

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



**Extensiones del Modelo Estándar de Física de Partículas con
Candidatos a Materia Oscura**

Carlos Antonio Maldonado Salazar

**Profesor Guía:
Paola Arias Reyes**

**Tesis para optar al grado de Doctor en
Ciencias con mención en Física.**

**Santiago - Chile
2019**

Extensiones del Modelo Estándar de Física de Partículas con Candidatos a Materia Oscura

Carlos Antonio Maldonado Salazar

Este trabajo de grado fue elaborado bajo la supervisión del profesor tutor: Dra. Paola Arias Reyes, profesora asistente del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por la siguiente comisión calificadora.

Dra. Paola Arias

Dr. Fidel Schaposnik

Dr. Fernando Méndez

Dr. Mauro Cambiaso

Dr. Norman Cruz

Dr. Simón Oyarzún

Dr. Roberto Bernal

Director del Departamento de Física

Dr. Guillermo Romero

Director Programa de Doctorado

Resumen

El Modelo Estándar de física de partículas y el Modelo Cosmológico no son capaces de explicar en su forma actual observaciones tales como: la oscilación de neutrinos, la asimetría barion-antibarion, la Materia Oscura, entre otros. Debido a que el Modelo Estándar de física de partículas carece de un candidato para Materia Oscura, una manera extenderlo es agregar uno o más campos nuevos para dar cuenta de la reliquia de Materia Oscura hoy, siendo esta una de las maneras más directas de obtener nueva física. Las partículas emergentes de estos campos pueden ser buscadas en experimentos de laboratorio u observaciones astrofísicas, generando restricciones para un espacio de parámetros relevantes del modelo utilizado. En esta tesis proponemos dos maneras de obtener física más allá del Modelo Estándar: la primera es incluyendo dos partículas ligeras, débilmente interactuantes que interactúan con fotones, donde se obtuvieron nuevas zonas de exclusión para sus masas y constantes de acoplos en experimentos de tipo polarización del vacío y luz atravesando una pared. La segunda es mediante el uso de una cosmología-no estándar, suponiendo que en el universo temprano la densidad de energía dominante es diferente a la de radiación. Esto deja huellas en la reliquia de Materia Oscura que modifican el espacio de parámetros para modelos de partículas masivas con interacciones pequeñas. En este trabajo se utilizó unidades naturales, donde $\hbar = c = 1$ y $M_p = 1,220 \times 10^{19}$ GeV.

Keywords— Materia Oscura, WIMPs, WISPs, FIMPs, Física más allá del Modelo Estándar, Axión, Hidden Photon, ALPs

Abstract

The Standard Model of particle physics and the Cosmological Model can not explain in their current form observations such as: the oscillation of neutrinos, the asymmetry baryon-antibaryon, the Dark Matter, among others.

Due that in the Standard Model of particle physics does not exist a candidate for the Dark Matter, one way to extend it is add one or more new fields to obtain the relic density of Dark Matter today, being this the most direct way to include new physics. This hypothetical particles must be tested in different types of laboratory experiments and astrophysical observations, generating constraints in a parameter space that is relevant for the model used. In this thesis we propose two alternatives to obtain physics beyond the Standard Model; the first one is by the inclusion of two weakly interacting slim particles that interact with photons; we obtained exclusion zones for their masses and coupling constants in polarization of the vacuum and Light Shinning through the Wall experiments. The second is using non-standard cosmology, with the assumption that in the early universe the dominant energy density is different of radiation. The non-standard cosmology leaves imprints in the Dark Matter relic abundance and modify the available parameter space where they can explain the observed relic abundance of DM.

In this work we will use natural units, with $\hbar = c = 1$ and $M_p = 1,220 \times \text{GeV}$.

Keywords— Dark Matter, WIMPs, WISPs, FIMPs, Physics beyond the Standard Model, Axion, Hidden Photons, ALPs

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia, que siempre estuvo apoyándome en todo momento, a mi polola Marianny Godoy por apoyarme estos últimos años, a mis amigos y a todos los que confiaron en mí.

A mí tutora Dra. Paola Arias por apoyarme durante mi camino en el postgrado y proporcionarme todas las herramientas necesarias.

Al Dr. James Unwin y al Dr. Nicolás Bernal por su colaboración, apoyo académico y hospitalidad. A la Universidad de Illinois en Chicago y a la Universidad Antonio Nariño de Bogotá por brindarme sus instalaciones para desarrollar estos proyectos.

A CONICYT (CONICYT-PCHA/Doctorado Nacional/2018-21180309) y al proyecto Fondecyt Regular 1161150 por financiar estos proyectos.

Tabla de contenidos

Introducción	1
1. Modelos de WISPs	8
1.1. Oscilaciones entre fotones y WISPs	11
1.1.1. Mezcla de partículas tipo-Axión y fotones	11
1.1.2. Mezcla de fotones-Hidden Photons	15
1.1.3. Efectos observables en experimentos de laboratorios	16
1.1.4. Partículas tipo-Axión y Hidden Photons como Materia Oscura	18
2. Cosmología Estándar	22
2.1. Ecuaciones de Friedmann	22
2.2. Equilibrio termodinámico y entropía	24
2.3. Big Bang Nucleosíntesis	26
2.4. Materia oscura fría masiva en Cosmología Estándar	28
3. Dos partículas en el Sector Oculto y su oscilación con fotones	33
3.1. Introducción	33
3.2. El modelo	34
3.3. Probabilidades en vacío	35
3.3.1. Efectos de rotación y elipticidad	40
3.3.2. Casos límites para la probabilidad de oscilación y resonancias	41
3.4. Análisis de efectos observables	44

3.4.1. Ángulo de elipticidad en experimentos de birrefringencia del vacío	45
3.4.2. Experimentos tipo LSW	46
3.5. Conclusiones	52
4. Estableciendo Densidad de Reliquia de Materia Oscura en una Era de Decaimiento de Partículas	54
4.1. Introducción	54
4.2. Ecuaciones de Boltzmann sin conservación de entropía	56
4.3. Temperatura máxima de radiación	59
4.4. Inicio de la dominación de radiación	63
4.5. Implicaciones en la Materia Oscura	64
4.5.1. Freeze-in	65
4.5.2. Freeze-out durante recalentamiento	68
4.5.3. Producción no-térmica	70
4.6. Conclusiones	72
Conclusiones generales	74
Referencias Bibliográficas	77

Índice de figuras

1.	Curvas de rotaciones para diversas galaxias.	2
1.1.	Espacio de parámetros para Axión (a) y HP (b) medidos con diversos experimentos.	12
1.2.	Esquema de un experimento tipo PVLAS [49].	17
1.3.	Esquema de un experimento tipo LSW [29].	17
2.1.	Grados de libertad relativistas que aportan a la entropía y a radiación.	26
2.2.	Solución numérica ecuación de Boltzmann (2.32). Con (a) Freeze-out y (b) Freeze-in.	31
3.1.	Comparación entre modelos ALP-fotón con nuestro modelo propuesto para $m_{\gamma'} = 10^{-6}$ eV, $B = 2,6$ T, $\chi = 10^{-2}$, $\omega = 1$ eV, $L = 1$ m	45
3.2.	Ejemplos de Elipticidad tomando $\psi = 9 \times 10^{-11}$ como se señala en [ref 22 paper1], con una configuración experimental $B = 2,5$ T, $L = 1$ m y $\omega = 1$ eV.	47
3.3.	Comportamiento de la Elipticidad para diferentes pares de valores $(m_{\gamma'}, \chi)$, con una configuración experimental $B = 2,5$ T, $L = 1$ m y $\omega = 1$ eV.	47
3.4.	Exclusión para diferentes pares de valores $(m_{\gamma'}, \chi)$, donde las líneas punteadas de f_i representan el paso entre un régimen y otro. Por sobre es mezcla fuerte y por bajo débil.	50

3.5. Exclusión para diferentes pares de valores de (m_ϕ, g) . Incluyendo el caso para $B = 0$ representado por la zona gris.	51
4.1. Evolución de la Temperatura en función de A para diferentes valores de n	62
4.2. Solución numérica para A_x y T_x en función de Φ_l para distintos n (Izquierda y Centro, respectivamente). Solución numérica para T en función de A (Derecha) para $n = -2$ y -3	64
4.3. Regiones para $T_{RH}-M_X$ donde $A_{Max} < A_* < A_x$, para $n = -2$ (Izquierda). Ejemplo para $n = -2$, $H_l = 10^{-4}$ GeV y $\alpha_s = 10^{-18}$, la línea representa la densidad Ω_{DM} observada (Derecha).	67
4.4. Espacio de parámetros que reproducen la densidad de Materia Oscura para producción no-térmica.	71

Introducción

El modelo estándar de física de partículas (SM), describe todas las partículas conocidas hasta ahora y sus interacciones (excepto la masa de los neutrinos). Sin embargo, observaciones astronómicas señalan que la distribución de energía en el universo actual está constituido en su mayoría por energía oscura (68 % aproximadamente) y materia oscura (DM) (27 %), mientras que el 5 % restante es la materia visible; una manera alternativa de mostrar estos porcentajes es considerar que de la materia total del universo solo el 15 % está constituida de las partículas conocidas hasta ahora y el 85 % restante está formado por una componente desconocida [1]. Desde un punto de vista de física de partículas, esto se traduce en una carencia del SM, puesto que ninguna de las partículas presentes en la teoría puede ser un candidato a DM.

El descubrimiento de esta componente desconocida fue debido a observaciones en la dinámica de galaxias, principalmente al estimar las curvas de rotación en galaxias espirales, encontrándose una gran diferencia entre la predicción y el valor medido experimentalmente. La única manera de poder reproducir los valores experimentales fue considerar más masa de la que se observaba en las galaxias (Figura 1 [2]). Mediante efectos gravitacionales se logró inferir que la materia faltante para que los datos experimentales coincidieran debía ser del orden de 3-10 veces la cantidad de materia luminosa en la galaxia [2-4], de ahí su nombre de Materia Oscura. Como se observa en la Figura 1 las líneas sólidas, punteadas y en negritas representan las curvas de rotación con la materia

visible, DM y la suma de materia visible con DM, respectivamente; finalmente los puntos con barras de errores son las mediciones. Se observa que las mediciones corresponden con un modelo de materia visible más DM.

Posteriormente también se observaron efectos mediante lensing gravitacional, ya que es sabido que un rayo de luz es desviado debido a efectos gravitacionales, por lo que al observar el comportamiento de rayos de luz en clusters de galaxias, éstos sufren mayor desviación de la predicha y en consecuencia dan cuenta de la existencia de una masa extra a la masa luminosa del cluster. Así también otras observaciones tales como las galaxias de bajo brillo superficial (LSB galaxy) [5, 6] y el cúmulo bala [7, 8], entre otros.

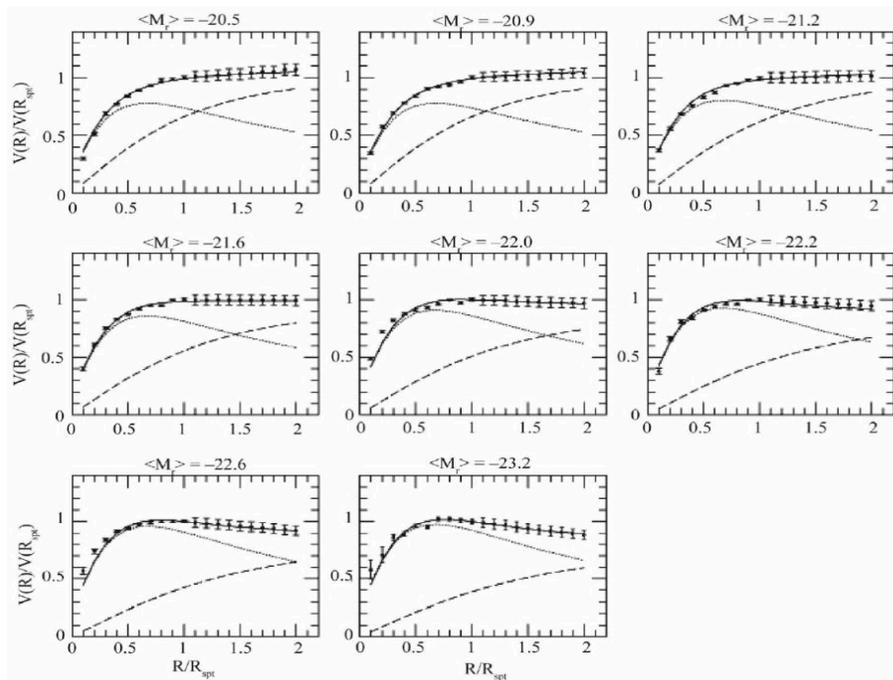


Figura 1: Curvas de rotaciones para diversas galaxias.

