

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Máster en Física Teórica



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Producción de materia oscura y ondas gravitacionales en modelos no-estándar de reheating después de inflación

Dark matter production and gravitational waves in non-standard models of reheating after inflation

Diego Herrero Ferreira

Director/es

José Alberto Ruiz Cembranos

Mindaugas Karčiauskas

Curso académico 20[22-23]

Producción de materia oscura y ondas gravitacionales en modelos no-estándar de reheating después de inflación

Diego Herrero Ferreira*

Departamento de Física Teórica, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, España

A día de hoy se tiene constancia de la existencia de materia oscura, aun no sabiendo mucho de su naturaleza. Se sabe que su abundancia actual en el Universo es $\Omega_{\text{DM}}^{(0)} = 0,1202 \pm 0,0014$. En este trabajo se pretende obtener una expresión de dicha abundancia actual suponiendo un modelo de materia oscura mínima hipercargada cuya producción mediante freeze-in, tuvo lugar durante la época de reheating en la que dominaba una especie genérica con comportamiento de fluido perfecto en presencia de un baño térmico con comportamiento genérico. Se han estudiado los casos concretos en que esta especie se comporta como un fluido no relativista, con $\omega = 0$, y como kinatón, con $\omega = 1$, y con ello se han obtenido condiciones sobre la masa de la materia oscura, la temperatura de reheating y la temperatura máxima del Universo. También se ha estudiado el espectro de la densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales con el objetivo de que futuros experimentos que puedan medirlo den información acerca de esta etapa de reheating. Se ha visto el estudio concreto en los modelos mencionados.

I. INTRODUCCIÓN

Durante la mayor parte de la evolución cosmológica, las interacciones entre los distintos tipos de partículas fueron lo suficientemente rápidas como para considerar el Universo en un estado de equilibrio termodinámico local. Sin embargo, si este estado se hubiese mantenido indefinidamente, el estado del Universo actual sería simplemente el de un baño de radiación térmica con abundancias de materia exponencialmente suprimidas, donde por lo tanto, no se tendría ninguna estructura. Es por ello que se sabe que durante la evolución cosmológica ocurrieron etapas de desacoplamiento que rompieron ese estado de equilibrio local.

Uno de los mecanismos de desacoplamiento para explicar la abundancia de partículas en el Universo es el "thermal freeze-out". En este caso, las partículas están en equilibrio térmico a altas temperaturas. En el momento en que la temperatura del plasma cae por debajo de la masa de la partícula en cuestión, el parámetro de expansión de Hubble se hace mayor que el ritmo de interacción que mantiene a las partículas en equilibrio térmico ($\Gamma < H$), y entonces la densidad de partículas comóvil queda congelada (densidad de reliquia) y se dice que la especie se ha desacoplado [1]. La densidad de reliquia depende solo de las masas y los acoplamientos que en principio, pueden ser medidos en un laboratorio. Así, en este caso no hay dependencia de las condiciones iniciales de nuestro Universo y por lo tanto de la historia cosmológica.

Otro de los mecanismos de desacoplamiento, y el que se va a estudiar en este trabajo para el caso de la materia oscura (DM), es el "freeze-in". Las partículas de

DM producidas mediante freeze-in están muy débilmente acopladas con el plasma primordial y por tanto nunca alcanzan el equilibrio térmico en el Universo temprano [2, 3]. Si se considera la ecuación de Boltzmann [1] para la densidad del número de partículas

$$\frac{d}{dt}n + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle(n^2 - n_{\text{EQ}}^2), \quad (1)$$

donde n_{EQ} es la densidad del número de partículas en equilibrio térmico, H el parámetro de Hubble y $\langle\sigma v\rangle$ el promedio térmico del producto de la sección eficaz por la velocidad, esta condición se traduce en que el término $\langle\sigma v\rangle n \sim \Gamma$ es despreciable frente a H , con lo que la ecuación de Boltzmann queda reducida a lo siguiente

$$\frac{d}{dt}n + 3Hn = \langle\sigma v\rangle n_{\text{EQ}}^2. \quad (2)$$

Aun siendo pequeño el acoplamiento, se puede ver en la ecuación (2) cómo hay producción de DM y cómo tras ello esta se mantiene, dando lugar a su actual abundancia.

Por un lado, en la sección [4] de este trabajo, se buscará resolver la ecuación (2) en el período temporal de la historia cosmológica en el que la energía del campo del inflatón pasa a convertirse en energía de radiación, es decir, en el período comprendido entre el final de la época dominada por el inflatón y el principio de la época dominada por radiación, período denominado como reheating [5], y con ello obtener la solución de la abundancia actual de DM. Dado que su valor es conocido [4], se podrán estudiar características de los distintos

* dieghe02@ucm.es

¹ En lo que sigue se etiquetará como reheating (R) a lo referente al punto en el que comienza la época dominada por radiación, aunque reheating hace referencia a todo el periodo mencionado o al proceso de conversión de la energía del inflatón a radiación.

parámetros libres que se obtengan en dicho cálculo.

Durante el reheating se supondrá que domina una especie que se puede tratar como un fluido perfecto genérico con ecuación de estado $p = \omega\rho$ y por lo tanto con densidad de energía genérica [1]

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)} \equiv a^{2\beta}, \quad (3)$$

donde se ha definido el parámetro β por conveniencia. Además, debido a la interacción de las distintas especies durante la etapa de reheating, surge un baño térmico cuya ley de evolución genérica es

$$T \propto a^\alpha. \quad (4)$$

Esto abre la posibilidad a que la temperatura máxima del Universo (T_{\max}) no se corresponda con la temperatura de reheating (T_R) correspondiente a la temperatura del Universo al comienzo de la etapa dominada por radiación [3].

Se tiene así un modelo no-estándar de reheating genérico para estudiar la abundancia actual de DM en donde en principio T_{\max} y T_R no son iguales y en donde la generalidad del estudio reside en los parámetros α y β en lo que respecta a la evolución cosmológica.

Por otro lado, es interesante saber hasta que punto es posible obtener pruebas de la existencia del modelo genérico teórico de reheating propuesto. Para ello, en la sección III se hará un estudio del espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales (GWs) generadas durante inflación. Se va a estudiar cómo dependiendo del modelo de reheating genérico que se tenga, la densidad de energía actual de estas perturbaciones medida con diversos experimentos de detección de ondas gravitacionales será de una u otra manera [5].

II. ABUNDANCIA DE MATERIA OSCURA

La existencia de materia oscura (DM) en el Universo es una evidencia. Las primeras pruebas de su existencia llegaron a través del estudio de la dinámica de cúmulos de galaxias y de las curvas de rotación de estrellas dentro de galaxias. En ambos casos se observaba que hacía falta materia no visible para explicar los efectos gravitatorios observados [6]. Pruebas más precisas de su existencia vienen del estudio del fondo cósmico de microondas, en donde se observa que la abundancia de materia es mayor que la abundancia de materia visible o bariónica. En concreto, con *Planck* 2018 se ha medido que la abundancia actual de materia oscura es $\Omega_{\text{DM}}^{(0)} h^2 = 0,1202 \pm 0,0014$, donde h es la constante de Hubble reducida [4].

Para hacer un estudio detallado de esta abundancia será necesario estudiar su mecanismo de producción en

un marco teórico concreto. Primero, será necesario caracterizarla a través del término $\langle\sigma v\rangle$ presente en la ecuación (2). Una vez hecho esto, se podrá resolver la ecuación diferencial en el caso más genérico posible en lo que respecta a la evolución cosmológica, fijando una condición inicial. Luego, se particularizará para dos modelos concretos con los que obtener resultados.

