

# Prueba a modelos de energía oscura temprana mediante la tasa de expansión cosmológica

Test to early dark energy models using the Hubble expansion rate

Luz Ángela García<sup>1</sup>, Leonardo Castañeda<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universidad ECCI, Cra. 19 No. 49-20, Bogotá, Colombia, Código Postal 111311

<sup>2</sup>Observatorio Astronómico Nacional, Universidad Nacional de Colombia

\*lgarciap@eccci.edu.co, lcastanedac@unal.edu.co

## Resumen

En este trabajo presentamos dos métricas independientes para computar el valor del parámetro de Hubble hoy  $H_0$ . Primero, implementamos la mediana estadística, un método robusto que no se ve afectado por datos fuera de la distribución ni variaciones en los datos. Bajo unas pocas suposiciones y un conjunto suficientemente grande de datos de  $H_0$ , construido de diferentes métodos observacionales por más de 90 años, este esquema no paramétrico predice un valor de  $68.0 \pm 4.5$  km/s/Mpc para  $H_0$ . Sometemos nuestro catálogo a un segundo *test*: la minimización de la función  $\chi^2$ . Comparamos las predicciones del modelo  $\Lambda$ CDM (y la cosmología de la colaboración Planck 2018) con una parametrización efectiva del modelo de energía oscura temprana presentada en García et al. 2021. El mejor ajuste con este método es de  $68.5 \pm 0.1$  y  $66.1 \pm 0.1$  km/s/Mpc, para  $\Lambda$ CDM y el modelo de energía oscura temprana, respectivamente. Resaltamos que métodos estadísticos robustos como la mediana estadística tienen el potencial de resolver la actual tensión de Hubble (así como otras inconsistencias entre conjuntos de datos astronómicos excluyentes entre ellos). En particular, este método no descansa en un modelo cosmológico, por tanto da una predicción limpia (y no sesgada) de la tasa de expansión del Universo hoy. Finalmente, nuestros resultados son consistentes con las mediciones para el parámetro de Hubble del Universo temprano, más que las predichas con mediciones locales, con dos aproximaciones estadísticas que parten de suposiciones completamente diferentes (paramétrico vs. no paramétrico) y un catálogo de 574 valores de  $H_0$  tomados de la literatura.

**Palabras clave:** Energía Oscura, Cosmología, Tensión de Hubble, Inferencia Bayesiana.

## Abstract

In this work, we present two independent metrics to compute today's value of the Hubble parameter  $H_0$ . Firstly, we implement the median statistics, a robust method unaffected by outliers and variations in the data distribution. Under only a few assumptions and a large dataset of  $H_0$ , built from different observational methods in more than 90 years, this non-parametric scheme provides an estimate of  $68.0 \pm 4.5$  km/s/Mpc for  $H_0$ . We submit the catalog to a second test: the least squares function  $\chi^2$ . We compare the predictions from the  $\Lambda$ CDM model (and the Planck collaboration 2018 cosmology) with the early dark energy parametrization presented in García et al. 2021. The best fit values with this method are  $68.5 \pm 0.1$  and  $66.1 \pm 0.1$  km/s/Mpc, for the former and latter models, respectively. We highlight that these robust statistical methods such as

the median statistics, are a powerful tool to solve the current Hubble tension (as well as other possible inconsistencies among astronomical datasets). Notably, this method does not rely on any cosmological models; therefore, it provides a clean (unbiased) prediction of the Universe's expansion rate today. Finally, we find that our results are consistent with the forecast for the Hubble parameter from the early Universe estimates, rather than the local measurements, with two statistical schemes based on completely different assumptions (parametric vs. non-parametric metrics) and a catalog of 574 values for  $H_0$  recovered from the literature.

**Key words:** Dark Energy, Cosmology, Hubble tension, Bayesian Inference.

## 1. Introducción

El parámetro de Hubble hoy,  $H_0$ , define la tasa a la cual se expande el Universo en la época actual, y es uno de los parámetros cosmológicos más relevantes en la descripción del cosmos. Su naturaleza es geométrica, pues da cuenta de la expansión del espacio-tiempo, pero está fuertemente ligada al contenido de materia–energía del Universo. Fue de hecho el descubrimiento de Edwin Hubble en 1929 de que galaxias a grandes distancias se alejaban entre sí lo que lo llevo a postular que el Universo se expande. Por tanto, la constante de proporcionalidad en la relación de distancia y velocidad de recesión de las galaxias fue bautizada en honor a Hubble. Su valor, que inicialmente se estimó en  $550 \pm 50$  km/s/Mpc [1] y alcanzó a estimarse en  $865 \pm 100$  km/s/Mpc [2], oscila entre 67-74 km/s/Mpc en la era de la cosmología de alta precisión. Actualmente, la determinación numérica de  $H_0$  es una prueba integral y muy exigente a nuestro modelo cosmológico subyacente desde el Universo temprano hasta la física de ambientes locales ( $z = 0$ ).