Por lo tanto, cuando se habla de DM, se hace referencia a la mayor cantidad de materia en el universo que no es “luminosa” y de composición aún desconocida. Lo que sí se sabe es que no es materia bariónica, ya que de ser ésta, el fondo cósmico

de microondas (CMB) junto con la red cósmica de estructuras se verían bastante diferente a las mediciones experimentales, es decir, si es una partícula debe ser un nuevo tipo de partícula elemental. Esto también tiene relación con la formación de estructuras, dado que la creación de elementos ligeros en Big Bang Nucleosíntesis (BBN) depende fuertemente de la tasa fotón-barión en el universo [9, 10]. Si se considera la materia bariónica presente en el SM, la formación de estructura no podría haberse dado antes del CMB debido a que la temperatura era lo suficientemente alta en el baño térmico para que los fotones descompongan toda posible formación de estructura. Considerando que la formación de estructuras sucediera posterior al CMB, se tendría que las densidades de elementos ligeros no serían los medidos al día de hoy. Por lo tanto la contribución de DM en la formación de estructuras antes del CMB es prioritaria.

Se han propuesto diversas soluciones a esta nueva componente, como por ejemplo, gravedad modificada, objetos masivos astrofísicos de halo compacto (MACHOS), distintos tipos de partículas, entre otros.

Se trabajará bajo la hipótesis de física de partículas, es decir, que la DM es algún tipo de partícula elemental. Entonces diremos que la DM es parte de un nuevo sector en la física, al cual denominaremos sector oculto (HS). Este nuevo sector es posible que sea tan complejo como el sector visible y que la DM sea solo una de las partículas dentro de él o incluso una posibilidad es que esté formada de varios componentes [11–14].

Si en este HS se tienen diversas partículas, ellas podrían interactuar entre sí, incluyendo a las que son parte de la DM, mediante nuevos bosones de gauge oscuros. Esto genera restricciones en la intensidad de la interacción que deben tener, debido a que aunque estas partículas en este nuevo sector no interactúen con el SM, se vería reflejado en la estructura de los halos de DM, producto del scattering entre ellas [9].

Una de las formas más aceptadas de DM es la denominada Cold Dark Matter

(CDM) que tiene la característica de ser formada por partículas que son no-relativistas, siendo éstas una extensión al SM.

Se tienen diversos tipos de partículas que pueden ser candidatos a DM, pero daremos principal énfasis a los siguientes grupos: WIMP, FIMP y WISP.

-WIMPs (Partículas masivas débilmente interactuantes): Tal como su nombre lo indica, son partículas masivas cuya masa está por sobre la del protón y que interactúan débilmente con la materia visible [15], en general esta interacción es del orden de la interacción débil de las partículas del SM y pueden ser buscadas principalmente en experimentos de aceleradores en el LHC, como por ejemplo ATLAS y CMS [16–19] debido a las altas masas que poseen, entre otros. Estos candidatos, al ser pesados, tienen que poseer un nuevo tipo de simetría, como por ejemplo: una simetría Z_2 . Ésta prohíbe que estas partículas decaigan, característica que deben cumplir estas nuevas partículas para ser consideradas DM, ya que su vida media debe ser en principio del orden de la edad del universo.

Si ellas fueron creadas en equilibrio con el baño térmico en el universo temprano junto con el resto de partículas, es decir, fueron creadas térmicamente [20–22], a medida que el universo se expande estas partículas se vuelven no-relativistas y debido a su débil interacción se desacoplan químicamente, esto quiere decir que dejan de ser creadas o aniquiladas por interacciones con otras partículas, y por tanto realizan Freeze-Out manteniendo una reliquia remanente hasta el día de hoy.

Para encontrar esta reliquia de DM es necesario resolver la ecuación de Boltzmann proporcionando, además, información sobre el momento en el cual estas partículas salen del baño térmico, cuya expresión depende de la sección eficaz de aniquilación σ_{ani} . A menos que los decaimientos sean lo suficientemente significativos, la densidad de número debería permanecer aproximadamente constante en el tiempo.

Mediante análisis dimensional podemos dar una expresión para la sección

eficaz. Sabemos que es de la forma $\sigma_{ani} \propto \alpha/m_x^2$ y, si reemplazamos valores correspondientes a una escala del orden de la escala electro-débil, se obtiene una densidad de DM concordante con las mediciones experimentales; a esto se le denomina el “Milagro WIMP”, lo cual ha sido una de las principales motivaciones para este tipo de partículas.

-FIMPs (Partículas masivas aún más débilmente interactuantes) [23–25], donde la principal diferencia con las WIMPs es que son producidas fuera del equilibrio térmico, teniendo interacciones muy muy débiles con el SM y por tanto nunca alcanzan el equilibrio químico. Al contrario del usual freeze-out que sufren los WIMPs, las partículas tipo FIMPs sufren Freeze-in, dando un aumento en su reliquia debido a las aniquilaciones o decaimientos de las partículas del SM hasta que el universo se enfría lo suficiente para hacer ineficientes estas interacciones, siendo la principal motivación de esta variante el hecho que la densidad de reliquia de DM depende linealmente de las interacciones de estas partículas.

En este grupo pueden encontrarse en general varios tipos de Freeze-in, uno de ellos denominado infrarrojo donde las partículas cesan sus interacciones siendo no-relativistas, otro denominado ultravioleta [26] en donde cesan sus interacciones siendo relativistas, otro donde se pueden considerar desde el comienzo del universo no-relativistas, etc.

-WISPs (Partículas ligeras débilmente interactuantes): A diferencia de las anteriores, estas partículas poseen masas muy pequeñas, del orden de $m_i \leq eV$, lo cual implica que deben ser producidas de forma no-térmica, puesto que sino serían partículas relativistas y pasarían a ser contribuciones a radiación oscura, cuyo caso está descartado debido a las consecuencias que ello conlleva en el número efectivo de neutrinos (N_{eff}). Al ser producidas no-térmicamente [27] pueden ser creadas con momentum muy cercano a cero, por lo que son partículas no-relativistas a pesar de su masa pequeña. Para su detección es necesario realizar experimentos de precisión.

En este grupo se encuentran algunas partículas como el Axión (propuesto como solución al problema de violación CP fuerte en QCD [28]), las denominadas ALPs (partículas tipo-Axión), un bosón extra U(1) o Hidden Photon (HP), entre otras. Estas partículas pueden ser buscadas en diversos experimentos y observaciones astrofísicas. Se tienen tipos de experimentos de laboratorio como: Light Shining through the Wall (LSW) [29], polarización del fotón (PVLAS) [30] y fuerzas de largo alcance. Mientras que para las observaciones astrofísicas se tienen los de tipo límites de pérdida de energía estelar, búsqueda de Axiones solares y ALPS [31], conversión en flujo de fotones astrofísicos y super-radiancia de agujeros negros.

Una ventaja por sobre las partículas tipo WIMPs es que estas partículas ligeras reducen drásticamente sus probabilidades de decaer en otras partículas (debido a su masa pequeña), lo cual las hace estable naturalmente.

Estos grupos de partículas pueden solucionar el problema de DM (de ser encontradas), por lo que propuestas de nuevos modelos físicos y cosmológicos son de vital importancia para su posible detección, sumado a las nuevas técnicas y tecnologías de los aparatos utilizados.

La presente tesis está organizada como se menciona a continuación: en el capítulo 2 se hará un pequeño recuento sobre los modelos de partículas tipo WISP, sus acoplos, probabilidades de oscilación y posibilidad de ser candidatos a DM. En el capítulo 3 se dará una breve reseña sobre cosmología estándar, iniciando con las ecuaciones de Friedman, dependencia de la temperatura con el factor de escala, Freeze-Out y Freeze-In de candidatos a DM. En el capítulo 4 se ahondará en los resultados del paper publicado en European Journal Physics C, titulado “A two particle hidden sector and the oscillation with photons” [32], donde se propuso un modelo de tres partículas para observar las variaciones que se obtienen en el espacio de parámetros en experimentos de laboratorios tipo PVLAS y LSW. Posteriormente, en el capítulo 5 se presentarán los resultados del paper publicado en JCAP, titulado “Establishing the Dark Matter Relic Density in an

Era of Particle Decays” [33], en el cual se propuso un nuevo campo en el universo temprano con una ecuación de estado general acoplado a radiación y a la DM; por lo que la información de este nuevo campo (denominado ϕ) cambia las densidades calculadas de DM, dando posibilidad a nuevos espacios de parámetros. Para finalizar se darán conclusiones respecto a los trabajos realizados y posibles trabajos futuros.

Capítulo 1

Modelos de WISPs

En este trabajo se considerarán dos partículas hipotéticas dentro del grupo WISP, las cuales son Axiones/ALPs y HPs.

Tal como se mencionó anteriormente, el Axión es un pseudo-bosón de Nambu-Goldstone introducido para resolver el problema CP fuerte en QCD. Debido a la anomalía de Adler-Bell-Jackiw (ABJ) es posible introducir un nuevo término en la teoría de QCD, el cual viola la simetría CP [34], de la forma [35]

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \supset \frac{\alpha_s \bar{\theta}}{4\pi} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

con $G_{\mu\nu}$ el tensor de campo de los gluones, $\tilde{G}_{\mu\nu}$ el tensor dual, α_s es la constante de acoplo fuerte y $\bar{\theta} = \theta + \arg \det M$, donde θ es el término que viola CP proveniente de la anomalía ABJ y M es la matriz compleja de los quark.

El parámetro $\bar{\theta}$, no se restringe mediante la teoría por lo que se debe determinar experimentalmente, siendo el momento dipolar del neutrón una cantidad medible lo bastante precisa para poder acotar dicha variable de manera fenomenológica. Esta medición restringe este parámetro a un valor de $\bar{\theta} < 10^{-10}$ [36], siendo este el conocido problema de CP-fuerte, debido a que dos cantidades que en principio no están relacionadas (θ y $\arg \det M$) dan como resultado una cantidad muy pequeña.

Una solución a este problema es la propuesta por Peccei-Quinn [28, 37], la cual consiste en incluir una nueva simetría en la teoría, que al romperse espontáneamente da lugar a un pseudo-bosón de Goldstone denominado Axión (a) [38, 39], que posee una simetría ante traslaciones $2\pi k$, con k algún entero siendo su Lagrangiano

$$\mathcal{L}_a = -\frac{1}{2}\partial_\mu a \partial^\mu a + \frac{a}{f_a} \frac{\alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

donde f_a es la escala a la cual se rompe la simetría de PQ.

Si se rompe la simetría de fase para el Axión, este adquiere un valor de expectación de vacío (vev) igual a $\langle a \rangle = -f_a \bar{\theta}$, por lo que elimina el término que viola CP en (1.1).

El término de masa para esta nueva partícula aparece debido a la anomalía chiral y puede calcularse en términos de la masa de los quarks u y d (m_u y m_d), la masa del Pión (m_π) y su constante de decaimiento (f_π), siendo [40]

$$m_a = \frac{m_\pi f_\pi}{f_a} \frac{\sqrt{m_u m_d}}{m_u + m_d}. \quad (1.3)$$

Estos Axiones pueden acoplarse a los Piones y éstos a su vez poseen acoplos con los fotones por lo que un término efectivo en la teoría está dado por el acoplamiento Axión-fotón, dado por

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} a \vec{E} \cdot \vec{B}, \quad (1.4)$$

con $g_{a\gamma\gamma}$ la constante de acoplo entre fotones y Axiones, $F_{\mu\nu}$ es el tensor electromagnético, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ es el tensor dual, \vec{E} y \vec{B} son los campos electro y magnéticos, respectivamente, debido al fotón. Siendo éste término muy importante para la búsqueda de esta partícula [41].

La constante $g_{a\gamma\gamma}$, por otra parte, es dependiente del modelo que se esté utilizando, siendo

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(\frac{E}{N} - \frac{24+z}{31+z} \right) \sim 10^{-13} \text{GeV}^{-1} \left(\frac{10^{10} \text{GeV}}{f_a} \right), \quad (1.5)$$

con $z = m_u/m_d$, E y N son las anomalías electromagnéticas y de color debido a la anomalía del Axión, donde éstas últimas dependen del modelo a utilizar.

En teorías de extensiones al Modelo Estándar, como por ejemplo en extensiones 4D donde se puede tener un nuevo campo complejo que al romper espontáneamente esta nueva simetría genera un pseudo-bosón de Goldstone o en Teoría de Cuerdas, aparecen de forma natural este tipo de partículas, pero con un origen totalmente diferente ya que no tienen ninguna relación con el problema CP-fuerte de QCD; estas partículas son las conocidas como partículas tipo-Axión (ALPs) [42].

Estos ALPs, al cual nos referiremos por ϕ , tienen el mismo término de acoplo que (1.4), pero la diferencia con los Axiones es que la masa de los ALPs no depende de la constante de acoplo, es decir, no se tiene ninguna relación del tipo (1.3).

Por otro lado, los denominados Hidden Photons son bosones de gauge U(1), los cuales no están cargados bajo las partículas del SM, y también aparecen en compactificación de cuerdas.

Si estos U(1) mantienen intacta su simetría a bajas energías, el término que domina sus interacciones con el SM es el denominado “Kinetic Mixing” [43, 44] que acopla un fotón con un HP, y queda descrito por el Lagrangiano es

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\sin\chi F_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2 \cos^2\chi}{2}X_\mu X^\mu, \quad (1.6)$$

en este caso χ es la constante de acoplo entre el fotón y HP, $F_{\mu\nu}$ es el tensor electromagnético para el fotón, $X_{\mu\nu}$ es el tensor análogo en el sector escondido para el HP, en tanto $m_{\gamma'}$ y X_μ son la masa y campo del HP, respectivamente. Cabe señalar que el término de Kinetic Mixing en (1.6) es un término renormalizable e invariante de gauge, por lo que su inclusión en la teoría está permitida. Además el término de masa para este bosón extra U(1) puede ser generado sin romper la simetría de gauge, como en el mecanismos de Higgs y el de Stückelberg.