A. Materia oscura mínima hipercargada

Aunque a día de hoy no existe un candidato firme a la partícula de DM, sí se sabe que debe cumplir ciertas características para ser un buen candidato. Suponiendo un modelo concreto de materia oscura hipercargada, se debe cumplir que sea una partícula estable a escala cosmológica, que no tenga interacciones fuertes, que la DM sea una n -tupla del grupo gauge $SU(2)_L$, con $n = \{1, 2, 3, \dots\}$, y que para cada valor de n exista algún valor de la hipercarga tal que $0 = Q = T_3 + Y$, con T_3 el generador diagonal de $SU(2)_L$ [7]. En este trabajo se supondrá que $Y = 1/2$, con lo que $n = 2$. También se supondrá que la partícula de DM es un fermión de Majorana [8].

Además, en este trabajo se considerará materia oscura mínima, donde por "mínima" se entiende que se ignorará cualquier separación introducida entre las componentes neutras de la DM mediante una mezcla con nuevos estados o la acción de operadores de dimensión superior [8].

En este contexto, el promedio térmico de la sección eficaz por la velocidad es [7, 8]

$$\langle\sigma v\rangle \simeq \frac{1}{512\pi n M^2} [g_2^4(2n^4 + 17n^2 - 19) + 4Y^2 g_Y^4(41 + 8Y^2) + 16g_2^2 g_Y^2 Y^2(n^2 - 1)], \quad (5)$$

donde M es la masa de la partícula de DM, $g_2 = e/\sin\theta_W$, y $g_Y = e/\cos\theta_W$, donde θ_W es el ángulo de Weinberg correspondiente a la escala de energía en la que $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ que tiene el valor de $\sin^2\theta_W \simeq 0,238$ [9].

Se puede ver como el promedio térmico de este modelo de materia oscura mínima hipercargada no depende del tiempo, lo que facilitará la resolución de la ecuación de Boltzmann.

² No confundir este α que se ha usado puntualmente aquí haciendo referencia a la constante de estructura fina con el α que se usa a lo largo del trabajo que es el exponente de la ley de temperaturas con a .

B. Abundancia de materia oscura en un modelo no-estándar de reheating genérico

Para la obtención de la abundancia actual de DM, es necesario resolver la ecuación (2). Para ello, antes será conveniente hacer un cambio de variable para integrar en temperatura en lugar de en tiempo.

Como se ha mencionado en la sección I, se supondrá que toda la producción de DM se ha producido durante la etapa de reheating, etapa en la cual dominaba una especie genérica con ecuación de estado de un fluido perfecto y en la que había interacciones entre las distintas especies presentes. Esto se traduce en las ecuaciones (3) y (4), que normalizándolas convenientemente quedan de la siguiente manera

$$H = H_R \left(\frac{a}{a_R} \right)^\beta, \quad T = T_R \left(\frac{a}{a_R} \right)^\alpha, \quad (6)$$

donde a_R , H_R y T_R son los valores del factor de escala, del parámetro de Hubble y de la temperatura al final de la etapa de reheating, respectivamente.

Sabiendo que $H = \dot{a}/a$, de la primera ecuación de (6) se obtiene que

$$a = At^{-1/\beta}, \quad (7)$$

con A una constante genérica. Sustituyendo esto en la segunda ecuación de (6) se obtiene que

$$t = \left(\frac{T_R}{T} \right)^{\beta/\alpha} A^\beta a_R^{-\beta}, \quad (8)$$

$$dt = -\frac{\beta}{\alpha} \frac{T_R^{\beta/\alpha} a_R^{-\beta} A^\beta}{T^{1+\beta/\alpha}} dT, \quad (9)$$

con lo que ya es posible hacer el cambio de la variable tiempo a la variable temperatura.

Ahora, la ecuación (2) se puede reescribir como

$$n = \frac{\langle \sigma v \rangle}{t_{\text{fin}}^{-3/\beta}} \int_{t_{\text{in}}}^{t_{\text{fin}}} n_{\text{EQ}}^2 t^{-3/\beta} dt, \quad (10)$$

donde $\langle \sigma v \rangle$ puede salir de la integral ya que como se dijo en la sección IIA no depende del tiempo en el modelo de DM supuesto. Se ha impuesto como condición inicial que antes de que se iniciase el mecanismo de producción de la DM, esta no existía en el Universo o lo que es lo mismo, $n(t_{\text{in}}) = 0$. Además, se supone la n_{EQ} no relativista II, es decir³

$$n_{\text{EQ}} = g \left(\frac{MT}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-M/T}. \quad (11)$$

³ Se desprecia el potencial químico frente a la masa.

En esta expresión M es la masa de la DM y g el número de grados de libertad de dicha partícula que se toma como $g=2$ al suponer que es un fermión de Majorana.

Utilizando ahora las ecuaciones (8) y (9), es posible resolver la ecuación (10) en términos de temperatura. Para ello se hacen dos suposición más. Una consiste en asumir que t_{fin} se corresponde con T_R . Esto es análogo a decir que la producción de DM termina justo al final de la etapa de reheating. La otra suposición consiste en asumir que t_{in} se corresponde con T_{max} , es decir, que la producción de DM comienza justo cuando el Universo se encuentra en su máxima temperatura. Así, se obtiene el siguiente resultado de la densidad de partículas de DM producidas entre T_{max} y T_R

$$n \simeq \frac{\beta}{\alpha} \frac{\langle \sigma v \rangle g^2 T_R^{(-3+\beta)/\alpha} a_R^{-\beta}}{(2\pi)^3 A^{-\beta} 2^{\frac{\beta-3}{\alpha}-3} M^{\frac{\beta-3}{\alpha}}} \Gamma \left(\frac{\beta-3\alpha-3}{\alpha}, \frac{2M}{T_{\text{max}}} \right), \quad (12)$$

donde $\Gamma(s, y) = \int_y^\infty \nu^{s-1} e^{-\nu} d\nu$ es la función gamma incompleta superior⁴ que aparece debido a la naturaleza no relativista de la DM.

Ahora, para la obtención de la abundancia actual de DM se tiene en cuenta que justo al final de la etapa reheating y hasta hoy la densidad comóvil es constante, con lo cual

$$N = \frac{n_R}{s_R} = cte \rightarrow n_0 = s_0 \frac{n_R}{s_R} = n_R s_0 \frac{45}{2\pi^2} \frac{1}{g_* T_R^3}, \quad (13)$$

donde g_* es el número efectivo de grados de libertad relativistas al comienzo de la etapa de reheating que ronda en torno a $g_* \simeq 100$, $n_R = n$ es la densidad del número de partículas de DM al final de la etapa de reheating, y s_0 la densidad actual de entropía que tiene un valor de $s_0 = 2,282 \cdot 10^{-38} \text{ GeV}^3$. Utilizando la densidad crítica y sabiendo que en el límite no relativista la densidad de energía es $\rho = Mn$ II se llega a

$$\Omega_{\text{DM}}^{(0)} h^2 \simeq \left(\frac{s_0 45 M^{14-\frac{\beta-3}{\alpha}}}{g_* M_{\text{pl}}^2 2\pi^2 3 H_0^2} \right) \left(\frac{\beta \langle \sigma v \rangle g^2 a_R^{-\beta} T_R^{\frac{\beta-3}{\alpha}-10}}{\alpha (2\pi)^3 A^{-\beta} 2^{\frac{\beta-3}{\alpha}-3}} \right) e^{-2x_{\text{eff}}}, \quad (14)$$