Existen dos técnicas principales con las cuales inferimos el valor de  $H_0$ : el primero hace uso de medidas locales que dependen íntimamente en la **escalera cósmica de distancias** de los objetos celestes a  $z < 0.1$ . En este caso, la velocidad de recesión se usa como un indicador de la distancia. Para estrellas cercanas que no se ubican más allá de algunos Mpc, la distancia puede inferirse geoméricamente, con técnicas como el paralaje. Para galaxias “cercanas” (7-30 Mpc) detectadas por el HST -Hubble Space Telescope- y otros instrumentos en tierra, la relación entre el brillo intrínseco y la periodicidad permite extraer una medida de la distancia. Ejemplos de este tipo de objetos son las estrellas variables Cefeidas o TRGB (*Tip of the red-giant branch*), de cuyas galaxias hospederas deducimos la distancia al observador. Para estrellas en galaxias locales la relación de Tully-Fisher es también un indicador importante de distancia.

El *target* más distante en nuestro Universo a bajo *redshift* son galaxias a 100-500 Mpc, con las

que se construyen un diagrama de Hubble. Por ejemplo, con SN tipo Ia (supernovas cuyo flujo intrínseco es un marcador de la potencia, y en tanto, de la distancia al observador, por lo que se les denomina **candelas estándar**), se determinó que el Universo está experimentando una aceleración en su expansión a finales del siglo XX.

El principal problema que presenta esta técnica es que requiere constreñir los parámetros propios de la curva de luz característica de las supernovas. Además, dado que estos objetos presentan un brillo tan tenue para nuestros telescopios, solo pueden detectarse a hasta  $z \lesssim 1.7$ . Una forma de resolver esta dificultad con las supernovas Ia sería considerar eventos mucho más brillantes tales como cuásares (QSO) o estallidos de rayos gamma (o GRB, por sus siglas en inglés) y construir un diagrama de Hubble equivalente. Sin embargo, dada su variabilidad, ha sido una tarea compleja construir un catálogo uniforme e independiente de parámetros *nuisance*.

De otro lado, existen técnicas que nos permite inferir el valor del parámetro de Hubble a partir de observables definidos por la distribución global de materia–energía en la estructura a gran escala del Universo. Por ejemplo, de las anisotropías en temperatura que están impresas en el fondo cósmico de microondas (CMB: *Cosmic Microwave Background*) puede inferirse el valor de  $H_0$ , otros parámetros cosmológicos, la geometría espacial del Universo y el contenido de bariones para el instante en el que emerge la superficie de última interacción entre fotones y electrones en el plasma.

Otra prueba a alto  $z$  que se usa para inferir el parámetro de Hubble como función del tiempo es el pico acústico que se en presenta en las oscilaciones acústicas de bariones (o BAO, por *Baryon Acoustic Oscillations*), en particular la función de correlación entre galaxias que se usa como una regla estándar: existe un exceso de probabilidad de encontrar un par de galaxias a una distancia de  $\sim 100$  Mpc. Esta medición ha venido refinando con los cada vez más extensos cartografiados de galaxias como DES (el *Dark Energy Survey*), un *survey* fotométrico, o diferentes versiones de SDSS, como BOSS

(el *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*) y eBOSS (*extended BOSS*), y DESI (el *Dark Energy Spectroscopic Instrument*), estos últimos, grandes telescopios en tierra cuya fortaleza es la espectroscopia de alta precisión.

Vale la pena recordar que en astronomía medimos *redshift*  $z$ , flujos y ángulos  $\theta$ , pero inferimos e interpretamos estos observables en distancias y velocidades de los objetos astrofísicos de interés [3]. De hecho, [4] propone una discusión interesante de si es correcto usar las mediciones de  $H_0$  para inferir otros parámetros cosmológicos si se supone un modelo cosmológico de fondo.

Cuando se comparan las predicciones de  $H_0$  inferidas con observables del Universo local ( $< 500$  Mpc) y aquellas provenientes de las primeras etapas del cosmos, se ha encontrado que estos valores no coinciden y en algunos casos, la diferencia ya supera los errores asociados con las medidas (sistemáticos). Esta discrepancia se denomina **tensión de Hubble** y podría deberse a: i) fluctuaciones estadísticas en las mediciones, que podrían reducirse en gran proporción si aumenta la muestra de datos observados. Opción ii) errores sistemáticos en los experimentos, que se verían propagados en la reducción y análisis de los observables. En este caso, el error podría mitigarse al combinan diferentes conjuntos de datos que sean consistentes estadísticamente, aun cuando provengan de escenarios astrofísicos distintos. Finalmente, la tercera razón para esta discrepancia en el valor de  $H_0$  sería iii) evidencia de nueva física, por ejemplo que la expansión ha experimentado oscilaciones debido a cambios en el espacio-tiempo mismo (gravedad modificada) o bien, variaciones abruptas en las componentes de materia-energía -ver [5, 6]-.