En algunos casos, en el HS pueden incluirse partículas cargadas bajo este nuevo boson U(1) mediante una corriente [44, 45], tal como sucede con los fotones del SM, por lo que a (1.6) se puede agregar un término de la forma

$$\mathcal{L} \supset g_x j_H^\mu X_\mu = g \bar{\psi} \gamma^\mu \psi X_\mu, \quad (1.7)$$

donde g_x es la carga asociada, j_H^μ es la posible corriente del HS, X_μ es el campo del HP y ψ es un fermión en el HS. Al realizar un cambio de base al campo del HP de la forma $X_\mu \rightarrow X_\mu - \sin \chi A_\mu$, se genera una pequeña interacción con los fotones en (1.7)

$$\mathcal{L} \supset g_x j_H^\mu X_\mu - g_x \sin \chi j_H^\mu A_\mu = g_x \bar{\psi} \gamma^\mu \psi X_\mu - g_x \sin \chi \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu, \quad (1.8)$$

siendo estos fermiones las denominadas Mili-Cargas.

1.1. Oscilaciones entre fotones y WISPs

En esta sub-sección nos enfocaremos en la fenomenología de las oscilaciones entre partículas tipo WISPs, como por ejemplo: ALPs y HP, con fotones. Tal como se mencionó anteriormente, existen diversos experimentos diseñados para buscar estas partículas hipotéticas; hasta el momento solo se ha logrado acotar una región de parámetros en la masa y constante de acoplo bastante significativa para los ALPs y HP, mostrados en la Figura 1.1 [46, 47].

A continuación se introducirán modelos de partículas en las cuales se pueden detectar algunas de las características de las observaciones astrofísicas y experimentos de laboratorio.

1.1.1. Mezcla de partículas tipo-Axión y fotones

Para estudiar la mezcla entre fotones y ALPs, supondremos que existe una fuente coherente de fotones que se propaga en la dirección \hat{z} y una región con un

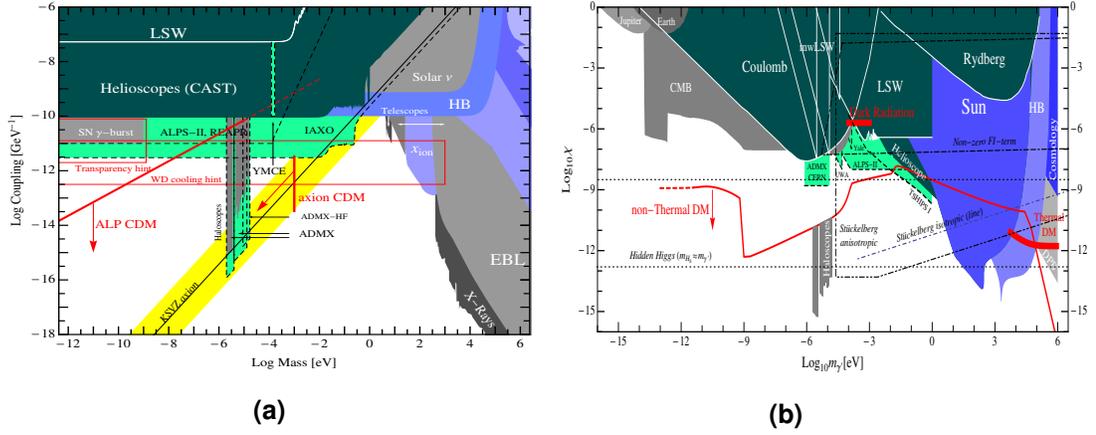


Figura 1.1: Espacio de parámetros para Axión (a) y HP (b) medidos con diversos experimentos.

campo magnético externo. Estos fotones atravesarán la región magnetizada [48]. En este caso se tiene un acoplo del tipo (1.4), y el Lagrangiano que lo representa es

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\partial^{\mu}\phi + \frac{g}{4}\phi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} - \frac{m_{\phi}^2}{2}\phi^2. \quad (1.9)$$

Con este Lagrangiano se pueden calcular las ecuaciones de movimientos para los campos del fotón (A) y del ALP (ϕ), para lo cual se realizará una serie de consideraciones. La primera de ellas es que el tensor $F_{\mu\nu}$ puede descomponerse como $F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^{\text{ext}} + F_{\mu\nu}^{\gamma}$, lo que indica que posee una componente debido al campo externo y otra debida al campo del fotón. La segunda es considerar un campo magnético externo homogéneo $\vec{B} = B_0 \hat{x}$, actuando como un fotón virtual en el acople (1.4); de esta forma se tiene una interacción entre un fotón real con el ALP generando oscilaciones entre ellos. Y la última consideración es que se usará el gauge de Coulomb $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ y $A_0 = 0$.

Con esto se tiene que las ecuaciones de movimiento (1.9) son

$$\square \vec{A} = g \vec{B} \partial_t \phi, \quad (1.10)$$

$$(\square + m_{\phi}^2) \phi = -g \vec{B} \cdot \partial_t \vec{A}, \quad (1.11)$$

donde \square es el operador D'Alambertiano y usaremos los signos de la métrica como $(+, -, -, -)$.

Para continuar se usará la aproximación de onda plana con modo de frecuencia fija para los campos

$$\vec{A}(z, t) = e^{i\omega t} \vec{A}(z) \quad (1.12)$$

$$\phi(z, t) = e^{i\omega t} \phi(z). \quad (1.13)$$

Notar que $\vec{A}(z) = \vec{A}_{\parallel}(z) + \vec{A}_{\perp}(z)$, donde A_{\parallel} es la componente paralela al campo magnético externo y A_{\perp} la componente perpendicular al mismo, por lo que reemplazando (1.13) en (1.11) se tiene

$$(\omega^2 + \partial_z^2) A_{\perp}(z) = 0, \quad (1.14)$$

$$\left[\partial_z^2 + \begin{pmatrix} \omega^2 & ig B_0 \omega \\ -ig B_0 \omega & \omega^2 - m_{\phi}^2 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A_{\parallel}(z) \\ \phi(z) \end{pmatrix} = 0, \quad (1.15)$$

la solución para (1.14) es una solución de onda plana, mientras que para (1.15) se puede realizar la siguiente aproximación para partículas relativistas: $\omega^2 + \partial_z^2 \sim 2\omega(\omega - i\partial_z)$ y redefinir el campo $\vec{A} \rightarrow i\vec{A}$ [49] para eliminar las componentes imaginarias.

Por lo que (1.15) finalmente es

$$\left[\omega - i\partial_z + \begin{pmatrix} 0 & \frac{g B_0}{2} \\ \frac{g B_0}{2} & -\frac{m_{\phi}^2}{2\omega} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A_{\parallel}(z) \\ \phi(z) \end{pmatrix} = 0, \quad (1.16)$$

y su solución es

$$\begin{pmatrix} A_{\parallel}(z) \\ \phi(z) \end{pmatrix} = e^{-i(\omega + \mathcal{M})z} \begin{pmatrix} A_{\parallel}(0) \\ \phi(0) \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

con \mathcal{M} la matriz en que involucra las amplitudes de los campos magnéticos en (1.16).

Una forma más sencilla de ver el comportamiento de los campos es trasladarlos a estados de propagación, debido a que en este caso estarán desacoplados. Para

ello, es suficiente rotar los campos utilizando la matriz de rotación

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

donde θ cumple la siguiente relación: $\frac{1}{2} \tan 2\theta = -\frac{g B_0 \omega}{m_\phi^2}$, que proviene de la condición para diagonalizar la matriz. Por lo que

$$\begin{pmatrix} A_p \\ \phi_p \end{pmatrix} = R^T \begin{pmatrix} A_{\parallel} \\ \phi \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

con R^T la matriz transpuesta, mientras que A_p y ϕ_p los estados de propagación del fotón y ALP, respectivamente. Los estados de propagación

$$\begin{pmatrix} A_p(z) \\ \phi_p(z) \end{pmatrix} = e^{-i(\omega + \mathcal{D})z} \begin{pmatrix} A_p(0) \\ \phi_p(0) \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

con \mathcal{D} la matriz de los autovalores de \mathcal{M} , dada por

$$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} \frac{-m_\phi^2 + \sqrt{m_\phi^2 + 4g^2 B_0^2 \omega^2}}{4\omega} & 0 \\ 0 & -\frac{m_\phi^2 + \sqrt{m_\phi^2 + 4g^2 B_0^2 \omega^2}}{4\omega} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_+ & 0 \\ 0 & \lambda_- \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Imponiendo como condición inicial ($A_{\parallel}(0) = 1$, $\phi(0) = 0$) y usando (1.19), (1.21) en (1.20), finalmente encontramos las amplitudes para los campos a una distancia z

$$A_{\parallel}(z) = e^{-i\omega z} (\cos^2 \theta e^{-i\lambda_+ z} + \sin^2 \theta e^{-i\lambda_- z}), \quad (1.22)$$

$$\phi(z) = e^{-i\omega z} \cos \theta \sin \theta (e^{-i\lambda_+ z} - e^{-i\lambda_- z}). \quad (1.23)$$

Estas amplitudes (1.22) y (1.23) son vistas como una función de onda, por lo que la probabilidad de que un fotón oscile en un ALP esta dada por

$$P_{\gamma \rightarrow \phi} = |\phi(z)^* A_{\parallel}(0)|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{2} z \right). \quad (1.24)$$

1.1.2. Mezcla de fotones-Hidden Photons

De forma similar se puede tratar un modelo con fotones y HPs, el cual consiste, tal como en el caso anterior, en un láser que actúa como fuente coherente de fotones sobre una dirección \hat{z} , recordando que no es necesaria la inclusión de un campo magnético en este tipo de partículas. El Lagrangiano a considerar está dado por [51]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu} - \frac{1}{4}x_{\mu\nu}x^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\sin\chi f_{\mu\nu}x^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2 \cos^2\chi}{2}x_{\mu}x^{\mu}, \quad (1.25)$$

donde $f_{\mu\nu}$ es el tensor electromagnético, $x_{\mu\nu}$ es el símil para el HP y x_{μ} es el campo del HP. Notar que no se han incluido las mencionadas partículas Milli-Cargas (1.8).

Un cambio de base elimina el Kinetic Mixing

$$X_{\mu} = x_{\mu} - \sin\chi a_{\mu}, \quad (1.26)$$

$$A_{\mu} = a_{\mu} \cos\chi. \quad (1.27)$$

Dado que $\chi < 10^{-3}$, aproximaremos las funciones trigonométricas, generando un nuevo Lagrangiano de la forma

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2}(X_{\mu}X^{\mu} + 2\chi X_{\mu}A^{\mu} + \chi^2 A_{\mu}A^{\mu}), \quad (1.28)$$

eliminando el Kinetic Mixing, pero generando un término de masa no-diagonal.

De aquí en adelante el tratamiento es similar al caso del ALP, excepto por la presencia del campo magnético, ya que no es necesario para generar las oscilaciones entre estas dos partículas.

Se pueden encontrar las ecuaciones de movimiento de (1.28) y escribirlas de forma linearizadas, tal como en (1.16), obteniendo

$$\left[\omega - i\partial_z + -\frac{m_{\gamma'}^2}{2\omega} \begin{pmatrix} \chi^2 & \chi \\ \chi & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A(z) \\ X(z) \end{pmatrix} = 0, \quad (1.29)$$

diagonalizando nuevamente con la matriz de rotación (1.18), encontramos que el parámetro χ actúa como ángulo de rotación; con lo cual la probabilidad de oscilación entre fotones y HPs es [29]

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = 4 \sin^2 \chi \cos^2 \chi \sin^2 \left(\frac{m_{\gamma'}^2}{4\omega} z \right). \quad (1.30)$$

1.1.3. Efectos observables en experimentos de laboratorios

Estas partículas hipotéticas, ALPs y HPs, pueden ser buscadas en experimentos de laboratorios en los cuales se explotan los acoplos mencionados anteriormente con fotones dados por las ecuaciones (1.9) y (1.25).

En este trabajo se considerarán dos experimentos en particular; los experimentos del tipo Polarización del Vacío con un Láser (PVLAS) y los tipo Luz Atravesando una Pared (LSW).

Experimentos tipo PVLAS

Este experimento es importante cuando se tiene un ALP, debido a que éste se acopla solamente a la componente paralela del campo A , con respecto al campo magnético, generando una diferencia entre la amplitud y fase original del haz de luz y la resultante [50], tal como se observa en (1.22). Esta diferencia puede traducirse en una pequeña componente de elipticidad y de rotación del plano de polarización, es decir: $A_{\parallel, \perp} = 1 - \epsilon_{\parallel, \perp} - i\varphi_{\parallel, \perp}$. Estas cantidades $\varphi_{\parallel, \perp}$ y $\epsilon_{\parallel, \perp}$ definen el ángulo de elipticidad y el plano de rotación, respectivamente

$$\psi = \frac{\sin 2\alpha_0}{2} (\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp}), \quad (1.31)$$

$$\delta\alpha = \frac{\sin 2\alpha_0}{2} (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}), \quad (1.32)$$

con α_0 el ángulo de polarización inicial.