⁴ A la hora de realizar la integral se ha supuesto $\Gamma \left(\frac{\beta-3\alpha-3}{\alpha}, \frac{2M}{T_R} \right) \rightarrow 0$. Esta suposición viene de que dicha función crece rápidamente cerca de $\nu = 0$ y por definición $y_1 = 2M/T_{\text{max}} < y_2 = 2M/T_R$, lo que quiere decir que este último estará en una región en la que la integral de la función gamma incompleta superior sea mucho menor que para T_{max} .

donde se ha tomado $M_{\text{pl}} = \frac{1}{\sqrt{8\pi G}}$, $H_0 = 100$ Km/s/Mpc $^{-1}$, y se ha definido $x \equiv M/T$ y

$$x_{\text{eff}} = -0,5 \log \left[\Gamma \left(\frac{\beta - 3\alpha - 3}{\alpha}, 2x_{\text{max}} \right) \right] + 3,5 \log x_R. \quad (15)$$

Utilizando ahora la ecuación (7) y la definición del parámetro de Hubble $H = \dot{a}/a$, se puede obtener a_R en función de H_R como

$$a_R^{-\beta} = -\frac{A^{-\beta}}{\beta H_R}, \quad (16)$$

lo cual hace que finalmente la ecuación (14) pueda ser reescrita de la siguiente manera

$$\Omega_{\text{DM}}^{(0)} h^2 \simeq \left(\frac{-M^2 x_R^{12 - \frac{\beta-3}{\alpha}} g^2 s_0 \langle \sigma v \rangle}{\alpha M_{\text{pl}} g_*^{3/2} H_0^2} \right) \left(\frac{45 \cdot 10^{1/2}}{\pi^6 2^{1 + \frac{\beta-3}{\alpha}}} \right) e^{-2x_{\text{eff}}}. \quad (17)$$

Se ha obtenido así la ecuación de la abundancia actual de materia oscura en un modelo no-estándar de reheating genérico. Se puede observar como esta ecuación (17) depende de cinco parámetros libres que son, la masa de la DM (M), el parámetro alfa (α), el parámetro beta (β), la temperatura de reheating (T_R), y la temperatura máxima (T_{max}). Sin embargo, a la vista del resultado, se puede parametrizar de tal manera que dependa de cuatro parámetros libres: $(\alpha, \beta, M/T_R, M/T_{\text{max}}) = (\alpha, \beta, x_R, x_{\text{max}})$.

A pesar de que α y β son parámetros libres en el sentido matemático, no tiene mucho sentido físico que tengan la misma libertad que T_R y T_{max} a la hora de tomar valores ya que cada valor de α debe ser justificado por un escenario con unas especies e interacciones concretas y cada valor de β hace referencia a la dominancia de un fluido con una ecuación de estado concreta. Es por ello que en lo que sigue se estudiarán dos modelos particulares que dan lugar a sus respectivos valores de α y β . Esto hará que el estudio se centre en los valores que pueden tomar los parámetros x_R y x_{max} para explicar el valor de la abundancia actual de DM en el marco teórico tratado.

C. Modelo con $\alpha = -3/8$ y $\beta = -3/2$

Para este modelo se considerará que durante la etapa de reheating hay tres especies que intervienen en el proceso de interacción: campo del inflatón con densidad de energía ρ_ϕ , radiación con densidad de energía ρ_γ y materia oscura con densidad de energía ρ_χ . Se asume que el ritmo de desintegración del inflatón es Γ_ϕ con una fracción de desintegración B_χ de decaer en $\chi\bar{\chi}$, y $1 - B_\chi$ de decaer en radiación. El ritmo de desintegración de la

DM se denota como Γ_χ . Se asume por simplicidad que los grados de libertad de la radiación están en equilibrio termodinámico local (10). Con todo esto, las ecuaciones de Boltzmann del modelo son las siguientes

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_\phi + 3H\rho_\phi + \Gamma_\phi\rho_\phi &= 0, \\ \dot{\rho}_\gamma + 4H\rho_\gamma - (1 - B_\chi)\Gamma_\phi\rho_\phi - \\ - \frac{\langle \sigma|v \rangle}{m_\chi} [\rho_\chi^2 - (\rho_\chi^{\text{EQ}})^2] - \Gamma_\chi(\rho_\chi - \rho_\chi^{\text{EQ}}) &= 0, \\ \dot{\rho}_\chi + 3H\rho_\chi - B_\chi\Gamma_\phi\rho_\phi + \\ + \frac{\langle \sigma|v \rangle}{m_\chi} [\rho_\chi^2 - (\rho_\chi^{\text{EQ}})^2] + \Gamma_\chi(\rho_\chi - \rho_\chi^{\text{EQ}}) &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Para la resolución del sistema de ecuaciones (18) se asumen varias cosas. En primer lugar y de acuerdo con lo comentado en la sección III A, se supone que la materia oscura es estable y por lo tanto que $\Gamma_\chi = B_\chi = 0$. Tomando el siguiente cambio de variable $\Phi = \rho_\phi M_\phi^{-1} a^3$, $R = \rho_\gamma a^4$, $X = \rho_\chi M_\chi^{-1} a^3$ y definiendo $y \equiv aM_\phi$ se toman como condiciones iniciales que al final de la inflación (y_{end}), $R(y_{\text{end}}) = X(y_{\text{end}}) = 0$ y $\Phi(y_{\text{end}}) = \Phi_{\text{end}}$. Además se supone $H \gg \Gamma_\phi$, es decir, que la expansión del Universo domina sobre el ritmo de desintegración del inflatón. Con todo esto y expresando todo en función de la temperatura se obtiene que la temperatura escala con el factor de escala como (10)

$$T \propto a^{-3/8}. \quad (19)$$

Es decir, en este modelo $\alpha = -3/8$. Cabe destacar que la condición inicial $X(y_{\text{end}}) = 0$ es consistente con la condición inicial $n(T_{\text{max}}) = 0$ tomada en la sección II B, ya que en este modelo la temperatura máxima se alcanza muy cerca del final de inflación, concretamente en $y_{\text{max}}/y_{\text{end}} = 1,48$ (10).

Por otro lado, se supone un escenario en el que se ha producido una inflación tipo slow-roll, tras la cual el campo del inflatón empieza a oscilar en torno a un potencial cuadrático y en promedio, la parte cinética se hace igual a la parte potencial, lo que se traduce en un comportamiento de fluido perfecto con $\omega = 0$ (11). Esto según la ecuación (3), se corresponde con $\beta = -3/2$.

A partir de las ecuaciones (6) y suponiendo que $a_{\text{end}} \simeq a_{\text{max}}$ (10) es posible obtener una ecuación que relacione la temperatura máxima del Universo con el parámetro de Hubble al final de inflación, H_{end}

$$H_{\text{end}} \simeq H_R \left(\frac{T_{\text{max}}}{T_R} \right)^4. \quad (20)$$

Con estos valores de α y β ya es posible ver las implicaciones que tiene esto para x_R y x_{max} a partir de la ecuación (17). En la figura 1 se puede observar cómo para la abundancia medida de DM se tiene que cumplir que $15 \lesssim M/T_R \lesssim 2500$, donde la cota inferior

