



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



Instituto de Investigación en Ciencias Básicas y Aplicadas
Centro de Investigación en Ciencias

Estimación de Parámetros de Energía Oscura con Explosiones
de Rayos Gamma

T e s i s
para obtener el título de

Licenciado en Ciencias área terminal en Física

Presenta
Gabriela Tapia Labra

Director de tesis
Dr. Juan Carlos Hidalgo Cuéllar

Cuernavaca Morelos, diciembre 2019

Agradecimientos

Primero quiero agradecer a mi familia en especial a mi madre Cristina Labra Solano por brindarme su amor incondicional, su apoyo durante mis estudios, por confiar y creer en mi y por siempre estar a mi lado a pesar de la lejanía, sin ella no lo habría logrado, fue mi motivación más grande para concluir con éxito este proyecto de tesis.

Mis hermanos; Angel, Erick y Daniel porque ellos han sido parte de mi motivación para seguir adelante con mis sueños, su apoyo y ánimo ha sido fundamental en todo este proceso.

Mi director de tesis el Dr. Juan carlos Hidalgo Cuéllar, que le tengo un gran respeto y mucho cariño. Agradezco el tiempo dedicado a enseñarme, corregirme y orientarme, pero sobre todo por la motivación y el apoyo en todo este camino. También quiero agradecer a la Dra. Ariadna Montiel Arenas por su paciencia en todo este proyecto y por todo lo que aprendí de ella. Agradezco a ambos toda la dedicación y el tiempo invertido a esta investigación que tuvo como fruto esta tesis.

A las instituciones que financiaron este proyecto, comenzando con CONACYT CB-2016-282569 *Distorsiones por desplazamiento al rojo y lentes débiles cosmológicas en relatividad* y PAPIIT-UNAM IN104119 *Estudios en gravitación y cosmología*. .

Finalmente, a mis compañeros de la licenciatura con los que cree una amistad para toda la vida; Fer, Sam, Sofi, David, Nico y Lalo. Porque a través de los momentos en que compartimos risas y experiencias se hacía más amena la carrera y se disfrutaba cada momento.

¡Muchas gracias!

Resumen

Desde 1998, y gracias a una enorme cantidad de datos cosmológicos, se ha confirmado que nuestro universo ha entrado recientemente en una época de expansión acelerada. La mayoría de los modelos teóricos propuestos consideran que la aceleración cósmica es debida a un componente del universo que genera un comportamiento repulsivo, la llamada energía oscura (DE, por sus siglas en inglés). Si bien el modelo preferido para describir dicha expansión es el que estipula la existencia de una constante cosmológica, modelo llamado Lambda Cold Dark Matter (Λ CDM), este aún sufre de problemas teóricos sin resolver, razón por la cual los cosmólogos proponen modelos alternativos.

Para determinar si un modelo es capaz o no de proporcionar una explicación de la naturaleza de la energía oscura, un procedimiento razonable es contrastar las predicciones teóricas con las observaciones, y esto se realiza a través de un análisis bayesiano de los parámetros del modelo. El poder predictivo de dichos análisis recae en el número de datos observacionales que ponen a prueba los modelos teóricos.

El objetivo de esta tesis es comparar las predicciones teóricas de modelos alternativo a Λ CDM con los datos observacionales más actuales de Supernovas Tipo Ia, mediciones de las Oscilaciones Acústicas de Bariones, del Fondo Cósmico de Microondas y del parámetro de Hubble, a través de un análisis bayesiano con la herramienta numérica MontePython.

Por otro lado, puesto que las mediciones de distancia son actualmente la herramienta más poderosa para estudiar la historia de expansión del universo sin especificar su contenido de materia ni ninguna teoría de la gravitación, lo ideal sería tener datos de distancias a objetos a muy altos corrimientos al rojo.

Las explosiones de rayos gamma (GRBs), siendo las más violentas y brillantes en el Universo, han recibido especial atención en cosmología ya que son potenciales indicadores de distancia hasta corrimientos al rojo de aproximadamente $z \sim 9$. En particular en esta tesis también se estudiará la correlación entre la energía pico y la energía isotrópica, $E_p - E_{iso}$ (relación de Amati), de los GRBs para determinar la distancia a dichos objetos y con ello añadir dos conjuntos nuevos de datos a los ya antes mencionados para obtener mejores predicciones sobre los parámetros de modelos de energía oscura.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	II
1. HISTORIA DE LA EXPANSIÓN DEL UNIVERSO	1
1.1. Modelo de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker.	2
1.1.1. <i>Tensor de energía-momento $T_{\mu\nu}$.</i>	3
1.1.2. <i>Ecuaciones de Friedmann.</i>	4
1.2. El universo en expansión.	7
1.2.1. <i>Diagrama de Hubble.</i>	8
1.2.2. <i>Mediciones del parámetro de Hubble.</i>	11
1.3. Distancias cósmicas.	12
1.3.1. <i>Distancia comóvil.</i>	12
1.3.2. <i>Distancia luminosa.</i>	13
1.3.3. <i>Distancia de diámetro angular.</i>	14
1.4. Ecuación de estado de la energía oscura (EOS).	15
2. MODELOS DE ENERGÍA OSCURA Y EVIDENCIA OBSERVA-	
 CIONAL	18
2.1. Modelo Λ CDM	18
2.2. Modelo w CDM.	20
2.3. Parametrización CPL.	22
2.4. Evidencia observacional.	23

2.4.1.	<i>Fondo Cósmico de microondas (CMB).</i>	23
2.4.2.	<i>Oscilaciones acústicas de bariones (BAO).</i>	25
2.4.3.	<i>Supernovas.</i>	27
3.	GRBs COMO PRUEBA COSMOLÓGICA	33
3.1.	Explosiones de Rayos Gamma.	33
3.1.1.	<i>Clasificación de GRBs.</i>	34
3.1.2.	<i>Formación de GRBs.</i>	35
3.2.	GRBs como candelas estándar.	37
3.2.1.	<i>Correlaciones entre las observables.</i>	38
3.2.2.	<i>Calibración independiente del modelo de la relación de Amati.</i>	44
3.2.3.	<i>Nueva calibración.</i>	47
4.	TÉCNICAS PARA RESTRICCIONES A MODELOS COSMOLÓGICOS	51
4.1.	Estadística bayesiana.	51
4.1.1.	<i>Cadenas de Markov.</i>	52
4.1.2.	<i>Regiones de confianza.</i>	52
4.1.3.	MONTEPYTHON.	53
4.2.	Muestras de observación.	54
4.2.1.	<i>Supernovas Tipo Ia.</i>	54
4.2.2.	<i>Oscilaciones Acústicas de Bariones.</i>	55
4.2.3.	<i>Fondo Cósmico de Microondas</i>	55
4.2.4.	<i>Explosiones de Rayos Gamma.</i>	56
5.	RESULTADOS	58
5.1.	Constricciones con distintos conjuntos de datos.	58
5.1.1.	Modelo Λ CDM	58
5.1.2.	Modelo w CDM	59
5.1.3.	Parametrización CPL	61
6.	CONCLUSIONES	64

A. Propagación de errores.	66
B. Conjunto de datos nuevo.	69

Índice de tablas

3.1. Comparación de los coeficientes entre calibraciones	48
5.1. Resultados con el modelo Λ CDM.	59
5.2. Resultados para el modelo w CDM.	61
5.3. Resultados con la parametrización CPL.	63
B.1. conjunto de datos nuevo.	70
B.2. conjunto de datos nuevo.	71
B.3. conjunto de datos nuevo.	72

Índice de figuras

1.1. Expansión del universo.	8
1.2. Diagrama original de Hubble.	10
2.1. Época en que dominan diferentes parámetros de densidad.	19
2.2. La edad del universo en función de w	21
2.3. Diagrama para el diámetro angular.	26
2.4. Etapas en la formación de una supernova gravitacional.	28
2.5. Formación de una supernova Tipo Ia.	29
2.6. Curvas de luz de supernovas Tipo Ia calibradas.	30
2.7. Distancia luminosas vs corrimiento al rojo para tres modelos	32
3.1. Clasificación de GRBS	34
3.2. Formación de GRBS	37
3.3. Relación τ_{lag} -Luminosidad	40
3.4. Relación Variabilidad-Luminosidad	41
3.5. Relación E_{peak} vs Luminosidad.	42
3.6. Relación E_{peak} vs E_{iso}	43
3.7. Relación τ_{RT} vs Luminosidad.	44
3.8. Datos OHD.	45
3.9. Gráfica del $mdulodeladistancia$ vs z	47
3.10. Gráfica con datos OHD-nuevo ajuste.	49
3.11. Gráfica de μ_{GRB} vs z para el nuevo conjunto de datos de GRBs.	50
4.1. Regiones de confianza.	53

5.1. Resultados con el modelo Λ CDM.	59
5.2. Resultados con el modelo w CDM.	60
5.3. Resultados con el modelo w CDM.	61
5.4. Resultados con la parametrización CPL	62
5.5. Resultados con la parametrización CPL	63

Capítulo 1

HISTORIA DE LA EXPANSIÓN DEL UNIVERSO

El modelo estándar en Cosmología está basado en el *principio cosmológico*, el cual dicta que el universo a gran escala (a distancias superiores a cientos de millones de años-luz) es homogéneo e isotrópico. La homogeneidad implica que todos los lugares del universo son equivalentes, en el sentido de que cualquier observador medirá las mismas propiedades físicas (densidad, temperatura, etc.). La isotropía por su parte, establece que dicho observador medirá lo mismo en todas las direcciones en las que observe. Cabe destacar que a escalas menores a 150 Mpc, el universo ciertamente no es homogéneo ni isotrópico.

La historia de la expansión del universo se obtiene al resolver las ecuaciones de Einstein en un espacio-tiempo homogéneo e isotrópico. Aunque se observan inhomogeneidades e irregularidades en nuestra región local del universo, estas inhomogeneidades se han desarrollado en el tiempo a partir de perturbaciones gravitacionales de una distribución de materia que fue más homogénea en el pasado.

En este capítulo se proporcionan los elementos básicos para entender la historia de expansión del universo y se introducen una serie de distancias cósmicas que son útiles para estudiar dicha expansión acelerada del universo. [1].

1.1. Modelo de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker.

El elemento de línea que describe un espacio-tiempo de cuatro dimensiones homogéneo e isotrópico es el de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) y está dado por

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -cdt^2 + a^2(t)d\sigma^2, \quad (1.1)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es un tensor métrico, $a(t)$ es el factor de escala con tiempo cósmico t y $d\sigma^2$ es la métrica independiente del tiempo de un espacio 3-dimensional con curvatura constante K :

$$d\sigma^2 = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (1.2)$$

K puede tomar los siguientes valores $0, -1, +1$. Además del contenido de materia, el universo se caracteriza por otro parámetro, su geometría. Hay tres posibilidades: que sea un universo plano ($K = 0$), universo abierto ($K = -1$) o cerrado ($K = 1$). Estas diferentes posibilidades se entienden mejor considerando dos partículas viajando libremente que comienzan su viaje moviéndose paralelamente una a la otra. Un universo *plano* es euclidiano: las partículas permanecen paralelas mientras viajan libremente. La Relatividad General conecta la geometría con la energía; por lo tanto, un universo plano es aquel en el que la densidad de energía es igual al valor crítico $\rho_c(t) = 10^{-29} \text{g cm}^{-3}$. Si la densidad de energía es mayor que este valor, entonces el universo es *cerrado*: las partículas inicialmente paralelas gradualmente convergen. La analogía de un universo cerrado es la superficie de una esfera: ambos tienen curvatura positiva, la primera en tres dimensiones espaciales y la segunda en dos. Finalmente, un universo de baja densidad es *abierto*, de modo que las trayectorias inicialmente paralelas divergen.

La demostración de que el elemento de línea de la Ec. (1.1) es la expresión más general que es compatible con el principio cosmológico puede encontrarse en [2].

Las ecuaciones de movimiento del universo en expansión se derivan a partir del principio cosmológico con la suposición de que la Relatividad General, teoría clásica que describe al campo gravitacional en términos de la curvatura del espacio tiempo,

es correcta a escalas muy grandes. Las ecuaciones de Einstein son

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el *tensor de Ricci* definido como

$$R_{\mu\nu} = \Gamma_{\mu\nu,\alpha}^{\alpha} - \Gamma_{\mu\alpha,\nu}^{\alpha} + \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}\Gamma_{\alpha\beta}^{\beta} - \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha}\Gamma_{\alpha\nu}^{\beta}, \quad (1.4)$$

$\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu}$ son los *simbolos de Christoffel*

$$\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu} = \frac{1}{2}g^{\mu\alpha}(g_{\alpha\nu,\lambda} + g_{\alpha\lambda,\nu} - g_{\nu\lambda,\alpha}), \quad (1.5)$$

con $g_{\alpha\nu,\lambda} \equiv \partial g_{\alpha\nu}/\partial x^{\lambda}$. Note que $g_{\alpha\nu}$ satisface la relación $g^{\mu\alpha}g_{\alpha\nu} = \delta_{\nu}^{\mu}$, donde δ_{ν}^{μ} es la delta de Kronecker ($\delta_{\nu}^{\mu} = 1$ para $\mu = \nu$ y $\delta_{\nu}^{\mu} = 0$ para $\mu \neq \nu$). La contracción del *tensor de Ricci* da el *escalar de Ricci* R (curvatura escalar)

$$R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}. \quad (1.6)$$

El lado izquierdo de la Ec. (1.3) caracteriza la geometría del espacio-tiempo, cómo está de curvado en cada punto. En el lado derecho G es la constante de gravitación universal, $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento de la componente de materia, el cual representa la cantidad de materia y energía que hay en el universo [1].

1.1.1. *Tensor de energía-momento* $T_{\mu\nu}$.

El tensor de energía-momento $T_{\mu\nu}$ es una cantidad tensorial en la teoría de la relatividad de Einstein, es de rango dos, es simétrico y tiene diez componentes independientes. Describe el flujo lineal de energía y momento debido a la presencia de materia y radiación en una región del espacio-tiempo.

En el espacio-tiempo de FLRW, el tensor energía-momento toma la forma de un

fluido perfecto. En el sistema comóvil se escribe:

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) U_\mu U_\nu + p\delta_{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

donde $U^\mu = (-1, 0, 0, 0)$ es la 4-velocidad del fluido en coordenadas comóviles, p y ρ son funciones de t . Las componentes (00) e (ij) de $T_{\mu\nu}$ en este marco de referencia son $T_{00} = -\rho c^2$ y $T_{ij} = p\delta_{ij}$.

1.1.2. *Ecuaciones de Friedmann.*

A partir de las componentes diferente de cero del tensor métrico para la métrica de FLRW, $g_{00} = -c^2$, $g_{11} = a^2(t)/(1 - Kr^2)$, $g_{22} = a^2(t)r^2$ y $g_{33} = a^2(t)r^2 \sin^2 \theta$, es posible obtener los símbolos de Christoffel de primer y segundo tipo para así construir el *tensor de Ricci* y el *escalar de Ricci*. Una vez que se tiene esto, las ecuaciones de campo de Einstein pueden ser escritas usando el tensor de energía-momento para un fluido perfecto.

Debido a la simetría, muchos de los términos son cero y este cálculo tiene como resultado sólo dos ecuaciones independientes conocidas como *ecuaciones de Friedmann*

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{Kc^2}{a^2}, \quad (1.8)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right). \quad (1.9)$$

De estas dos ecuaciones se determinan $a(t)$ y $\rho(t)$ ó $a(t)$ y $p(t)$. Por ello, es necesario complementar desde el inicio con una relación entre $p(t)$ y $\rho(t)$, en particular, una ecuación de estado del fluido.

Diferenciando la Ec. (1.8) y usando la Ec. (1.9) para eliminar la segunda derivada de $a(t)$, se obtiene la llamada ecuación de continuidad o conservación:

$$\dot{\rho} + 3H\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0. \quad (1.10)$$

Si la densidad de materia es ρ_m y $z = 0$, la Ec. (1.8) puede escribirse en la forma

$$\Omega_m + \Omega_K = 1, \quad (1.11)$$

donde

$$\Omega_K = -\frac{K}{(aH)^2}, \quad \Omega_m = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}. \quad (1.12)$$

En lo anterior se define el parámetro de densidad adimensional como

$$\Omega(t) \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}, \quad (1.13)$$

donde ρ_c es la densidad crítica

$$\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G}. \quad (1.14)$$

De la Ec. (1.11), se observa que la distribución de materia determina la geometría espacial del universo, es decir

$$\Omega_m > 1 \rightarrow \rho_m > \rho_c \rightarrow K = +1, \quad (1.15)$$

$$\Omega_m = 1 \rightarrow \rho_m = \rho_c \rightarrow K = 0, \quad (1.16)$$

$$\Omega_m < 1 \rightarrow \rho_m < \rho_c \rightarrow K = -1. \quad (1.17)$$

Las observaciones han mostrado que el universo actual es muy cercano a una geometría espacial plana ($\Omega_m \simeq 1$).

En un modelo que incluye a todas las componentes actuales, los valores al día de hoy de los parámetros de densidad son

$$\Omega_r^{(0)} = \frac{8\pi G\rho_r^{(0)}}{3H_0^2}, \quad \Omega_m^{(0)} = \frac{8\pi G\rho_m^{(0)}}{3H_0^2}, \quad \Omega_{de}^{(0)} = \frac{8\pi G\rho_{de}^{(0)}}{3H_0^2}, \quad \Omega_K^{(0)} = -\frac{8\pi G\rho_K^{(0)}}{3H_0^2}. \quad (1.18)$$

Ahora, en el caso en que alguna componente del universo sea un fluido barotrópico

perfecto la ecuación de estado se define como

$$w = \frac{p}{\rho c^2}. \quad (1.19)$$

Si w es constante y no existen otras componentes, se puede encontrar analíticamente la evolución de ρ y a para un universo plano ($K = 0$). Resolviendo las Ecs. (1.8) y (1.10) para este caso, se obtienen las siguientes soluciones que son válidas para $w \neq -1$,

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}, \quad a \propto (t - t_i)^{2/(3(1+w))}, \quad (1.20)$$

donde t_i es una constante. Para radiación se tiene una ecuación de estado $w = 1/3$, por lo que la evolución de la densidad del fluido y del factor de escala durante la época dominada por radiación está dada por

$$\rho \propto a^{-4}, \quad a \propto (t - t_i)^{1/2}. \quad (1.21)$$

La materia no-relativista corresponde al caso con presión despreciable relativa a su densidad de energía, es decir $w \simeq 0$. La evolución durante la época dominada por materia tipo polvo está dada por

$$\rho \propto a^{-3}, \quad a \propto (t - t_i)^{2/3}. \quad (1.22)$$

Los dos casos corresponden a una expansión desacelerada del universo. Para tener una expansión acelerada se requiere que $\ddot{a} > 0$ en la Ec. (1.9), es decir

$$p < -\rho c^2/3 \rightarrow w < -1/3, \quad (1.23)$$

donde ρ se asume positiva. Que la presión sea negativa puede parecer contrario a nuestra intuición. En gravitación newtoniana, la presión está relacionada a una fuerza asociada con un potencial local que depende de la posición en el espacio. En un universo homogéneo e isotrópico no existe tal potencial local, lo que significa que no

hay una presión newtoniana análoga. Dicho de otra forma, la presión en función del tiempo $p(t)$ en el espacio-tiempo de FLRW sólo aparece en Relatividad General. Los mecanismos que generan esta presión negativa y la aceleración cósmica son de los temas más debatidos actualmente por la comunidad científica.

Cuando $w = -1$, es decir, $p = -\rho$ de la Ec. (1.10) se deduce que ρ es constante. Este caso corresponde a la constante cosmológica. En un universo plano $K = 0$, según la Ec. (1.8) H es constante, y el factor de escala se comporta de manera exponencial: $a \propto \exp(Ht)$. Si la constante cosmológica fuera la responsable de la expansión acelerada en el universo temprano (inflación), entonces dicha expansión acelerada no terminaría. Sin embargo, sí es posible que la constante cosmológica sea responsable de la energía oscura porque la aceleración cósmica actual podría continuar por siempre [1].

1.2. El universo en expansión.

Se tiene evidencia de que el universo se está expandiendo. Esto significa que al principio en su historia la distancia entre nosotros y las galaxias distantes fue menor de lo que es ahora.