Un esquema sencillo para representar este tipo de experimentos es el mostrado en la Figura 1.2, de la cual se observa una onda inicial con una amplitud y

ángulo de polarización dado, que cambian al pasar por el campo magnético externo debido a las oscilaciones de la componente paralela del campo A , respecto al campo magnético, con partículas ALPs.

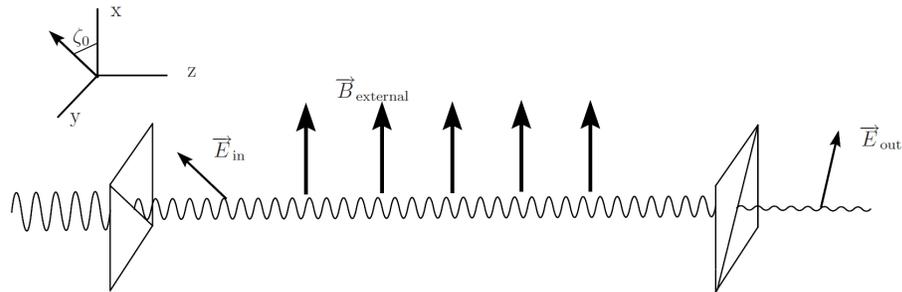


Figura 1.2: Esquema de un experimento tipo PVLAS [49].

Para la mezcla fotón-HP, no existe esta diferencia en el ángulo de Elipticidad y de polarización del plano de rotación, debido a que tanto la componente paralela y perpendicular del campo del fotón oscilan de la misma manera.

Experimentos tipo LSW

En este tipo de experimentos se tiene el esquema general mostrado en la Figura 1.3. Se tienen tres regiones en el esquema, la primera de ellas (I) es antes de la pared en donde se tiene una fuente de fotones. La segunda (II) es una pared que no permite que pase la luz. La tercera (III) es posterior a la pared en donde se tiene un detector que cuenta fotones.

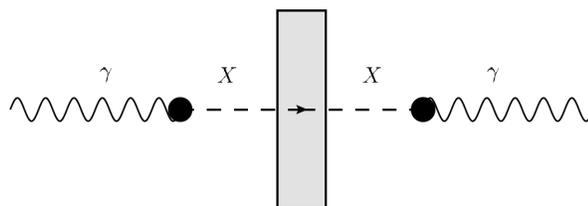


Figura 1.3: Esquema de un experimento tipo LSW [29].

La idea básica de este tipo de experimentos consiste en enviar fotones hacia una pared, considerando que este fotón puede interactuar con una partícula WISP hipotética y con ello realizar una oscilación. Debido a que esta partícula interactúa muy débilmente con la materia puede atravesar la pared y luego oscilar nuevamente en un fotón.

En un caso más específico, por ejemplo, en la mezcla fotón-ALP es necesario un campo magnético externo en la región I y III para que sea posible la oscilación entre fotones y ALPs.

La detección de un fotón en la región III está dada por una expresión de la forma

$$N = F(\text{cavidades, láser, tiempo}) P_{\gamma \rightarrow \text{WISP}}^2, \quad (1.33)$$

donde N es el número de fotones que se esperan en la región III, el factor $F(\text{cavidades, láser, tiempo})$ depende de las cavidades de resonancia utilizadas, características del láser y el tiempo de exposición del experimento [29]. Se observa que el número de fotones que se esperan observar luego de la pared es proporcional a la probabilidad de oscilación del fotón en la partícula hipotética a considerar.

1.1.4. Partículas tipo-Axión y Hidden Photons como Materia Oscura

Los Axiones y ALPs pueden ser CDM si cumplen ciertas características, como por ejemplo, ser producidas de forma no-térmica (para considerarse no-relativistas) y que su abundancia de reliquia coincida con los valores medidos el día de hoy. El mecanismo para producirlos en el universo temprano como CDM se denomina “Mecanismo de Desalinamiento”. Se verá una breve explicación para Axiones y luego se extrapolará a ALPs, una explicación más detallada puede encontrarse en [52].

Consideremos un modelo con un campo complejo $\phi(x)$ [53], cuyo valor de expectación es

$$\langle \phi \rangle = v_a e^{i\theta(x)}, \quad (1.34)$$

donde el parámetro θ es el ángulo de desalinamiento y está relacionado con el campo del Axión de la siguiente manera

$$\theta(x) = \frac{a(x)}{f_a}. \quad (1.35)$$

Cuando la temperatura es del orden del quiebre de la simetría quiral, los Axiones adquieren masa y su potencial puede ser modelado según

$$V(\theta) = m_a^2(T) f_a^2 (1 - \cos\theta), \quad (1.36)$$

y con ello puede calcularse la ecuación para el campo

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 3H(t) \frac{d\theta}{dt} + m_a^2(t)\theta = 0, \quad (1.37)$$

la cual representa un oscilador armónico amortiguado. En este caso $H(t)$ es el denominado parámetro de Hubble, el cual indica la tasa de expansión del universo; en el Capítulo siguiente se hará un estudio más acabado de este parámetro.

A tiempos tempranos θ es aproximadamente constante y cuando $T \sim T_{PQ}$, donde T_{PQ} es la temperatura a la cual se rompe la simetría de Peccei-Quinn, el término de masa para el Axión comienza a volverse relevante y el parámetro θ adquiere un valor arbitrario

$$\theta_1 = \frac{a_1}{f_a}, \quad (1.38)$$

siendo las cantidades con sufijo 1 referidas al desalinamiento inicial. En este punto, el Axión comienza a oscilar en torno a su mínimo, siendo estas oscilaciones las que generan una población no-relativista de Axiones.

Como los Axiones están desacoplados y son no-relativistas, su número de partículas se mantiene conservado y podemos calcular su densidad de energía.

Utilizando el teorema del Virial se obtiene la relación entre la energía cinética y la potencial, encontrando la energía a la cual se congelan los Axiones

$$\rho_1 = \frac{1}{2} f_a^2 m_a^2(t_1) \theta_1^2, \quad (1.39)$$

la cual se puede relacionar con la energía hoy en día y calcular la densidad de Axiones como DM el día de hoy

$$\Omega_a h^2 \approx 0,71 \times \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{\frac{7}{6}} \left(\frac{\theta_1}{\pi} \right)^2. \quad (1.40)$$

Realizando un procedimiento similar se puede encontrar la densidad de reliquia para ALPs¹ [52]

$$\Omega_\phi h^2 \sim 0,16 \times \left(\frac{m_\phi}{\text{eV}} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{f_\phi}{10^{11} \text{GeV}} \right)^2 \left(\frac{\theta_1}{\pi} \right)^2, \quad (1.41)$$

En el caso del HP, se tienen varios mecanismos posibles para generar estas partículas como DM. Sin embargo, a diferencia de los Axiones/ALPs los mecanismos son más complejos y extensos, por lo que se perdería la perspectiva de esta tesis. De este modo no se dará mucho detalle al respecto de estos mecanismos, sino que solo una idea básica de cómo funcionan.

Uno de éstos es la producción de HP como DM a través de fluctuaciones cuánticas del inflatón [54], en el cual la densidad de reliquia depende solo del parámetro de Hubble al momento de inflación (H_{inf}) y la masa $m_{\gamma'}$ del HP.

Se tiene también producción de HPs a través de Resonancia Paramétrica [55], debido a un campo complejo, del tipo Higgs, en el HS. Este campo le da masa a este vector U(1) y al comenzar a oscilar en su mínimo genera una producción de estas partículas de forma no-perturbativas debido a la inestabilidad de la Resonancia Paramétrica.

El último mecanismo que mencionaremos es, de hecho, uno que involucra las dos partículas WISP mencionadas. Básicamente en este mecanismo los ALPs

¹Recordar que en este caso las cantidades ϕ representan a los ALPs.

comienzan a oscilar de forma coherente entregando su densidad de energía a los HP a través de una inestabilidad taquiónica. Si se quiere que la DM esté constituida solamente por HPs, se necesita de un mecanismo que haga “desaparecer” a los ALPs en el universo, siendo la forma más natural incluir un nuevo acoplo para el ALP que permita decaimientos en el sector visible [56].

Capítulo 2

Cosmología Estándar

A grandes escalas el universo es considerado homogéneo e isótropo; comprender su historia implica entender cómo y qué variable definen la expansión del mismo, para ello se define el factor de escala a , cuya dependencia del tiempo t indica cómo evoluciona el universo. La relatividad general prescribe la forma para calcular $a(t)$ en términos de la densidad de energía en el universo.

2.1. Ecuaciones de Friedmann

Antes de relacionar las cantidades mencionadas anteriormente, se define el parámetro de Hubble H como [57]

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (2.1)$$

donde \dot{a} representa la derivada temporal del factor de escala. Este parámetro de Hubble H indica qué tan rápido cambia el factor de escala.

Al resolver las ecuaciones de relatividad general para un universo homogéneo e isótropo, en una métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW), se obtienen

las ecuaciones de Friedmann

$$\frac{d\rho}{dt} + 3(\rho + p)H = 0, \quad (2.2)$$

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_p^2}\rho - \frac{\kappa}{a^2}, \quad (2.3)$$

donde ρ es la suma de las densidades de energía presentes en el universo, p es la presión de los fluidos, M_p es la masa de Planck y κ es la curvatura.

De (2.2) se obtiene la evolución de la densidad de energía en términos del factor de escala, e introduciendo esto en (2.3) se obtiene finalmente la evolución del factor de escala en función del tiempo cósmico: $a(t)$. Se considerará, de acuerdo a las mediciones, un universo plano ($\kappa = 0$) [1].

Adicional a estas dos ecuaciones se introduce una tercera, que es la ecuación de estado que relaciona la presión p con la densidad de energía ρ

$$p = p(\rho). \quad (2.4)$$

Se usará una ecuación de estado barotrópica para (2.4), es decir, que la presión es una función solo de la densidad, por lo tanto una ecuación de estado válida es

$$\omega = p/\rho, \quad (2.5)$$

con lo cual se puede re-escribir la ecuación (2.2) como

$$\frac{d\rho}{dt} + 3(\omega + 1)H = 0. \quad (2.6)$$

Dependiendo del valor de ω la densidad de energía correspondiente se comportará de diferentes manera [57, 58]; así si $\omega = 0$ ($p = 0$) significa que la densidad de energía representa materia no-relativista (polvo) y se tiene

$$\rho \propto a^{-3}, \quad (2.7)$$

$$a \propto t^{2/3}. \quad (2.8)$$

Para $\omega = 1/3$ ($p = \rho/3$) se tiene materia relativista (radiación), entonces

$$\rho \propto a^{-4}, \quad (2.9)$$

$$a \propto t^{1/2}. \quad (2.10)$$

Del mismo modo si $\omega = -1$ ($p = -\rho$) se tiene energía del vacío (constante cosmológica), donde en este caso

$$\rho = \rho_v = \text{cte}, \quad (2.11)$$

$$a \propto e^{H_v t}, \quad (2.12)$$

con $H_v = (8\pi\rho_v/3M_p)^{1/2}$.

2.2. Equilibrio termodinámico y entropía

La densidad de número de partículas y la densidad de energía de un gas de partículas diluido y débilmente interactuante están dadas por su función de distribución [58, 59]

$$n = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\vec{p}) d^3p, \quad (2.13)$$

$$\rho = \frac{g}{(2\pi)^3} \int E(\vec{p}) f(\vec{p}) d^3p, \quad (2.14)$$

con g los grados de libertad interno de las partículas, $E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2$ la energía de las partículas y $f(\vec{p})$ la distribución de Fermi-Dirac/Bose-Einstein

$$f(\vec{p}) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} + 1}, \quad (2.15)$$

$$f(\vec{p}) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} - 1}, \quad (2.16)$$

respectivamente. Aquí μ es el potencial químico de las partículas involucradas; en caso de que las especies estén en equilibrio este potencial cumple que $\sum \mu_i = \sum \mu_f$, donde $\mu_{i,f}$ representa el potencial químico de las partículas iniciales y finales, respectivamente, en una interacción dada.

Al reemplazar (2.15)-(2.16) en (2.13)-(2.14) se obtiene, en el límite relativista

$$n = \begin{cases} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g T^3 & \text{Bose-Einstein} \\ \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g T^3 & \text{Fermi-Dirac} \end{cases}, \quad (2.17)$$

$$\rho = \begin{cases} \frac{\pi^2}{30} g T^4 & \text{Bose-Einstein} \\ \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} g T^4 & \text{Fermi-Dirac} \end{cases}, \quad (2.18)$$

donde ζ es la función zeta de Riemann.

Mientras que para el límite no-relativista se tiene

$$n = g \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-(m-\mu)/T}, \quad (2.19)$$

$$\rho = mn, \quad (2.20)$$

independiente de la estadística inicial que posean las partículas.

Del mismo modo podemos expresar la densidad de energía de radiación en el universo, la cual se define como [60]

$$\rho_R(T) = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4, \quad (2.21)$$

donde $g_*(T)$ son los grados de libertad efectivos relativistas definidos por

$$g_*(T) = \sum_{i=\text{bosones}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{fermiones}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4, \quad (2.22)$$

y el factor 7/8 proviene de las partículas que poseen distribución de Fermi-Dirac.