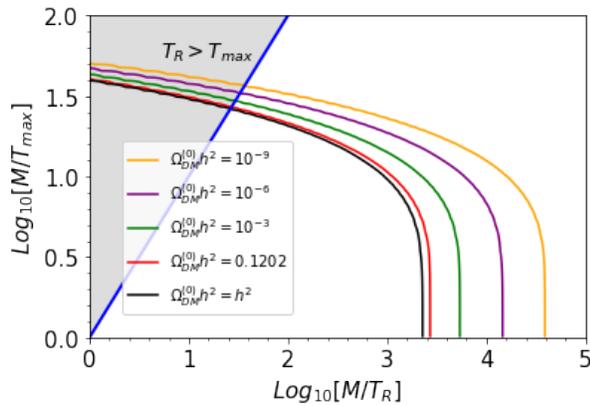


Figura 1. Contorno de $\Omega_{\text{DM}}^{(0)} h^2$ en el plano (x_R, x_{max}) para $\alpha = -3/8$ y $\beta = -3/2$. La línea roja se corresponde con la abundancia de materia oscura observada. La línea azul se corresponde con $T_R = T_{\text{max}}$ y nos separa la región de interés de la región sombreada en la que $T_R > T_{\text{max}}$.

es debida a que la zona sombreada se corresponde con la región $T_R > T_{\text{max}}$ que por definición no tiene sentido. Se puede observar también cómo para $T_{\text{max}} \gtrsim M/4$ la abundancia actual de DM no depende del valor de T_{max} debido a que el factor $\Gamma[9, 2x_{\text{max}}]$ en la ecuación (15) se reduce a $\Gamma[9]$. Por otro lado, para $T_{\text{max}} \ll M$ puede observarse cómo la abundancia actual de DM depende de T_{max} exponencialmente. En cualquier caso, se deduce que siempre debe cumplirse que la masa de la DM sea mayor que T_R , mientras que T_{max} puede ser menor o mayor que la masa de la DM siempre que sea mayor que T_R . Se tendrá un sistema más alejado del equilibrio térmico entre T_R y T_{max} , y por tanto más cercano al régimen de freeze-in, cuanto mayor sea la masa respecto a estas dos temperaturas debido a la ecuación (17) y a que $\Gamma = n\langle\sigma v\rangle$.

Merece la pena destacar que a parte de estas restricciones deducidas del estudio de la ecuación (17), siempre se debe cumplir que $T_R \gtrsim T_{\text{BBN}} \simeq 1 \text{ MeV}$ [11], ya que el Universo debe encontrarse en la época dominada por radiación en el momento de la nucleosíntesis. A parte de esto, dado que todavía no se han detectado modos B de polarización primordiales en el CMB, la temperatura máxima del Universo estaría acotada por el máximo valor permitido de H_{end} que es $H_{\text{end}} \lesssim H_{\text{sup}} \simeq 6,6 \cdot 10^{13} \text{ GeV}$ [12, 13].

D. Modelo con $\alpha = -1$ y $\beta = -3$

Este modelo tiene la particularidad de que introduce un nuevo campo, el kinatón. Este término fue introducido por primera vez en la referencia [14] y describe un campo escalar cuya energía cinética domina la dinámica. Esto se traduce en una ecuación de estado con $\omega = p/\rho = (E_k - E_p)/(E_k + E_p) = 1$, donde E_k es

la energía cinética del campo y E_p la energía potencial. Una era de kinatón será por tanto una época en la que el Universo es dominado por un fluido perfecto con ecuación de estado $p = \rho$ que es la que tiene el ω máximo permitido por causalidad. Así, la velocidad del sonido se corresponde con la velocidad de la luz. De acuerdo con la ecuación (3) se tiene que en esta época la densidad de energía escala como $\rho \propto a^{-6}$ y por lo tanto $\beta = -3$, y según la ecuación (7) que $a \propto t^{1/3}$ teniendo así la época en la que el Universo se expande más lentamente [12]. Para llegar a la etapa de reheating dominada por el kinatón ($\beta = -3$), es necesaria la producción gravitacional de partículas durante la inflación en lo que se conoce como "reheating gravitacional" que resulta en la creación de un baño térmico sin interacción ($\alpha = -1$) [15].

Al igual que se hizo en la sección II C, la relación entre H_{end} y T_{max} se puede obtener a partir de las ecuaciones (6) y sabiendo que $a_{\text{end}} \simeq a_{\text{max}}$ [15]

$$H_{\text{end}} \simeq H_R \left(\frac{T_{\text{max}}}{T_R} \right)^3. \quad (21)$$

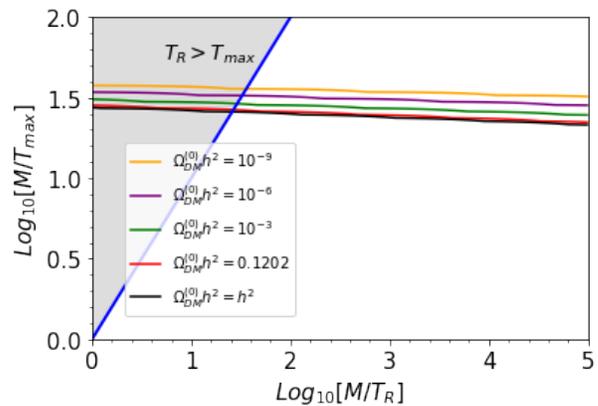


Figura 2. Gráfica análoga a la figura 1 para $\alpha = -1$ y $\beta = -3$.

Una vez más, con estos valores de α y β ya es posible estudiar los parámetros x_R y x_{max} a partir de la ecuación (17). En la figura 2 se observa cómo para la abundancia medida de DM se ha de cumplir que $30 \lesssim M/T_R \lesssim \infty$, donde como en el modelo anterior, la cota inferior se debe a que la zona sombreada en la que $T_R > T_{\text{max}}$ no tiene sentido por definición. Una de las cosas interesantes de este modelo es que si bien hay dependencia de la abundancia actual con T_R y T_{max} , la dependencia con T_R es mínima y se puede decir que aproximadamente se cumple que $M/T_{\text{max}} \simeq 25$. Esto da una relación muy contundente entre la masa de la DM y la temperatura máxima del Universo en este modelo. Se ve por tanto que la masa de la DM debe ser mayor que T_R y también, a diferencia del modelo anterior, que debe ser mayor que T_{max} por lo que es más complicado alcanzar el equilibrio térmico entre ambas temperaturas que en el modelo anterior. Además,

como en el modelo anterior siempre deberá cumplirse que $T_R \gtrsim T_{\text{BBN}} \simeq 1 \text{ MeV}$ y que T_{max} sea un valor tal que $H_{\text{end}} \lesssim H_{\text{sup}} \simeq 6,6 \cdot 10^{13} \text{ GeV}$.

III. ONDAS GRAVITACIONALES

La Teoría de la Relatividad General describe la gravedad como un fenómeno asociado a la curvatura del espaciotiempo debido a la presencia de energía y momento en el mismo. Una predicción de dicha teoría es que cuando la disposición de energía y momento cambia surgen perturbaciones en el espaciotiempo que se propagan a la velocidad de la luz con dos polarizaciones transversales; esto es lo que se conoce como ondas gravitacionales (GWs) [16]. Estas, a diferencia de otros tipos de onda como las electromagnéticas, no pierden energía en su propagación llevando así toda la información de su lugar de origen con ellas, razón por la cual son muy útiles a la hora de estudiar procesos astrofísicos como colisión de sistemas binarios o fusión de agujeros negros [17].

Sin embargo, también existen otro tipo de GWs que proporcionan información acerca del Universo primitivo y la evolución cosmológica. Al inicio del Universo, existían fluctuaciones cuánticas del campo del inflatón [18] que crecieron formando perturbaciones tensoriales primordiales y se expandieron en forma de ondas gravitacionales. Junto con las GWs provenientes de procesos como transiciones de fase, cuerdas cósmicas o procesos astrofísicos, formaron lo que se conoce como fondo estocástico de ondas gravitacionales [12].