Este efecto se describe introduciendo el factor de escala a , cuyo valor al día de hoy se establece como uno. En épocas anteriores, a era más pequeño de lo que es hoy. El espacio puede representarse como un globo cuadrículado que se expande uniformemente con el tiempo, ver Fig. 1.1. Las estrellas en el globo mantienen sus coordenadas, por lo que la distancia entre dos puntos, que solo mide la diferencia entre coordenadas, permanece constante. Esta distancia \mathbf{x} es la llamada distancia comóvil. Por otro lado, la distancia física \mathbf{r} es proporcional al factor de escala, y evoluciona con el tiempo [2].

$$\mathbf{r} = a(t)\mathbf{x}. \tag{1.24}$$

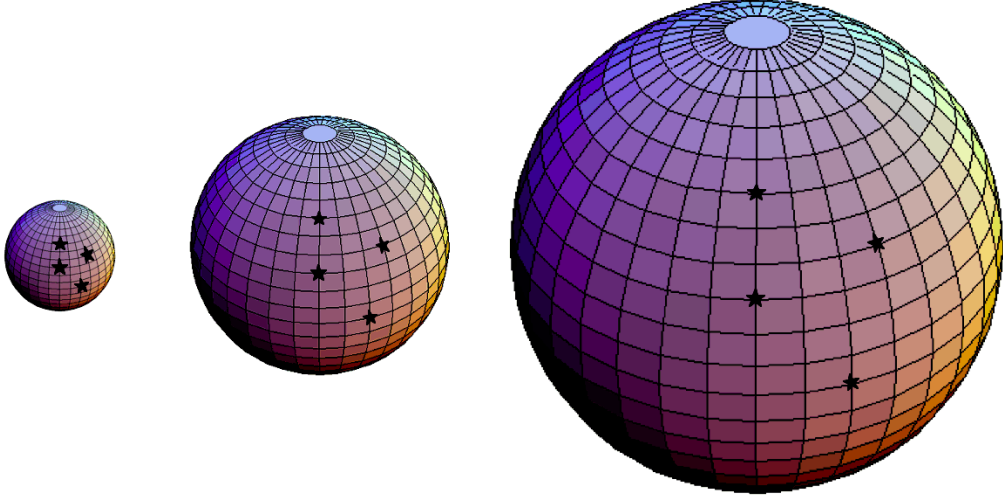


Figura 1.1: Expansión del universo. La distancia cómovil entre objetos en un globo cuadriculado permanece constante a medida que el universo se expande. La distancia física es proporcional a la distancia cómovil por el factor de escala, por lo tanto, es más grande a medida que el tiempo evoluciona [3].

A tiempos tempranos, dominó la radiación mientras que después, la materia no relativista representaba la mayor parte de la densidad de energía. De hecho, una forma de examinar el contenido energético del universo es medir los cambios en el factor de escala. Como resultado de tal prueba, ahora creemos que, a ha dejado de crecer como $t^{2/3}$, señal de que una nueva forma de energía ha llegado a dominar el panorama cosmológico [2].

Para cuantificar el cambio en el factor de escala y su relación con la energía, es conveniente definir el parámetro de Hubble, que mide qué tan rápido cambia el factor de escala con el tiempo y por lo tanto la velocidad de expansión.

$$H(t) \equiv \frac{da/dt}{a} = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.25)$$

1.2.1. *Diagrama de Hubble.*

En la década de 1920, Slipher y Hubble encontraron que la longitud de onda observada λ_0 de las líneas de absorción de galaxias distantes es más grande que la longitud de onda emitida λ . Esto se debe a que la longitud de onda se estira en

proporción al factor de escala en un universo que se expande. Para cuantificar este efecto, se introduce el corrimiento al rojo, z , que se define como

$$z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 = \frac{a_0}{a} - 1, \quad (1.26)$$

donde $z = 0$ corresponde a la época actual y z 's más grandes corresponden al pasado. A continuación, y en lo que resta de esta tesis, se tomará el factor de escala $a_0 = 1$ a menos que se indique lo contrario.

Si la velocidad de recesión v de un objeto es mucho más pequeña que la velocidad de la luz se tiene del efecto Doppler que $\lambda_0 \simeq (1 + v/c)\lambda$, y entonces

$$z \simeq \frac{v}{c}. \quad (1.27)$$

En un universo en expansión la distancia física desde un observador (en el origen) a un objeto está dada por la Ec. (1.24). Tomando la derivada con respecto del tiempo de esta ecuación, se obtiene

$$\dot{\mathbf{r}} = H\mathbf{r} + a\dot{\mathbf{x}}. \quad (1.28)$$

La velocidad $\mathbf{v}_H \equiv H\mathbf{r}$ aparece debido a la expansión cósmica. Por otro lado, la velocidad $\mathbf{v}_p \equiv a\dot{\mathbf{x}}$, llamada *velocidad peculiar*, describe el movimiento de un objeto con respecto al flujo cósmico. La velocidad de un objeto a lo largo de la dirección vista desde el observador está dada por

$$v \equiv \dot{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = H\mathbf{r} + \mathbf{v}_p \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (1.29)$$

donde $r \equiv |\mathbf{r}|$.

En la mayoría de los casos la velocidad peculiar de las galaxias no excede la velocidad de 10^6 m/s. Entonces, el término $\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{r}/r$ es despreciable comparado con el término Hr , así que se tiene

$$v \simeq H_0 r. \quad (1.30)$$

En la ecuación anterior se ha reemplazado H por el valor al día de hoy H_0 , lo cual

es válido a muy bajos corrimientos al rojo ($z \ll 1$). En 1929, Hubble reportó la ley (1.30) al graficar la velocidad de recesión v contra la distancia r de observaciones de galaxias, ver Fig. 1.2. Sus datos eran escasos y con mucho ruido, sin embargo concluyó correctamente que el universo se expandía. La Ec. (1.30) también se le conoce como ley de Hubble, describe a la expansión cósmica isotrópica. Al flujo que describe esta ley se le denomina flujo de Hubble ó flujo cosmológico.

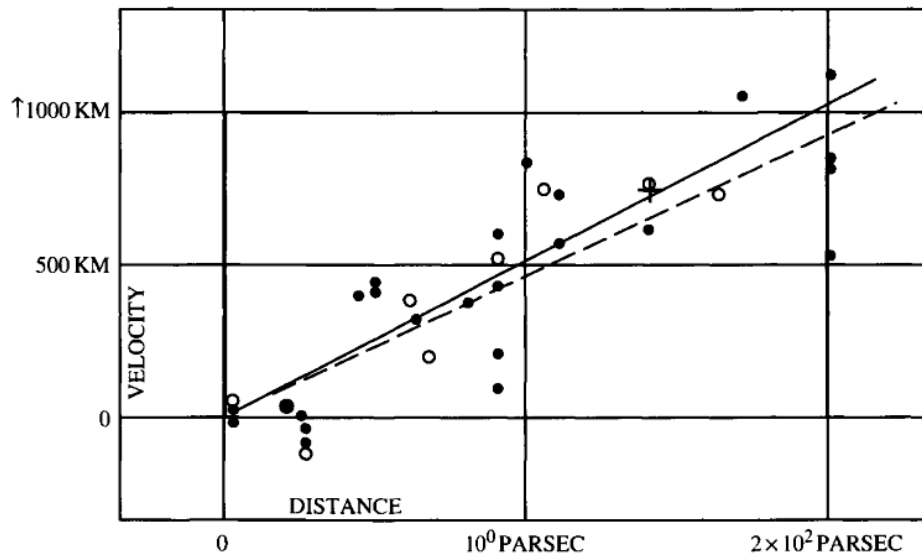


Figura 1.2: Diagrama original de Hubble (Hubble, 1929). Cada punto representa una galaxia. El eje horizontal muestra la distancia estimada a cada galaxia (las unidades deberían ser Mpc). El eje vertical muestra la velocidad de alejamiento (las unidades deberían ser km/s). La línea sólida (discontinua) es el mejor ajuste a los puntos cerrados (abiertos) los cuales son corregidos (sin corregir) debido al movimiento del sol.

A H_0 se le denomina constante de Hubble y se escribe usualmente como

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 2.1332h \times 10^{-42} \text{ GeV}, \quad (1.31)$$

donde $1 \text{ Mpc} = 3.08568 \times 10^{24} \text{ cm} = 3.26156 \times 10^6 \text{ años luz}$ y h describe la incertidumbre en el valor H_0 .

$$h = 0.72 \pm 0.08. \quad (1.32)$$

Originalmente Hubble derivó un valor mucho mayor, $H_0 \sim 500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, debido

a la incertidumbre en las mediciones de distancias en ese tiempo.

El tiempo de Hubble t_H se define como

$$t_H \equiv 1/H_0 = 9.78 \times 10^9 h^{-1} \text{ años}, \quad (1.33)$$

el cual es un valor "burdo" de la edad del universo. El radio de Hubble se define como

$$D_H \equiv \frac{c}{H_0} = 2998 h^{-1} \text{ Mpc}, \quad (1.34)$$

que corresponde aproximadamente a la mayor escala de distancia que observamos hoy en día y se denomina radio de Hubble [1].

1.2.2. *Mediciones del parámetro de Hubble.*

La determinación de la tasa de expansión del universo puede hacerse a través de mediciones del parámetro de Hubble $H(z)$ obtenidas desde la evolución diferencial de galaxias pasivas. Dado que serán empleados más adelante, se dará una breve introducción.

A continuación se muestra un método con el cual se puede medir directamente como varía la edad del universo con desplazamiento al rojo.

Se puede inferir la derivada, (dz/dt) , a partir de la relación $\Delta z/\Delta t$, donde Δt es la medición de la diferencia de edad entre dos galaxias en evolución pasiva (sin formar nuevas estrellas) que se formaron al mismo tiempo pero están separadas por un intervalo de desplazamiento al rojo Δz .

El *método de edad diferencial* es mucho más confiable que un método que se basa en determinar la edad absoluta para galaxias. Por definición la cantidad medida en este método está directamente relacionada con el parámetro de Hubble y por la Ec. (1.26), se tiene

$$H(z) = -\frac{1}{(1+z)} \frac{dz}{dt}. \quad (1.35)$$

Una aplicación de este método a las viejas galaxias elípticas en el universo local se puede utilizar para determinar el valor de la constante actual de Hubble H_0 [4].

1.3. Distancias cósmicas.

En esta sección se introduce la forma en que se miden distancias cósmicas en un espacio-tiempo de FLRW, Ec. (1.1). Su importancia radica en que gran parte de la evidencia de la expansión acelerada actual proviene de mediciones de distancias cosmológicas. Tomando $r = \sin \chi$ ($K = +1$), $r = \chi$ ($K = 0$) y $r = \sinh \chi$ ($K = -1$) en la Ec. (1.2), el elemento de línea espacial 3-dimensional queda expresado como

$$d\sigma^2 = d\chi^2 + f_K^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.36)$$

donde

$$f_K(x) = \begin{cases} \sin \chi & K = +1. \\ \chi & K = 0. \\ \sinh \chi & K = -1. \end{cases} \quad (1.37)$$

La función (1.37) se puede escribir de manera unificada:

$$f_K(x) = \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K}\chi), \quad (1.38)$$

el caso de un universo plano se recupera al tomar el límite $K \rightarrow 0$.

1.3.1. *Distancia comóvil.*

Primero se calcula la distancia comóvil d_c . La luz viaja a lo largo de la dirección χ satisfaciendo la ecuación de la geodésica $ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t)d\chi^2 = 0$. Consideremos el caso en que la luz emitida en el tiempo $t = t_1$ con $\chi = \chi_1$ (corrimiento al rojo z) llega a un observador en el tiempo $t = t_0$ con $\chi = 0$ (correspondiente a $z = 0$). Integrando la ecuación, $d\chi = cdt/a(t)$, la distancia comóvil es

$$d_c \equiv \chi_1 = \int_0^{\chi_1} d\chi = - \int_{t_0}^{t_1} \frac{c}{a(t)} dt. \quad (1.39)$$

De la Ec. (1.35), se sigue que $dt = -dz/[H(1+z)]$. Entonces la distancia comóvil está dada por

$$d_c = \frac{c}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{E(\tilde{z})}, \quad (1.40)$$

donde

$$E(z) \equiv \frac{H(z)}{H_0}. \quad (1.41)$$

1.3.2. *Distancia luminosa.*

Más adelante veremos que la distancia luminosa d_L se usa en observaciones de supernovas Tipo Ia para vincular la luminosidad de las supernovas con la velocidad de la expansión del universo. Entonces, si podemos medir la distancia luminosa, podemos determinar la velocidad de la expansión del universo [5].

La distancia luminosa se define como

$$d_L^2 \equiv \frac{L_s}{4\pi F}, \quad (1.42)$$

donde L_s es la luminosidad absoluta de una fuente y F es el flujo observado durante cierto período. La luminosidad observada L_0 es detectada a $\chi = 0$ y $z = 0$, la luminosidad absoluta L_s de la fuente es emitida en la distancia comóvil χ con corrimiento al rojo z . El flujo F está definido por $F = L_0/S$, donde $S = 4\pi(a_0 f_K(\chi))^2$ es el área de una esfera a $z = 0$. Entonces, la distancia luminosa queda

$$d_L^2 = (a_0 f_K(\chi))^2 \frac{L_s}{L_0}. \quad (1.43)$$

Dada la energía de la luz emitida $\Delta\varepsilon_1$ en un intervalo Δt_1 , la luminosidad absoluta está definida como $L_s = \Delta\varepsilon_1/\Delta t_1$. Análogamente, la luminosidad observada está dada por $L_0 = \Delta\varepsilon_0/\Delta t_0$, donde $\Delta\varepsilon_0$ es la energía detectada en un intervalo Δt_0 . Como la energía de un fotón es inversamente proporcional a su longitud de onda λ , $\Delta\varepsilon_1/\Delta\varepsilon_0 = \lambda_0/\lambda_1 = 1+z$, donde se usó la Ec. (1.26). Por otra parte, $c = \lambda/\Delta t$ implica que $\lambda_1/\Delta t_1 = \lambda_0/\Delta t_0$, donde λ_1 y λ_0 son la longitud de onda de la luz en los puntos de emisión y detección respectivamente. Con esto último, $\Delta t_0/\Delta t_1 = \lambda_0/\lambda_1 = 1+z$.

Por lo tanto, se tiene que

$$\frac{L_s}{L_0} = \frac{\Delta\varepsilon_1 \Delta t_0}{\Delta\varepsilon_0 \Delta t_1} = (1+z)^2. \quad (1.44)$$

De las Ecs. (1.43) y (1.44) la distancia luminosa se reduce a

$$d_L = a_0 f_K(\chi)(1+z), \quad (1.45)$$

donde $f_K(\chi)$ está dada en la Ec. (1.38). Con la distancia comóvil dada por la Ec. (1.40), la distancia luminosa se puede expresar como

$$d_L = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{\Omega_K^{(0)}}} \sinh \left(\sqrt{\Omega_K^{(0)}} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{E(\tilde{z})} \right), \quad (1.46)$$

donde

$$\Omega_K^{(0)} = \frac{-Kc^2}{(a_0 H_0)^2}. \quad (1.47)$$

En el espacio plano ($K = 0$, $a_0 = 1$) de FLRW d_L se escribe como

$$d_L = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{E(\tilde{z})}. \quad (1.48)$$

De la ecuación anterior, el parámetro de Hubble se puede expresar en términos de d_L de la siguiente forma

$$H(z) = \left\{ \frac{d}{dz} \left(\frac{d_L(z)}{1+z} \right) \right\}^{-1}. \quad (1.49)$$

1.3.3. *Distancia de diámetro angular.*

La distancia de diámetro angular d_A se define como

$$d_A \equiv \frac{\Delta x}{\Delta\theta}, \quad (1.50)$$

donde $\Delta\theta$ es el ángulo que subtiende para el observador un objeto de tamaño real Δx en las dimensiones ortogonales a la línea de visión. Esta distancia se usa a menudo

para las observaciones de anisotropías de la radiación cósmica de fondo.

Dado que la fuente se encuentra en la superficie de una esfera con radio χ con el observador en el centro, el tamaño Δx en el tiempo t_1 en el espacio tiempo de FLRW, usando la Ec. (1.36), está dada por

$$\Delta x = a(t_1) f_K(\chi) \Delta \theta. \quad (1.51)$$

Por lo tanto, la distancia del diámetro angular es

$$d_A = a(t_1) f_K(\chi) = \frac{a_0 f_K(\chi)}{1+z} = \frac{1}{1+z} \frac{c}{H_0 \sqrt{\Omega_K^{(0)}}} \sinh \left(\sqrt{\Omega_K^{(0)}} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{E(\tilde{z})} \right), \quad (1.52)$$

donde se usó $z = a_0/a(t_1) - 1$ y f_K dada por la Ec. (1.38). Al comparar la Ec. (1.52) con la distancia luminosa, Ec. (1.46), se obtiene la relación

$$d_A = \frac{d_L}{(1+z)^2}, \quad (1.53)$$

a la cual se le conoce como relación de reciprocidad o dualidad. Su validez se extiende mucho más allá de la métrica de FLRW, es válida para cualquier métrica siempre que el flujo se conserve [1].

1.4. Ecuación de estado de la energía oscura (EOS).

La expansión acelerada actual se atribuye a un tipo de componente del universo que le llamamos energía oscura. Describir modelos de energía oscura es parte del objetivo de esta tesis.

Si consideramos la energía oscura con una ecuación de estado (EOS por sus siglas en inglés) definida como

$$w_{de}(z) = \frac{P_{de}}{\rho_{de}}, \quad (1.54)$$

se puede escribir la ecuación de conservación de la energía como

$$\frac{\dot{\rho}_{de}}{\rho_{de}} = -3(1 + w_{de}(z))\frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.55)$$

Integrando esta ecuación y usando la relación $dt = -dz/[H(1+z)]$, se tiene

$$\chi(z) = \frac{\rho_{de}}{\rho_{de}^0} = \exp \left[3 \int_0^{\tilde{z}} \frac{w_{de}(z) + 1}{1+z} dz \right], \quad (1.56)$$

donde ρ_{de}^0 es una constante asociada a la energía oscura actual. La importancia de la EOS es significativa, ya que determina la forma del parámetro de Hubble $H(z)$ o cualquier derivación del mismo que sea necesario para obtener las cantidades observables de la sección anterior [6].

También se puede escribir si introducimos una ecuación de estado \hat{w}_{de} promedio

$$\rho_{de} = \rho_{de}^0 \frac{a^{-3(1+\hat{w}_{de}(z))}}{a_0}, \quad \hat{w}_{de}(\tilde{z}) = \frac{1}{\ln(1+z)} \int_0^{\tilde{z}} \frac{w_{de}(z)}{1+z} dz. \quad (1.57)$$

En un modelo que incluye a todas las componentes actuales, tenemos para la Ec. (1.8)

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_r + \rho_m + \rho_{de}) - \frac{Kc^2}{a^2}, \quad (1.58)$$

Los parámetros de densidad de radiación, materia, energía oscura y curvatura obedecen la siguiente relación para $z = 0$

$$\Omega_r^{(0)} + \Omega_m^{(0)} + \Omega_{de}^{(0)} + \Omega_K^{(0)} = 1. \quad (1.59)$$

La Ec. (1.58) se puede escribir de la siguiente forma

$$\begin{aligned} \frac{H^2(z)}{H_0^2} &= \Omega_r^{(0)}(1+z)^4 + \Omega_m^{(0)}(1+z)^3 \\ &+ \Omega_{de}^{(0)} \left(3 \int_0^{\tilde{z}} \frac{w_{de}(z) + 1}{1+z} dz \right) + \Omega_K^{(0)}(1+z)^2. \end{aligned} \quad (1.60)$$

Derivando la ecuación anterior respecto a z , se obtiene que la ecuación de estado para

la energía oscura se puede expresar como

$$w_{de}(z) = \frac{(1+z)(E^2(z))' - 3E^2(z) - \Omega_r^{(0)}(1+z)^4 + \Omega_K^{(0)}(1+z)^2}{3 \left[E^2(z) - \Omega_r^{(0)}(1+z)^4 - \Omega_m^{(0)}(1+z)^3 - \Omega_K^{(0)}(1+z)^2 \right]}, \quad (1.61)$$

donde la prima significa derivar respecto de z . En términos de la distancia luminosa, $E(z)$ se puede escribir como

$$E^2(z) = \frac{(1+z)^2 \left(c^2(1+z)^2 + \Omega_K^{(0)} H_0^2 d_L(z)^2 \right)}{\left((1+z) H_0 d_L'(z) - H_0 d_L(z) \right)^2}. \quad (1.62)$$

Para un universo plano $\Omega_K^{(0)} = 0$ la ecuación anterior se reduce a

$$E(z) = \frac{c}{H_0} \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{d_L(z)}{1+z} \right) \right]^{-1}. \quad (1.63)$$

De lo anterior se sigue que al tener la distancia luminosa, se determina la evolución de $E(z)$ a partir de la Ec. (1.62) ó (1.63) si $K = 0$ y con ello se obtiene el valor de $w_{de}(z)$ [1]. De esta manera se conectan observaciones de objetos conocidos a distancias cosmológicas con la caracterización de la energía oscura a través de su EOS

En el capítulo siguiente se exponen los modelos de energía oscura que serán acotados por datos observacionales en esta tesis.

Capítulo 2

MODELOS DE ENERGÍA OSCURA Y EVIDENCIA OBSERVACIONAL

El objetivo de esta tesis es usar los datos más recientes de Explosiones de Rayos Gamma (GRBs por sus siglas en inglés) como trazadores de distancia luminosa para estudiar modelos efectivos de energía oscura. En este capítulo se exponen brevemente los modelos a estudiar, es decir, el modelo estándar en cosmología Λ CDM con una ecuación de estado $w = -1$, el modelo w CDM con ecuación de estado constante $w \neq -1$ y la parametrización Chevallier-Polarski-Linder (CPL) que propone una ecuación de estado w que evoluciona con z .

En este capítulo también se presenta brevemente la evidencia observacional que respalda la expansión acelerada del universo.