Para representar la entropía del universo es necesario utilizar las leyes de la termodinámica, específicamente usando la segunda y primera ley podemos encontrar

$$d \left[\frac{(\rho + p)V}{T} \right] = dS = 0, \quad (2.23)$$

donde $V = a^3$, es el volumen y la derivada anterior indica que la entropía se conserva.

Con esto se definirá la entropía por unidad de volumen co-móvil o densidad de entropía, $s \equiv S/V$. Debido a que la densidad de entropía está dominada por la contribución de las partículas relativistas, esta densidad de entropía puede ser escrita como

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{*s} T^3, \quad (2.24)$$

en este caso g_{*s} son los grados de libertad efectivos relativistas que aportan a la entropía, es decir

$$g_{*s}(T) = \sum_{i=\text{bosones}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{fermiones}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^3, \quad (2.25)$$

donde contribuyen solo las partículas relativistas en equilibrio térmico.

La Figura 2.1 muestra la variación entre g_* y g_{*s} , producto del desacoplo de los neutrinos del baño térmico aún siendo relativistas.

La conservación de la entropía definida en (2.23) junto con (2.24) implica que

$$s a^3 = \frac{2\pi^2}{45} g_{*s} T^3 = \text{cte}, \quad (2.26)$$

por lo tanto se tiene una expresión para la evolución de la temperatura

$$T \propto g_{*s}^{-\frac{1}{3}} a^{-1}, \quad (2.27)$$

y si suponemos que los grados de libertad son constantes se tiene la ya conocida expresión $T \propto a^{-1}$ [58–60].

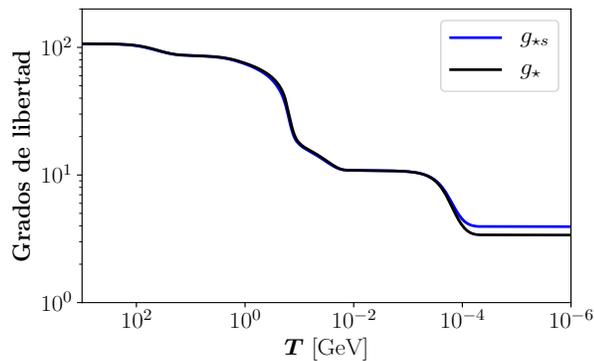


Figura 2.1: Grados de libertad relativistas que aportan a la entropía y a radiación.

2.3. Big Bang Nucleosíntesis

Durante los primeros instantes del universo, la temperatura era demasiado alta para poder formar elementos, ya que el universo era una masa muy densa y cualquier fotón tenía la suficiente energía para “romper” los enlaces que pudiesen formarse. A medida que la temperatura comienza a bajar, unos 3 minutos luego del

Big Bang ($T \sim \mathcal{O}$ [MeV]), empieza la época denominada Big Bang Nucleosíntesis (BBN) hasta aproximadamente unos 25 minutos más tarde. En esta época se produce la formación de elementos primordiales ligeros como Deuterio (2H), Helio-3 (3He), Helio-4 (4He) y Litio-7 (7Li) [61]. Esta es la época más temprana que se puede testear observacionalmente, las abundancias de estos elementos son esenciales para restringir modelos cosmológicos y de física de partículas, ya que las cantidades generadas son las necesarias para que el universo sea tal y como hoy se conoce.

Más allá de los elementos ligeros que se generan en BBN, una cantidad importante a considerar es la tasa barión-fotón [62]

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma} \sim 10^{-9}, \quad (2.28)$$

siendo n_b es la densidad de número de bariones y n_γ la densidad de fotones. Esta cantidad es importante, debido a que las formaciones de elementos depende de este parámetro η .

Así por ejemplo la tasa de Deuterio-protón es [58, 59, 63]

$$\left(\frac{n_D}{n_p}\right)_{eq} = \eta \left(\frac{T}{m_p}\right)^{3/2} e^{B_D/T}, \quad (2.29)$$

con n_D la densidad de número de Deuterio, n_p la densidad de número de protón, m_p la masa del protón y $B_D \equiv m_n + m_p - m_D$ es la energía de enlace. El término que no contiene la exponencial es demasiado pequeño debido al valor de η , por lo tanto la producción de Deuterio se ve inhibida hasta que la temperatura del universo sea lo suficientemente menor que la energía de enlace (B_D) para compensar el 10^{-9} proveniente de la tasa barión-fotón.

La importancia de BBN es su funcionalidad como test cosmológico debido a la sensibilidad ante cambios en la historia del universo, como por ejemplo el Freeze-out de los neutrones que depende de $H \propto \sqrt{g_*(T)}$ (2.33), y por tanto la tasa neutron/protón. Así al incrementar los grados de libertad efectivos relativistas

mediante cosmologías no-estándar, también incrementa la temperatura a la cual los neutrinos se desacoplan del baño térmico, la razón neutrón-protón y finalmente la abundancia de los elementos ligeros.

2.4. Materia oscura fría masiva en Cosmología Estándar

En esta sección se discutirá el caso de DM compuesta por partículas masivas, correspondiendo a las partículas tipo WIMP y FIMP.

Para parametrizar las densidades energéticas en el universo se introduce la densidad de energía crítica [60, 64]

$$\rho_c \equiv \frac{3M_p}{8\pi} H_0^2, \quad (2.30)$$

donde H_0 es el parámetro de Hubble evaluado al presente, por lo que ρ_c representa la densidad de energía total del universo en el tiempo actual.

Con esta notación se pueden expresar las densidades relativas energéticas, por lo que la densidad relativa de materia oscura estaría dada por

$$\Omega_{DM} \equiv \frac{\rho_{DM}}{\rho_c}, \quad (2.31)$$

es decir, la razón entre la densidad de energía de materia oscura y la densidad crítica. Notar que la suma de las densidades relativas presentes en el universo deben sumar 1. En particular, al día de hoy se tiene que $\Omega_{total} = \Omega_{materia} + \Omega_{DE} = 1$, donde $\Omega_{materia} = \Omega_{DM} + \Omega_{SM}$ (DM y partículas del SM) y Ω_{DE} es la densidad relativa de energía oscura.

A las ecuaciones de Friedman (2.2), (2.3) y (2.4) se debe agregar una nueva ecuación que de cuenta de la evolución de las partículas de DM en el baño térmico desde el universo temprano hasta ahora, la cual esta dada por la ecuación de Boltzmann [18]

$$\frac{dn_x}{dt} + 3Hn_x = -\langle\sigma v\rangle (n_x^2 - n_{eq}^2), \quad (2.32)$$

donde n_χ es la densidad de número de la DM, n_{eq} es la densidad de equilibrio y $\langle\sigma v\rangle$ es el promedio térmico de la sección eficaz σ con la velocidad v .

Se supone que el momento en el cual la DM se desacopla el universo está dominado por radiación, por lo que reemplazando (2.21) en (2.3) se obtiene

$$H = \sqrt{\frac{8\pi\rho_R}{3M_p^2}} = \frac{2T^2}{3M_p} \sqrt{\frac{\pi^3 g_*(T)}{5}}. \quad (2.33)$$

Usando (2.24) se define el “Yield”, o producción, como

$$Y = \frac{n_\chi}{s}, \quad (2.34)$$

con la cual podemos re-escribir, en términos del Yield, la ecuación (2.32). Asumiremos que no existen cambios en los grados de libertad, es decir $dT/dt = -TH$, por lo que la ecuación (2.32) puede expresarse como

$$\frac{dY}{dT} = \frac{\langle\sigma v\rangle s}{TH} (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2), \quad (2.35)$$

con $Y_{\text{eq}} = n_{\text{eq}}/s$.

Finalmente mediante el cambio de variable $x = m_\chi/T$, se tiene

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle\sigma v\rangle s}{Hx} (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2), \quad (2.36)$$

donde m_χ es la masa de la partícula de DM. Este cambio de variable en x se debe a que en el instante en que la masa de la partícula iguala a la temperatura se produce la física de interés [65].

Se puede realizar una serie de suposiciones para encontrar una solución aproximada de la ecuación de Boltzmann (2.36) para partículas tipo WIMP.

Para tiempos muy posteriores al Freeze-out se supondrá que $Y \gg Y_{\text{eq}}$, por lo que de (2.36) se obtiene que

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle\sigma v\rangle s}{Hx} Y^2, \quad (2.37)$$

reemplazando (2.24) y (2.33) en términos de x (recordar que se supone que los grados de libertad se mantienen constante), (2.37) se convierte en una ecuación

diferencial de variables separables

$$\frac{dY}{Y^2} = -\frac{\langle\sigma v\rangle m_\chi M_p g_{*s}}{15} \sqrt{\frac{5\pi}{g_*}} \frac{dx}{x^2}. \quad (2.38)$$

Integrando desde el momento de Freeze-out (x_{f0}) hasta infinito y considerando $\langle\sigma v\rangle = \text{cte}$, se tiene

$$-\left(\frac{1}{Y_\infty} - \frac{1}{Y_{f0}}\right) = \frac{\langle\sigma v\rangle m_\chi M_p g_{*s}}{15} \sqrt{\frac{5\pi}{g_*}} \left(\frac{1}{x_\infty} - \frac{1}{x_{f0}}\right). \quad (2.39)$$

Por último, usaremos que $Y_{f0} > Y_\infty$ (ver Figura 2.2a) y $x_\infty \rightarrow \infty$ por lo que se tiene finalmente

$$Y_\infty = \frac{15g_*^{1/2} x_{f0}}{(5\pi)^{1/2} \langle\sigma v\rangle g_{*s} M_p m_\chi}, \quad (2.40)$$

donde Y_∞ representa la reliquia de DM [58].

De manera general en caso que $\langle\sigma v\rangle$ sea una función de T , la ecuación (2.40) cambia por

$$Y_\infty = \frac{15g_*^{1/2}}{(5\pi)^{1/2} J(x_{f0}) g_{*s} M_p m_\chi}, \quad (2.41)$$

donde $J(x_{f0})$ está definido por [66]

$$J(x_{f0}) = \int_{x_{f0}}^{\infty} \frac{\langle\sigma v\rangle(x)}{x^2} dx. \quad (2.42)$$

Una manera de estimar si una partícula sale del baño térmico o no (Freeze-out) es mediante la comparación de la tasa de interacción $\Gamma = \langle\sigma v\rangle n_{\text{eq}}$ y el parámetro de Hubble H . Si se tiene que $\Gamma > H$, significa que la tasa de interacción de las partículas es mayor que la tasa de expansión del universo, por lo que las interacciones entre las partículas aún es efectiva y se mantienen en equilibrio con el baño térmico. Caso contrario si $\Gamma < H$, implica que la tasa de interacción es menor que la tasa de expansión del universo y, por tanto, las partículas salen del baño térmico, es decir, realizan Freeze-out [67].

De este modo, una manera de encontrar el momento aproximado en el cual la partícula sale del baño térmico (x_{f0}), señalado en la Figura 2.2a, es utilizando el criterio anterior

$$H(x_{f0}) = \Gamma(x_{f0}) = \langle\sigma v\rangle n_{\text{eq}}(x_{f0}), \quad (2.43)$$

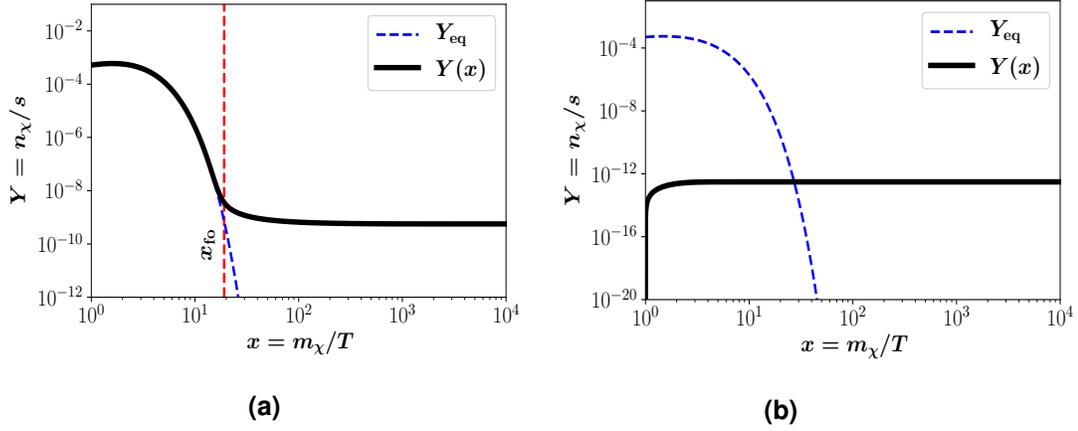


Figura 2.2: Solución numérica ecuación de Boltzmann (2.32). Con (a) Freeze-out y (b) Freeze-in.

donde la expresión para la densidad de equilibrio está dada por (2.19), pero para el caso de DM consideraremos que tanto la partícula como antipartícula tienen la misma distribución, es decir: $n_{\text{eq}} = \tilde{n}_{\text{eq}}$, por lo que el potencial químico es $\mu = 0$.

