debe comparar con la densidad crítica actual $\sim 0.5 \times 10^{-5}$ GeV/cm³. Dado que la densidad de energía del Universo determinada a partir de las mediciones parece ser muy cercana al valor crítico, la ingenua estimación resulta estar errada por 122 órdenes de magnitud.

Previamente al descubrimiento de la expansión acelerada del Universo, los físicos de partículas creían que debía existir un principio de simetría que prohibiera la constante cosmológica. Existe, sin embargo, otro mecanismo en el modelo estándar que genera energía del vacío. Para poder explicar por qué el Universo es tan homogéneo a pesar que distintas partes de éste no parecen haber estado en contacto causal, hubo que invocar la idea de una fase inflacionaria en el Universo temprano [30]. Se establece que en una etapa temprana, el Universo pasó por una transición de fase en la que se rompieron ciertas simetrías, generando espontáneamente una enorme densidad de energía del vacío dependiente del tiempo la cual, durante un breve lapso de tiempo, hizo que el Universo se expandiera enormemente. Un efecto similar podría aún estar en efecto, produciendo

la energía del vacío que vemos hoy día. Esto, denominado *quintaesencia*, podría ser detectable, ya que dicha energía del vacío debiera mostrar una dependencia temporal (ver [31], y las referencias en dicho artículo).

Otra pregunta aún sin respuesta es por qué Ω_Λ tiene el valor medido – y porqué tanto Ω_Λ como Ω_M en la etapa actual de la historia del Universo son del mismo orden de magnitud. En este momento no tenemos una explicación teórica sobre el valor de Ω_Λ .

Conclusión

El estudio de supernovas distantes constituye una contribución crucial a la cosmología. Junto con el agrupamiento de galaxias y las mediciones de las anisotropías del FRC, se puede obtener una determinación precisa de los parámetros cosmológicos. Sin embargo, las observaciones nos presentan un desafío: ¿cuál es la fuente de energía oscura que determina la expansión acelerada del Universo? O bien ¿es insuficiente la descripción de la gravedad por la relatividad general? O bien ¿el “error” de Einstein de haber introducido la constante cosmológica fue un golpe más de su genialidad? Hay muchos nuevos esfuerzos experimentales en curso que ayudarán a arrojar pistas a estas preguntas.

Referencias

- [1] A. Einstein, “Die Feldgleichungen der Gravitation”, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, **1915**: 844-847, (1915),
- [2] K. Schwarzschild, “Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie”, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, **1916**: 189-196, (1916),
- [3] A. Einstein, “Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie”, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, **1917**: 142-152, (1917),
- [4] A. Friedmann, “Über die Krümmung des Raumes”, Zeitschrift für Physik, **10**, 377- 386, (1922),
- [5] A. Friedmann, “Über die Möglichkeiten einer Welt mit konstanter negative Krümmung des Raumes”, Zeitschrift für Physik, **21**, 326-332, (1924),
- [6] G. Lemaître, “Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques”, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, **A47**, 49-59, (1927),
- [7] V. Slipher, “The radial velocity of the Andromeda nebula”, Lowell Observatory Bulletin, **58**, vol II: 56-57 (1913),
- [8] E.P. Hubble, “Extragalactic nebulae”, Astrophys. J., **64**, 321-369, (1926),

- [9] E.P. Hubble, "A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae", Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, 168-173, (1929),
- [10] G. Lemaître, "The beginning of the world from the point of view of quantum theory", Nature, **127**, 706, (1931),
- [11] C. Wirtz, "De Sitters Kosmologie unter der Radialbewegung der Spiralnebel", Astr. Nachr., **222**, 21-26, (1924),
- [12] K. Lundmark, "The motions and distances of spiral nebulae", MNRAS, **85**, 865-894, (1925),
- [13] H.P. Robertson, "Kinematics and world structure", Astrophys. J., **82**, 284-301, (1935); "Kinematics and world structure II", *ibid.*, **83**, 187-201, (1936), "Kinematics and world structure III", *ibid.*, **83**, 257-271, (1936),
- [14] A.G. Walker, "On the Milne's theory of world-structure", Proc. Lond. Math. Soc. (2), **42**, 90-127, (1936),
- [15] A.A. Penzias and R.W. Wilson, "A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s", Astrophys. J., **142**, 419-421, (1965),
- [16] G. Lemaître, "Evolution of the expanding universe", Proc. Nat. Acad. Sci., **20(1)**, 12-17, (1934),
- [17] A. Goobar and S. Perlmutter, "Feasibility of measuring the cosmological constant Λ and mass density Ω using type Ia supernovae", Astrophys. J., **450**, 14-18, (1995),
- [18] W. Baade, "The absolute photographic magnitude of supernovae", Astrophys. J., **88**, 285-304, (1938),
- [19] C.T. Kowal, "Absolute magnitudes of supernovae", Astron. J., **73**, 1021-1023, (1968),
- [20] W.A. Fowler and F. Hoyle, "Nucleosynthesis in supernovae", Astrophys. J., **132**, 565-590, (1960),
- [21] D. Branch and G.A. Tammann, "Type Ia supernovae as standard candles", Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 359-389, (1992),
- [22] H.U. Nørgaard-Nielsen, L. Hansen, H.E. Jørgensen, A.A. Salamanca, R.S. Ellis, W.J. Couch, "The discovery of a type Ia supernova at redshift of 0.31", Nature, **339**, 523-525, (1989),
- [23] S. Perlmutter et al., "A Supernova at $z=0.458$ and implications for measuring the cosmological deceleration", Astrophys. J., **440**, L41-L44, (1995),
- [24] M. Hamuy et al., "The 1990 Calán/Tololo Supernova Search", Astron. J., **106**, 2392-2407, (1993),
- [25] M.M. Phillips, "The absolute magnitude of Type Ia supernovae", Astrophys. J., **413**

- [26] M. Hamuy et al., "The Hubble diagram of the Calán/Tololo Type Ia supernovae and the value of H_0 ", *Astron. J.*, **112**, 2398-2407, (1996),
- [27] A.G. Riess et al., "Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant", *Astron. J.*, **116**, 1009-1038, (1998),
- [28] S. Perlmutter et al., "Measurement of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae", *Astrophys. J.*, **517**, 565-586, (1999),
- [29] A.G. Riess et al., "Type Ia supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble Space Telescope: Evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution", *Astrophys. J.*, **607**, 665-687, (2004),
- [30] A. Starobinsky, "A new type of isotropic cosmological models without singularity", *Phys. Lett.*, **B91**, 99-102, (1980);
K. Sato, "First order phase transition of a vacuum and expansion of the Universe", *MNRAS*, **195**, 467-479, (1981);
A.H. Guth, "The inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems", *Phys. Rev.*, **D23**, 347-356, (1980);
A.D. Linde, "A new inflationary scenario: A possible solution to the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems", *Phys. Lett.*, **B108**, 389-393, (1981);
A. Albrecht and P.J. Steinhardt, "Cosmology for Grand Unified Theories with radiatively induced symmetry breaking", *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1220-1223, (1982),
- [31] E.J. Copeland, M. Sami and S. Tsujikawa, "Dynamics of Dark Energy", *Int. J. Mod. Phys.*, **D15**, 1753-1936, (2006).