La discusión se ha agudizado por la creciente diferencia que muestran los resultados del proyecto SH0ES con respecto a inferencias de  $H_0$  de Planck 2018 [12]. En [14] se presenta una diferencia de  $4.2\sigma$ , y en [15], este *gap* ya alcanza los  $5\sigma$  (que suele ser el umbral que se define en física de altas energías para confirmar un descubrimiento).

Una posible solución a esta crisis en el campo de la cosmología surge con la inclusión de formas de energía oscura que juegan un rol en el periodo de dominio de radiación ( $z > z_{eq} \sim 3300$ ). A este tipo de energía oscura se les ha denominado temprana (o EDE, por *Early Dark Energy* en inglés). [8] ha caracterizado el potencial de este tipo de contribuciones y su posible extinción antes de la era de Recombinación, mostrando que variaciones en la tasa de expansión de Hubble durante el tiempo podrían explicar la diferencia entre los valores que se infieren de las observaciones del Universo temprano y tardío. [7] y [9] exploran diferentes sets de datos como Pantheon y ACT (Atacama Cosmology Telescope) para testear diferentes propuestas para este tipo de modelos de EDE.

En la misma línea, en [10] estudiamos el límite de grados de libertad efectivos que se podían imprimirse al parámetro de Hubble durante el dominio de radiación sin romper la concordancia del modelo cosmológico con mediciones de deuterio, tritio y otros núcleos ligeros.

De otro lado, en [11] propusimos un modelo de EDE que respeta las cotas observacionales de BBN y converge en etapas tardías a la constante cosmológica  $\Lambda$ . Nuestro modelo muestra la dinámica de la energía oscura y abre la posibilidad de aliviar la tensión de Hubble.

Este artículo se divide así: la sección 2 describe los elementos que caracterizan al modelo cosmológico estándar y uno con energía oscura temprana [11]. En la sección 3, discutimos las dos técnicas estadísticas consideradas y el catálogo que se construyó para estimar el valor  $H_0$ . Presentamos los resultados de nuestro trabajo en la sección 4 y finalmente, sintetizamos los hallazgos y conclusiones en la sección 5, con especial interés en el debate sobre la tensión de Hubble y como las técnicas aquí presentadas pueden dar un camino para abordar este problema apremiante en la cosmología moderna.

## 2. Modelos cosmológicos

A lo largo de este trabajo, estimaremos el valor de la constante de Hubble hoy  $H_o$  en el modelo estándar  $\Lambda$ CDM y el modelo de energía oscura temprana presentado en [11].

El modelo estándar  $\Lambda$ CDM asume que una componente de energía oscura con densidad de energía constante a lo largo del tiempo y materia oscura fría (o CDM -*Cold Dark Matter* - por sus siglas en inglés). Para este modelo, consideraremos los parámetros cosmológicos fiduciales de la colaboración Planck 2018 [12].

El segundo modelo asume una componente de energía oscura cuya fracción de densidad de energía varía con el *redshift*, y que tiene una contribución no nula en la era de dominio de radiación (no superior al 5%). Existe una transición suave entre el dominio de radiación y el de De Sitter. Este tipo de componentes de materia-energía se conocen como energía oscura temprana por su presencia en etapas tempranas del Universo.

$$\omega(z) = \frac{4/3}{\left(\frac{1+z_*}{1+z}\right)^m + 1} - 1. \quad (1)$$

con  $z_*$  un *redshift* medio en la era de dominio de materia que relaciona a  $z_{eq}$  y  $z_{de}$ , los *redshifts* de equidad radiación-materia y el del comienzo del dominio de De Sitter:

$$z_* = \frac{z_{eq} + z_{de}}{2} \quad (2)$$

En [10] calculamos los valores de los parámetros libres del modelo, tal que:  $\Omega_{\phi_0} = 0.631 \pm 0.005$ ,  $m = 3.2 \pm 0.9$  y  $z_{de} = 1.2 \pm 0.3$ .

## 3. Cálculo de la constante de Hubble

En el presente trabajo, consideraremos tres conjuntos de datos para computar el valor del parámetro de Hubble hoy ( $z = 0$ ). El primer set lo constituye un catálogo compilado por J. Huchra con 559 valores de  $H_o$ <sup>1</sup>. El segundo conjunto

<sup>1</sup>Ver <https://lweb.cfa.harvard.edu/~dfabricant/huchra/hubble.plot.dat>

de datos se presenta en [13], y contiene valores del parámetro de Hubble a diferentes  $z$ , inferidos de distancias de luminosidad y oscilaciones acústicas de bariones. Finalmente, P. Lemos muestra un compendio de los valores más recientes de  $H_o$  en <https://github.com/Pablo-Lemos/plot1d>.