Escribiendo entonces la densidad de equilibrio en términos de la variable x , se tiene

$$n_{\text{eq}} = g \left(\frac{m_\chi T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_\chi/T} = \frac{g}{\sqrt{8\pi^3}} \frac{m_\chi^3}{x_{\text{fo}}^{3/2}} e^{-x_{\text{fo}}}, \quad (2.44)$$

y usando (2.33) en términos de x , se puede encontrar una expresión para el punto de Freeze-out en (2.43) dado por

$$x_{\text{fo}} = \ln \left[\frac{3}{2} \langle \sigma v \rangle g m_\chi M_p x_{\text{fo}}^{1/2} \sqrt{\frac{5}{\pi^5 g_*}} \right], \quad (2.45)$$

donde se tiene una ecuación trascendental. Típicamente para WIMPs el valor para el punto de Freeze-out está entre 10 y 20 [58].

Por otro lado si se consideran partículas tipo FIMP, la ecuación (2.32) sigue siendo válida, pero en este caso debido a la poca cantidad de partículas en el baño térmico en el universo temprano $Y \ll Y_{\text{eq}}$ [24], entonces

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = \langle \sigma v \rangle n_{\text{eq}}^2, \quad (2.46)$$

y por tanto realizando los mismos cambios de variables anterior se puede expresar (2.46) como una ecuación diferencial de variables separables

$$dY = \frac{\langle \sigma v \rangle s}{Hx} Y_{\text{eq}}^2 dx. \quad (2.47)$$

Integrando desde 0 a ∞

$$Y_{\infty} = \frac{135 \langle \sigma v \rangle m_{\chi} M_p g^2}{32 g_{*s} \pi^7} \sqrt{\frac{5\pi}{g_*}} \int_0^{\infty} x^3 e^{-2x} dx, \quad (2.48)$$

donde la integral tiene un valor numérico de $\frac{3}{8}$, por lo que la densidad de reliquia final es

$$Y_{\infty} = \frac{405 \langle \sigma v \rangle m_{\chi} M_p g^2}{256 g_{*s} \pi^7} \sqrt{\frac{5\pi}{g_*}}, \quad (2.49)$$

a diferencia del Yield obtenido en un Freeze-out (2.40), en el Freeze-in (2.49) depende directamente de la sección eficaz de las interacciones. Otra diferencia sustancial es en el momento de producción donde en este caso se da para un $x \sim 5$. Numéricamente la solución para una partícula tipo FIMP es la mostrada en la Figura 2.2b.

Capítulo 3

Dos partículas en el Sector Oculto y su oscilación con fotones

3.1. Introducción

Tal como hemos mencionado, la manera más sencilla de introducir física más allá del SM, es incluir nuevas partículas que participen en observables físicos, como por ejemplo el caso de la DM. A pesar del éxito del SM y del modelo Λ CDM, aún existen problemas que estos dos modelos no pueden resolver, es por esto la importancia de tener nueva física.

La búsqueda de estas partículas (ALPs y HPs) es hasta ahora bastante intensa, especialmente debido a que ellas pueden ser DM [52, 54, 68–70], donde ambas partículas, como se mostró en la Sección 1.1 del Capítulo 1, tienen oscilaciones con fotones.

Se han realizado esfuerzos experimentales para testear las mezclas de fotones con partículas vectoriales y escalares (ver Figura 1.1), por lo que pensar en tener ambas partículas nuevas a la vez, u otro tipo de partículas hipotéticas, incluso interactuando entre ellas, es un escenario posible [11–14]. Ya se ha recurrido a modelos de este estilo, como por ejemplo en [71] en el cual consideran un

HP acoplado al campo del ALP, además de un término de “Kinetic Mixing” cuyo objetivo era encontrar una compatibilidad entre experimentos de polarización del vacío (PVLAS) [72], el cual fue descartado el año siguiente, y las restricciones astrofísicas. Luego en [73], un modelo de ALPs y HPs fue usado para explicar una línea espectral de 3.55 keV en algunos clusters de galaxias. Otros como en [74, 75], donde el pseudo-escalar es el Axion de QCD acoplado al HP y éste último esta acoplado al SM a través del término de Kinetic Mixing. Además, modelos en los cuales se tiene un campo de Axion que al comenzar a oscilar genera una inestabilidad taquiónica que se ve reflejada en una producción de HPs como radiación oscura [76] o como DM [56, 77].

Utilizaremos la construcción de [73], en donde el acoplo entre ALPs y fotones es mediado por el HP. Modelo con el cual estudiaremos sus consecuencias fenomenológicas, en el vacío, en experimentos de tipo PVLAS y LSW.

3.2. El modelo

Consideremos el siguiente Lagrangiano introducido en [73]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu} - \frac{1}{4}x_{\mu\nu}x^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \frac{1}{2}\sin\chi f_{\mu\nu}x^{\mu\nu} + \frac{1}{4}g\phi x_{\mu\nu}\tilde{x}^{\mu\nu} - \frac{m_\phi^2}{2}\phi^2 + \frac{m_{\gamma'}^2 \cos^2\chi}{2}x_\mu x^\mu, \quad (3.1)$$

donde $f_{\mu\nu}$ es el tensor del campo asociado al fotón (a_μ), $x_{\mu\nu}$ es el símil para el campo del HP (x_μ), los tildes representan los duales, ϕ es el campo del ALP, χ representa el acoplo entre el fotón y el HP (Kinetic Mixing), g es la constante de acoplo entre ALPs y el HP, m_ϕ es la masa del campo ALP y $m_{\gamma'}$ es la masa del HP. La constante de acoplo entre el campo de ALPs y del HP tiene la siguiente forma $g \propto \alpha_x/(2\pi f_\phi)$, donde α_x es el análogo de la constante de estructura fina, pero en el HS y f_ϕ es la constante de decaimiento de los ALPs.

Notamos del Lagrangiano (3.1), que el campo del fotón solo está acoplado de

forma directa al campo del HP mediante el Kinetic Mixing. Al realizar un cambio de base aparecerá un acoplo también con las ALPs, realizando la siguiente redefinición de los campos:

$$X_\mu = x_\mu - \sin \chi a_\mu \quad (3.2)$$

$$A_\mu = a_\mu \cos \chi, \quad (3.3)$$

con lo cual en esta nueva base, podemos re-escribir los campos en (3.1) dando como resultado:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} X_{\mu\nu} X^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{1}{4} g \phi X_{\mu\nu} \tilde{X}^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} g \tan \chi \phi X_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{4} g \tan^2 \chi \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - \frac{m_\phi^2}{2} \phi^2 + \frac{1}{2} m_{\gamma'}^2 \cos^2 \chi \\ & \times (X_\mu X^\mu + 2 \tan \chi X_\mu A^\mu + \tan^2 \chi A_\mu A^\mu). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Notamos que en esta nueva base, eliminamos el término de Kinetic Mixing, pero se genera un acoplo entre los ALPs y los fotones del SM, con constante de acoplo $g \tan^2 \chi$, además de una matriz de masa no-diagonal que genera la mezcla entre fotones y HPs.

Trabajaremos entonces con este último Lagrangiano, al cual le calcularemos las ecuaciones de movimiento para los campos A , X y ϕ :

$$-\partial_\mu F^{\mu\nu} + g \tan \chi \partial_\mu \phi \tilde{X}^{\mu\nu} + g \tan^2 \chi \partial_\mu \phi \tilde{F}^{\mu\nu} = m_{\gamma'}^2 (\cos \chi \sin \chi X^\nu + \sin^2 \chi A^\nu), \quad (3.5)$$

$$-\partial_\mu X^{\mu\nu} + g \partial_\mu \phi \tilde{X}^{\mu\nu} + g \tan \chi \partial_\mu \phi \tilde{F}^{\mu\nu} = m_{\gamma'}^2 \cos^2 \chi (X^\nu + \tan \chi A^\nu), \quad (3.6)$$

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m_\phi^2 \phi = g \frac{1}{4} X_{\mu\nu} \tilde{X}^{\mu\nu} + g \frac{1}{2} \tan \chi \left(X_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \tan \chi F_{\mu\nu} \right) \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (3.7)$$

3.3. Probabilidades en vacío

Comenzaremos el análisis con el escenario más sencillo, el cual es un haz de fotones propagándose en el vacío. Siguiendo lo mostrado en [48], consideraremos la configuración más simple que nos permita obtener expresiones manejables, tanto para las probabilidades como para sus efectos ópticos.

Consideraremos una fuente coherente de fotones con frecuencia ω propagándose en la dirección \hat{z} . Asumiendo que la extensión espacial del rayo de fotones transversal a la dirección de propagación es mucho mayor que la longitud de onda, es posible considerarla como unidimensional. Adicionalmente se asume la presencia de un campo magnético externo $\vec{B} = B_o \hat{x}$, esto para tener oscilación entre las tres partículas. También se supondrá que no existen fuentes externas de los campos ocultos. Empezaremos por linealizar las ecuaciones de movimiento, suponiendo que el campo electromagnético externo es mucho más fuerte que el campo del fotón, es decir, $|\vec{A}_{\text{ext}}| \gg |\vec{A}|$ (para más detalle ver Sección 1.1 del Capítulo 1) y que los términos de la forma $\phi|\vec{A}|$, $|\vec{A}||\vec{X}|$, $\phi|\vec{X}|$ pueden ser despreciados.

Con estas suposiciones se pueden re-escribir las ecuaciones (3.5), (3.6), (3.7) como:

$$-\left(\partial_t^2 - \vec{\nabla}^2\right) \vec{A} - g \tan^2 \chi \partial_t \phi \vec{B} = m_{\gamma'}^2 \left(\sin^2 \chi \vec{A} + \cos \chi \sin \chi \vec{X} \right) \quad (3.8)$$

$$\left(\partial_t^2 - \vec{\nabla}^2\right) \phi + m_{\phi}^2 = g \tan \chi \partial_t \vec{X} \cdot \vec{B} + g \tan^2 \chi \partial_t \vec{A} \cdot \vec{B} \quad (3.9)$$

$$-\left(\partial_t^2 - \vec{\nabla}^2\right) \vec{X} - g \tan \chi \partial_t \phi \vec{B} = m_{\gamma'}^2 \cos^2 \chi \left(\vec{X} + \tan \chi \vec{A} \right). \quad (3.10)$$

Tal como se mencionó anteriormente, se tiene una fuente de fotones coherentes, por lo que se puede utilizar la aproximación de onda plana, es decir:

$$\vec{A}(z, t) = e^{i\omega t} \vec{A}(z) \quad (3.11)$$

$$\phi(z, t) = e^{i\omega t} \phi(z) \quad (3.12)$$

$$\vec{X}(z, t) = e^{i\omega t} \vec{X}(z). \quad (3.13)$$

Reemplazando (3.11)-(3.13) en (3.8)-(3.9), y utilizando la aproximación $(\omega^2 + \partial_z^2) \approx 2\omega(\omega - i\partial_z)$ ¹, tenemos para las componentes perpendiculares al campo magnéti-

¹válida si la variación del campo externo es despreciable con respecto a la longitud de onda del fotón

co:

$$\left(\omega - i\partial_z - \frac{m_{\gamma'}^2}{2\omega} \begin{pmatrix} \sin^2 \chi & \sin \chi \cos \chi \\ \sin \chi \cos \chi & \cos^2 \chi \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} A_{\perp} \\ X_{\perp} \end{pmatrix} = 0, \quad (3.14)$$

y para las componentes paralelas al campo \vec{B} :

$$\left(\omega - i\partial_z - \frac{1}{2\omega} \begin{pmatrix} m_{\gamma'}^2 \sin^2 \chi & m_{\gamma'}^2 \sin \chi \cos \chi & g B \omega \tan^2 \chi \\ m_{\gamma'}^2 \sin \chi \cos \chi & m_{\gamma'}^2 \cos^2 \chi & g B \omega \tan \chi \\ g B \omega \tan^2 \chi & g B \omega \tan \chi & m_{\phi}^2 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} A_{\parallel} \\ X_{\parallel} \\ \phi \end{pmatrix} = 0. \quad (3.15)$$

Con la linealización obtenemos una ecuación diferencial de primer orden del tipo-Schrödinger, $i\partial_z \psi(z) = H\psi(z)$, donde $\psi(z) = \{A_{\parallel}(z), X_{\parallel}(z), \phi(z)\}$. Como se esperaba la parte perpendicular de los fotones no interactúa con los ALPs, por lo que se tiene el modelo mostrado en (1.29). Como podemos ver también de (3.15), además del usual acoplo entre ALPs y HP con los fotones, se tiene un término de interacción entre los ALPs y HP, acoplo que permite oscilaciones cuando se tiene encendido el campo magnético.