En esta sección se pretende estudiar el espectro inflacionario de este fondo estocástico de GWs debido a la transición entre la época de reheating y la época de radiación y comprobar si futuros experimentos de detección de GWs como LISA, ET, Ultimate-DECIGO, etc [19], serían o no capaces de detectar dicho espectro en los dos modelos propuestos para estudiar la abundancia actual de DM (sec. II) y con ello proporcionar información acerca de la etapa de reheating.

A. Espectro de densidad de energía del fondo estocástico de ondas gravitacionales

Con el objetivo de poder obtener una expresión analítica del espectro actual del fondo estocástico de GWs, se va a suponer que la transición entre la época de reheating dominada por el fluido genérico y la época dominada por radiación es instantánea [20]. La densidad de energía de las especies dominantes en cada época debe ser por tanto continua y utilizando la ecuación (3) y la primera ecuación de (6) se tiene que

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\text{end}}(a/a_{\text{end}})^{-3(1+\omega)}, & \tau_{\text{end}} \leq \tau \leq \tau_R, \\ \rho &= \rho_R(a/a_R)^{-4}, & \tau_R \leq \tau \leq \tau_{\text{eq}}, \end{aligned} \quad (22)$$

donde $\rho_R = \rho_{\text{end}}(a_R/a_{\text{end}})^{-3(1+\omega)}$ y τ_{eq} hace referencia al momento de la igualdad radiación-materia. De aquí, es posible resolver exactamente el factor de escala de cada etapa y con ello obtener

$$\begin{aligned} aH(\tau) &= \frac{\xi}{\bar{\tau}_s(\tau)}, & \tau_{\text{end}} \leq \tau \leq \tau_R, \\ aH(\tau) &= \frac{1}{\bar{\tau}_r(\tau)}, & \tau_R \leq \tau \ll \tau_{\text{eq}}, \end{aligned} \quad (23)$$

donde se han definido

$$\begin{aligned} \xi &\equiv \frac{2}{1+3\omega}, \\ \frac{a_{\text{end}}H_{\text{end}}}{\xi}\bar{\tau}_s(\tau) &\equiv 1 + \frac{a_{\text{end}}H_{\text{end}}}{\xi}(\tau - \tau_{\text{end}}), \\ a_RH_R\bar{\tau}_r(\tau) &\equiv 1 + a_RH_R(\tau - \tau_R). \end{aligned} \quad (24)$$

Por conveniencia, para el cálculo se tomará $a_{\text{end}} = 1$ y $\tau_{\text{end}} = 0$ sin pérdida de generalidad. Durante la época de reheating utilizando la primera ecuación de (23), la ecuación de movimiento de las perturbaciones tensoriales en espacio de Fourier es [20]

$$h_k'' + \frac{2\xi}{\bar{\tau}_s}h_k' + k^2h_k = 0, \quad (25)$$

donde $'$ hace referencia a la derivada respecto a $\bar{\tau}_s$ pues $d\bar{\tau}_s = d\tau$, y el subíndice k hace referencia al modo en concreto. Imponiendo que estos modos ligen con los modos del espectro inflacionario $h_k(\tau) = h_k^{\text{inf}}$ y $h_k'(\tau) = 0$ en el límite super-Hubble ($k\tau \ll 1$), la solución a la ecuación (25) durante la época de reheating ($\tau_{\text{end}} \leq \tau \leq \tau_R$) es

$$h_k^{\text{reh}}(\tau) = \Gamma\left(\xi + \frac{1}{2}\right) \left(\frac{2}{\xi y}\right)^{\xi - \frac{1}{2}} J_{\xi - \frac{1}{2}}(\xi y) h_k^{\text{inf}}, \quad (26)$$

con $y \equiv k/aH = k\bar{\tau}_s(\tau)/\xi$, y donde $J_\nu(x)$ es la función de Bessel de primera especie. Se puede ver cómo en el límite super-Hubble en donde $k \ll aH$, el argumento de la función de Bessel es muy pequeño y se puede utilizar la aproximación $J_\nu(x) \simeq x^\nu/(2^\nu\Gamma(\nu+1))$ y por lo tanto $h_k^{\text{reh}}(\tau) \simeq h_k^{\text{inf}}$.

Ahora, utilizando la segunda ecuación de (23), la ecuación de movimiento de las perturbaciones tensoriales en espacio de Fourier durante la época dominada por radiación es [20]

$$h_k'' + \frac{2}{\bar{\tau}_r}h_k' + k^2h_k = 0, \quad (27)$$

donde $'$ denota la derivada respecto a $\bar{\tau}_r$ pues $d\bar{\tau}_r = d\tau$. La solución a la ecuación (27) durante la época dominada por radiación ($\tau_R \leq \tau \ll \tau_{\text{eq}}$) es

$$h_k^{\text{rad}}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{y}} \left[A(k)J_{\frac{1}{2}}(y) + B(k)Y_{\frac{1}{2}}(y) \right], \quad (28)$$

con $y \equiv k/aH = k\bar{\tau}_r(\tau)$, y donde $J_{1/2}(y)$ y $Y_{1/2}(y)$ son funciones de Bessel de primera y segunda especie, respectivamente. En $\tau = \tau_R$ esta solución debe ligar con la solución (26) (y por tanto con h_k^{inf} si los modos son tipo super-Hubble), con lo que se deduce el valor de las constantes $A(k)$ y $B(k)$ de la continuidad de los modos tensoriales y su derivada primera en τ_R . En el límite sub-Hubble ($k\tau \gg 1$) con $\tau \gg \tau_R$ se tiene que $J_\nu(x \gg 1) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin(x - \delta_\nu)$, que $Y_\nu(x \gg 1) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos(x - \delta_\nu)$, y que $\bar{\tau} \simeq \tau$. Aplicado esto a la ecuación (28), sustituyendo el valor de las constantes $A(k)$ y $B(k)$, y promediando sobre los modos al cuadrado, se obtiene lo siguiente

$$\overline{|h_k^{\text{rad}}(\tau)|^2} = \left(\frac{a_R}{a(\tau)}\right)^2 \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2}{\xi}\right)^{2\xi} \Gamma^2\left(\xi + \frac{1}{2}\right) \kappa^{-2\xi} \mathcal{W}(\kappa) \overline{|h_k^{\text{inf}}|^2}, \quad (29)$$

donde se ha definido $\kappa \equiv k/k_R$, con $k_R = a_R H_R$ el número de onda comóvil del modo de la perturbación tensorial que cruza el horizonte de Hubble al final de la etapa de reheating (21), y donde $\mathcal{W}(\kappa)$ es

$$\mathcal{W}(\kappa) = \frac{\pi\xi}{2\kappa} \left[\left(\kappa J_{\xi+\frac{1}{2}}(\kappa) - J_{\xi-\frac{1}{2}}(\kappa) \right)^2 + \kappa^2 J_{\xi-\frac{1}{2}}^2(\kappa) \right]. \quad (30)$$

Se puede demostrar que los modos sub-Hubble escalan como $h_k \propto a^{-1}$ independiente de cómo evolucione el factor de escala, es decir, independientemente de la época que se considere. Así, la ecuación (29) para $\overline{|h_k^{\text{rad}}(\tau)|^2} \propto a(\tau)^{-2}$ obtenida durante la época dominada por radiación, es válida para épocas posteriores. Esto es solo válido para modos que se hicieron sub-Hubble antes de la igualdad radiación-materia en $\tau = \tau_{\text{eq}}$, es decir, para modos $k \gg k_{\text{eq}} = a_{\text{eq}} H_{\text{eq}}$.