2.1. Modelo Λ CDM

El modelo más simple que está de acuerdo con las observaciones de la radiación de fondo cósmico de microondas, la estructura a gran escala del universo y las observaciones realizadas con supernovas Tipo Ia, es el modelo Lambda Cold Dark Matter (Λ CDM), en el cual el universo contiene como principales componentes una constante cosmológica a la cual se le atribuye la expansión acelerada del universo, materia oscura fría (CDM por sus siglas en inglés) donde se supone que la velocidad del so-

nido es muy pequeña comparada con la velocidad de la luz, es decir, que los objetos no colisionan.

La ecuación de estado del modelo Λ CDM, también llamado modelo estándar, posee una ecuación de estado $w = -1$ la cual cumple con la condición $w < -1/3$ dada por la Ec. (1.23). En este caso el parámetro de Hubble se escribe como

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_\Lambda. \quad (2.1)$$

En el caso de un universo sin curvatura $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m - \Omega_r$ y la Ec. (2.1) se reescribe como

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^4 + (1 - \Omega_m - \Omega_r). \quad (2.2)$$

Sin embargo, a pesar de su buen acuerdo con las observaciones, este modelo posee los siguientes problemas teóricos:

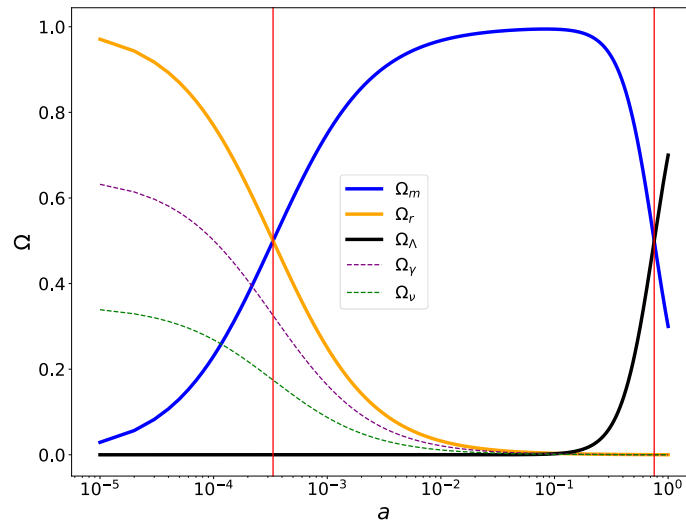


Figura 2.1: Al día de hoy pareciera que domina el parámetro de densidad de materia y el parámetro de densidad de energía oscura respecto al resto de las componentes Ω_ν (neutrinos) y Ω_γ (fotones) que en suma dan Ω_r .

■ Problema de la coincidencia cósmica

Al inicio de la historia del universo la densidad de radiación dominaba la evo-

lución. Conforme evolucionó la expansión, la componente de radiación dejó de dominar, para dar lugar al dominio de materia sin presión. Sin embargo, en la época actual pareciera estar dominando la densidad de materia y la densidad de energía oscura, ver Fig. 2.1. La pregunta es entonces ¿por qué al día de hoy Ω_m y Ω_Λ son equiparables en magnitud?

- **Problema del ajuste fino**

El ajuste fino del universo se refiere a que las condiciones que permiten el desarrollo del universo solo pueden ocurrir si ciertas constantes fundamentales se encuentran en un rango muy estrecho de valores, de modo que si alguna de estas constantes fuera ligeramente diferente, el universo probablemente no sería propicio para el establecimiento y desarrollo de la materia como la observamos. Al comparar el valor observado de la densidad de energía oscura con el valor teórico, se observa que hay una discrepancia de aproximadamente 120 órdenes de magnitud

$$\frac{\Omega_{\Lambda,obs}}{\Omega_{\Lambda,teo}} \sim 10^{-120}. \quad (2.3)$$

Debido a estos problemas es que se han propuesto diversos modelos alternativos que buscan explicar la expansión cósmica observada. Usualmente se suele variar la geometría del espacio-tiempo o tipo de materia contenida en el universo. Esto se traduce en modificar la parte izquierda o derecha de la Ec. (1.3), respectivamente.

2.2. Modelo w CDM.

Aunque el modelo Λ CDM es el modelo de "mejor ajuste", la motivación teórica es débil. La generalización de este modelo es el modelo w CDM, el cual considera el valor de la ecuación de estado $w \equiv p_x/\rho_x$ de la componente de fluido desconocida, como una constante, con $w \neq -1$. En este caso, el parámetro de Hubble está dado

por

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_m(1+z)^3 + (1-\Omega_m)(1+z)^{3(1+w)}. \quad (2.4)$$

Hay razones para considerar solo $w < 0$. La primer razón es el problema de la edad del universo, que es aún más grave cuando $w \geq 0$, ver Fig. 2.2. Otra razón es que para $w > 0$ la densidad de energía en la componente de fluido disminuye más rápido que a^{-3} , lo que implica que la relación de la densidad de energía en la componente de fluido con respecto a la componente de materia fue aún mayor en épocas anteriores. El caso $w = 0$ corresponde a la componente que se comporta como materia sin presión. Finalmente la consistencia con observaciones de una expansión acelerada actual nos remiten, según la Ec. (1.23), a una condición para w tal que $w < -1/3$ [7].

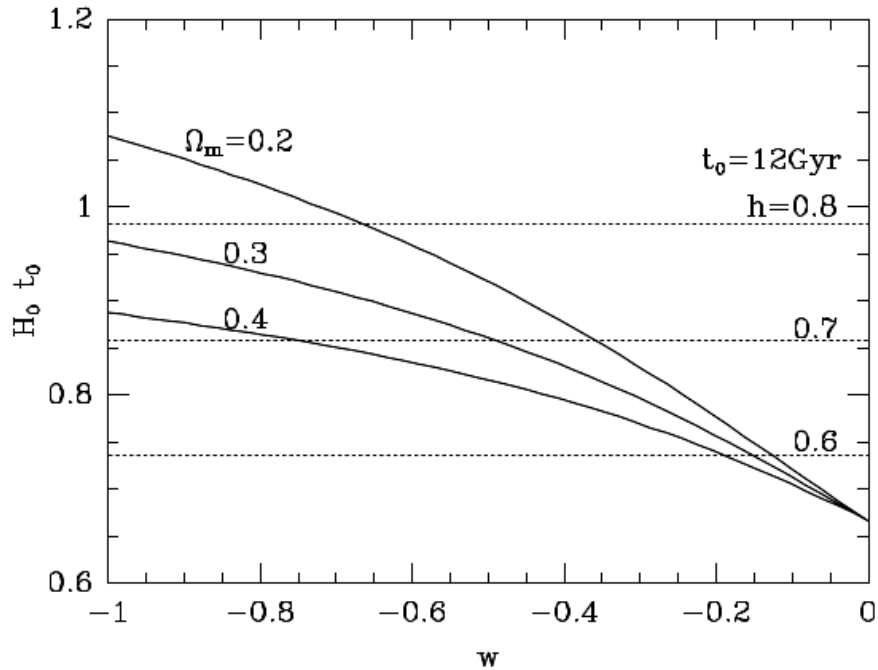


Figura 2.2: La edad del universo en unidades de Hubble en función de w para $\Omega_m = 0.2$, 0.3 y 0.4 . Las líneas horizontales indican el valor de $H_0 t_0$ para $t_0 = 12 \times 10^9$ años con $h = 0.6$, 0.7 y 0.8 . Se observa que la “restricción de edad del universo” depende mucho de w .

2.3. Parametrización CPL.

La expansión convencional de primer orden a la EOS que incluye la variación con el tiempo es

$$w(z) = w_0 + w_1(z). \quad (2.5)$$

Al sustituir esta ecuación de estado $w(z)$ en la fórmula para la densidad, Ec. (1.56), se obtiene que $\chi(z) = (1+z)^{3(1+w_0-w_1)}e^{3w_1z}$, sin embargo esta parametrización tiene problemas para $z > 1$. Un ejemplo es la distancia a la última superficie de dispersión en $z = 1100$.

Para evitar problemas con la parametrización de la energía oscura a desplazamientos al rojo $z > 1$ se sugiere un nuevo modelo:

$$w(a) = w_0 + w_a(1-a), \quad (2.6)$$

que en términos de z se escribe como

$$w(z) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}, \quad (2.7)$$

donde w_0 es una constante que representa el valor del parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura actual para z 's pequeños y para z 's muy grandes su valor es $w_0 + w_a$. Sustituyendo esta ecuación de estado en la Ec. (1.56) resulta $\rho/\rho_0 = a^{-3(1+w_0+w_a)}e^{-3w_a(1-a)}$ y se tiene que el parámetro de Hubble está dado por

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_m(1+z)^3 + (1-\Omega_m)(1+z)^{3(1+w_0+w_a)}e^{-\frac{3w_az}{1+z}}. \quad (2.8)$$

Esta parametrización fue discutida por primera vez por Chevallier y Polarski [8] y reintroducida por Linder [9] debido a ello es conocida como CPL, las ventajas de esta parametrización son: se reduce al comportamiento lineal a bajos z 's, tiene buen comportamiento y está acotado a altos corrimientos al rojo, alta precisión en la reconstrucción de muchas ecuaciones de estado de campo escalar como energía oscura y las relaciones de distancia-redshift, alta sensibilidad a los datos observados y una

simple interpretación física [9].

En la referencia [10] se han estudiado diversos modelos de energía oscura para explicar la aceleración de la expansión cósmica. Se ha encontrado que el parámetro w_a en la Ec. (2.7) es útil para parametrizar la variación de la expansión debida a la energía oscura en distintas familias de modelos. Estas son el modelo de pseudo Nambu Goldstone boson (PNGB), la familia de potenciales polinomiales de quintaesencia, el modelo de supergravedad (SUGRA), el modelo de gravedad modificada (PGP), etc. Por lo tanto, w_a puede ser tratado como un parámetro de ajuste para observables, indicando modelos teóricos bien motivados hasta una precisión fraccionaria en el nivel 10^{-3} .

2.4. Evidencia observacional.

Numerosas observaciones respaldan la expansión acelerada del universo y por tanto la necesaria existencia. Entre estas observaciones se encuentran: fondo cósmico de microondas (CMB), las mediciones de oscilaciones acústicas de bariones (BAO), y observaciones de supernovas tipo Ia. Historicamente, la primera evidencia sólida de la aceleración del universo proviene de la medición de la distancia luminosa de supernovas tipo Ia. A continuación se discute esta evidencia observacional de la energía oscura.

2.4.1. *Fondo Cósmico de microondas (CMB).*

Los datos de anisotropía del fondo cósmico de microondas (CMB) limitan fuertemente la curvatura cósmica. El descubrimiento de los picos acústicos en el espectro de potencia establece un modelo cosmológico funcional: un universo de densidad crítica dominado por materia oscura y energía oscura.

Los datos del CMB nos dan la distancia comóvil a la superficie de desacoplamiento de fotones $r(z_*)$, y el horizonte de sonido comóvil en la época de desacoplamiento de

fotones dado por

$$r_s(z_*) = \int_0^{t_*} \frac{c_s dt}{a} = \frac{c}{H_0} \int_{z_*}^{\infty} \frac{c_s}{E(z)} dz = \frac{c}{H_0} \int_0^{a_*} \frac{da}{\sqrt{3(1 + \bar{R}_b a) a^4 E^2(z)}}, \quad (2.9)$$

donde a es el factor de escala, $a_* = 1/(1 + z_*)$, y

$$a^4 E^2(z) = \Omega_m(a + a_{eq}) + \Omega_K a^2 + \Omega_\chi \chi(z) a^4, \quad (2.10)$$

donde $\chi(z) \equiv \rho_\chi(z)/\rho_\chi(0)$ es la función de densidad de energía oscura, y el factor de escala en la época de igualdad de materia y radiación viene dado por

$$a_{eq} = \frac{\Omega_r}{\Omega_m} = \frac{1}{1 + z_{eq}}, \quad z_{eq} = 2.5 \times 10^4 \Omega_m h^2 \left(\frac{T_{CMB}}{2.7 \text{ K}} \right)^{-4}. \quad (2.11)$$

Por otro lado, la velocidad del sonido está definida como $c_s = 1/\sqrt{3(1 + \bar{R}_b a)}$, con

$$\bar{R}_b a = \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}, \quad \bar{R}_b = 31\,500 \Omega_b h^2 \left(\frac{T_{CMB}}{2.7 \text{ K}} \right)^{-4}. \quad (2.12)$$

El parámetro de corrimiento del CMB se relaciona con la posición del primer pico acústico en el espectro de potencia de las anisotropías del fondo cósmico de microondas el cual está definido como

$$R \equiv \sqrt{\Omega_m H_0^2 r(z_*)}. \quad (2.13)$$

La escala angular del horizonte de sonido en el desacoplamiento de fotones está dado por

$$l_A \equiv \pi \frac{r(z_*)}{r_s(z_*)}. \quad (2.14)$$

Junto con $\Omega_b h^2$ y el índice espectral n_s , proporcionan un conjunto de parámetros que describen de manera eficiente los datos de CMB en lo que respecta a las restricciones de energía oscura [11].

2.4.2. *Oscilaciones acústicas de bariones (BAO).*

En los últimos años ha surgido una restricción geométrica de la energía oscura basada en las huellas que dejaron las ondas de sonido del universo temprano en la distribución de galaxias. La descripción física de este fenómeno es la siguiente: el universo temprano estaba compuesto por un plasma de fotones energéticos e hidrógeno ionizado (protones y electrones). Imaginemos ahora una sola perturbación en forma de exceso de materia oscura de fotones y bariones. La presión es muy alta y expulsa fotones y bariones hacia afuera a velocidades relativistas hasta el radio acústico (no así a la materia oscura que sólo interactúa gravitacionalmente). Conforme el universo se fue expandiendo, el plasma se fue enfriando y esto hizo posible que los protones y electrones se combinaran formando átomos de hidrógeno. Los fotones por tanto pudieron viajar libremente sin colisionar con los electrones que estaban dispersos, a esta etapa se le conoce como época de recombinación. Los fotones se desacoplan y la posición de los bariones se descongelo (dejan de oscilar). La razón de esto es que son materia sin presión y, por lo tanto, no tienen movimiento intrínseco, a diferencia de las etapas anteriores donde se acoplaron a los fotones. La distribución de fotones se vuelve cada vez más homogénea, mientras que la sobredensidad de bariones no desaparece. Finalmente, el gran pozo gravitacional creado por la materia oscura comienza a atraer a los bariones y se observa una segunda región densa en la posición original de la perturbación [12].

Las oscilaciones acústicas de bariones (BAO) son una gran herramienta en la cosmología moderna, ya que proporcionan una 'regla estándar' para medir objetos en una escala de distancia cosmológica. La función de una regla estándar es simple; se mide la distancia a un objeto de tamaño conocido por el tamaño angular que tiene en el marco de referencia.

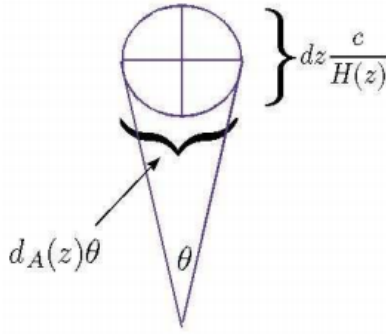


Figura 2.3: La longitud radial de un objeto esta dada por $cdz/H(z)$ donde dz es la diferencia de desplazamiento al rojo entre el frente y la parte posterior del objeto, mientras que el tamaño transversal del objeto es $d_A(z)\theta$ y θ es el tamaño angular. En el caso de BAO se puede determinar teóricamente el diámetro, tiene la ventaja de encontrar $d_A(z)$ y $H(z)$ por separado.

La escala de oscilaciones acústicas de bariones se puede medir perpendicularmente y a lo largo de la línea de visión. El pico BAO en cierto desplazamiento al rojo z aparece en una separación angular $\Delta\theta = r_s/[(1+z)d_A(z)]$ y en una separación de desplazamiento al rojo $\Delta z = r_s H(z)/c$, donde d_A es la distancia angular descrita en el capítulo 1 y r_s es la distancia conocida como “horizonte de sonido en el desacoplamiento”. Entonces, si se mide el tamaño de separación transversal a la línea de visión, se puede medir las distancia del diámetro angular:

$$d_A(z) = \frac{r_{s\perp}}{\Delta\theta(1+z)}. \quad (2.15)$$

A lo largo de la línea de visión (en la dirección radial), se puede determinar el parámetro de Hubble $H(z)$:

$$H(z) = \frac{c\Delta z}{r_{s\parallel}}. \quad (2.16)$$

Esto se ilustra en la Fig. 2.3 . El eje vertical es la Ec. (2.16) y el eje horizontal es la Ec. (2.15) (ver ref. [11] [13]).

2.4.3. *Supernovas.*

La existencia de una componente exótica que hace que el universo se acelere es inferida de la observación de supernovas. Para comprender la evidencia encontrada y por qué es importante, se requieren algunos antecedentes. Las supernovas son objetos luminosos que surgen de explosiones de estrellas masivas. En la explosión, gran parte o todo el material de la estrella es arrojado a una velocidad de hasta una décima parte de la velocidad de la luz [12].

Las supernovas se clasifican de acuerdo con la forma de sus curvas de luz y la naturaleza de sus espectros. La primera división es la presencia o ausencia de hidrógeno. Si el espectro de la supernova no contiene líneas de hidrógeno se clasifica como Tipo I, si contiene líneas de hidrógeno se clasifica como Tipo II. Dentro de estos dos grupos hay también subdivisiones de acuerdo a la presencia de otras líneas en su espectro. Las Tipo I se subdividen en: Tipo Ia que contiene líneas de silicio y son el resultado de una explosión termonuclear, las Tipo Ib tienen líneas de helio y las Tipo Ic no tienen líneas de helio. Las Tipo II, Tipo Ib y Tipo Ic probablemente son el resultado del colapso del núcleo en estrellas masivas [14].

Formación de supernovas

- Supernovas gravitacionales.

El colapso del núcleo de estrellas masivas produce supernovas de Tipo II, Tipo Ib y Tipo Ic, también llamadas supernovas gravitacionales. Cuando la fuente de energía nuclear en el centro o núcleo de una estrella se termina, la estrella colapsa. Al instante, se forma una estrella de neutrones (o un agujero negro, si la estrella es extremadamente masiva). La formación de una estrella de neutrones libera una gran cantidad de energía en forma de neutrinos y calor, que invierte la implosión. Todas las estrellas de neutrones, excepto la estrella central, son liberadas, a medida que una onda de choque termonuclear atraviesa los residuos estelares en expansión, fusionando elementos más ligeros en elementos más pe-

sados y produciendo un estallido visual brillante que puede ser tan intenso como la luz de varios miles de millones de soles, ver Fig. 2.4 [15].

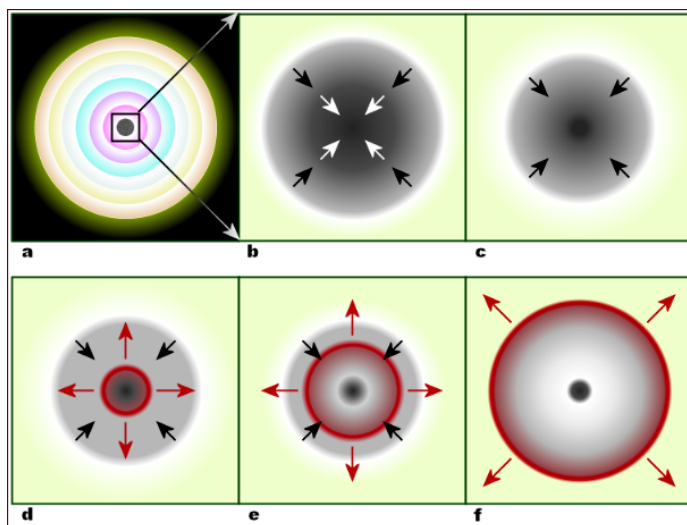


Figura 2.4: Dentro de una estrella masiva y evolucionada; a) las capas de elementos se fusionan, formando un núcleo de níquel-hierro. b) que alcanza la masa Chandrasekhar y comienza a colapsarse. La parte interna del núcleo se comprime en neutrones. c) provocando que el material que cae rebote, y d) forme un frente de choque que se propaga hacia afuera (flechas color rojo). El choque comienza a pararse. e) pero se revitaliza por la interacción de neutrinos. El material circundante es eliminado. f) dejando solo un remanente compacto (estrella de neutrones o agujero negro) [16].

- Supernovas termonucleares.

Las supernovas Tipo Ia, se producen en sistemas estelares binarios en los que una de las componentes es una enana blanca, ver Fig. 2.5. Una enana blanca es una estrella al final de su evolución compuesta principalmente por átomos de carbono y oxígeno. Si una enana blanca acumula suficiente materia como para alcanzar el límite de Chandrasekhar de aproximadamente 1.44 masas solares, ya no podría soportar la mayor parte de su masa y su temperatura en el núcleo se elevaría, provocando explosivas reacciones de fusión nuclear que liberan una gran cantidad de energía. El aspecto crucial para la cosmología es que el brillo intrínseco de las explosiones de estas supernovas Tipo Ia es prácticamente el mismo, debido a que todas explotan con una masa característica, esto las hace útiles como indicadores de distancia [15].