Nuestro catálogo a  $z = 0$  lo forman 574 valores de  $H_o$ , medidos desde 1929 por Edwin Hubble hasta hoy. Estos datos se someten a la prueba agnóstica (o independiente de un modelo cosmológico subyacente) de la **mediana estadística**, propuesta primero en [16] y revisado por [17]. El valor inferido con esta técnica de  $H_o$  es de  $67 \pm 5$  y  $68 \pm 5.5$  km/s/Mpc, con 331 y 553 datos de distintas versiones del catálogo de Huchra, en [16] y [17], respectivamente.

Las suposiciones principales de este método son: i) Todas las medidas son realizadas de forma independiente. ii) No existe un error sistemático asociado a todo el conjunto de datos. Dado que el número de datos independientes se asume muy grande, la mediana converge al valor *verdadero* de la variable de la distribución.

Consideremos una conjunto de datos que consiste en  $N$  medidas que satisfacen las condiciones definidas antes. Dados los  $N$  datos ordenados de forma ascendente con etiquetas  $M_i$ , con  $i = 1, \dots, N$ , la probabilidad de que el valor verdadero de esta cantidad esté entre  $M_i$  y  $M_{i+1}$  es:

$$P_i = \frac{2^{-N} N!}{i!(N-i)!}. \quad (3)$$

Siguiendo la notación presentada en [16],  $M_0 = -\infty$  y  $M_{N+1} = +\infty$ , el rango de  $M_j$  y  $M_{N+1-j}$  (con  $j \geq N/2$ ) define el límite de confianza de porcentaje  $C_j$  tal que:

$$C_j = 100 \times (P_j + P_{j+1} + \dots + P_{N-j}). \quad (4)$$

Los elementos  $C_j$  son un conjunto finito de números con valores discretos que dependen del número de medidas  $N$ . Sin embargo, los límites de confianza definidos en la ecuación (4) no dependen de los

errores de las  $N$  mediciones.

La otra prueba estadística a la que sometemos los valores inferidos del parámetro de Hubble a diferentes *redshifts* es el de mínimos cuadrados, dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[H_{\text{obs}, i} - H_{\text{modelo}}(z_i)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (5)$$

con el parámetro de Hubble  $H(z)$  para los modelos:

$$H(z) = \begin{cases} H_o(\Omega_{m,o}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2} & \Lambda\text{CDM} \\ H_o(\Omega_{m,o}(1+z)^3 + \Omega_{\phi,o}f(z))^{1/2} & \text{EDE (1)} \end{cases}$$

con  $f(z)$  la función que determina la evolución de la densidad de energía del modelo de energía oscura temprana [11]. En ambos casos, se ha omitido el término  $\Omega_{rad,o}(1+z)^4$  pues  $\Omega_{rad,o} \sim 10^{-5}$  hoy, por lo que de acuerdo con el modelo de concordancia,  $\Omega_{m,o}$  y  $\Omega_{DE,o}$  (fracciones de densidad de energía de materia y energía oscura hoy, respectivamente) son del mismo orden de magnitud en esta etapa. Además, se ha supuesto un Universo espacialmente plano  $\Omega_K = -\frac{Kc^2}{H_o^2} \equiv 0$ , que de acuerdo con observaciones del fondo cósmico de microondas es la geometría espacial que mejor se adapta a las anisotropías [12].

La verosimilitud  $\mathcal{L}$  asociada a la función  $\chi^2$  viene dada por:

$$\mathcal{L} \propto \exp\left[-\frac{\chi^2}{2}\right]. \quad (6)$$

#### 4. Resultados

Al considerar el catálogo completo de 574 datos de  $H_o$  e implementar los métodos de la mediana estadística y la minimización de la función  $\chi^2$ , encontramos los resultados que se muestran en la Tabla 1.

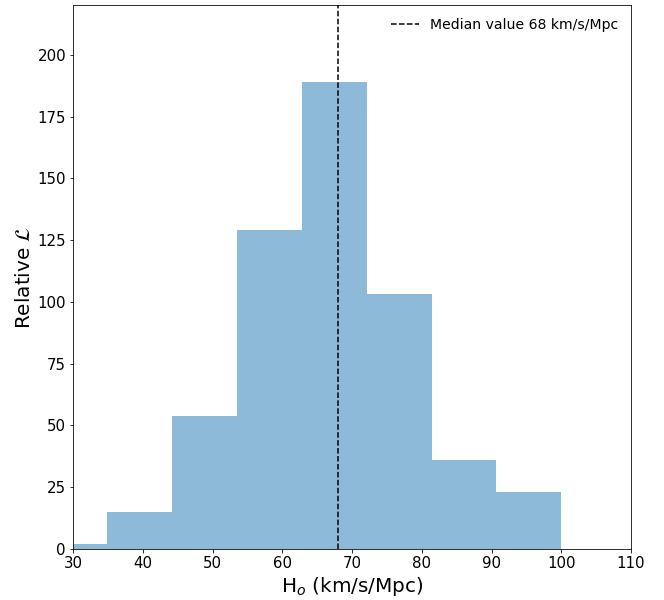
La gráfica 1 muestra la distribución relativa de los datos del catálogo que reconstruimos y describimos previamente.