Una manera cuantitativa de caracterizar el fondo estocástico de GWs es en términos de su espectro de densidad de energía Ω_{GW} , definido como (20)

$$\Omega_{\text{GW}}(\tau, k) \equiv \frac{k^2}{12a^2(\tau)H^2(\tau)} \Delta_h^2(\tau, k). \quad (31)$$

Sabiendo que el espectro de potencias tensorial actual es $\Delta_h^2(\tau_0, k) = \frac{2k^3}{\pi^2} \overline{|h_k^{\text{rad}}(\tau_0)|^2}$, a partir de las ecuaciones (29) y (31) se obtiene para $k \gg k_{\text{eq}}$

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{GW}}^{(0)}(k) &= \frac{a_R^2 k^2}{24\pi a_0^4 H_0^2} \left(\frac{2}{\xi}\right)^{2\xi} \Gamma^2\left(\xi + \frac{1}{2}\right) \kappa^{-2\xi} \\ \mathcal{W}(\kappa) \Delta_{h,\text{inf}}^2(k) &= \left(\frac{a_R}{a_0}\right)^4 \\ &\left(\frac{H_R}{H_0}\right)^2 \frac{1}{12\pi^2} \left(\frac{H_{\text{end}}}{M_{\text{pl}}}\right)^2 \\ &\frac{\Gamma^2(\xi + 1/2)}{2^{2(1-\xi)} \xi^{2\xi} \Gamma^2(3/2)} \mathcal{W}(\kappa) \kappa^{2(1-\xi)}, \quad (32) \end{aligned}$$

donde en la segunda igualdad se ha introducido la expresión del espectro de potencias tensorial inflacionario (17) (20)

$$\Delta_{h,\text{inf}}^2(k) \simeq \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{H_{\text{end}}}{M_{\text{pl}}}\right)^2 \left(\frac{k}{k_p}\right)^{n_t}, \quad (33)$$

con n_t el índice espectral tensorial, que en este caso se supone nulo, y k_p la escala de pivote $k_p/a_0 = 0,002 \text{ Mpc}^{-1}$ (13).

Ahora, dado que se considera una transición instantánea entre la época de reheating y la época dominada por radiación, se cumple que $\rho_{\text{rad}}(\tau_R) = 3M_{\text{pl}}^2 H_R^2$. Teniendo en cuenta esto y la segunda ecuación de (22) se tiene que

$$\left(\frac{a_R}{a_0}\right)^4 \left(\frac{H_R}{H_0}\right)^2 = \Omega_{\text{rad}}^{(0)} \left(\frac{g_*}{g_{*,0}}\right) \left(\frac{g_{s,0}}{g_{s,*}}\right)^{4/3}, \quad (34)$$

con $\mathcal{G}_k \equiv \left(\frac{g_*}{g_{*,0}}\right) \left(\frac{g_{s,0}}{g_{s,*}}\right)^{4/3} \simeq 0,39$, y $\Omega_{\text{rad}}^{(0)} = 9,29 \cdot 10^{-5}$ la abundancia actual de radiación (20). Definiendo

$$\Omega_{\text{GW}}^{(0)} \Big|_{\text{plateau}} \equiv \mathcal{G}_k \frac{\Omega_{\text{rad}}^{(0)}}{12\pi^2} \left(\frac{H_{\text{end}}}{M_{\text{pl}}}\right)^2 \simeq 1 \cdot 10^{-16} \left(\frac{H_{\text{end}}}{H_{\text{sup}}}\right)^2, \quad (35)$$

junto con

$$\mathcal{A}_s \equiv \frac{\Gamma^2(\xi + 1/2)}{2^{2(1-\xi)} \xi^{2\xi} \Gamma^2(3/2)}, \quad (36)$$

tomando frecuencias actuales $f = k/(2\pi a_0)$, y tomando límites asintóticos de la función $\mathcal{W}(f/f_R)$, se obtiene finalmente el espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de GWs

$$\Omega_{\text{GW}}^{(0)}(f) \simeq \Omega_{\text{GW}}^{(0)} \Big|_{\text{plateau}} \times \begin{cases} 1, & f \ll f_R, \\ \mathcal{A}_s \left(\frac{f}{f_R}\right)^{2(1-\xi)}, & f \gg f_R. \end{cases} \quad (37)$$

A la vista del resultado, es evidente cómo este espectro crece para $\omega > 1/3$ a altas frecuencias. El límite $f \ll f_R$ se corresponde con los modos que cruzan el horizonte de Hubble durante la época dominada por radiación y el límite $f \gg f_R$ a los que lo hacen durante la época de reheating dominada por la especie genérica. Se puede observar cómo (37) es independiente de la normalización elegida para el factor de escala. Esto es útil para reexpresar f_R en términos de la temperatura de reheating que se hará eligiendo $a_0 = 1$. Para ello, lo primero es obtener las expresiones de H_R y a_R . La primera se obtiene de la ecuación de Friedmann durante la época dominada por radiación utilizando que $\rho(T) = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4$ (1) y evaluando en el punto $\tau = \tau_R$, de donde se deduce

$$H_R = \frac{T_R^2 g_*^{1/2} \pi}{M_{\text{pl}} 90^{1/2}}, \quad (38)$$

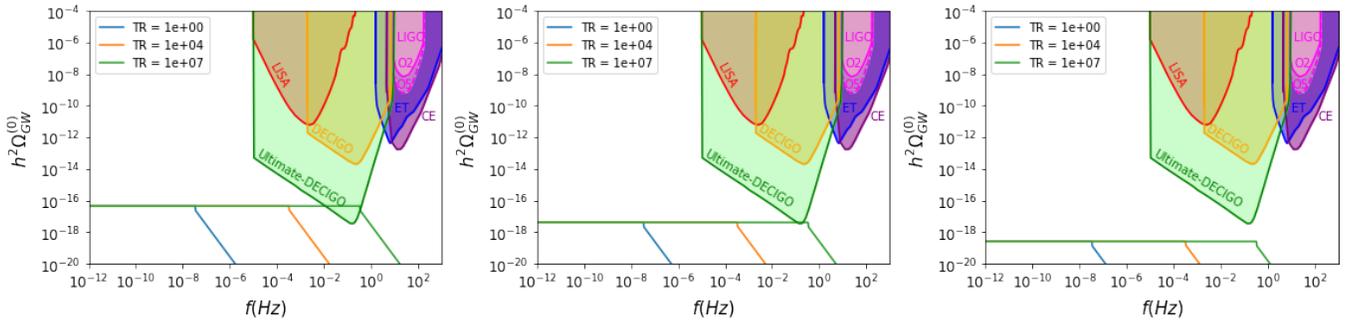


Figura 3. Espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales en función de la frecuencia (Hz) y curvas de sensibilidad de los experimentos LIGO 02, LIGO 05, ET, CE, LISA, DECIGO y Ultimate-DECIGO para la detección de ondas gravitacionales en el modelo con $\beta = -3/2$. Los valores de H_{end} son $H_{\text{end}} = 6,6 \cdot 10^{13}$ GeV, $H_{\text{end}} = 2 \cdot 10^{13}$ GeV, y $H_{\text{end}} = 5 \cdot 10^{12}$ GeV de izquierda a derecha, y en cada gráfica $T_R = 1$ GeV (línea azul), $T_R = 10^4$ GeV (línea amarilla), y $T_R = 10^7$ GeV (línea verde).