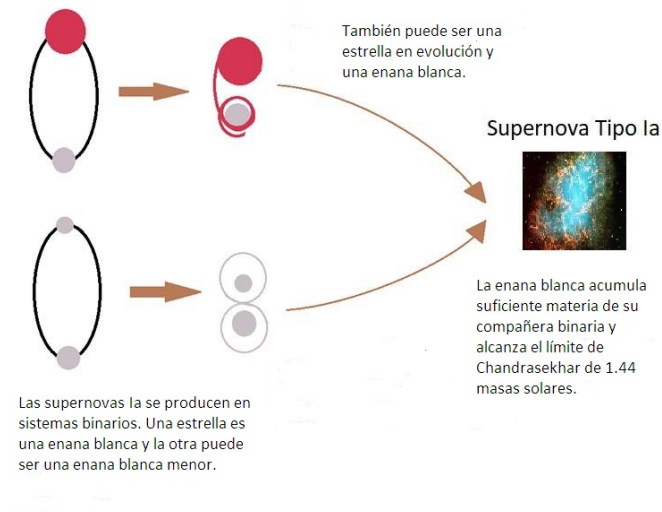


Figura 2.5: Una supernova Ia es un tipo de supernova que ocurre en sistemas binarios (sistemas de dos estrellas que orbitan entre sí) en los cuales una de las estrellas es una enana blanca y la otra estrella puede ser de cualquier tipo, desde una estrella gigante roja hasta una enana blanca más pequeña.

¿Pueden las supernovas Tipo Ia considerarse candelas estándar?

El término candela estándar (standard candle) es usado para referirse a las propiedades físicas de ciertos objetos o procesos que tienen lugar en ellos, que permiten estimar la distancia a la que se encuentran. Las supernovas Tipo Ia en realidad no son candelas estándar ya que no todas presentan la misma luminosidad y su apariencia no es uniforme. Sin embargo, se puede decir que son estandarizables, ya que pueden ser alineadas entre sí realizando algunas correcciones, ver Fig. 2.6: estas son la “stretch factor corecction” y la “K-correction”, que son respectivamente un estiramiento o una contracción de la escala de tiempo del evento y una corrección para compensar las ligeras diferencias en el espectro observado por los filtros utilizados para observar el desplazamiento al rojo de las supernovas. Este tipo de calibraciones son usuales si se busca generar candelas estándar a partir de alguna señal de alta energía de origen común [12].

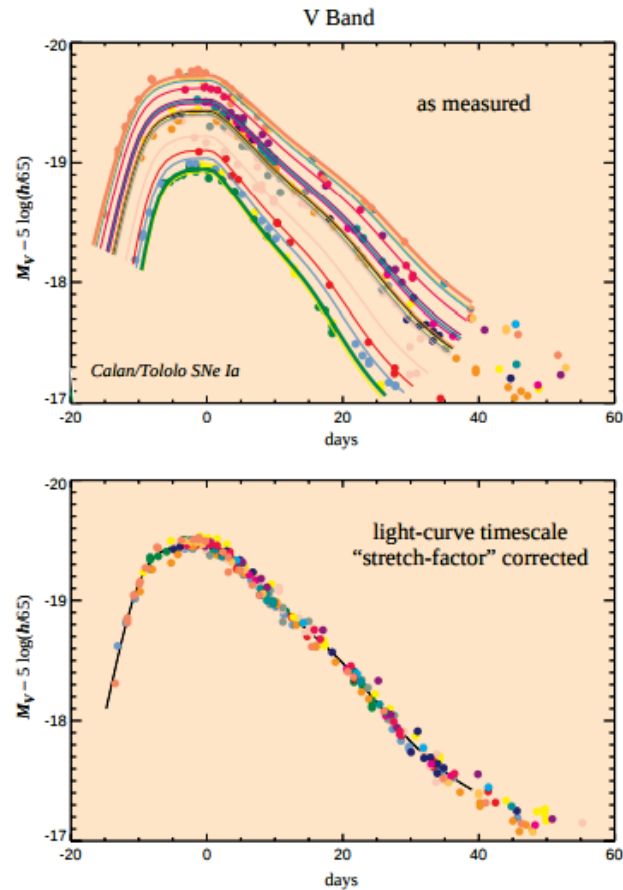


Figura 2.6: Las supernovas Tipo Ia “cercanas” muestran una relación entre su luminosidad absoluta máxima y la escala temporal de su curva de luz. Una relación lineal simple entre la magnitud absoluta y un ‘stretch factor’ que multiplica la escala de tiempo de la curva de luz se ajusta muy bien a los datos hasta más de 45 días después del pico. La gráfica de abajo muestra las supernovas ‘cercanas’ de la gráfica de arriba, después de ajustar ó eliminar el stretch factor y la ‘K-correction’ [17].

Cosmología con supernovas Tipo Ia.

En 1998 Riess [18] y Perlmutter [19] reportaron de forma independiente la expansión acelerada a partir de observaciones de supernovas Tipo Ia (SN Ia). Las supernovas más brillantes tienen una curva de luz más amplia. El descubrimiento parte de la hipótesis de que al medir la magnitud aparente y la curva de luz al mismo tiempo, es posible predecir la magnitud absoluta.

La magnitud aparente m , es usada comúnmente para medir el brillo de las estrellas

observadas desde la Tierra. Considérese dos objetos estelares cuyos flujos aparentes son F_1 y F_2 . Las magnitudes aparentes de estas estrellas (m_1 y m_2) están relacionadas a los flujos de acuerdo a

$$m_1 - m_2 = -\frac{5}{2} \log_{10} \left(\frac{F_1}{F_2} \right). \quad (2.17)$$

Esto implica que una estrella con $m_1 = 1$ es casi 100 veces más brillante que otra con $m_2 = 6$. De la Ec. (2.17) se observa que la magnitud aparente es más pequeña para objetos más brillantes. Eligiendo un flujo apropiado de referencia, se puede definir la magnitud absoluta M de un objeto en términos de la magnitud aparente m y la distancia luminosa d_L :

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10 \text{pc}} \right). \quad (2.18)$$

En otras palabras, la magnitud absoluta corresponde a la magnitud aparente que tendría el objeto si estuviera ubicado a la distancia de luminosidad $d_L = 10$ pc del observador.

Si la distancia es expresada en Megaparsecs, la relación puede escribirse como

$$m - M = 5 \log_{10} d_L + 25. \quad (2.19)$$

La magnitud absoluta de una SN Ia es de alrededor de $M = -19$. Si se consideran dos SN Ia cuyas magnitudes aparentes son m_1 y m_2 con distancias luminosas d_{L_1} y d_{L_2} , respectivamente, se obtiene la relación

$$m_1 - m_2 = 5 \log_{10} \left(\frac{d_{L_1}}{d_{L_2}} \right). \quad (2.20)$$

Como la magnitud absoluta M es la misma para cualquier SN Ia bajo la suposición de que son candelas estándar, la distancia luminosa $d_L(z)$ a cada una se obtiene de la Ec. (2.19) observando la magnitud aparente m . El corrimiento al rojo z de la SN Ia puede ser encontrado midiendo la longitud de onda λ de un elemento característico en el espectro (ver la Ec. (1.26)). Las observaciones de muchas SN Ia proporcionan

la dependencia de la distancia luminosa d_L como función de z . Comparando datos observacionales con la distancia derivada de un modelo teórico, Ec. (1.46), es posible conocer la historia de expansión del universo .

En 1998, Perlmutter et al.[19] habían observado 42 SN Ia con corrimiento al rojo en un rango de $0.18 < z < 0.83$, mientras que Riess et al.[18] habían analizado 14 SN Ia en un rango de $0.16 < z < 0.62$. Asumiendo un universo plano ($\Omega_m^0 + \Omega_\Lambda^0 = 1$), Perlmutter encontró $\Omega_m^0 = 0.28_{-0.08}^{+0.09}$ (estadística de 1σ) en el universo plano con constante cosmológica [1]. En la Fig. 2.7 se muestran los valores observacionales de la distancia luminosa d_L vs el corrimiento al rojo z , mostrando que el mejor ajuste es el que considera un universo dominado por materia y constante cosmológica.

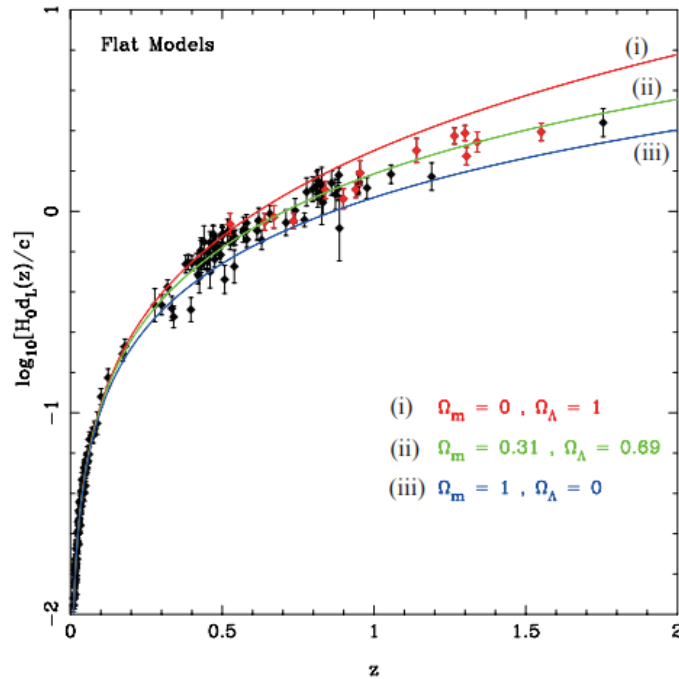


Figura 2.7: Comparación entre varios modelos de universos planos y los datos de observación. i) universo dominado por constante cosmológica, ii) universo con constante cosmológica y materia, y iii) universo dominado por materia sin constante cosmológica [20].

Esta observación y sus implicaciones cosmológicas le valieron a ambos grupos el premio nobel de física de 2011. En el siguiente capítulo se presenta un nuevo objeto que ha sido propuesto como candela estándar.

Capítulo 3

GRBs COMO PRUEBA COSMOLÓGICA

En esta tesis se utilizan dos conjuntos distintos de Explosiones de Rayos Gamma (GRBs) que se han propuesto como candelas estándar para estudiar la expansión del universo a altos corrimientos al rojo (hasta $z_{max} \sim 9$) y con lo cual se pretende confirmar y complementar las inferencias que se han derivado de observaciones del fondo cósmico de microondas, oscilaciones acústicas de bariones y supernovas Tipo Ia. Dado que estos objetos son el principal tema de estudio de esta tesis se dedica este capítulo a presentarlos.

3.1. Explosiones de Rayos Gamma.

Las explosiones de rayos gamma son las explosiones más violentas y brillantes del universo. El origen de los GRBs es aún un misterio. Distintas teorías han sido propuestas para explicar este fenómeno, entre ellas algunas que proponen mecanismos de formación dentro de nuestro sistema solar, otras recorrieron nuestra galaxia e incluso otras miraron más allá. Con el satélite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), lanzado en 1991 y uno de sus instrumentos, BATSE (Burst and Transient Source Experiment), que consta de ocho detectores de rayos gamma, se observaron más de 2 700 destellos de rayos gamma, proporcionando información detallada sobre

estos objetos: sus curvas de luz (flujo como función del tiempo), espectros (distribución de energía en función de la frecuencia) y posiciones con precisión de unos pocos grados [21].

3.1.1. *Clasificación de GRBs.*

Un resultado muy interesante que surgió del estudio de las curvas de luz fue que exhibieron una gran variedad de comportamientos. Por un lado, la duración de las emisiones variaba, desde una fracción de segundo hasta varias decenas de segundos, y algunas veces varios minutos; por otro lado, se observaron variaciones en la intensidad en escalas de tiempo tan cortas como unos pocos milisegundos. Estas variaciones fueron la primera indicación de que el objeto del cual se origina esta explosión de rayos gamma es extremadamente compacto. Sin embargo, la gran diversidad obstaculizó la clasificación de estas explosiones solo en función de sus escalas de tiempo.

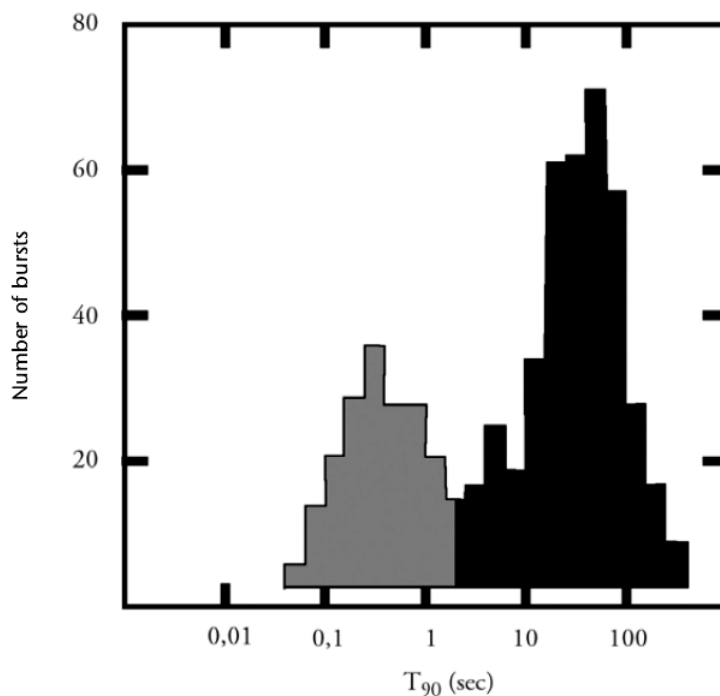


Figura 3.1: Distribución de los intervalos de tiempo durante el cual el 90 por ciento de los fotones fueron detectados por BATSE. La existencia de dos familias es obvia: las de gris claro son explosiones cortas y las negras son explosiones largas [21].

Considerando el intervalo de tiempo durante el cual se detecta el noventa por ciento de los fotones, para la totalidad de explosiones conocidas, y la distribución de las duraciones de los eventos, estos se separaron en dos familias distintas, ver Fig. 3.1.

Este primer hallazgo condujo a la clasificación de explosiones de rayos gamma en dos categorías.

- Explosiones largas, con emisiones que duran más de dos segundos. Debido a que estos acontecimientos constituyen la mayoría de los eventos han sido más estudiados que las explosiones cortas.
- Explosiones cortas, con emisiones que duran menos de dos segundos.

3.1.2. *Formación de GRBs.*

A lo largo del tiempo, varias observaciones de GRBs han llevado a pensar que el cuerpo celeste en el que se originan, el progenitor, es de naturaleza diversa dependiendo de si es una explosión corta o larga. Por lo tanto es importante el estudio en la identificación de la naturaleza exacta de este progenitor y su formación.

Formación de GRBs cortos.

La hipótesis más aceptada para la formación de explosiones cortas (GRBs cortos) se basa en la fusión o “coalescencia” de sistemas binarios compuestos por dos objetos compactos: enanas blancas, estrellas de neutrones o agujeros negros. Es un hecho que más de la mitad de todas las estrellas observadas no están solas, sino que pertenecen a sistemas binarios. La vida de un sistema binario se rige por dos parámetros: su masa y la distancia entre los objetos que lo componen.

La masa controla la evolución de cada estrella, determina la cantidad de combustible que podrán quemar, la duración de sus vidas y, por último, la forma en que mueren. El segundo parámetro es la distancia entre los dos objetos compactos. En el caso de un sistema binario cercano, las características orbitales de este par eventualmente serán modificadas debido a la emisión de ondas gravitacionales, y la distancia entre ellos disminuirá. Al girar en espiral hacia adentro, los dos objetos finalmente

se fusionarán, y la masa de este nuevo sistema es la suficiente para crear un agujero negro. De este modo, una gran cantidad de energía es liberada en un periodo corto, con una breve pero intensa emisión de rayos gamma, ver Fig. 3.2 [21]. De hecho se piensa que el evento de ondas gravitacionales GW170817 producido en los últimos minutos de dos estrellas de neutrones en pleno colapso orbital es una prueba de la hipótesis del origen de estos GRBs cortos, ya que a dicho evento gravitacional se le asocia con el GRB 170817A.

Formación de GRBs largos.

La observación de que las explosiones largas están asociadas con supernovas gravitacionales (colapso del núcleo) nos lleva a vincular este fenómeno con las etapas finales de la evolución estelar en las estrellas más masivas. Estas estrellas, de masas que exceden 20-30 masas solares, terminan sus vidas como agujeros negros. El agujero negro crece rápidamente, tragando la materia de sus proximidades mientras simultáneamente emite, en algunos casos, dos “chorros” de partículas (jets) relativamente estrechos (con un ángulo de apertura de unos pocos grados) en direcciones opuestas.

Los jets encuentran cierta dificultad para escapar de la vecindad extrema del agujero negro masivo. Para lograr esto, una cantidad considerable de energía (más de 10^{43} J durante al menos 10 segundos) debe ser inyectada. Esto es equivalente a la energía emitida por nuestro sol durante toda su vida, pero comprimida en solo unos segundos. Si los jets tienen una fuerza insuficiente, la explosión se interrumpirá, dando como resultado una supernova gravitacional clásica. Parece que, aunque no todas las estrellas masivas producen una explosión de rayos gamma, todas las explosiones de rayos gamma tienen su origen en una supernova. Las razones por las que una estrella masiva podría producir un GRB aún no son claras. Los estudios actuales indican que la historia de estas estrellas juega un papel decisivo, sobre todo porque, al ser masivas, presentan una presión de radiación muy intensa. Una de las consecuencias de esta presión es la eventual expulsión de la envoltura de hidrógeno antes de la muerte de la estrella. Entonces la envoltura caliente de helio es visible, y la estrella se ha convertido en una gigante azul. Por lo tanto, la apariencia externa es muy diferente

a la de una supernova gravitacional clásica que aparece en su última etapa como una gigante roja.

Actualmente, se estima que menos del 1% de las supernovas gravitacionales producen una explosión de rayos gamma. Para que sea visible, el jet proyectado por el agujero negro resultante debe apuntar en la dirección del observador. Esto explica el número relativamente pequeño de explosiones detectadas. Una vez que el jet ha sido creado y ha dejado la envoltura del agujero negro, se producen mecanismos extremadamente violentos dando lugar al fenómeno de destellos de rayos gamma (GRBs), ver Fig. 3.2 [21].

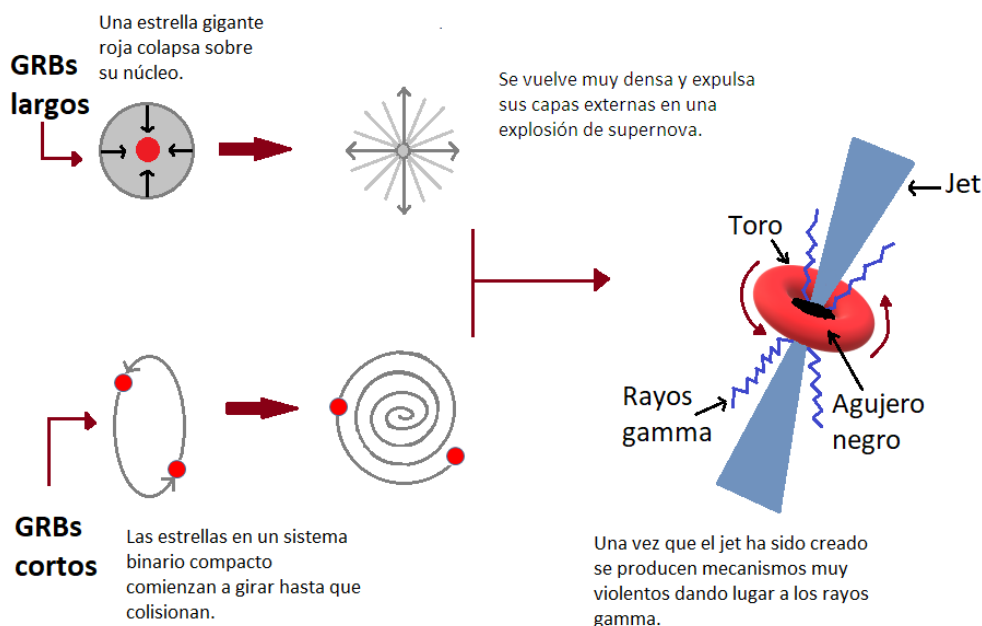


Figura 3.2: Se muestra la formación de explosiones de rayos gamma largos (> 2 segundos) y la formación de explosiones de rayos gamma cortos (< 2 segundos).

3.2. GRBs como candelas estándar.

El uso de candelas estándar es una gran herramienta para el estudio del universo. Mediante el uso de supernovas Tipo Ia como candelas estándar, se demostró de manera convincente que el universo se expande aceleradamente. Los GRBs son los objetos más luminosos del universo, es por eso que se ha propuesto usarlos como indicadores de

distancia. La principal ventaja de los GRBs sobre las supernovas Tipo Ia es que abarcan un rango de desplazamiento al rojo mucho mayor, desde valores bajos hasta $z \sim 9$. La principal desventaja es que los GRBs deben calibrarse para cada modelo cosmológico a probar. Esto está en contraste con las supernovas Tipo Ia (SNe Ia), donde las relaciones de calibración pueden ser establecidas usando SNe Ia cercanas. Sin embargo, hay muy pocos datos de GRBs cercanos que pueden usarse para la calibración. Por lo tanto, los datos de GRBs deben calibrarse usando información de los parámetros cosmológicos, lo cual nos lleva a un problema de “circularidad”, es decir, utilizar como válido aquello que se quiere demostrar [11]. En la sección 3.2.2 se describe como atacar dicho problema.