La Figura 1 muestra que la mediana de la distribución efectivamente cae en el valor central de  $H_o$ , una vez la variable se ordena de forma ascendente. Solo a modo de comparación, presentamos la media:  $75.3 \pm 0.25$  km/s/Mpc y la métrica de interés en esta parte del trabajo, la mediana:  $68.0 \pm 4.5$  km/s/Mpc

**Tabla 1.** Valores calculados de la constante de Hubble  $H_o$  con el método de la mediana estadística y el catálogo completo de medidas (en la segunda fila) y el de mínimos cuadrados para el modelo  $\Lambda$ CDM y propuesta de energía oscura temprana (filas tres y cuatro).

Método		$H_o$ (km/s/Mpc)
Mediana		$68.0 \pm 4.5$
$\chi^2$	$\Lambda$ CDM con [12]	$68.5 \pm 0.1$
	Modelo EDE [11]	$66.1 \pm 0.1$

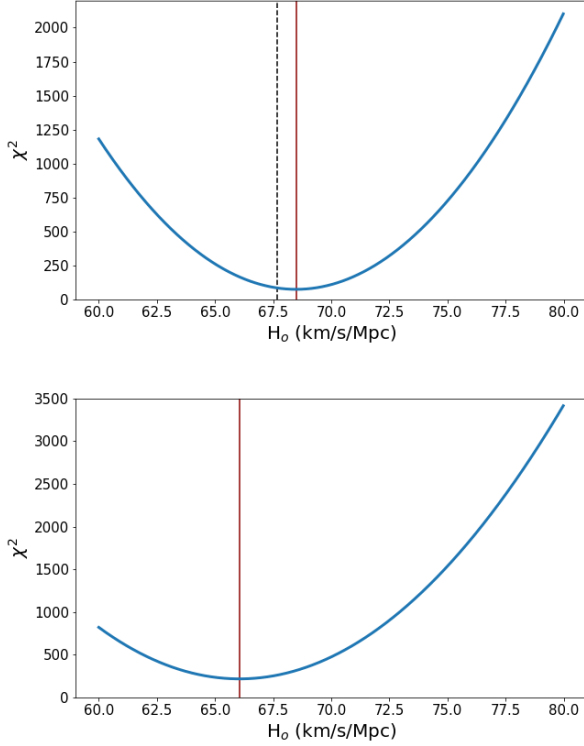
de la distribución de 574 datos de  $H_o$ . El valor



**Figura 1.** Verosimilitud relativa de la mediana verdadera de  $H_o$  del catálogo completo con 574 datos compilados de las bases de datos de J. Huchra, P. Biswas y P. Lemos. La mayor proporción de los datos se encuentra en este rango porque limitamos el rango de  $H_o$  al mostrado en la figura. La mediana estimada de la distribución es  $68.0 \pm 4.5$  km/s/Mpc y se muestra en línea punteada negra. El error se obtiene considerando un intervalo de confianza que contiene el 95% de los datos de la muestra.

mínimo de la función  $\chi^2$  -o de forma equivalente, la maximización de la verosimilitud  $\mathcal{L}$ - ocurre en los valores reportados en la Tabla 1. La Figura 2 muestra una comparación del comportamiento de la función  $\chi^2$  (5) con respecto al valor de la constante de Hubble ( $H_o$ ). En el caso de la función calculada para el modelo  $\Lambda$ CDM, para el valor verdadero se

usó el valor reportado por la colaboración Planck 2018 [12] en línea gris punteada. En ambos casos, la línea sólida en rojo muestra el valor que minimiza la función  $\chi^2$  que se reporta arriba. Cabe destacar