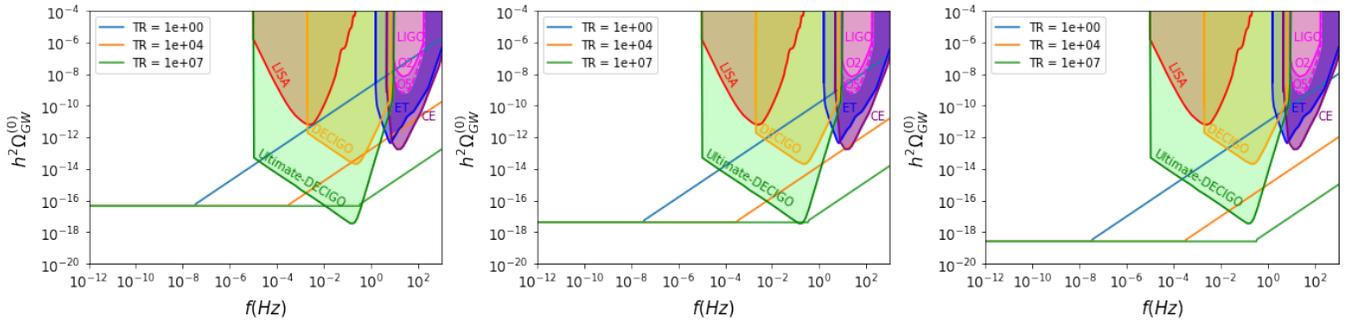


Figura 4. Gráficas análogas a la figura 3 para $\beta = -3$.

y de manera similar a_R se obtiene de la ecuación de Friedmann durante la época dominada por radiación utilizando la ecuación (3) y evaluando en τ_R

$$a_R = \left(\frac{H_0}{H_R} \right)^{1/2} (\Omega_{\text{rad}}^{(0)})^{1/4}, \quad (39)$$

con lo que la frecuencia de un modo que atraviesa la frontera entre la época dominada por radiación y la época dominada por un fluido genérico durante reheating en función de T_R es

$$f_R = \left(\frac{T_R g_*^{1/4} H_0^{1/2} (\Omega_{\text{rad}}^{(0)})^{1/4}}{M_{\text{pl}}^{1/2} 2\pi^{1/2} 90^{1/4}} \right). \quad (40)$$

Así, y dado que ξ se relaciona con β a través de las ecuaciones (3) y (24), se obtiene que la ecuación (37) viene descrita en función de los siguientes parámetros libres: $(\beta, T_R, H_{\text{end}})$.

En las figuras 3 y 4 se puede observar el espectro de la densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales en función de la frecuencia (Hz) para los modelos 1 (sec. IIC) con $\beta = -3/2$, y 2 (sec. IID) con $\beta = -3$, respectivamente. Junto a esto, también se representa la curva de sensibilidad de distintos

experimentos presentes y futuros para la detección de ondas gravitacionales [19]. De las curvas dibujadas, el único experimento activo en el presente es LIGO, del cual hasta LIGO 02 no se ha detectado ninguna señal de este espectro de energía a día de hoy. El resto de experimentos son proyectos futuros de los cuales se puede observar que el más sensible es Ultimate-DECIGO.

En ambos casos se ha dibujado para $H_{\text{end}} = 6,6 \cdot 10^{13}$ GeV, $H_{\text{end}} = 2 \cdot 10^{13}$ GeV, y $H_{\text{end}} = 5 \cdot 10^{12}$ GeV de izquierda a derecha, y para $T_R = 1$ GeV, $T_R = 10^4$ GeV, y $T_R = 10^7$ GeV en cada uno de los gráficos. Se puede observar cómo dependiendo del valor de H_{end} varía la altura del plateau y por tanto de todo el espectro y cómo dependiendo del valor de T_R varía la posición del punto a partir del cual el comportamiento del espectro cambia. A pesar de que son parámetros libres, tal y como se comentó en las secciones IIC y IID, el valor de H_{end} está acotado superiormente por $H_{\text{sup}} \simeq 6,6 \cdot 10^{13}$ GeV y el de T_R inferiormente por $T_{\text{BBN}} \simeq 1$ MeV. Este último, se corresponde con una frecuencia $f_{\text{BBN}} \simeq 1,41 \cdot 10^{-11}$ Hz [20].

En la figura 3 se puede observar cómo la pendiente del espectro a altas frecuencias es negativa, lo que hace que en caso de que este modelo de reheating fuese cierto, sea muy difícil de detectar. Solo podría detectarse con

Ultimate-DECIGO en un rango muy reducido de H_{end} y T_R . Se ve cómo en la primera gráfica a pesar de que $H_{\text{end}} = 6,6 \cdot 10^{13}$ GeV es el máximo valor posible de H_{end} , para los valores de $T_R = 1$ GeV y $T_R = 10^4$ GeV no sería posible detectar el espectro ya que el cambio de pendiente ocurre antes de entrar en la curva de sensibilidad del experimento. A este valor de H_{end} dado, se necesitarían T_R mayores para detectarlo. El caso más extremo se observa en la segunda gráfica en donde $H_{\text{end}} = 2 \cdot 10^{13}$ GeV es el mínimo que puede detectar dicho experimento y para ello es necesario que $T_R \simeq 10^7$ GeV. Para valores inferiores a $H_{\text{end}} = 2 \cdot 10^{13}$ GeV, sería imposible detectar el espectro independientemente del valor de T_R , tal y como muestra la tercera gráfica.

En la figura 4 en cambio, se puede observar cómo a altas frecuencias la pendiente del espectro es positiva lo que hace que sea un modelo viable de detectar mediante el estudio del espectro. Aquí no es necesario que H_{end} sea superior a $2 \cdot 10^{13}$ GeV, ya que como se puede observar en la tercera gráfica, el cambio de pendiente del espectro hace que este sea medible por experimentos como Ultimate-DECIGO, DECIGO, ET y CE, y que tome distintos valores según la T_R . De hecho, a diferencia de lo que ocurría en el modelo anterior, se puede observar en esta tercera gráfica cómo tener una T_R muy alta puede dificultar la medida del espectro ya que requeriría medir frecuencias muy superiores a las que pueden medir los distintos experimentos. En la segunda gráfica se observa cómo LIGO 05 también sería capaz de medir estos espectros. En la primera gráfica se da un caso que a día de hoy estaría descartado. Para el máximo valor de H_{end} y una $T_R = 1$ GeV se puede visualizar cómo LIGO O2 debería detectar el espectro pero a día de hoy esto no se ha observado, con lo que para este modelo se descartaría un caso con una T_R tan baja y un H_{end} tan alto. En general cualquier combinación de H_{end} y T_R tal que el espectro corte LIGO 02, quedaría descartada a día de hoy.

Destacar que si hubiese alguna detección del espectro por parte de LISA, dado que LIGO 02 no ha detectado nada todavía, significaría que la pendiente de la curva del espectro sería mayor, o lo que es lo mismo, que la ecuación de estado del fluido dominante durante reheating sería otra distinta a las dos consideradas.

IV. CONCLUSIONES

En este trabajo, por un lado se ha realizado un estudio de la abundancia actual de materia oscura en un marco teórico no-estándar de reheating genérico. Se ha partido de un modelo de materia oscura mínima hipercargada y se ha supuesto que la producción de esta ocurrió mediante un proceso fuera del equilibrio denominado freeze-in, durante una etapa de reheating en la que domina un fluido perfecto genérico y en presencia de

un baño térmico con una ley genérica de evolución de la temperatura. Con esto se ha obtenido una ecuación de la abundancia de materia oscura actual dependiente de los parámetros α y β , que llevan la información de la generalidad del modelo en lo que respecta al baño térmico y a la especie dominante durante el reheating, respectivamente; y x_R y x_{max} que dan información sobre el cociente de la masa de la DM con la temperatura de reheating y con la temperatura máxima de Universo, respectivamente. Por otro lado, se ha obtenido una expresión del espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales suponiendo también una época de reheating dominada por un fluido perfecto genérico. El resultado obtenido depende de los parámetros β , T_R y H_{end} .