3.2.1. *Correlaciones entre las observables.*

Las correlaciones o relaciones de luminosidad son conexiones entre parámetros medibles de las curvas de luz y/o espectros con la luminosidad de las explosiones de rayos gamma. Entre los GRBs de larga duración se han establecido empíricamente al menos ocho relaciones de luminosidad. Algunas de estas relaciones son problemáticas cuando se desconocen los desplazamientos al rojo del GRB. Aquí se presentarán cinco relaciones de calibración para GRBs. Estas relacionan la luminosidad L o la energía total de la explosión de los rayos gamma E_{iso} , con las observables de las curvas y/o espectros de luz:

- τ_{lag} , mide el tiempo entre altas y bajas energías [segundos].
- variabilidad V , cantidad adimensional que mide los picos o la suavidad de las curvas de luz.
- E_{peak} , energía máxima de la curva de luz [KeV].
- τ_{RT} mínimo tiempo de subida, registra el tiempo más corto en el cual la curva de luz tiene un pico [segundos].

Las relaciones son las siguientes:

$$\log \left(\frac{L}{1 \text{ ergs s}^{-1}} \right) = a_1 + b_1 \log \left[\frac{\tau_{lag}(1+z)^{-1}}{0.1 \text{ s}} \right], \quad (3.1)$$

$$\log \left(\frac{L}{1 \text{ ergs s}^{-1}} \right) = a_2 + b_2 \log \left[\frac{V(1+z)}{0.02} \right], \quad (3.2)$$

$$\log \left(\frac{L}{1 \text{ ergs s}^{-1}} \right) = a_3 + b_3 \log \left[\frac{E_{peak}(1+z)}{300 \text{ KeV}} \right], \quad (3.3)$$

$$\log \left(\frac{E_{iso}}{1 \text{ erg}} \right) = a_4 + b_4 \log \left[\frac{E_{peak}(1+z)}{300 \text{ KeV}} \right], \quad (3.4)$$

$$\log \left(\frac{L}{1 \text{ ergs s}^{-1}} \right) = a_5 + b_5 \log \left[\frac{\tau_{RT}(1+z)^{-1}}{0.1 \text{ s}} \right]. \quad (3.5)$$

Para cada L o E_{iso} que se calcule con estas cinco relaciones, también se puede derivar una distancia luminosa de la ley del inverso al cuadrado de acuerdo con las siguientes ecuaciones:

$$d_L = \left(\frac{L}{4\pi P_{bolo}} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

$$d_L = \left[\frac{E_{iso}(1+z)}{4\pi F_{beam} S_{bolo}} \right]^{1/2}, \quad (3.7)$$

donde S_{bolo} es la fluencia bolométrica estimada en energías 1-10000 KeV en el marco de reposo del GRB, P_{bolo} es el flujo bolométrico en todas las frecuencias y F_{beam} es un factor de radiación relacionado con el ángulo de abertura de jet y está dado por $F_{beam} = (1 - \cos \theta_{jet})$ [11].

El número de datos que se pueden usar en cada relación de luminosidad depende de la existencia de la medición de los parámetros a utilizar en cada relación estudiada.

τ_{lag} vs Luminosidad.

Los datos de la calibración se representan en la Fig. 3.3. Esta y las subsecuentes gráficas se basan en una cosmología de concordancia supuesta $w = -1$ (modelo Λ CDM), $\Omega_m = 0.27$ y $\Omega_{de} = 0.73$. También se traza la línea de regresión lineal de

mejor ajuste, Ec. (3.1). La ecuación para esta calibración es

$$\log L = 52.26 - 1.01 \log \left[\frac{\tau_{lag}(1+z)^{-1}}{0.1 \text{ s}} \right]. \quad (3.8)$$

Las incertidumbres de 1σ en la intersección ($a_1 = 52.26$) y la pendiente ($b_1 = -1.01$) son $\sigma_{a_1} = 0.06$ y $\sigma_{b_1} = 0.05$ respectivamente [22].

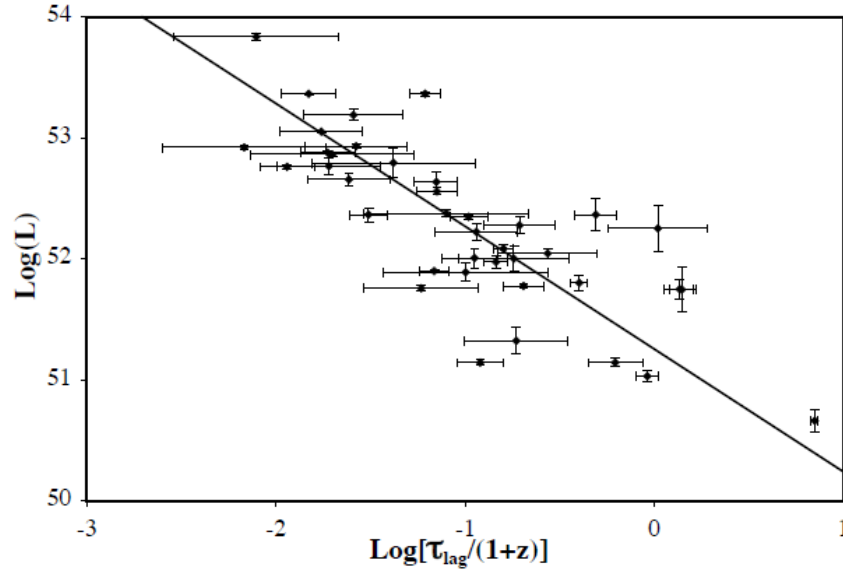


Figura 3.3: Se usaron 39 GRBs. La línea representa el mejor ajuste, su pendiente tiene un valor de -1.01 [22].

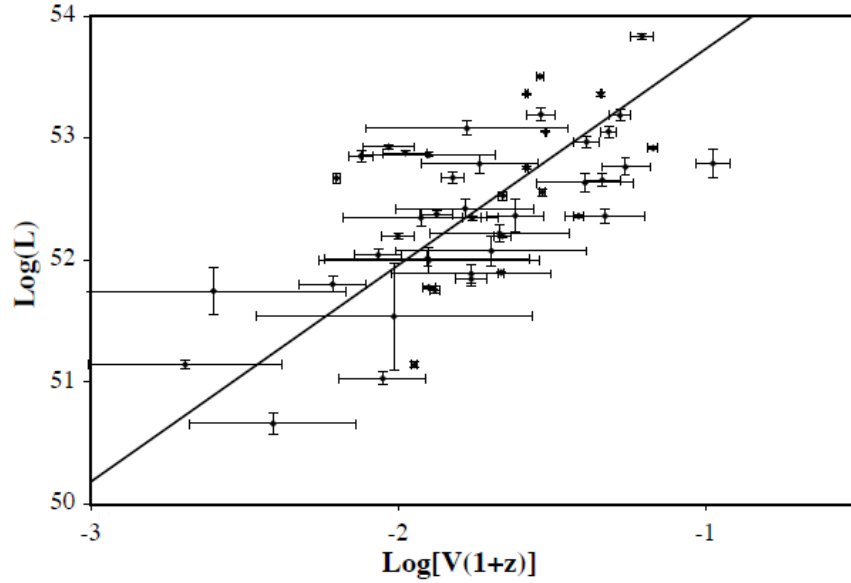


Figura 3.4: Las variabilidades para 51 GRBs se han corregido en el marco de reposo de los GRBs y se ha trazado frente a la luminosidad isotrópica con el mejor ajuste [22].

Variabilidad vs Luminosidad.

La gráfica de calibración para la relación $V - L$ se muestra en la Fig. 3.4 junto con la línea de mejor ajuste, Ec. (3.2). Dicho ajuste se puede representar con la siguiente ecuación

$$\log L = 52.49 + 1.77 \log \left[\frac{V(1+z)}{0.02} \right]. \quad (3.9)$$

Las incertidumbres de 1σ en la intersección y la pendiente son $\sigma_{a_2} = 0.22$ y $\sigma_{b_2} = 0.12$ [22].

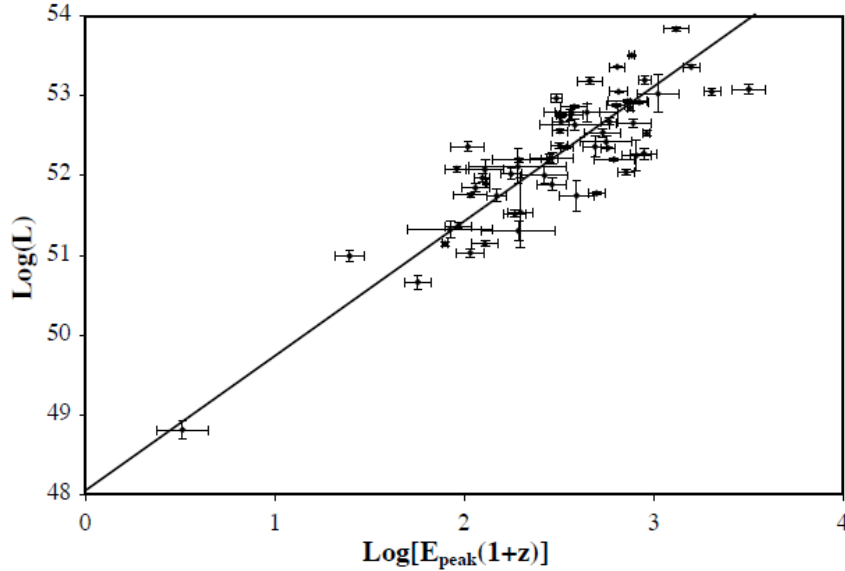


Figura 3.5: A medida que aumenta el Γ_{jet} , la luminosidad aumenta como una ley de potencia del Γ_{jet} , mientras que E_{peak} también aumenta proporcionalmente al Γ_{jet} . Los valores máximos de E_{peak} para 64 GRBs se han corregido en el marco de reposo de los GRBs y se han trazado frente a la luminosidad isotrópica con el mejor ajuste superpuesto [22].

E_{peak} vs Luminosidad.

E_{peak} se ha correlacionado fuertemente con L y E_{iso} . Las dos relaciones probablemente son causadas por una física diferente. La relación $E_{peak} - L$ está asociada a la física instantánea en el momento del pico. La idea es que la luminosidad del pico varía según alguna potencia del Γ_{jet} mientras que E_{peak} también varía como alguna otra potencia de Γ_{jet} . Por lo tanto, E_{peak} y L están correlacionados entre sí a través de su dependencia en Γ_{jet} .

La Fig. 3.5 muestra esta relación para todos los GRBs con datos disponibles y la línea de mejor ajuste Ec. (3.3). Se representa mediante la siguiente ecuación

$$\log L = 52.21 + 1.68 \log \left[\frac{E_{peak}(1+z)}{300 \text{ KeV}} \right]. \quad (3.10)$$

Las incertidumbres de 1σ en la intersección y la pendiente son $\sigma_{a_3} = 0.13$ y $\sigma_{b_3} = 0.05$ [22].

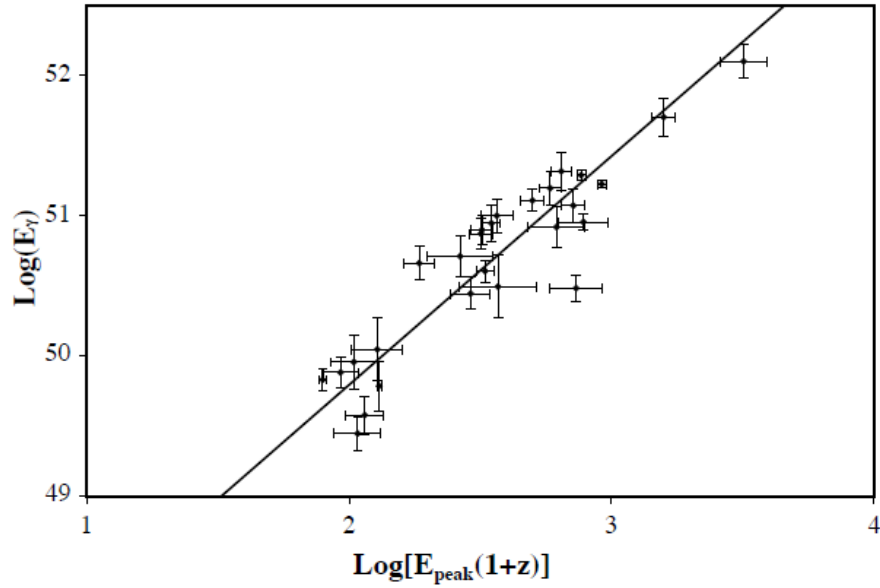


Figura 3.6: Se muestran los valores máximos de emisión (E_{peak}) para 27 GRBs y se presenta la línea de mejor ajuste. Esta es la relación con menor dispersión de los GRBs [22].

E_{peak} vs E_{iso} .

Ghirlanda, Ghisellini y Lazzati (2004) descubrieron una estrecha correlación entre E_{peak} y E_{iso} . Esta es una combinación entre $E_{iso} = constante$ llamada relación de Bloom (2003) y la relación de Amati $E_{peak} - E_{iso}$ (2002)[23]. Esta relación tiene la ventaja de ser una de las más estudiadas para GRBs. Pero esta relación solo se puede utilizar para muy pocos GRBs.

La Fig. 3.6 muestra la curva de calibración para la relación $E_{peak} - E_{iso}$. El mejor ajuste a la Ec. (3.4) es el siguiente

$$\log E_{iso} = 50.57 + 1.63 \log \left[\frac{E_{peak}(1+z)}{300 \text{ KeV}} \right]. \quad (3.11)$$

Las incertidumbres de 1σ en la intersección y la pendiente son $\sigma_{a_4} = 0.09$ y $\sigma_{b_4} = 0.03$ respectivamente [22].

τ_{RT} vs Luminosidad.

La Fig. 3.7 muestra el mejor ajuste a la Ec. (3.5), donde $a_5 = 52.54$ y $b_5 = 52.54$. Las incertidumbres de 1σ en la intersección y la pendiente son $\sigma_{a_5} = 0.06$ y $\sigma_{b_5} = 0.06$ [22].

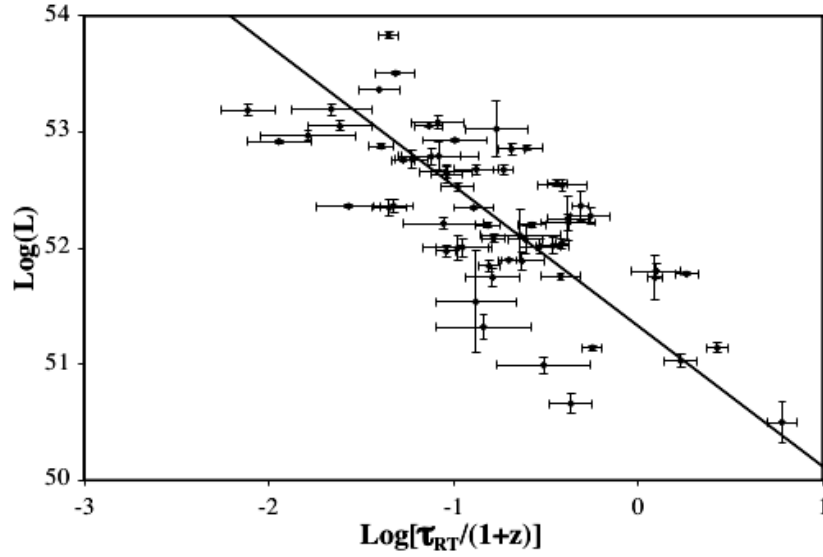


Figura 3.7: Se muestran los tiempos de subida para 62 GRBs y la línea presenta el mejor ajuste de estos datos [22].

A partir de los errores en parámetros de ajuste se puede concluir que de las cinco parametrizaciones, cuatro presentan alta dispersión en los datos, por lo que las relaciones entre la distancia luminosa y el desplazamiento al rojo no son claras y confiables. Sin embargo la relación E_{peak} vs E_{iso} , sí presenta una mejor tendencia debido a que hay menor dispersión entre los datos. Es posible encontrar entonces una correlación entre z y d_L .

3.2.2. *Calibración independiente del modelo de la relación de Amati.*

Amati propone una calibración independiente del modelo, técnica que evita el problema de la circularidad que afecta el uso de GRBs como indicadores de distancia.

Dado que se utiliza en esta tesis el conjunto de datos de GRBs resultante de esta calibración, a continuación se expone la forma en que se realizó esta calibración.

Mediante la calibración de la correlación $E_{peak} - E_{iso}$, conocida como la relación de Amati, se encuentran los módulos de distancia de 193 GRBs que se pueden utilizar para restringir los modelos de energía oscura.

Se tomaron los valores recientes de Observational Hubble Data (OHD), que consta de 31 puntos de $H(z)$ obtenidos en diferentes desplazamientos al rojo los cuales se han obtenido mediante el método de edad diferencial aplicado a parejas de galaxias en evolución pasiva que se formaron al mismo tiempo, como se planteó en la sec. 1.2.2. Proporcionando mediciones independientes de la historia de expansión, ver Fig. 3.8.

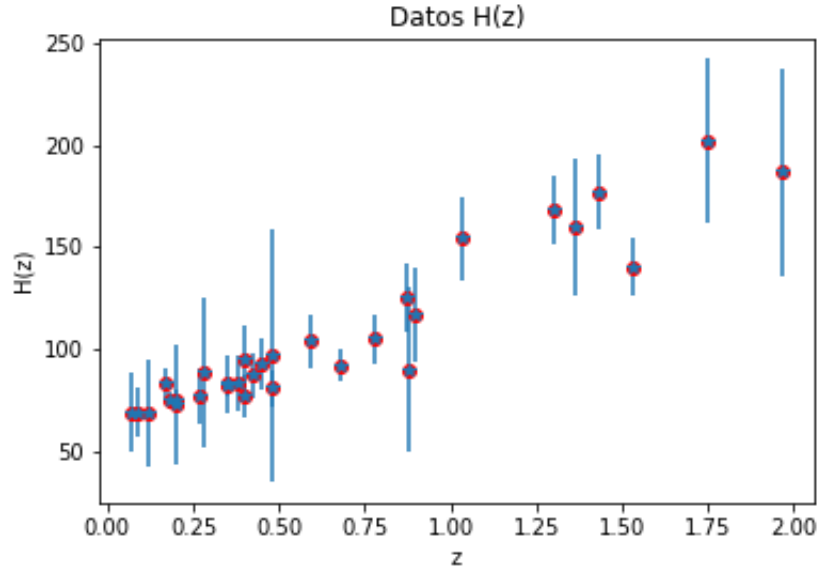


Figura 3.8: Se presentan los 31 valores de $H(z)$ en [km/s/Mpc] obtenidos utilizando la técnica de edad diferencial (sec. 1.2.2). Estos valores van desde z 's muy pequeños hasta $z \sim 2$. También se muestran las barras de error en $H(z)$. Datos obtenidos de [24].

Para evitar el problema de circularidad, se ajustan los 31 valores de $H(z)$ empleando una curva paramétrica de Bézier de grado n

$$H_n(z) = \sum_{d=0}^n \beta_d h_n^d(z), \quad h_n^d \equiv \frac{n!(z/z_{max})^d}{d!(n-d)!} \left(1 - \frac{z}{z_m}\right)^{n-d}, \quad (3.12)$$

donde β_d son los coeficientes de la combinación lineal de los polinomios de base de Bernstein $h_n^d(z)$, positivo en el rango $0 \leq z/z_{max} \leq 1$ y donde z_{max} es el valor máximo de z del conjunto de datos OHD. Para ajustar a una función de crecimiento monótono se utiliza $n = 2$ y se obtiene la siguiente función

$$H_2(z) = \beta_0 h_2^0(z) + \beta_1 h_2^1(z) + \beta_3 h_2^1(z). \quad (3.13)$$

Si $d = 0$ y $z = 0$ es fácil identificar que $\beta_0 \equiv H_0$. El mejor ajuste a estos coeficientes es $\beta_0 = 67.76 \pm 3.68$, $\beta_1 = 103.34 \pm 11.14$ y $\beta_2 = 208.45 \pm 14.29$ (todos en unidades de $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$) [25].

Una vez que la función $H_2(z)$ se ha extrapolado a $z > z_{max}$ la distancia luminosa es

$$d_L^{cal}(z) = c(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H_2(z)}. \quad (3.14)$$

Ahora se usa la d_L^{cal} para derivar la energía isotrópica E_{iso}^{cal} para cada GRB que cumple la relación de Amati

$$E_{iso}^{cal}(z) = 4\pi (d_L^{cal}(z))^2 S_{bolo} (1+z)^{-1}, \quad (3.15)$$

el error asociado a esta cantidad $\sigma_{E_{iso}^{cal}}$, depende de los errores sistemáticos en las observables del GRB.