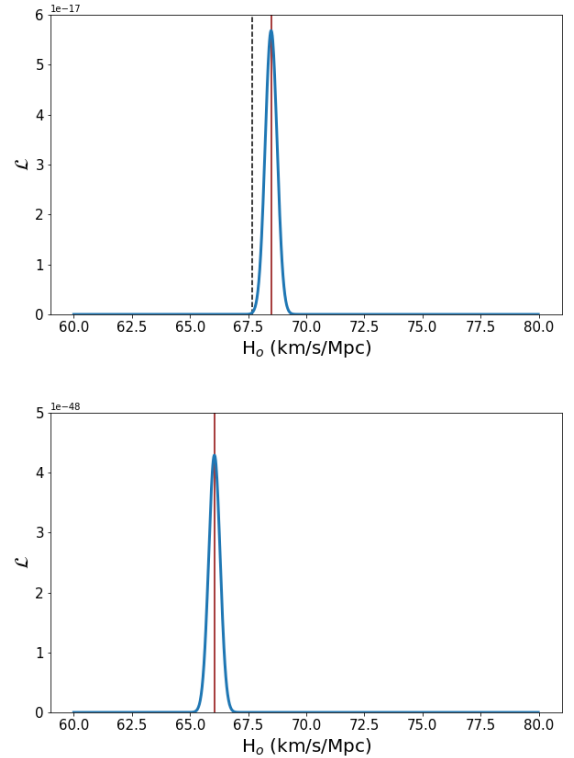


**Figura 2.** Función  $\chi^2$  vs. parámetro de Hubble hoy  $H_0$ . En el panel superior se muestra la predicción para el modelo  $\Lambda$ CDM en azul. La función presenta un mínimo en  $68.5 \pm 0.1$  km/s/Mpc y este valor se compara con el valor *verdadero* de [12] en líneas roja sólida y gris punteada, respectivamente. En el cuadro inferior se muestra la función  $\chi^2$  calculada con los parámetros libres del modelo EDE [11] y el valor que minimiza la función  $H_0 = 66.1 \pm 0.1$  km/s/Mpc en la línea vertical roja.

que el modelo EDE muestra un valor de expansión hoy por debajo del predicho con  $\Lambda$ CDM, lo que es consistente con la evolución de estos modelos de energía oscura temprana si se tiene en cuenta que hemos impuesto *a priori* los mejores *fits* para los parámetros libres de este modelo [11]. Nuestro modelo difiere con la cosmología estándar no sólo porque incluye parámetros sin equivalencia en  $\Lambda$ CDM (que expresan la dinámica de la energía oscura), sino porque además predice una mayor fracción de densidad de materia hoy, lo que genera una tasa de expansión menor en dominio de De Sitter (etapas tardías).

Dada la alta degeneración entre los parámetros de densidad de las componentes de materia–energía y el parámetro de Hubble  $H_0$ , este resultado podría cambiar si el análisis no se enfoca en el cómputo de  $H_0$  solamente, sino que en el sistema de pruebas se calcula simultáneamente  $H_0$  y los parámetros libres del modelo de EDE.

La Figura 3 muestra la función de verosimilitud para ambos modelos de acuerdo a la ecuación (6), el valor más probable de  $H_0$  para cada modelo en rojo, y el valor *verdadero* del modelo  $\Lambda$ CDM de acuerdo a [12] en línea gris punteada.



**Figura 3.** Función de verosimilitud vs. valor de  $H_0$ . En el panel superior se muestra la predicción para el modelo  $\Lambda$ CDM en azul, mientras que el panel inferior muestra la función predicha por el modelo de energía oscura temprana que se presenta en [11]. Los resultados son equivalentes a los mostrados en la Figura 2 y las filas 3 y 4 de la Tabla 1.

Finalmente, la Figura 4 despliega nuestros resultados y los compara con el parámetro de Hubble hoy inferido mediante diferentes métodos observacionales. El valor que se obtiene con la

mediana estadística se presente en la parte superior. Justo debajo se muestran los resultados obtenidos con la minimización de la función  $\chi^2$  con el modelo estándar y la propuesta de energía oscura temprana [11]. Del cuarto dato reportado hacia abajo, se muestran los valores inferidos de  $H_0$  con los datos más recientes de CMB, BAO, nucleosíntesis primordial (BBN), SH0ES, TGRB, HOLiCOW, entre otras.

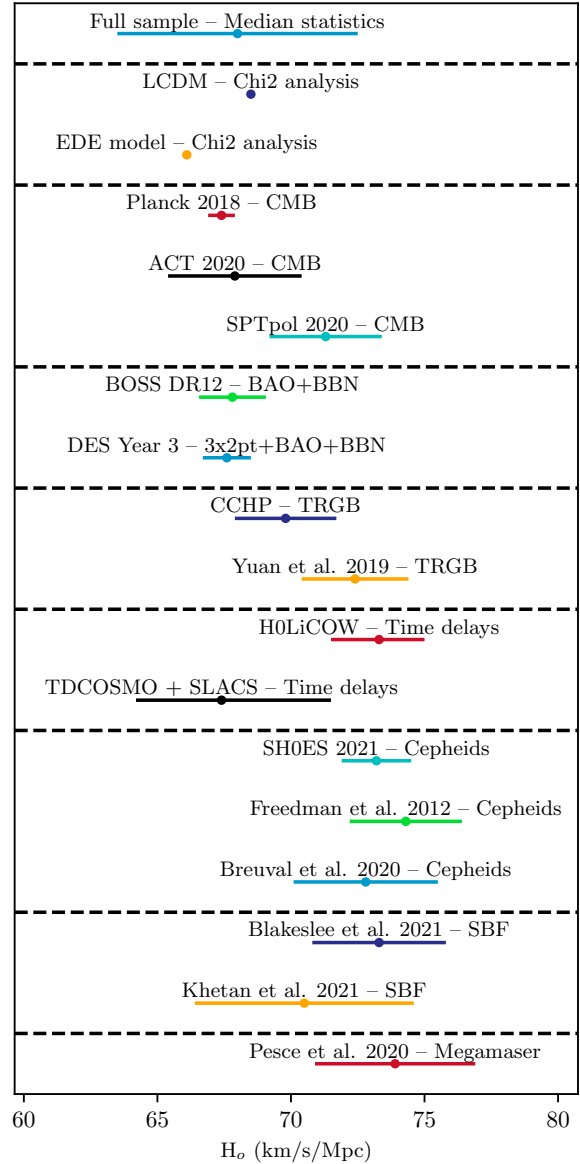
Del diagrama 4 es claro que ambos tratamientos son consistentes con medidas del Universo temprano, tales como CMB (con proyectos como Planck, ACT y SPT) o BAO (BOSS DR12 y DES Y3). Es resultado es particularmente interesante, pues las dos técnicas estadísticas asumen hipótesis muy distintas y son conceptualmente opuestas: la función  $\chi^2$  recae en el modelo cosmológico con el se comparan los datos (modelo paramétrico) mientras que la mediana estadística es un método agnóstico (o no paramétrico).