Para resolver las tres amplitudes de los campos, notamos que es posible diagonalizar el Hamiltoniano del sistema mediante una rotación, en este caso usando una matriz de rotación de 3×3 , tal que

$$\begin{pmatrix} A_{\parallel} \\ X_{\parallel} \\ \phi \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} A'_{\parallel} \\ X'_{\parallel} \\ \phi' \end{pmatrix}; \quad R^T R = I, \quad \det(R)^2 = 1. \quad (3.16)$$

R corresponde a la matriz que diagonaliza al Hamiltoniano en la ecuación (3.15), $R^T H R = \text{diag}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$. Por lo tanto, los estados primados en la ecuación anterior son autoestados de (masa) propagación, cuya relación de dispersión esta dada por

$$\omega_1 = \omega = k, \quad (3.17)$$

$$\omega_2 = \omega - \Omega - \Delta \quad (3.18)$$

$$\omega_3 = \omega - \Omega + \Delta. \quad (3.19)$$

Donde las funciones Ω y Δ están definidas, respectivamente, por

$$\Omega \equiv \frac{m_{\gamma'}^2 + m_{\phi}^2}{4\omega}, \quad \Delta \equiv \frac{gB}{2 \cos^2 \chi} \sqrt{\sin^2 \chi + x^2 \cos^4 \chi}, \quad x \equiv \frac{m_{\gamma'}^2 - m_{\phi}^2}{2gB\omega}. \quad (3.20)$$

Una conveniente parametrización de la matriz R está dada por dos ángulos, θ y χ ,

$$R = \begin{pmatrix} \cos \chi & \cos \theta \sin \chi & -\sin \theta \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \theta \cos \chi & -\cos \chi \sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta. \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Donde,

$$\sin \theta = \frac{\sin \chi}{\sqrt{\mathcal{F}^2 + \sin^2 \chi}}, \quad \mathcal{F} = \left(x + \frac{2\Delta}{Bg} \right) \cos^2 \chi. \quad (3.22)$$

El estado A_{\parallel} (y también A_{\perp} , pero solo nos enfocaremos en la componente paralela por ahora) es producido primero por la fuente de fotones, pero ya que no es un autoestado de masa, oscilará en X_{\parallel} o en ϕ , los cuales tampoco son autoestados de masa. Notar que los estados X_{\parallel} y ϕ son estériles a la corriente de materia.

Usando la ecuaciones (3.16) y (3.21) se tiene (omitiremos el sub-índice paralelo por ahora)

$$A(z) = \cos \chi A'(z) + \sin \chi \Phi(z), \quad (3.23)$$

$$X(z) = -\sin \chi A'(z) + \cos \chi \Phi(z), \quad (3.24)$$

$$\phi(z) = \sin \theta X'(z) + \cos \theta \phi'(z). \quad (3.25)$$

Donde hemos tomado $\Phi(z) = \cos \theta X'(z) - \sin \theta \phi'(z)$. Notemos que este estado es ortogonal a ϕ .

Los campos primados son autoestados de masa, por lo tanto su propagación puede ser encontrada con el operador evolución $Y'(z) = U(z)Y'(0)$.

En esta base, hay oscilaciones entre $\Phi(z)$ y $\phi(z)$, las cuales están parametrizadas y controladas por el ángulo θ . Su evolución puede ser obtenida desde la evolución

de X' y ϕ' , los cuales tienen energía ω_2 y ω_3 , respectivamente.

$$\begin{pmatrix} \phi(z) \\ \Phi(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi'(z) \\ X'(z) \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Por otro lado, Φ puede ser escrito como $\Phi = \cos \chi X + \sin \chi A$, por lo tanto el campo de ALP oscila en esta combinación lineal de fotones y HPs, y viceversa.

Es conveniente escribir la interacción de A y X en término del estado de propagación A' y el estado Φ , aunque éste último no sea un autoestado de masa, tenemos

$$\begin{pmatrix} A(z) \\ X(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'(z) \\ \Phi(z) \end{pmatrix}. \quad (3.27)$$

En esta “base” las oscilaciones entre A y X están controladas por el ángulo χ . Es sencillo desde acá encontrar las amplitudes de los campos a una distancia z desde el origen, considerando como condición inicial $A_{\parallel}(0) = 1$, $X_{\parallel}(0) = 0$, $\phi(0) = 0$, obteniendo

$$\begin{aligned} A_{\parallel}(z) &= \cos^2 \chi + \sin^2 \chi (e^{i(\Omega+\Delta)z} \cos^2 \theta + e^{i(\Omega-\Delta)z} \sin^2 \theta), \\ X_{\parallel}(z) &= \sin \chi \cos \chi (-1 + e^{i(\Omega+\Delta)z} \cos^2 \theta + e^{i(\Omega-\Delta)z} \sin^2 \theta), \\ \phi(z) &= -i \sin \chi \sin 2\theta \sin(\Delta z). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Donde hemos despreciado una fase común $e^{-i\omega z}$ en las tres amplitudes.

Con esto podemos encontrar las probabilidades de oscilación a una distancia z desde la fuente. La probabilidad de encontrar un fotón a una distancia z , ya sea oscilando en ALP, HP o manteniéndose como fotón, es respectivamente

$$\begin{aligned} P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma'_{\parallel}} &= 4 \cos^2 \chi \sin^2 \chi \left(\cos^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) + \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \cos^2 \theta \sin^2 \theta \sin^2 \delta_1 \right), \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$P_{\gamma \rightarrow \phi} = 4 \sin^2 \chi \cos^2 \theta \sin^2 \theta \sin^2 \delta_1. \quad (3.30)$$

y $P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma_{\parallel}}(z) = 1 - P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma'_{\parallel}} - P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \phi}$. En (3.29) y (3.30) se ha definido

$$\delta_1 = \Delta z, \quad \delta_2 = \Omega z. \quad (3.31)$$

Para la componente perpendicular se tiene la expresión mostrada en la sub-Sección 1.1.2 del Capítulo 1, es decir

$$P_{\gamma_{\perp} \rightarrow \gamma'_{\perp}} = 4 \sin^2 \chi \cos^2 \chi \sin^2 \left(\frac{m_{\gamma'}^2 z}{4\omega} \right). \quad (3.32)$$

Es importante notar que en este modelo, suponemos que cualquier tipo de campo oculto es cero o despreciable, se produce un desacoplo del ALP (tanto del HP como del fotón) en dos escenarios diferentes: cuando $\theta = \{0, n\pi\}$ y $\theta = (2n + 1)\pi/2$, $n \in \mathbb{Z}$. El primero corresponde a $g \times B \rightarrow 0$ y $m_{\gamma'} > m_{\phi}$. El segundo ocurre cuando $g \times B \rightarrow 0$, pero $m_{\phi} > m_{\gamma'}$. Esto puede ser visto explícitamente en las ecuaciones (3.25) y desde la definición del ángulo θ en (3.22).

3.3.1. Efectos de rotación y elipticidad

Como mostramos en la sub-Sección 1.1.1 del Capítulo 1, debido a la acción del campo magnético la amplitud total del campo del fotón difiere de la original debido a que la componente paralela cambia respecto a la perpendicular. Este efecto es medido en experimentos dedicados a la birrefringencia magnética del vacío como por ejemplo PVLAS [72] y BMV [78], donde se tienen restricciones para la constante de acoplo ALP-fotón y la masa del escalar. Como mencionamos anteriormente, en el escenario fotón-HP no existe tal efecto, ya que ambas componentes del fotón cambian de la misma manera.

Recordemos que ya mostramos las ecuaciones de elipticidad y rotación en (1.31) y (1.32), respectivamente.

Luego de manipular un poco la expresión para $A_{\parallel}(z)$ dada en (3.28), encontramos

$$\varphi_{\parallel} = \sin^2 \chi [\sin \delta_2 \cos \delta_1 + \cos 2\theta \sin \delta_1 \cos \delta_2], \quad (3.33)$$

$$\epsilon_{\parallel} = \sin^2 \chi [1 - \cos \delta_2 \cos \delta_1 + \cos 2\theta \sin \delta_2 \sin \delta_1]. \quad (3.34)$$

Mientras que resolviendo (3.14), encontramos

$$\varphi_{\perp} = \sin^2 \chi \sin \left(\frac{m_{\gamma'}^2 z}{2\omega} \right), \quad (3.35)$$

$$\epsilon_{\perp} = 2 \sin^2 \chi \sin^2 \left(\frac{m_{\gamma'}^2 z}{4\omega} \right). \quad (3.36)$$

3.3.2. Casos límites para la probabilidad de oscilación y resonancias

Es útil analizar el comportamiento del ángulo de mezcla θ , mediante el cálculo de $\tan 2\theta$. Desde la definición de (3.22), tenemos $\cos \theta = \mathcal{F} / \sqrt{\mathcal{F}^2 + \sin^2 \chi}$, entonces

$$\tan 2\theta = \frac{2\mathcal{F} \sin \chi}{\mathcal{F}^2 - \sin^2 \chi}. \quad (3.37)$$

Teniendo en cuenta la expresión de \mathcal{F} , ec. (3.22), podemos reconocer tres regímenes

(I) $|x| \ll \sin \chi \ll 1,$

(II) $\sin \chi \ll |x| \ll 1,$

(III) $\sin \chi \ll 1 \ll |x|.$

Régimen de mezcla fuerte o resonancia (I):

En este límite, $|m_{\gamma'}^2 - m_{\phi}^2|/2gB\omega \ll \chi \ll 1$, por lo tanto este régimen corresponde a masas muy pequeñas de los WISPs respecto a gB , o el caso de masas cercanamente degeneradas $m_{\gamma'} \sim m_{\phi}$ (este último caso lo analizaremos de manera

independiente). En este régimen encontramos las siguientes aproximaciones

$$\Delta \approx \frac{gB}{2} \chi \left(1 + \frac{x^2}{2\chi^2} \right), \quad \mathcal{F} \approx x + \chi, \quad (3.38)$$

con lo cual, en el límite $x \ll \sin \chi \ll 1$ el ángulo θ queda determinado por

$$\tan 2\theta \approx \frac{\chi}{x} = \frac{2\chi gB\omega}{m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2} \gg 1. \quad (3.39)$$

Por lo tanto la mezcla entre ϕ y la combinación lineal $\cos \chi X + \sin \chi A$ es maximizada. Para el ángulo $\theta \rightarrow \pi/4$ tenemos

$$\theta_s \sim \frac{\pi}{4} - \frac{m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2}{4gB\omega\chi}, \quad (3.40)$$

donde hemos considerado que $m_{\gamma'} > m_\phi$. Para el caso contrario en que $x < 0$, es decir $m_{\gamma'} < m_\phi$, tenemos $\theta \rightarrow -\pi/4 - |x|/2\chi$.

Claramente, si las masas son muy pequeñas respecto gB , entonces $\delta_1 \gg \delta_2$ para este régimen. Así las probabilidades en este caso están dadas por

$$P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \phi}(z) \approx \chi^2 \sin^2\left(\frac{gB\chi z}{2}\right) \left[1 - \left(\frac{m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2}{2gB\omega\chi} \right)^2 \right], \quad (3.41)$$

$$P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma'_{\parallel}}(z) \approx 4\chi^2 \sin^4\left(\frac{gB\chi z}{4}\right) + \chi \frac{m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2}{gB\omega} \sin^2\left(\frac{gB\chi z}{2}\right). \quad (3.42)$$

Una característica notable de este modelo es que incluso si ambas partículas WISPs no tienen masas, el fenómeno de oscilación se mantiene², como se ve en la ecuación anterior. Lo cual no sucede en modelos de HP-fotón.

Régimen de mezcla débil (II):

Este régimen se mantiene mientras $gB\chi \ll |m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|/(2\omega) \ll gB$. Para este escenario los parámetros relevantes de la ecuación (3.20), están dados por

$$\Delta \approx \frac{|m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|}{4\omega} + \frac{\chi^2 gB}{4|x|}, \quad (3.43)$$

$$\mathcal{F} = \begin{cases} 2|x| + \frac{\chi^2}{2|x|}, & \text{si } x > 0, \quad |x| < 1 \\ \frac{\chi^2}{2|x|} & \text{si } x < 0, \quad |x| < 1 \end{cases}, \quad (3.44)$$

²Señalar que el campo magnético debe permanecer encendido.

donde $x < 0$ corresponde a $m_{\gamma'} \lesssim m_\phi$ y $x > 0$ al caso $m_{\gamma'} \gtrsim m_\phi$ and $x < 0$.

Primero analizaremos el caso $x > 0$, donde el ángulo de oscilación en este caso, θ_w , esta dado por

$$\tan 2\theta_w \approx \frac{\chi}{|x|} + \mathcal{O}\left(\frac{\chi^3}{|x|^3}\right) = \frac{2gB\omega\chi}{|m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|} \ll 1 \quad (3.45)$$

$$\theta_w \approx \frac{gB\omega\chi}{|m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|}. \quad (3.46)$$

En este régimen la conversión en ALPs está suprimida con respecto a la del HP y la forma de la probabilidad en este caso es la misma que en el modelo ALP-fotón, pero suprimida por $\chi^2\theta_w^2$

$$P_{\gamma \rightarrow \phi} \approx 4\chi^2\theta_w^2 \sin^2(\Delta L) = \frac{\chi^4(gBL)^2}{4} |F(\delta_1)|^2, \quad F(\delta_1) = \frac{1}{\delta_1} \sin(\delta_1), \quad (3.47)$$

donde la función $F(\delta_1)$ es el factor de forma, el cual puede ser maximizado a $F(\delta_1) \rightarrow 1$, para $\delta_1 \ll 1$.

La probabilidad de conversión al HP en este régimen esta dada por

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} \approx 4\chi^2 \left(\sin^2\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right) - \frac{\theta_w^2}{2} (\cos(\delta_2 - \delta_1) - \cos(\delta_1 + \delta_2)) \right) - P_{\gamma\phi}. \quad (3.48)$$

Siendo $P_{\gamma\phi}$ la probabilidad obtenida en (3.47).