El siguiente paso es realizar un ajuste lineal a la relación de Amati escrito de la siguiente forma

$$\log \left(\frac{E_{peak}}{1\text{keV}} \right) = q + m \left[\log \left(\frac{E_{iso}^{cal}}{erg} \right) - 52 \right]. \quad (3.16)$$

Los parámetros de mejor ajuste obtenidos en [25] son $q = 2.06 \pm 0.03$, $m = 0.50 \pm 0.02$.

Finalmente, el módulo de la distancia para cada GRB puede calcularse a partir de la definición estándar Ec. (2.19)

$$\mu_{GRB} = 5 \log \frac{d_L^{cal}}{\text{Mpc}} + 25. \quad (3.17)$$

Usando la Ec. (3.15) y (3.16) se obtiene

$$\mu_{GRB} = 25 + \frac{5}{2} \left[\frac{\log E_{peak} - q}{m} - \log \left(\frac{4\pi S_{bolo}}{1+z} \right) + 52 \right], \quad (3.18)$$

donde ahora S_{bolo} se ha normalizado a erg Mpc^{-2} para obtener d_L^{cal} con las unidades de Mpc. Los errores en μ_{GRB} tienen en cuenta los errores sistemáticos del GRB y los errores estadísticos en q y m . La distribución de μ_{GRB} con z se muestra en la Fig. 3.9. En la siguiente sección se muestra una réplica de esta calibración con un nuevo conjunto de datos de GRBs.

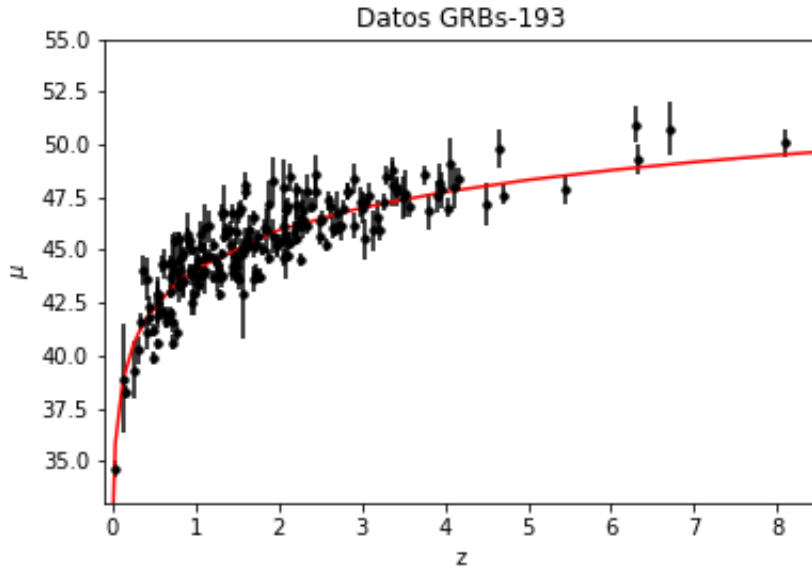


Figura 3.9: Se muestra el módulo de distancia para los 193 GRBs de Amati donde el valor máximo para el corrimiento al rojo es $z = 8.1$. La curva de color rojo presenta el ajuste con $\Omega_m = 0.316$ y $\Omega_{de} = 0.684$, datos obtenidos de [25].

3.2.3. Nueva calibración.

A continuación se presenta la calibración de la relación de Amati para un conjunto de nuevos datos compuesto por 88 GRBs presentados en el Apéndice B.

Realizando un ajuste de mínimos cuadrados no lineal con la paquetería curve-fit de python para los mismos 31 valores de $H(z)$, ver Fig. 3.10, los coeficientes de la Ec. (3.13) que se obtienen se presentan en la Tabla 3.1.

Parámetro	Calibración de Amati	Nueva calibración
β_0	67.76 ± 3.68	67.7552 ± 5.0786
β_1	103.34 ± 11.14	102.9455 ± 14.9579
β_2	208.45 ± 14.29	208.7820 ± 19.4515
$\sigma_{\beta_0\beta_1}$	No reportado	-63.7472
$\sigma_{\beta_0\beta_2}$	No reportado	50.0509
$\sigma_{\beta_1\beta_2}$	No reportado	-204.1158

Tabla 3.1: Se muestra la comparación de los valores obtenidos para los coeficientes del polinomio de grado 2 de Bernstein (todos en unidades de $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$) y sus covarianzas.

Una vez hecho esto, la distancia luminosa calibrada d_L^{cal} se calcula a partir de la Ec. (3.14). Para estimar el error correspondiente, debido a que existe una correlación entre los parámetros β_0 , β_1 y β_2 , se debe emplear una propagación de errores que es ligeramente distinta a la usual, la forma general se presenta en la Ec. (A.9) del Apéndice A y aquí se presenta la expresión para este caso en particular:

$$\begin{aligned}
\sigma_{d_L^{cal}}^2 = & \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_0} \right)^2 \sigma_{\beta_0}^2 + \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_1} \right)^2 \sigma_{\beta_1}^2 + \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_2} \right)^2 \sigma_{\beta_2}^2 + \\
& 2 \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_0} \right) \sigma_{\beta_0\beta_1} \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_1} \right) + 2 \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_0} \right) \sigma_{\beta_0\beta_2} \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_2} \right) + \\
& 2 \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_1} \right) \sigma_{\beta_1\beta_2} \left(\frac{\partial d_L}{\partial \beta_2} \right).
\end{aligned} \tag{3.19}$$

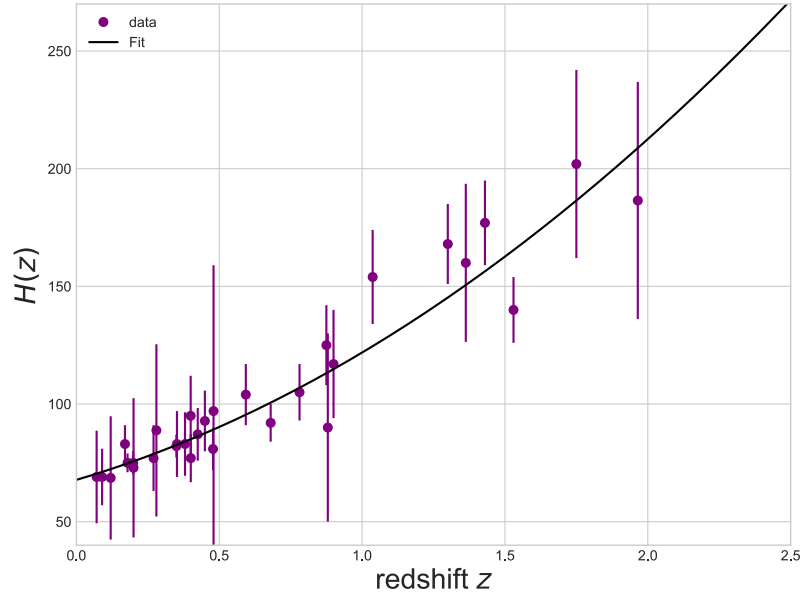


Figura 3.10: Se muestran los 31 valores de $H(z)$ en [km/s/Mpc], donde $z_{max} = 1.965$. La línea negra representa el ajuste de mínimos cuadrados no-líneal.

Para construir la E_{iso}^{cal} se utiliza la Ec. (3.15). Para estimar su respectivo error se emplea

$$\sigma_{E_{iso}^{cal}}^2 = \left(\frac{\partial E_{iso}^{cal}}{\partial d_L} \right)^2 \sigma_{d_L}^2 + \left(\frac{\partial E_{iso}^{cal}}{\partial S_{bolo}} \right)^2 \sigma_{S_{bolo}}^2. \quad (3.20)$$

Finalmente, los valores de los parámetros libres de la relación de Amati, Ec. (3.16) se calculan mediante una regresión ortogonal lineal (usando el paquete de python BCES) obteniendo $A = 1.0671 \pm 1.8904$, $B = 53.3426 \pm 0.4970$ y su covarianza $\sigma_{AB} = 0.9125$.

En este caso, el módulo de la distancia para los GRBs usando la relación de Amati calibrada se calcula como

$$\mu_{GRB} = \frac{5}{2} \left[A \log \left(\frac{E_{peak}}{300 \text{ keV}} \right) + B - \log(4\pi(1+z)^{-1} S_{bolo}) \right] + 25. \quad (3.21)$$

Y su error asociado $\sigma_{\mu_{GRB}}$ se calcula empleando la Ec. (A.9) del Apéndice A

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu_{GRB}}^2 = & \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial A} \right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial B} \right)^2 \sigma_B^2 + 2 \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial A} \right) \sigma_{AB} \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial B} \right) \\ & + \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial E_{peak}} \right)^2 \sigma_{E_{peak}}^2 + \left(\frac{\partial \mu_{GRB}}{\partial S_{bolo}} \right)^2 \sigma_{S_{bolo}}^2. \end{aligned} \quad (3.22)$$

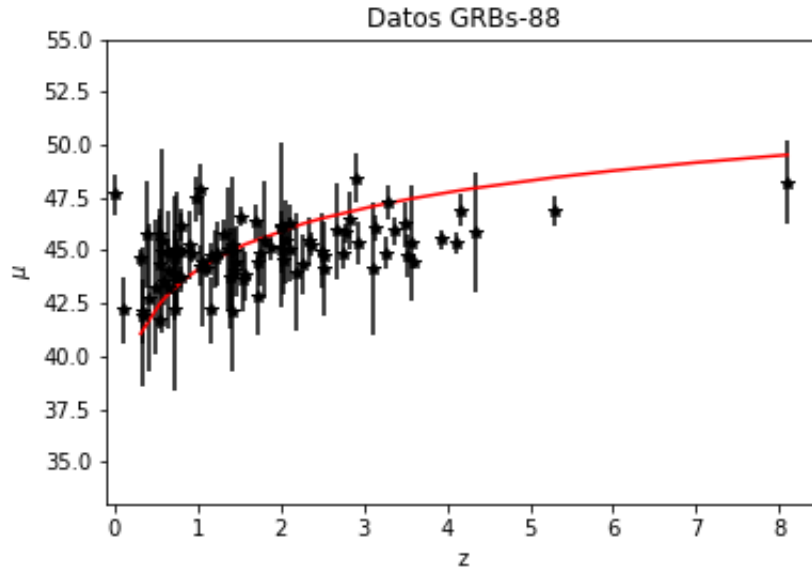


Figura 3.11: Se muestra μ para los 88 GRBs de la nueva muestra donde el valor máximo para el corrimiento al rojo es $z = 8.1$. La curva de color rojo presenta el ajuste con $\Omega_m = 0.316$ y $\Omega_{de} = 0.684$

La distribución de μ_{GRB} con z se muestra en la Fig. 3.11. En lo subsecuente se utilizan estos resultados para inferir valores de modelos cosmológicos de energía oscura. En el siguiente Capítulo se describen las técnicas estadísticas para el ajuste de modelos cosmológicos y en el Capítulo 5 los resultados obtenidos.

Capítulo 4

TÉCNICAS PARA RESTRICCIONES A MODELOS COSMOLÓGICOS

En este capítulo se explica brevemente como probar los modelos a través de un análisis bayesiano utilizando observaciones de supernovas Tipo Ia, oscilaciones acústicas de bariones y el fondo cósmico de microondas, añadiendo también dos conjuntos de datos de explosiones de rayos gamma calibrados de manera independiente al modelo cosmológico.

4.1. Estadística bayesiana.

El teorema de Bayes postula que la probabilidad de un modelo M con un conjunto de parámetros Θ , con datos observados D , está dada por el posterior P :

$$P(\Theta|D, M) = \frac{L(D|\Theta, M)\Pi(\Theta, M)}{\varepsilon(D|M)}, \quad (4.1)$$

donde L es la función de verosimilitud, Π representa el conjunto de datos priors, que contiene la información a priori sobre los parámetros del modelo y ε es la evidencia.

La importancia del enfoque bayesiano radica en llevar acabo esta inferencia esta-

dística y su grado de confiabilidad está representado por la función de verosimilitud.

4.1.1. *Cadenas de Markov.*

Para encontrar la región de mayor confianza del espacio de parámetros de los modelos estudiados dado un conjunto de datos observacionales, se utilizó el método de Markov Chain Monte Carlo (MCMC). Es un método de simulación para generar muestras de las distribuciones a posteriori y estimar valores más probables para los parámetros de cada modelo. Se simulan valores sucesivamente de una densidad propuesta, que no tiene que ser necesariamente parecida a la densidad a posteriori. Cada valor generado depende solo del anterior valor simulado, de ahí la noción de cadena de Markov. Es decir, una cadena de Markov es una serie de eventos, en la cual la probabilidad de que ocurra un evento depende del evento inmediato anterior. Este tipo de cadenas tienen memoria o bien “Recuerdan” el último evento y esto condiciona las posibilidades de los eventos futuros [26].

4.1.2. *Regiones de confianza.*

Usualmente en lugar de presentar detalladamente la distribución de la probabilidad de errores en la estimación de parámetros, es más común resumir la distribución en forma de regiones de confianza.

Las regiones de confianza describen la variabilidad entre la medida obtenida en un estudio y la medida real de la población (el valor real). Corresponde a un rango de valores, cuya distribución es normal y dentro del cual se encuentra con alta probabilidad, el valor real de una determinada variable. Esta “alta probabilidad” se ha establecido por consenso en 68 % a una desviación estándar 1σ y 95 % a 2σ , ver la Fig. 4.1. Así, una región de confianza de 95 % nos indica que dentro de este rango se encuentra el valor real de un parámetro con 95 % de credibilidad [27].

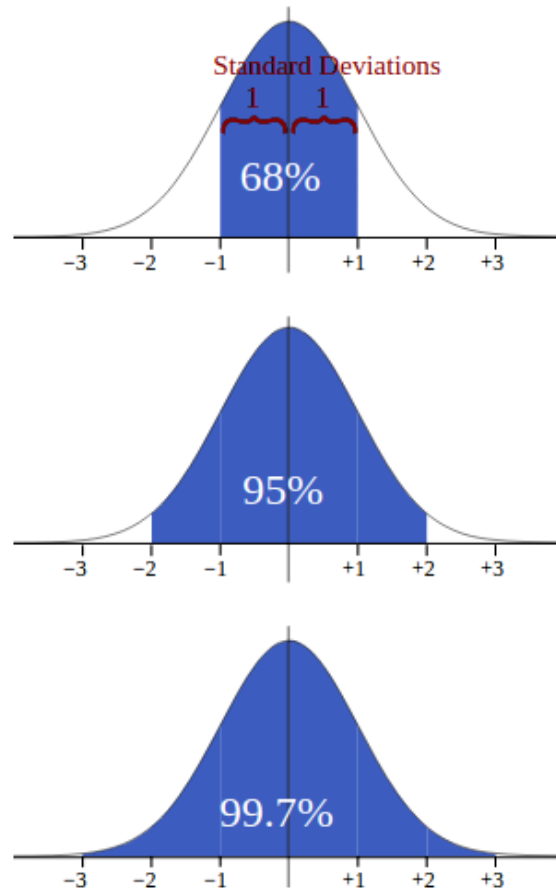


Figura 4.1: La “curva de distribución normal” es la distribución de valores alrededor de la media de una población dispersa de manera uniforme. Se usa comúnmente en forma abreviada el número de desviaciones estándar (1σ , 2σ , 3σ) para indicar un intervalo de confianza de la población incluida [28].

4.1.3. MONTEPYTHON.

En esta tesis usamos el paquete MONTEPYTHON disponible públicamente [29] y diseñado para la estimación de parámetros cosmológicos. A su vez está vinculado al código Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) el cual resuelve las ecuaciones de Boltzmann, ofreciendo un entorno de codificación fácil de usar y flexible en cosmología [30]. Al utilizar este paquete lo que se realiza es un análisis de probabilidad en el que se minimiza la función χ^2 (que para cada observable se describe en la siguiente sección) para así obtener el mejor ajuste de los parámetros del modelo a partir de datos observacionales. Minimizar la función χ^2 equivale a maximizar la

función de verosimilitud $L(\theta) \propto \exp(-\chi^2(\theta)/2)$ donde θ es el vector de los parámetros del modelo y $\chi^2(\theta)$ depende del conjunto de datos usado. A continuación se describen brevemente las muestras de observación utilizadas.

4.2. Muestras de observación.

Para probar los modelos Λ CDM, w CDM y la parametrización CPL a través del análisis bayesiano se usaron los datos observacionales enlistados a continuación. En esta sección también se explica como se añadieron los GRBs al programa MONTEPYTHON para poder realizar las pruebas de estimación de parámetros.

4.2.1. *Supernovas Tipo Ia.*

Se utilizaron datos de supernovas Tipo Ia de la compilación Pantheon [31]. Este conjunto se compone de 1048 SN Ia que tienen un rango de desplazamiento al rojo $0.01 < z < 2.26$. La función de verosimilitud para los modelos a partir de los datos de supernovas Tipo Ia está restringida por la función χ^2 descrita de la siguiente forma

$$\chi_{SN Ia}^2 = \Delta\mu \cdot C^{-1} \cdot \Delta\mu, \quad (4.2)$$

donde C^{-1} es la matriz de covarianza inversa y $\Delta\mu = \mu_{teo} - \mu_{obs}$ es el vector de las diferencias entre el valor teórico y el valor observado de la cantidad observable para las SN Ia. El módulo de la distancia μ está definido como

$$\mu(z, \theta) = 5 \log_{10}(d_L(z, \theta)) + \mu_0, \quad (4.3)$$

donde $d_L(z, \theta)$ es la distancia luminosa dada por la Ec. (1.48) y μ_0 está relacionada con la magnitud absoluta la cual puede calibrarse para generar una candela estándar.

4.2.2. *Oscilaciones Acústicas de Bariones.*

Se utilizaron datos del SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) DR12 [32], que proporciona mediciones del parámetro de Hubble $H(z_i)$ y de la distancia de diámetro angular $d_A(z_i)$, en tres desplazamientos al rojo distintos, $z_i = \{0.38, 0.51, 0.61\}$ expresado como

$$d_A(z) \frac{r_s^{fid}(z_d)}{r_s(z_d)}, \quad H(z) \frac{r_s(z_d)}{r_s^{fid}(z_d)}, \quad (4.4)$$

donde $r_s(z_d)$ es el horizonte de sonido evaluado en el desplazamiento al rojo de arrastre z_d , y $r_s^{fid}(z_d)$ en el mismo horizonte de sonido pero calculado para un modelo cosmológico fiducial que es igual a 147.78 Mpc [32].

Los otros dos datos BAO que usamos son 6dF Galaxy Survey [33] y SDSS Data Release 7 Main Galaxy Sample [34], solo pueden restringir estrictamente la combinación promediada esféricamente de modos BAO transversales y radiales,

$$D_V(z) \equiv [cz(1+z)^2 D_A^2(z)/H(z)]^{1/3}. \quad (4.5)$$

Estas restricciones están en los desplazamientos al rojo $z = 0.106$ (6dF) y $z = 0.15$ (SDSS MGS).

La función χ^2 que corresponde a las oscilaciones acústicas de bariones está dado por

$$\chi_{BAO}^2 = \Delta \mathcal{F}^{BAO} \cdot C_{BAO}^{-1} \cdot \Delta \mathcal{F}^{BAO}, \quad (4.6)$$

donde $\Delta \mathcal{F}^{BAO} = \mathcal{F}_{teo} - \mathcal{F}_{obs}$ es la diferencia entre el valor observado y teórico de la cantidad observable Ec. (4.4) para BAO, y donde C_{BAO}^{-1} es la matriz de covarianza inversa provista en MONTEPYTHON.

4.2.3. *Fondo Cósmico de Microondas*

Se utilizaron los datos de CMB en forma comprimida reportados en [35]. El vector $(R, l_A, n_s, \Omega_b h^2)$ proporciona un resumen eficiente de los datos de CMB en lo que

respecta a las restricciones de energía oscura. Las primeras dos cantidades del vector fueron definidas en las Ec. (2.13) y (2.14) respectivamente y n_s es el índice espectral.

La función χ^2 que corresponde al CMB es

$$\chi_{CMB}^2 = \Delta\mathcal{F}^{CMB} \cdot C_{CMB}^{-1} \cdot \Delta\mathcal{F}^{CMB}, \quad (4.7)$$

donde $\Delta\mathcal{F}^{CMB} = (R, l_A, n_s, \Omega_b h^2)$ y C_{CMB}^{-1} es la matriz de covarianza inversa. Los valores para estos parámetros, sus desviaciones estándar y la matriz de covarianza normalizada fueron tomados de la Tabla 1 de [35].

4.2.4. *Explosiones de Rayos Gamma.*

Se utilizaron dos conjuntos de datos diferentes y cada uno se combinó con los anteriores conjuntos de datos expuestos. El primer conjunto consta de 193 GRBs en un rango de desplazamiento al rojo $0.03 \leq z \leq 8.1$ obtenidos de [25]. El segundo es un nuevo conjunto de datos que consta de 88 GRBs en un rango de desplazamiento al rojo $0.009 \leq z \leq 8.1$, los cuales fueron calibrados en sus características espectrales para obtener el módulo de la distancia μ y su respectivo error para así usarlos como trazadores de distancia. En el Apéndice B se encuentra la Tabla con este conjunto de datos.