Por último, resaltamos el poder de la mediana estadística para computar parámetros en cosmología, pues es un método muy robusto que converge al valor central de la distribución del conjunto de datos, y no está sesgado por *outliers* -como las mediciones de  $H_0$  de astrónomos observacionales contemporáneos a Edwin Hubble que superaban en un orden de magnitud las estimaciones actuales o medidas con errores muy grandes.

## 5. Conclusiones

En este trabajo presentamos dos métodos estadísticas para encontrar la constante de Hubble  $H_0$ : una paramétrica, la minimización de la función  $\chi^2$ , y una no paramétrica, la mediana estadística, ambos comparados con un catálogo que se construyó a partir de trabajos independientes de J. Huchra, P. Biswas y P. Lemos. Nuestro catálogo compilado, que consta de 574 valores de  $H_0$ , se somete a la prueba de la mediana estadística, con una predicción de  $68.0 \pm 4.5$  km/s/Mpc para la constante de Hubble.

Debido a la naturaleza robusta de este método, donde no se asume gaussianidad en la distribución



**Figura 4.** Comparación de los valores de  $H_0$ . En la parte superior se reportan los valores estimados del parámetro de Hubble hoy usando las técnicas de la mediana estadística y los mínimos cuadrados. Los demás valores hacia abajo son inferidos mediante diferentes técnicas observacionales del Universo temprano (de Planck 2018 a DES Year 3) a medidas locales (< 500 Mpc). Esta gráfica se obtuvo con una versión modificada de la rutina disponible en <https://github.com/Pablo-Lemos/plot1d>.

de las medidas (ni de los errores), la mediana no se mueve ante valores fuera de la distribución ni datos en las colas del valor central. Además, el error estimado por este método es independiente de los errores experimentales de las medidas. Así



pues, esta métrica ofrece una excelente oportunidad para resolver la tensión de Hubble (entre otras discrepancias experimentales con la estimación de parámetros como  $\sigma_8$ ) mediante el uso de catálogos astronómicos muy extensos e independientes, que al cruzarse dan una predicción sólida del parámetro y libre de la imposición de un modelo cosmológico.

Al minimizar la función  $\chi^2$ , comparando las predicciones del parámetro de Hubble teórico con los datos del catálogo completo, encontramos que el valor de  $H_0$  para el modelo  $\Lambda$ CDM es  $68.5 \pm 0.1$  km/s/Mpc, consistente con la estimación de este parámetro cosmológico con observaciones del Universo temprano. De otro lado, cuando calculamos  $H_0$  con el modelo de energía oscura temprana presentado en [11], encontramos que su valor es  $66.1 \pm 0.1$  km/s/Mpc. En este caso, se fijaron los mejores ajustes de los parámetros libres del modelo reportados en [11] y posteriormente se computó el valor del parámetro de Hubble hoy, lo que explica porque la diferencia notable entre  $\Lambda$ CDM y nuestro modelo de EDE.

En ambos casos es claro que el esquema paramétrico de la función de mínimos cuadrados con los modelos cosmológicos aquí expuestos favorecen un valor de  $H_0$  menor al que se mide en el Universo local, y que converge a la inferencia con observaciones asociadas a el CMB o BAO.

También resaltamos el poder de la estadística bayesiana, no sólo la estimación de parámetros sino en la decisión entre modelos cosmológicos. Continuaremos explorando la potencialidad de esta técnica en futuros trabajos.

Por otra parte, concluimos que el modelo de energía oscura temprana que se aborda en este trabajo alivia la tensión del parámetro de Hubble, pues genera una contribución no nula (inferior al  $\Omega_{\text{EDE}} \leq 5\%$  en la fracción de densidad de energía de la EDE durante dominio de radiación) y da comienzo al dominio de materia antes que en el modelo estándar con constante cosmológica. Además, el modelo se decanta por un valor de  $H_0$  consistente con las suposiciones que motivaron el

modelo de energía oscura temprana en primer lugar. Por esto, una de las perspectivas de este estudio será someter los modelos presentados por [18] a estas pruebas estadísticas para poner restricciones en el parámetro  $n$  que caracteriza los potenciales que definen la evolución del campo escalar de energía oscura temprana tipo axiones. También, esperamos imponer cotas para los parámetros libres de la familia de soluciones que contienen a la parametrización propuesta en [11].