Particularizando el estudio para dos modelos concretos de reheating, en la sección III se han obtenido ciertas condiciones sobre x_R y x_{max} a partir de la ecuación obtenida para la abundancia actual de materia oscura y sabiendo que su valor es $\Omega_{\text{DM}}^{(0)} h^2 = 0,1202$. En el primer modelo, dominado por un fluido con ecuación de estado tipo materia no relativista (con $\alpha = -3/8$ y $\beta = -3/2$), se ha obtenido que $15 \lesssim M/T_R \lesssim 2500$, lo que indica que siempre ha de cumplirse que la masa de la DM sea mayor que T_R . En el segundo modelo, dominado por el kinatón (con $\alpha = -1$ y $\beta = -3$), se ha obtenido que $M/T_R \gtrsim 30$ y que $M/T_{\text{max}} \simeq 25$, lo cual significa que tanto T_R como T_{max} son menores que la masa de la DM. En ambos modelos se debe cumplir que $T_R \gtrsim T_{\text{BBN}} \simeq 1$ MeV y que T_{max} sea tal que $H_{\text{end}} \lesssim H_{\text{sup}} = 6,6 \cdot 10^{13}$ GeV.

Interesa saber si se podrían obtener evidencias de la existencia de alguno de los dos modelos teóricos propuestos. Para ello, en la sección III se recurre al espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales, para el que se ha visto que a altas frecuencias crece siempre que $\omega > 1/3$. Se ha visto cómo en el primer modelo, a pesar de que existe la posibilidad de detectar dicho espectro y con ello deducir valores de H_{end} y T_R , esto es muy complicado ya que solo podría ser detectado con Ultimate-DECIGO y en un rango muy pequeño de valores de H_{end} y T_R . Con el segundo modelo la cosa es más interesante ya que el espectro se podría detectar con diversos experimentos. En ambos casos, si se consiguiese detectar el espectro y obtener valores de H_{end} y T_R , suponiendo que en un futuro se midiese la masa de la partícula de DM, a partir de las figuras 1 y 2 y de las ecuaciones (20) y (21), se podrían obtener los respectivos valores de α y con ello confirmar que efectivamente las señales que llegarían del espectro de densidad de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales se corresponden con el respectivo modelo de reheating. A nivel de cálculo, esto sería más fácil de realizar con el segundo modelo ya que de la figura 2 se puede obtener directamente el valor de T_{max} . En el primer modelo en cambio, se tiene una

dependencia no analítica de T_R .

Así, ambos modelos podrían verificarse mediante el estudio del espectro de energía actual del fondo estocástico de ondas gravitacionales. En general, este estudio se podría hacer para cualquier modelo de reheating genérico, ya que se puede obtener también el valor de β a partir de la pendiente del espectro. Para todo esto, antes se ne-

cesitaría saber la masa de la partícula de materia oscura y comprobar los resultados realizando más experimentos a parte de los correspondientes a las ondas gravitacionales. Es por ello que todavía queda trabajo teórico y experimental en el campo de la física de partículas y de la cosmología para poder saber más acerca de las etapas tempranas del Universo y como los procesos que se dieron en estas influyen en lo que se observa a día de hoy.

-
- [1] S. Dodelson and F. Schmidt, *Modern Cosmology*, 2nd ed. (Katey Birtcher, San Diego, 2020).
- [2] F. D'Eramo, N. Fernandez, and S. Profumo, Dark matter freeze-in production in fast-expanding universes, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **02** (046), 16 (2018), DOI:10.1088/1475-7516/2018/02/046.
- [3] N. Bernal, J. Rubio, and H. Veermäe, Boosting ultraviolet freeze-in in no models, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **06** (047), 17 (2020), DOI:10.1088/1475-7516/2020/06/047.
- [4] P. Collaboration, Planck 2018 results. vi. cosmological parameters, *Astron Astrophys* **652**, 67 (2021), DOI:10.1051/0004-6361/201833910e.
- [5] A. Ghoshal, L. Heurtier, and A. Paul, Signatures of non-thermal dark matter with kination and early matter domination. gravitational waves versus laboratory searches, *Journal of High Energy Physics* **12**, 14 (2022), DOI:10.1007/JHEP12(2022)105.
- [6] G. Bertone and D. Hooper, A history of dark matter, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 86 (2018), DOI:https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.045002.
- [7] M. Cirelli, N. Fomenko, and A. Strumia, Minimal dark matter, *Nucl. Phys.* **B753**, 16 (2006), DOI:10.1016/j.nuclphysb.2006.07.012.
- [8] B. Feldstein, M. Ibe, and T. Yanagida, Hypercharged dark matter and direct detection as a probe of reheating, *Phys.Rev.Lett.* **112**, 5 (2014), DOI:10.1103/PhysRevLett.112.101301.
- [9] J. A. R. Cembranos, J. L. Feng, and L. E. Strigari, Exotic collider signals from the complete phase diagram of minimal universal extra dimensions, *Phys.Rev.* **D75**, 21 (2007), DOI:10.1103/PhysRevD.75.036004.
- [10] D. J. H. Chung, E. W. Kolb, and A. Riotto, Production of massive particles during reheating, *Phys.Rev.* **D60**, 17 (1999), DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.063504.
- [11] X. Gan and Y. D. Tsai, Cosmic millicharge background and reheating probes, eprint arXiv:2308.07951, 10 (2023), DOI:10.48550/arXiv.2308.07951.
- [12] Y. Gouttenoire, G. Servant, and P. Simakachorn, Kination cosmology from scalar fields and gravitational-wave signatures, eprint arXiv:2111.01150, 95 (2021), DOI:10.48550/arXiv.2111.01150.
- [13] P. Collaboration, Planck 2018 results. x. constraints on inflation, *Astron Astrophys* **641**, 61 (2020), DOI:10.1051/0004-6361/201833887.
- [14] M. Joyce, Electroweak baryogenesis and the expansion rate of the universe, *Phys.Rev.* **D55**, 12 (1996), DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.1875.
- [15] K. Dimopoulos, The curvaton hypothesis and the eta-problem of quintessential inflation, with and without branes, *Phys.Rev.* **D68**, 39 (2002), DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.123506.
- [16] J. L. Cervantes-Cota, S. Galindo-Uribarri, and G. F. Smoot, A brief history of gravitational waves, *Universe* **2(3)**, 30 (2016), DOI:https://doi.org/10.3390/universe2030022.
- [17] C. Caprini and D. G. Figueroa, Cosmological backgrounds of gravitational waves, *Class. Quantum Grav.* **35**, 182 (2018), DOI:10.1088/1361-6382/aac608.
- [18] A. A. Starobinskii, Cosmic background anisotropy induced by isotropic flat-spectrum gravitational-wave perturbations, *Astronomicheskii Zhurnal* **11**, 4 (1985).
- [19] R. Zhou, L. Bian, and Y. Du, Electroweak phase transition and gravitational waves in the type-II seesaw model, *Journal of High Energy Physics* **08**, 34 (2022), DOI:10.1007/JHEP08(2022)205.
- [20] D. G. Figueroa and E. H. Tanin, Ability of ligo and lisa to probe the equation of state of the early universe, *Journal of High Energy Physics* **08**, 34 (2019), DOI:10.1088/1475-7516/2019/08/011.
- [21] T. Opferkuch, P. Schwaller, and B. A. Stefanek, Ricci reheating, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **07** (016), 15 (2019), DOI:10.1088/1475-7516/2019/07/016.