La función χ^2 que corresponde a los GRBs es

$$\chi_{GRB}^2 = \Delta\mu \cdot C^{-1} \cdot \Delta\mu, \quad (4.8)$$

donde $\Delta\mu = \mu_{teo} - \mu_{exp}$ es el vector de las diferencias entre el valor teórico y el valor estimado del módulo de la distancia de los GRBs, C^{-1} es la matriz diagonal de los errores al cuadrado. El módulo de la distancia para el primer conjunto está definido en la Ec. (3.18) y del segundo conjunto por la Ec. (3.21).

Incluyendo los GRBs en MONTEPYTHON.

Para poder utilizar los GRBs como prueba observacional se tuvieron que incluir en el programa MONTEPYTHON, a continuación se explica este procedimiento. Dentro del programa MONTEPYTHON hay una carpeta llamada `data` en la cual se creó una carpeta para los GRBs en la que se introdujeron dos archivos; el primero contiene todo el conjunto de datos de GRBs con su respectivo desplazamiento al rojo, módulo de la distancia y error del módulo de la distancia y el segundo la matriz diagonal de los errores al cuadrado de estos datos. En las carpetas `montepython/likelihoods` se creó otra carpeta para los GRBs y dentro de ella se colocaron dos archivos; el primero de nombre `__init__.pyc` y el segundo `__init__.py` que contiene el código para calcular la función de verosimilitud para los GRBs el cual fue creado a partir del código existente para supernovas, realizando solo algunas modificaciones. Este procedimiento se realizó para cada conjunto de datos de GRBs trabajados en esta tesis y presentados en esta subsección. En el siguiente capítulo se muestran los resultados obtenidos para cada modelo utilizando estos datos observacionales.

Capítulo 5

RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados de haber probado los modelos Λ CDM, w CDM y la parametrización CPL con los datos observacionales existentes en el programa MONTEPYTHON (supernovas Tipo Ia, oscilaciones acústicas de bariones y fondo cósmico de microondas) y a su vez con el conjunto de GRBs de la calibración de datos de Amati y el nuevo conjunto de datos de la nueva calibración, los cuales fueron añadidos en MONTEPYTHON como se explica en el capítulo 4.

5.1. Constricciones con distintos conjuntos de datos.

5.1.1. Modelo Λ CDM

Agregando los datos de GRBs de la calibración de Amati (GRBs-A) y de la nueva calibración (GRBs-N) podemos observar de la Fig. 5.1 y la Tabla 5.1 que aún se ajustan al modelo Λ CDM es decir los valores varían muy poco, con los datos de GRBs-A y GRBs-N se obtiene una diferencia apenas apreciable, en la Tabla 5.1 las desviaciones estándar que, contrario a lo que se esperaba, crecen un poco al introducir ambos conjuntos de datos de GRBs. Las variaciones numéricas, de los valores medios y el mejor ajuste son casi imperceptibles es decir los resultados difieren por muy poco (ver la Tabla 5.1).

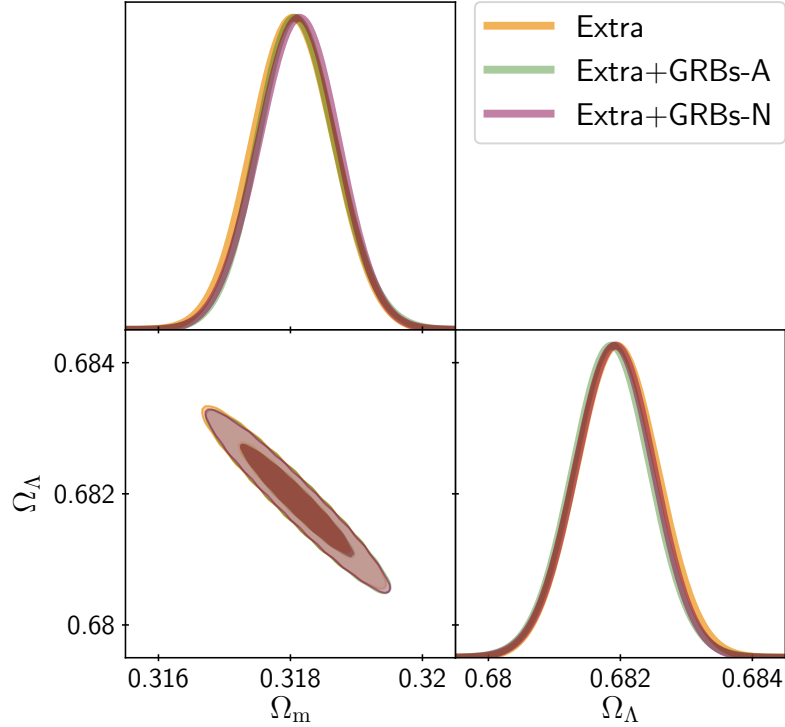


Figura 5.1: Se presentan los resultados con el modelo Λ CDM para los parámetros Ω_m y Ω_Λ , donde la región amarilla representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO y CMB, la región verde representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO, CMB y los datos de GRBs de la calibración de Amati y la región morada SNIa, BAO, CMB y el conjunto de datos de GRBs obtenidos con la nueva calibración.

Param	Extra		Extra+GRBs-A		Extra+GRBs-N	
	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$
Ω_{cdm}	0.2679	$0.2679^{+0.00057}_{-0.00057}$	0.268	$0.268^{+0.00058}_{-0.00057}$	0.2679	$0.2679^{+0.00058}_{-0.00057}$
Ω_m	0.3179	$0.3179^{+0.00057}_{-0.00057}$	0.318	$0.318^{+0.00058}_{-0.00057}$	0.3179	$0.3179^{+0.00058}_{-0.00057}$
Ω_Λ	0.682	$0.682^{+0.00057}_{-0.00057}$	0.6819	$0.682^{+0.00057}_{-0.00058}$	0.682	$0.682^{+0.00057}_{-0.00058}$

Tabla 5.1: Resultados con el modelo Λ CDM para los parámetros Ω_{cdm} , Ω_m y Ω_Λ con datos de SNIa+BAO+CMB llamados en conjunto “Extra” y con los conjuntos de datos de GRBs de la calibración de Amati denotados por GRBs-A y la nueva calibración llamada aquí GRBs-N.

5.1.2. Modelo w CDM

Como se discutió en la sección 2.2. del capítulo 2, el modelo w CDM introduce un parámetro extra a Λ CDM, la ecuación de estado de la energía oscura. Al probar dicho modelo con los datos expuestos podemos ver de la Tabla 5.2 que al utilizar el

conjunto de datos de SNIa, BAO, CMB más los GRBs-A se obtiene un valor para $w_0 = -0.9757^{+0.01}_{-0.0096}$ y con los GRBs-N se obtiene $w_0 = -0.9788^{+0.01}_{-0.0099}$, a partir de estos resultados y de observar la Fig. 5.2 podemos ver que al usar los GRBs de la nueva calibración se obtiene un valor para w_0 más cercano a -1 como lo estipula el modelo Λ CDM. Además se puede ver que las desviaciones estándar prácticamente permanecen invariantes para los tres conjuntos de datos.

También podemos observar de la Fig. 5.3 que con este modelo pareciera que hay mayor cantidad de energía oscura en comparación con los valores arrojados por el modelo Λ CDM, al comparar los valores para el parámetro Ω_Λ y Ω_{de} en las Tablas 5.1 y 5.2 .

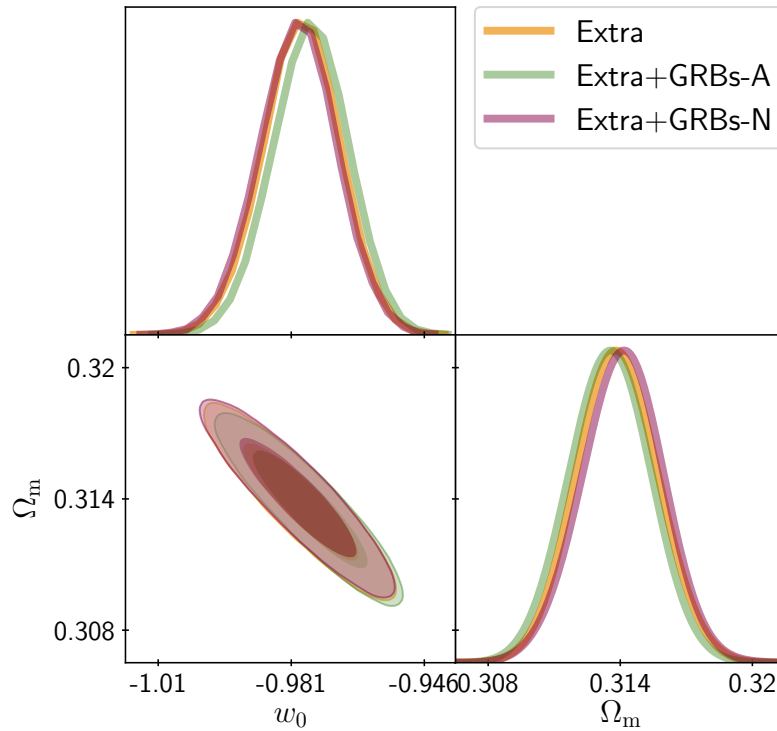


Figura 5.2: Se presentan los resultados con el modelo w CDM para los parámetros Ω_m y w_0 , donde la región amarilla representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO y CMB, la región verde representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO, CMB y los datos de GRBs de la calibración de Amati (GRBs-A) y la región morada SNIa, BAO, CMB y el conjunto de datos de GRBs obtenidos con la nueva calibración (GRBs-N).

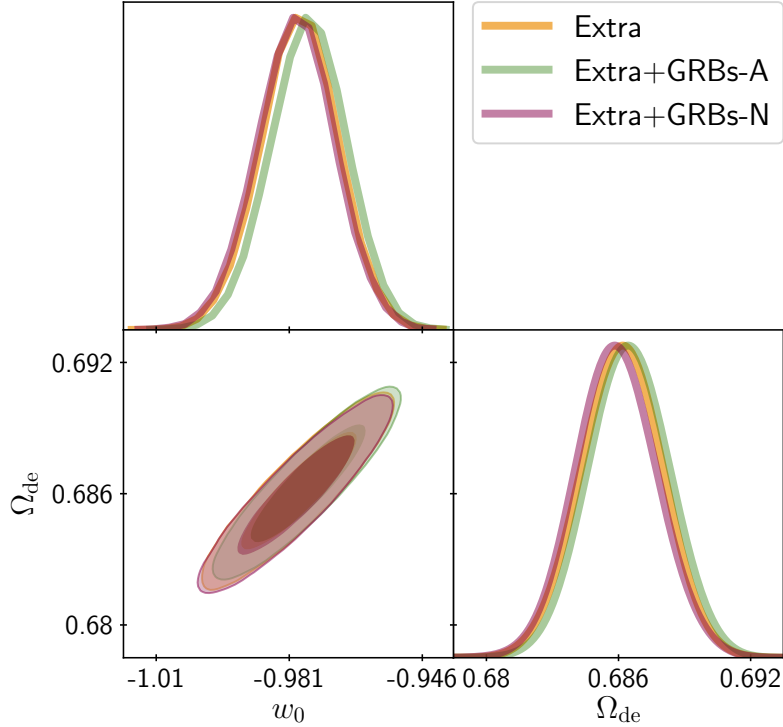


Figura 5.3: Se presentan los resultados con el modelo w CDM para los parámetros Ω_m y Ω_{de} , donde la región amarilla representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO y CMB, la región verde representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO, CMB y los datos de GRBs de la calibración de Amati (GRBs-A) y la región morada SNIa, BAO, CMB y el conjunto de datos de GRBs obtenidos con la nueva calibración (GRBs-N).

Param	Extra		Extra+GRBs-A		Extra+GRBs-N	
	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$
Ω_{cdm}	0.2642	$0.2642^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.2638	$0.2638^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.2642	$0.2644^{+0.0018}_{-0.0018}$
w_0	-0.9778	$-0.9781^{+0.01}_{-0.0096}$	-0.9752	$-0.9757^{+0.01}_{-0.0096}$	-0.9778	$-0.9788^{+0.01}_{-0.0099}$
Ω_m	0.3142	$0.3142^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.3138	$0.3138^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.3142	$0.3144^{+0.0018}_{-0.0018}$
Ω_{de}	0.6857	$0.6857^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.6862	$0.6861^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.6857	$0.6855^{+0.0018}_{-0.0018}$

Tabla 5.2: Resultados con el modelo w CDM para los parámetros Ω_{cdm} , Ω_m , Ω_{de} y w_0 añadiendo los conjuntos de datos de GRBs de la calibración de Amati (GRBs-A) y la nueva calibración (GRBs-N).

5.1.3. Parametrización CPL

La parametrización introducida en la sección 2.3 es con la que mayor diferencia se obtiene al usar los GRBs de la calibración de Amati (GRBs-A) o los GRBs nuevos

(GRBs-N). En la Fig. 5.4 se observa como el valor para w_0 tiende a ser más cercano al valor de -1 añadiendo los GRBs-N, mientras que los valores resultantes del ajuste a GRBs-A arrojan un w_0 mayor. También se observa que para el caso del parámetro w_a el best fit se acerca más a cero (0.02977) con los GRBs-N que con los GRBs-A (-0.417), siendo el primero el más cercano al modelo Λ CDM.

Por lo tanto, si usamos los GRBs nuevos obtenemos para los parámetros una mayor tendencia a lo que se predice teóricamente con el modelo Λ CDM, ver Fig. 5.5. Más aún, para la parametrización CPL, las desviaciones estándar del conjunto Extra+GRBs-N son las menores lo cual muestra una ventaja estadística de utilizar este conjunto de datos sobre los otros dos.

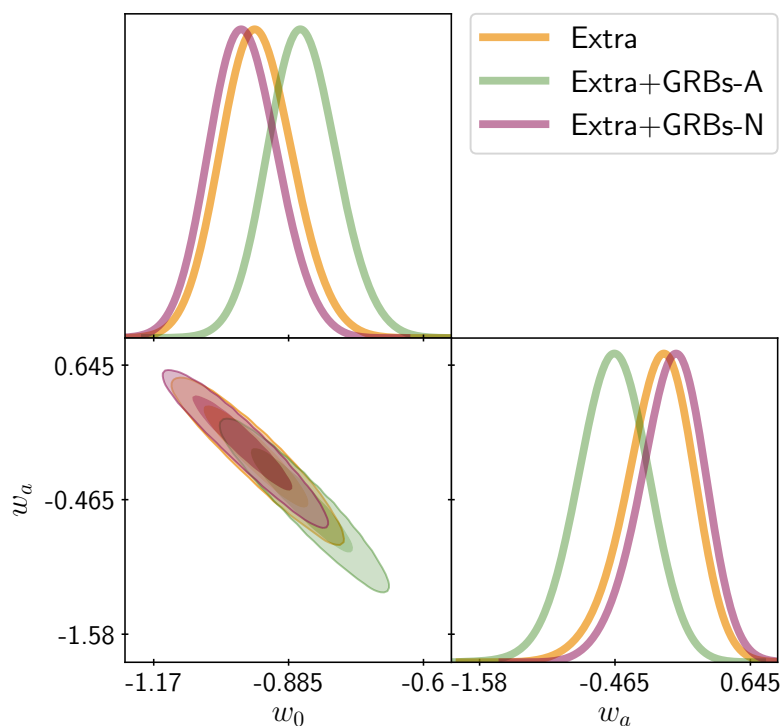


Figura 5.4: Se presentan los resultados con la parametrización CPL para los parámetros w_a y w_0 , donde la región amarilla representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO y CMB, la región verde representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO, CMB y los datos de GRBs de la calibración de Amati y la región morada SNIa, BAO, CMB y el conjunto de datos de GRBs obtenidos con la nueva calibración.

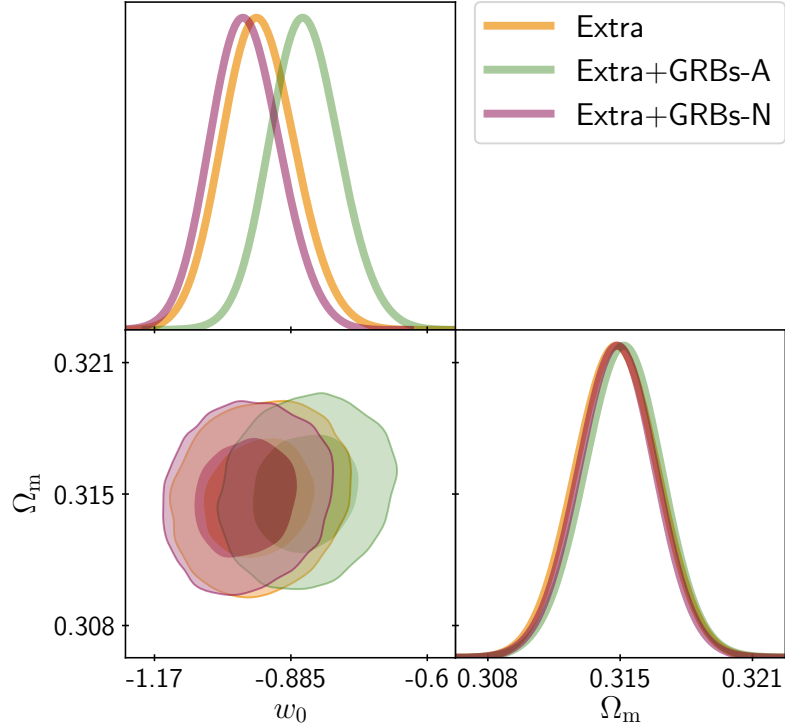


Figura 5.5: Se presentan los resultados con la parametrización CPL para los parámetros Ω_m y w_0 , donde la región amarilla representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO y CMB, la región verde representa el conjunto de datos compuesto por SNIa, BAO, CMB y los datos de GRBs de la calibración de Amati y la región morada SNIa, BAO, CMB y el conjunto de datos de GRBs obtenidos con la nueva calibración.

Param	Extra		Extra+GRBs-A		Extra+GRBs-N	
	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$	best-fit	mean $\pm\sigma$
Ω_{cdm}	0.2642	$0.2644^{+0.0018}_{-0.0019}$	0.2646	$0.2647^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.2643	$0.2644^{+0.0019}_{-0.0018}$
w_0	-0.9673	$-0.9497^{+0.074}_{-0.077}$	-0.8681	$-0.8542^{+0.071}_{-0.075}$	-0.9864	$-0.9786^{+0.069}_{-0.074}$
w_a	-0.0407	$-0.1149^{+0.3}_{-0.27}$	-0.417	$-0.4801^{+0.31}_{-0.27}$	0.02977	$-0.007582^{+0.29}_{-0.24}$
Ω_m	0.3142	$0.3144^{+0.0018}_{-0.0019}$	0.3146	$0.3147^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.3143	$0.3144^{+0.0019}_{-0.0018}$

Tabla 5.3: Resultados con la parametrización CPL para los parámetros Ω_{cdm} , Ω_m , w_a y w_0 añadiendo los conjuntos de datos de GRBs de la calibración de Amati y la nueva calibración.

Capítulo 6

CONCLUSIONES

En esta tesis se han utilizado los GRBs largos como candelas estandarizables para sondear con mayor precisión y a corrimientos al rojo mayores los parámetros de modelos de energía oscura. Para ello se han empleado dos conjuntos distintos de datos. Por un lado los datos reportados por Amati en [25] y por otro lado 88 GRBs de un conjunto nuevo de datos, ambos presentados en el capítulo 3. Respecto a los modelos de energía oscura se han probado parámetros de los modelos efectivos Λ CDM, w CDM y la parametrización CPL, presentados en el capítulo 2.

Los resultados muestran que los valores de mejor ajuste y su dispersión presentan una mejoría marginal en el caso de los modelos Λ CDM y w CDM cuando se utilizan datos de Amati o de nuestro nuevo conjunto de GRBs. Sin embargo, para una energía oscura dinámica (CPL) los valores preferidos por los nuevos GRBs son más cercanos al modelo aceptado Λ CDM, mientras que los datos de Amati prefieren una energía oscura con ecuación de estado $w < -1$ en tiempos tempranos (a altos corrimientos al rojo). Dado que la dispersión en el conjunto de GRBs-N es menor a la de Amati y en esta tesis se ha mostrado una calibración de estos datos con un total control de sus errores, es posible argumentar a favor de nuestros nuevos resultados sobre los de la muestra de Amati.

A futuro es posible extender el presente trabajo en diversas direcciones:

1. Incorporar al conjunto de datos de GRBs distintos datos de otros satélites y

sondeos, manteniendo siempre el control de la propagación de errores.

2. Incorporar al análisis otros objetos que actúen como candelas estándar. Por ejemplo las regiones HII como se reportan en las referencias [36] [37].
3. Finalmente es posible utilizar el método y los datos presentados para restringir modelos específicos de energía oscura, restringiendo así aspectos de física fundamental, y no sólo modelos efectivos de energía oscura.

Apéndice A

Propagación de errores.