Adicionalmente, estos modelos de energía oscura temprana pueden probarse en diferentes etapas del Universo dado que su dinámica les da una contribución subdominante durante las eras de dominio de materia y radiación, pero deja una huella cuantificable en los observables astrofísicos. Posibles señales de la energía oscura temprana pueden sondearse durante nucleosíntesis primordial, el periodo de Reionización (y su culminación a  $z \sim 6$  -[20]-). Este análisis puede extenderse a etapas más tardías del Universo con el creciente conjunto de observaciones de ondas gravitacionales (un ejemplo se presenta en [19]) o bien con ráfagas rápidas de radio (o FRB, *Fast Radio Bursts*) de las cuales contamos con unas decenas de detecciones con contraparte electromagnética, pero cuya muestra se multiplicará en los próximos años por la puesta en marcha del CHIME (*Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment*).

Finalmente, queremos enfatizar que la prueba más exigente deben pasar estos modelos de energía oscura temprana para considerarse viables es que reproduzcan la formación de estructura desde el dominio de materia que hemos observado con los grandes *surveys* de galaxias a gran escala. Por esto, indagaremos *tests* como el de Alcock-Paczynski con simulaciones que incluyen de forma autoconsistente un modelo de energía oscura temprana. Asimismo, averiguaremos como cambia el número de halos de materia oscura como función del tiempo en un modelo cosmológico con contribución de EDE. Resulta imperativo estudiar el origen y naturaleza de la hasta ahora insondable energía oscura si se espera cerrar la brecha entre las estimaciones de  $H_0$

en distintas épocas del Universo.

**Declaración de conflicto de interés:** Los autores manifiestan no tener conflictos de interés.

### Referencias

- [1] Hubble, E. & Humason, M. L. 1931, APJ, 74, 43. doi:10.1086/143323
- [2] Eddington, A. S. 1935, MNRAS, 95, 636. doi:10.1093/mnras/95.8.636
- [3] Shah, P., Lemos, P., & Lahav, O. 2021, AAPR, 29, 9. doi:10.1007/s00159-021-00137-4
- [4] Efstathiou, G. 2021, MNRAS, 505, 3866. doi:10.1093/mnras/stab1588
- [5] Verde, L., Treu, T., & Riess, A. G. 2019, Nature Astronomy, 3, 891. doi:10.1038/s41550-019-0902-0
- [6] Knox, L. & Millea, M. 2020, PRD, 101, 043533. doi:10.1103/PhysRevD.101.043533
- [7] Poulin, V., Smith, T. L., Karwal, T., et al. 2019, PRL, 122, 221301. doi:10.1103/PhysRevLett.122.221301
- [8] Niedermann, F. & Sloth, M. S. 2020, PRD, 102, 063527. doi:10.1103/PhysRevD.102.063527
- [9] Hill, J. C., Calabrese, E., Aiola, S., et al. 2022, PRD, 105, 123536. doi:10.1103/PhysRevD.105.123536
- [10] García, L. Á., Tejeiro, J. M. & Castañeda, L. 2011, DOI: 10.3254/978-1-60750-974-5-309. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Volume 178, <http://ebooks.iospress.nl/publication/26898>
- [11] García, L. Á., Castañeda, L., & Tejeiro, J. M. 2021, New Astronomy, 84, 101503. doi:10.1016/j.newast.2020.101503
- [12] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, AAP, 641, A6. doi:10.1051/0004-6361/201833910
- [13] Biswas, P., Roy, P., & Biswas, R. 2020, APSS, 365, 117. doi:10.1007/s10509-020-03829-y
- [14] Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., et al. 2019, APJ, 876, 85. doi:10.3847/1538-4357/ab1422
- [15] Riess, A. G., Yuan, W., Macri, L. M., et al. 2022, APJL, 934, L7. doi:10.3847/2041-8213/ac5c5b
- [16] Gott, J. R., Vogeley, M. S., Podariu, S., et al. 2001, APJ, 549, 1. doi:10.1086/319055
- [17] Chen, G. & Ratra, B. 2011, PASP, 123, 1127. doi:10.1086/662131
- [18] Niedermann, F. & Sloth, M. S. 2019, arXiv:1910.10739
- [19] Escamilla-Rivera, C. & Nájera, A. 2022, JCAP, 2022, 060. doi:10.1088/1475-7516/2022/03/060
- [20] García, L. A., Tescari, E., Ryan-Weber, E. V., et al. 2017, MNRAS, 470, 2494. doi:10.1093/mnras/stx1371