A menudo se busca determinar una variable dependiente x que sea función de una o más variables medidas diferentes. Debemos saber como propagar o trasladar las incertidumbres en las variables medidas para determinar la incertidumbre en la variable dependiente.

Incetidumbres

En general, no conocemos los errores reales en la determinación de las variables dependientes (o si lo hacemos, se deben hacer las correcciones necesarias). En cambio, se puede estimar el error en cada cantidad medida o estimar alguna característica, como la desviación estándar o la distribución de probabilidad.

Supongamos que queremos determinar una cantidad x que es función de al menos dos variables medidas, u y v . Determinaremos las características de x con u y v y la dependencia fundamental.

$$x = f(u, v, \dots). \quad (\text{A.1})$$

Aunque no siempre sea exacto, supondremos que el valor más probable para x viene dado por

$$\bar{x} = f(\bar{u}, \bar{v}, \dots). \quad (\text{A.2})$$

La incertidumbre en el valor resultante para x se puede encontrar considerando la dispersión de los valores de x resultantes de combinar las mediciones individuales u_i ,

v_i, \dots en los resultados individuales x_i :

$$x_i = f(u_i, v_i, \dots). \quad (\text{A.3})$$

En el límite de un número infinito de mediciones, la media de la distribución coincidirá con el promedio \bar{x} dado en la Ec. (A.2) y para la varianza σ_x^2 (que es el cuadrado de la desviación estándar) se tiene

$$\sigma_x^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (x_i - \bar{x})^2 \right]. \quad (\text{A.4})$$

Se pueden expresar las desviaciones $x_i - \bar{x}$ en términos de $u_i - \bar{u}$, $v_i - \bar{v}, \dots$ de los parámetros observados

$$x_i - \bar{x} \simeq (u_i - \bar{u}) \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) + (v_i - \bar{v}) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \quad (\text{A.5})$$

donde hemos omitido la notación específica del hecho de que cada una de las derivadas parciales se evalúa con todas las otras variables fijadas en sus valores medios.

Varianza y Covarianza

Combinando la Ec. (A.4) y la Ec. (A.5) se puede expresar la varianza σ_x^2 de x en términos de las varianzas σ_u^2 , σ_v^2, \dots para las variables u, v, \dots , que realmente se midieron

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &\simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum \left[(u_i - \bar{u}) \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) + (v_i - \bar{v}) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \right]^2 \\ &\simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum \left[(u_i - \bar{u})^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + (v_i - \bar{v})^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + 2(u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Los primeros dos términos de la Ec. (A.6) se pueden expresar en términos de las variaciones σ_u^2 y σ_v^2

$$\sigma_u^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (u_i - \bar{u})^2 \right], \quad \sigma_v^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (v_i - \bar{v})^2 \right]. \quad (\text{A.7})$$

Para expresar el tercer término de la Ec. (A.6) en una forma similar, se introducen las covarianzas σ_{uv}^2 entre las variables u y v definida

$$\sigma_{uv}^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \right]. \quad (\text{A.8})$$

Con estas definiciones, la aproximación para la varianza de x dada en la Ec. (A.6) se convierte en

$$\sigma_x^2 \simeq \sigma_u^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \dots + 2\sigma_{uv}^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \quad (\text{A.9})$$

A la Ec. (A.9) se le conoce como *ecuación de propagación de error*.

Apéndice B

Conjunto de datos nuevo.

A continuación se muestra en las Tablas el conjunto de datos nuevos medidos por el telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi proporcionados por el Dr. José Ignacio Cabrera Martínez con su respectivo módulo de la distancia μ y su error σ_μ los cuales fueron encontrados con la calibración realizada en esta tesis y presentada en el Capítulo 3.

GRB	z	μ	σ_μ
GRB080905705	2.374	45.2896542481362	0.517477521903027
GRB080916406	0.689	43.895132987486264	0.9855690359730288
GRB080916009	4.35	45.836761109579136	2.846520678583951
GRB081121858	2.512	44.71643527387528	0.3272801562852976
GRB081221681	2.26	44.33083708511403	1.3678513776863992
GRB081222204	2.77	45.821975070552625	0.4413678574765235
GRB090323002	3.57	45.32472819893897	2.755927239222323
GRB090328401	0.736	44.990337734870316	2.7778370674450454
GRB090423330	8.1	48.1934684458748	1.9575092435619694
GRB090516353	4.109	45.311120423535804	0.49137426485708774
GRB090618353	0.54	41.729076151829965	0.39437254068272315
GRB090926181	2.1062	45.04637239091849	1.4923808998221413
GRB090926914	1.24	44.83191976699949	1.473958711982423
GRB091003191	0.8969	45.25379471941186	1.6509770131749653
GRB091020900	1.71	46.34498760880117	0.8613090963796299
GRB091127976	0.49034	43.22833359637082	3.1885357284389317
GRB091208410	1.0633	44.43094153309359	3.0307814733371363
GRB100414097	1.368	45.075521538961105	2.8516309626456375
GRB100615083	1.398	43.710993926425274	2.366243531987947
GRB100704149	3.6	44.4762470521207	0.3714797802570139
GRB100728095	1.567	43.775724006728026	1.177987236634897
GRB100728439	2.106	46.259748189037694	0.9358102136552414
GRB100814160	1.44	44.02747431883945	0.523922587032885
GRB100816026	0.8049	46.14308418930479	0.6500347205842489
GRB100906576	1.727	42.767002522294035	1.8218811135392006
GRB101219686	0.5519	44.37216125997619	2.2490573008432704
GRB110213220	1.46	44.451404895323975	1.684635525883717
GRB110731465	2.83	46.435832918204994	1.3692350121764683
GRB110818860	3.36	45.920581721594885	0.6454507431339715
GRB111107035	2.893	48.42630923363215	1.1506273828761817
GRB111228657	0.71627	42.1599180418678	3.785446174429665
GRB120119170	1.728	44.42790959881471	0.3579530713156087
GRB120326056	1.798	45.49151114270796	2.7546140406402824
GRB120624933	2.1974	43.94131233478683	2.770538700943946
GRB120712571	4.1745	46.905648248301866	0.7622841582373068
GRB120811649	2.671	45.94733510445483	2.276827605945548

Tabla B.1: conjunto de datos nuevo.

GRB	z	μ	σ_μ
GRB120907017	0.97	47.43135740291096	1.089514822752837
GRB120909070	3.93	45.51083551013234	0.46318274497508666
GRB120922939	3.1	44.14007573018161	3.1333853112217964
GRB121211574	1.023	47.883379745930554	1.1784738031459776
GRB130215063	0.597	43.49454542950555	1.106577082753158
GRB130427324	0.34	41.873165506131556	3.296325581594136
GRB130518580	2.49	44.98916795314486	1.8120203177897767
GRB130612141	2.006	46.18887819373563	3.9291350798237956
GRB130925173	0.347	42.10281333044156	1.4767560887963893
GRB131011741	1.874	45.13948584215903	0.6454920320717416
GRB131231198	0.642	43.25199508925621	0.3269813667325013
GRB140206304	2.74	44.83516368966404	0.7232309229163586
GRB140213807	1.2076	44.58934254282035	1.3757994823032647
GRB140304557	5.283	46.88594375876045	0.7322115055439391
GRB140423356	3.26	44.88391584636801	0.7303737773597591
GRB140508128	1.027	44.26162205763396	0.9854819048484265
GRB140512814	0.725	44.64071932282549	2.9123005425675963
GRB140606133	0.384	45.73785808456245	2.5096467782448215
GRB140620219	2.04	44.570243749121005	1.6546094664965512
GRB140703026	3.14	46.05888488845576	0.5785513402333334
GRB140801792	1.32	45.731961624783665	0.7483786322459248
GRB140808038	3.29	47.26342114677614	0.7885304209128771
GRB141004973	0.573	45.43097828053657	4.338074209144334
GRB141028455	2.33	45.399231415881616	1.2050938834233542
GRB141225959	0.915	44.84299446293683	0.37431117943590536
GRB150301818	1.5169	46.597601810159674	0.4211340714574083
GRB150314205	1.758	44.85074754118884	1.5349989386339198
GRB150403913	2.06	45.431975806651366	1.962308826526302
GRB150514774	0.807	44.98437458349295	1.9702193399819061
GRB150727793	0.313	44.59231449297357	0.40702358228388624
GRB151027166	0.81	43.736844547199745	0.5354652839854792
GRB151111356	3.5	46.20880061172837	1.0938212511301302
GRB160509374	1.17	42.17753602253062	1.5815406879641125
GRB160625945	1.406	42.070346709322365	2.8064188079381136
GRB160804065	0.736	43.740659876737666	1.76615862171409
GRB161017745	2.0127	46.04670397717962	0.8181259307236302

Tabla B.2: conjunto de datos nuevo.

GRB	z	μ	σ_μ
GRB161117066	1.549	43.62432657066865	1.5188622100128188
GRB161129300	0.645	44.96115920904472	0.5214490316124293
GRB170214649	2.53	44.133355276292576	2.1975354304176955
GRB170405777	3.51	44.753016014382005	1.0127014199492332
GRB170607971	0.557	44.969223299180854	0.9238151347396394
GRB170705115	2.01	45.005865483050385	1.0513370307083376
GRB170817529	0.0093	47.65253521095197	0.9571073440537984
GRB170903534	0.555	45.71304345998872	1.2967462857479306
GRB180205184	1.409	45.225610312265005	3.2574348718277095
GRB180314030	1.445	44.96939224757632	1.0329402637729153
GRB180620660	1.1175	44.16250391396655	0.45506192001241424
GRB180720598	0.654	44.05448326597727	2.765168282389371
GRB180728728	0.117	42.18002727027763	1.5442471403915399
GRB181020792	2.938	45.36220160919966	1.0310415307475624
GRB190114873	0.425	42.73125858642656	3.473629788029288
GRB190324947	1.1715	44.73407853443378	0.5979590692443882

Tabla B.3: conjunto de datos nuevo.

Bibliografía

- [1] L. Amendola and S. Tsujikawa, *Dark Energy: Theory and Observations*. ISBN 9780521516006: Cambridge University Press, 2010.
- [2] S. Dodelson, *Modern Cosmology*. ISBN 0122191412: Academic Press, 2003.
- [3] V. jonahastroblog, “Expanding Our Minds: The Science Behind the Expansion of the Universe.” <https://jonahastroblog.wordpress.com/2018/05/02/expanding-our-minds-the-science-behind-the-expansion-of-the-universe/>.
- [4] R. Jimenez and A. Loeb, “Constraining cosmological parameters based on relative galaxy ages,” *Astrophys. J.*, vol. 573, pp. 37–42, 2002.
- [5] E. J. Copeland, M. Sami, and S. Tsujikawa, “Dynamics of dark energy,” *Int. J. Mod. Phys.*, vol. D15, pp. 1753–1936, 2006.
- [6] I. Sendra and R. Lazkoz, “SN and BAO Constraints on (New) Polynomial Dark Energy Parametrizations,” *Springer Proc. Math. Stat.*, vol. 60, pp. 397–401, 2014.
- [7] M. S. Turner and M. J. White, “CDM models with a smooth component,” *Phys. Rev.*, vol. D56, no. 8, p. R4439, 1997.
- [8] M. Chevallier and D. Polarski, “Accelerating universes with scaling dark matter,” *Int. J. Mod. Phys.*, vol. D10, pp. 213–224, 2001.
- [9] E. V. Linder, “Exploring the expansion history of the universe,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 091301, 2003.

- [10] R. de Putter and E. V. Linder, “Calibrating Dark Energy,” *JCAP*, vol. 0810, p. 042, 2008.
- [11] Y. Wang, *Dark Energy*. Weinheim, ISBN 978-3-527-40941-9: Wiley-VCH, 2010.
- [12] R. Lazkoz, “Geometrical constraints on dark energy models,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 960, no. 1, pp. 3–32, 2007.
- [13] B. A. Bassett and R. Hlozek, “Baryon Acoustic Oscillations,” 2009.
- [14] A. V. Filippenko, “Optical spectra of supernovae,” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 35, pp. 309–355, 1997.
- [15] “Supernovas and supernova remnants.” https://chandra.harvard.edu/xray_sources/supernovas.html.
- [16] En.wikipedia.org, “Type II supernova.” https://en.wikipedia.org/wiki/Type_II_supernova.
- [17] S. Perlmutter *et al.*, “Cosmology from Type Ia supernovae,” *Bull. Am. Astron. Soc.*, vol. 29, p. 1351, 1997.
- [18] A. G. Riess *et al.*, “Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant,” *Astron. J.*, vol. 116, pp. 1009–1038, 1998.
- [19] S. Perlmutter *et al.*, “Measurements of Ω and Λ from 42 high redshift supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 517, pp. 565–586, 1999.
- [20] T. R. Choudhury and T. Padmanabhan, “Cosmological parameters from supernova observations: A Critical comparison of three data sets,” *Astron. Astrophys.*, vol. 429, p. 807, 2005.
- [21] S. B. Alain Mazure, *Exploding Superstars: Understanding Supernovae and Gamma-Ray Bursts*. ISBN 13 9780387095479: Springer, 2009.
- [22] B. E. Schaefer, “The Hubble Diagram to Redshift >6 from 69 Gamma-Ray Bursts,” *Astrophys. J.*, vol. 660, pp. 16–46, 2007.

- [23] L. Amati *et al.*, “Intrinsic spectra and energetics of BeppoSAX gamma-ray bursts with known redshifts,” *Astron. Astrophys.*, vol. 390, p. 81, 2002.
- [24] A. Gómez-Valent and L. Amendola, “ H_0 from cosmic chronometers and Type Ia supernovae, with Gaussian Processes and the novel Weighted Polynomial Regression method,” *JCAP*, vol. 1804, no. 04, p. 051, 2018.
- [25] L. Amati, R. D’Agostino, O. Luongo, M. Muccino, and M. Tantalò, “Addressing the circularity problem in the $E_p - E_{\text{iso}}$ correlation of gamma-ray bursts,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 486, no. 1, pp. L46–L51, 2019.
- [26] “Cadena de Márkov.” https://es.wikipedia.org/wiki/Cadena_de_M%C3%A1rkov.
- [27] “Intervalo de confianza.” https://es.wikipedia.org/wiki/Intervalo_de_confianza.
- [28] “Normal distribution.” <https://www.mathsisfun.com/data/standard-normal-distribution.html>.
- [29] B. Audren, J. Lesgourgues, K. Benabed, and S. Prunet, “Conservative Constraints on Early Cosmology: an illustration of the Monte Python cosmological parameter inference code,” *JCAP*, vol. 1302, p. 001, 2013.
- [30] J. Lesgourgues, “The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I: Overview,” 2011.
- [31] D. M. Scolnic *et al.*, “The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample,” *Astrophys. J.*, vol. 859, no. 2, p. 101, 2018.
- [32] S. Alam *et al.*, “The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 470, no. 3, pp. 2617–2652, 2017.

- [33] F. Beutler, C. Blake, M. Colless, D. H. Jones, L. Staveley-Smith, L. Campbell, Q. Parker, W. Saunders, and F. Watson, “The 6dF Galaxy Survey: Baryon Acoustic Oscillations and the Local Hubble Constant,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 416, pp. 3017–3032, 2011.
- [34] A. J. Ross, L. Samushia, C. Howlett, W. J. Percival, A. Burden, and M. Manera, “The clustering of the SDSS DR7 main Galaxy sample – I. A 4 per cent distance measure at $z = 0.15$,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 449, no. 1, pp. 835–847, 2015.
- [35] L. Chen, Q.-G. Huang, and K. Wang, “Distance Priors from Planck Final Release,” *JCAP*, vol. 1902, p. 028, 2019.
- [36] R. Chávez, M. Plionis, S. Basilakos, R. Terlevich, E. Terlevich, J. Melnick, F. Bresolin, and A. L. González-Morán, “Constraining the dark energy equation of state with H II galaxies,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 462, no. 3, pp. 2431–2439, 2016.
- [37] A. L. González-Morán, R. Chávez, R. Terlevich, E. Terlevich, F. Bresolin, D. Fernández-Arenas, M. Plionis, S. Basilakos, J. Melnick, and E. Telles, “Independent cosmological constraints from high- z H ii galaxies,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 487, no. 4, pp. 4669–4694, 2019.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



Instituto de
Investigación en
Ciencias
Básicas y
Aplicadas

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS



Control Escolar de Licenciatura

VOTOS DE APROBATORIOS

Secretaria ejecutiva del Instituto de Investigación en Ciencias Básicas Aplicadas de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos.

P r e s e n t e .

Por medio de la presente le informamos que después de revisar la versión escrita de la tesis que realizó la C. **TAPIA LABRA GABRIELA** con número de matrícula **20154012671** cuyo título es:

“Estimación de Parámetros de Energía Oscura con Explosiones de Rayos Gamma”

Consideramos que **SI** reúne los méritos que son necesarios para continuar los trámites para obtener el título de **Licenciado Ciencias Área Terminal en Física**

Cuernavaca, Mor a 21 de abril del 2021

Atentamente
Por una universidad culta

Se adiciona página con la e-firma UAEM de los siguientes:

DR. ROLANDO PÉREZ ÁLVAREZ
DR. RAÚL SALGADO GARCÍA
DR. JUAN CARLOS HIDALGO CUELLAR
DRA. ARIADNA MONTIEL ARENAS
DR. SEBASTIEN MICKAEL FROMENTEAU

PRESIDENTE
SECRETARIO
VOCAL
PRIMER SUPLENTE
SEGUNDO SUPLENTE



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

Sello electrónico

ROLANDO PEREZ ALVAREZ | Fecha:2021-04-21 14:48:35 | Firmante

iJXT2oXbRLTlt4gURReXJU4UH1Z5DZwWFankwKLNkdv7TpegUd2fzSygsIOhe6spseuSp6S1Hc+uvhW516acSkn2hywzHegSZSAIXYVYqHjF8qCPmUQbaErnrCvIbcg9O+ITy+6nFYnW3CJqtjNjMb7z1qGMXmcdJEfETuyj2CtDvm+V8CdsSmtQDKdBEuDLUg1CfVelhH0XdqRMWqw3ytf5YlFqmFhZl9jXMmtqw41Wl8qp+CogcMTxqOCfmH2rrCgb6qaWL/KGbl22LNLvLyUh3hhR3LhXmiSRE8TgExPq8qFjiz/JJ/KEWc0M1qVSOCQ4tP6f0BPQmAg==

RAUL SALGADO GARCIA | Fecha:2021-04-21 15:28:57 | Firmante

v9Ozm94wQ9yd0W/2p7SWCzwb8tByD9cmLr9T4oNk6a+TOSX1/ucbkRkuZxZjkQjPaEZK8wPfqbtWATO19zpfLJ77AKiazb2S6/P223eGQddTE7hm5/FG6TK1iPL15nYqJlLmjxXo2EIlxkH8PM4vJW9f0p1EKGWWhx1QUu9pIJBDS4rwnOvO5lPdkNLuTji5g8vE/n3+wGss0Ja9fsO4mynC0HKuQ9OYewctyBVC3BSt9LNstZ+Sey/nyMpPrAdS8feiUha0QNa+wQtHJKuTkueOCZH4UHkk/slx483SHIQng9GZsmeYKLoghCfO8h+18VYBQgsY0rFFaLQ94iw==

JUAN CARLOS HIDALGO CUELLAR | Fecha:2021-04-21 16:41:54 | Firmante

mMRQUmngguOcqTK0epkfwSu9LmiDj271r6bHbxwYxCj93lzTcUqrkS4ubFyBjgZky0SLR/LUqzgnLkuCzuPeqz7129vJpFqyebZpWwT8IZAVF+NFdmijN76zKCWdMy/pjRwW9rC Ct7vvwNfl4f7V+brpJrfgMslIwUpBsJms1BiSf3KVFws+5JXWGWAA2zwb9VDNYyVi/rVM+vVjmHOSRMLBin1zvlnrqLgDZBc0sUY7tUY0LzOZL3u1esQZDgRWlodqQi+j1Goj3GtE D5wNxaIQglDSRjzYHpw6t2X17QGCPuBAuL33TmGpuurn7JaoqAlk+z3qCawkhaZgUTA==

ARIADNA MONTIEL ARENAS | Fecha:2021-04-21 21:22:56 | Firmante

peNqvUNM4D0Bp1DKZQZH8Fvugx0pwrVTGchSbbi6BWxX3FbE0imQXOATEfdQoh3GQwDhqmYUOEAAhYuLEggGf8alu1ZcEGYSDqQ2qPrPMj/O/+0xeAXrFC2Fhg72yqC5P MiSXe6JJw1xZqZyqDBGbFinHW1luORKx8eOC/B0pYM8urKq/BzsZVtkqkXf1+OKqmlio6buXIG4YLnv1pN8ACxVvUALtO8hBXN0m2IMKynNHPIM05lakcVwiiTNVCbRcFVN8Jbs7 gh43m5IKgKEjrs+OL5HWyYA6m0MU9Vn6v8AC2/y6lqZaMgHJRf8+x+bZ3s1kNjUZOmxbvHKo0NdA==

Puede verificar la autenticidad del documento en la siguiente dirección electrónica o escaneando el código QR ingresando la siguiente clave:



IdPB7i

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/unt7RGt4lOjqotbNW9KazxPKOut1TAgf>