Para la jerarquía inversa, $x < 0$, el ángulo de oscilación es

$$\tan 2\theta_{inv} \approx -\frac{\chi}{|x|} + \mathcal{O}\left(\frac{\chi^3}{|x|^3}\right), \quad (3.49)$$

$$\theta_{inv} \approx \frac{\pi}{2} - \theta_w. \quad (3.50)$$

Para esta jerarquía la probabilidad de oscilación ALP-fotón es la misma encontrada en (3.47), mientras que para HP-fotón es

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} \approx 4\chi^2 \left(\sin^2\left(\frac{\delta_2 - \delta_1}{2}\right) + \frac{\theta_w}{2} (\cos(\delta_2 - \delta_1) - \cos(\delta_1 + \delta_2)) \right) - P_{\gamma\phi}. \quad (3.51)$$

Notemos que en este régimen para $x < 0$, tenemos $(\delta_1 + \delta_2) \sim m_\phi^2 L / (2\omega)$ y $(\delta_2 - \delta_1) \sim m_{\gamma'}^2 L / (2\omega)$. Por lo tanto la frecuencia de oscilación principal es más pequeña que en la jerarquía contraria.

Régimen de mezcla muy débil (III):

Este régimen se mantiene para $|m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|/2gB\omega \gg 1$ y $\chi \ll 1$. Como en el caso anterior encontramos los mismos valores límites para Δ y \mathcal{F} , por tanto se tiene

$$\Delta \approx \frac{|m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2|}{4\omega} \sim \Omega, \quad (3.52)$$

$$\theta_w \approx \begin{cases} \frac{gB\omega\chi}{m_{\gamma'}^2 - m_\phi^2}, & \text{si } m_{\gamma'} > m_\phi \\ \pi/2, & \text{si } m_{\gamma'} < m_\phi \end{cases}. \quad (3.53)$$

Entonces para una mezcla muy débil $|\chi| \gg 1$, hay un total desacoplo del ALP con las otras partículas. Debido a que el acoplo entre los HP y fotones sigue siendo mediado por χ , mientras que para los ALPs el ángulo θ cada vez es más pequeño en este régimen.

Caso especial de (I), masas degeneradas: $m_{\gamma'} \sim m_\phi$

En el caso de masas degeneradas, estamos en completa resonancia, es decir, el ángulo de mezcla es $\theta = \pi/4$. Además $x = 0$, independientemente de la escala de masas y de gB . Definiremos $m \equiv m_\gamma \simeq m_\phi$, con lo cual $\Delta = gB\chi/2$ y $\Omega = m^2/2\omega$. En este escenario se identifican dos casos: cuando $\Omega < \Delta$ ($\delta_1 > \delta_2$), o equivalentemente $\frac{m^2}{gB\omega} < \chi$, al cual denominaremos campo fuerte. Donde se tienen las mismas probabilidades que en (I), pero independientes de la masa.

El segundo caso es cuando $\Delta < \Omega$ ($\delta_2 > \delta_1$), o equivalentemente $\frac{m^2}{gB\omega} > \chi$, denominado campo débil. Donde $P_{\gamma-\phi}$ es la misma encontrada en (3.41) y para la probabilidad entre fotones y HP se tiene

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = \chi^2 (2 - \cos(\delta_2 - \delta_1) - \cos(\delta_1 + \delta_2) - \sin^2 \delta_1) \quad (3.54)$$

$$\approx \chi^2 \left(4 \sin^2 \left(\frac{\delta_2}{2} \right) - \sin^2 \delta_1 \right). \quad (3.55)$$

3.4. Análisis de efectos observables

En esta sección analizaremos efectos observables de este modelo, en particular el ángulo de elipticidad y la probabilidad de oscilación mediante experimentos

del tipo LSW. Para el ángulo de elipticidad se explicarán los efectos encontrados de manera superficial, para más detalles ver [32], debido a que la mayor restricción proviene de experimentos tipo LSW. El ángulo de rotación descrito en (1.32) no será estudiado debido a que los efectos de esta cantidad pueden asociarse con la probabilidad de oscilación, por lo cual éstos serán cubiertos en la sección de LSW.

3.4.1. Ángulo de elipticidad en experimentos de birrefringencia del vacío

Como hemos mencionado, el haz de fotones entra en la región con campo magnético sus componentes evolucionan diferente, lo cual se traduce en ángulo de elipticidad. En la Figura 3.1 se observa la comparación entre modelos ALP-fotón (líneas naranja oscuro punteadas), nuestro modelo propuesto (línea azul) y la medición experimental de la elipticidad para PVLAS [30], con valor $|\psi_{\text{exp}}| = 9 \times 10^{-11}$ (línea roja punteada). En la gráfica, la nomenclatura es $f_i \rightarrow g_{\phi\gamma\gamma} = 10^{-i} \text{ GeV}^{-1}$ y $g_i \rightarrow g = 10^{-i} \text{ eV}^{-1}$.

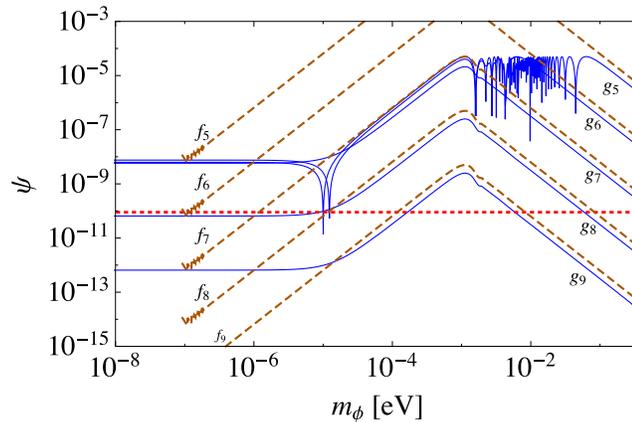


Figura 3.1: Comparación entre modelos ALP-fotón con nuestro modelo propuesto para $m_{\gamma'} = 10^{-6} \text{ eV}$, $B = 2,6 \text{ T}$, $\chi = 10^{-2}$, $\omega = 1 \text{ eV}$, $L = 1 \text{ m}$

Como se puede observar, existe un espacio de parámetros en el cual ambos modelos son bastante similares, en donde uno podría hacer la identificación $g_{\phi\gamma\gamma} \rightarrow g\chi^2$, con $g_{\phi\gamma\gamma}$ la constante de acoplo en modelos ALP-fotón. Sin embargo, observamos una nueva zona en la cual nuestro modelo puede excluir un espacio de parámetros diferente al de los modelos ALP-fotón, además de una región de saturación en la elipticidad luego de un cierto valor para la constante de acoplo g .

Las principales novedades de este modelo provienen del régimen de mezcla fuerte como se muestra en la Figura 3.2a, donde se observa una exclusión para la zona izquierda del gráfico, a diferencia de los modelos ALP-fotón en donde sólo se tiene una exclusión en forma de “V” como la mostrada en la Figura 3.2b. Para esta región izquierda se tiene una estimación de

$$g \lesssim 10^{-7} \text{eV}^{-1} \left(\frac{2,5T}{B} \frac{10^{-2}}{\chi} \frac{1 \text{ m}}{L} \right) \quad (3.56)$$

Otra característica de nuestro modelo es la aparición de “gaps” como se observa en la Figura 3.2. Esto representa zonas en el espacio de parámetros que no pueden ser restringidas, dadas por

$$g = \frac{4\pi n}{B\chi L}, \quad \Rightarrow \quad g = 5,1 \times n \times 10^{-7} \text{eV}^{-1} \left(\frac{2,5T}{B} \frac{10^{-2}}{\chi} \frac{1 \text{ m}}{L} \right), \quad n \in Z. \quad (3.57)$$

Estos espacios sin restringir producidos por los “gaps” pueden llenarse al modificar la configuración experimental.

En la Figura 3.3 mostramos los comportamientos de la Elipticidad para diferentes pares de valores $(m_{\gamma'}, \chi)$.

3.4.2. Experimentos tipo LSW

Otro experimento interesante de revisar es el de Light Shinning through the Wall (LSW). El cual esta dividido en dos regiones y una pared que separa dichas regiones. La región (I) posee una longitud L , un láser que ilumina la pared y un campo magnético homogéneo. Para la región (II) la configuración es idéntica, pero tenemos un detector de fotones.

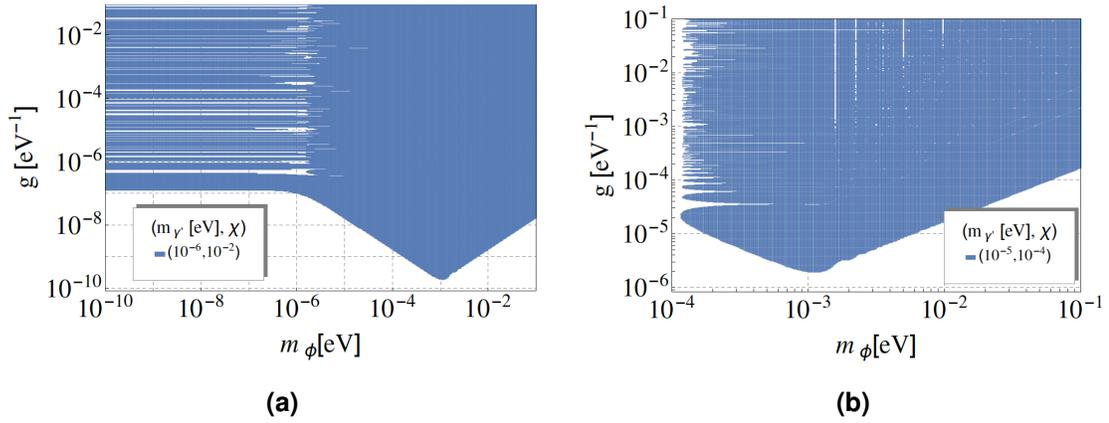


Figura 3.2: Ejemplos de Elipticidad tomando $\psi = 9 \times 10^{-11}$ como se señala en [ref 22 paper1], con una configuración experimental $B = 2,5$ T, $L = 1$ m y $\omega = 1$ eV.

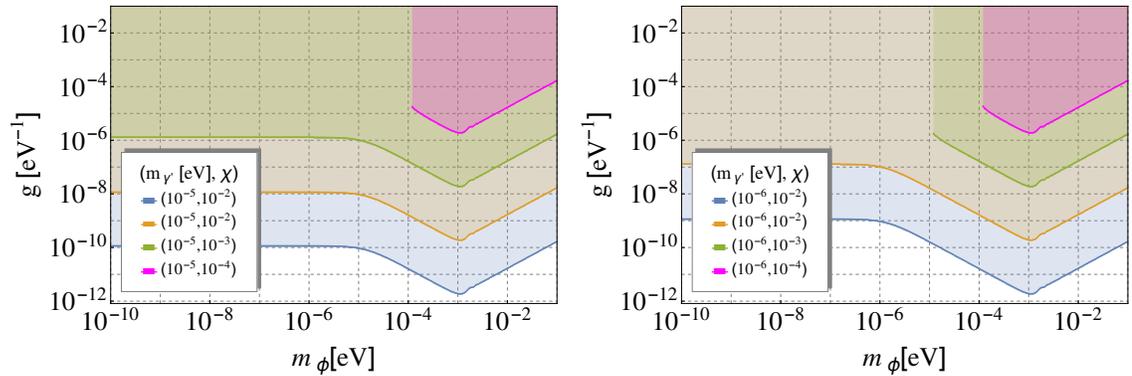


Figura 3.3: Comportamiento de la Elipticidad para diferentes pares de valores $(m_{\gamma'}, \chi)$, con una configuración experimental $B = 2,5$ T, $L = 1$ m y $\omega = 1$ eV.

La idea base de este experimento consiste en que el láser en la región (I) envía fotones hacia la pared, los cuales atraviesan el campo magnético homogéneo y, en caso de que estas partículas hipotéticas existan, estos fotones pueden oscilar en ALPs o HPs. Éstas últimas al no interactuar con la pared pueden atravesarla y luego en la región (II) reconvertirse en un fotón para ser medido con el detector.

Estos experimentos están actualmente bajo mejoras importantes, por ejemplo,

los experimentos ALPS en DESY [79]. Entre las mejoras más importante se encuentran la longitud de la región del campo magnético usado, el uso de cavidades de Fabry-Perot y detectores de fotones de conteo único.

Como nuestro modelo presenta oscilaciones en las tres partículas involucradas (fotón-ALP-HP), podría ser que se perdiera sensibilidad en experimentos tipo LSW, debido a que ahora también se tiene la posibilidad de oscilación ALP-HP, disminuyendo la probabilidad de encontrar un fotón en la región (II).

Para calcular esta probabilidad comenzaremos asumiendo que los fotones son absorbidos por la pared, por lo que $A(L + \delta L) = 0$, donde δL es el grosor de la pared y asumiremos que $L \gg \delta L$. Despreciando el ancho de la pared con respecto a la longitud L , los estados de propagación A' , X' , ϕ' y el estado de interacción Φ , justo después de la pared, están dados por

$$A'(L + \delta L) = \phi(L) \sin \theta + \Phi(L) \cos \theta, \quad (3.58)$$

$$\phi'(L + \delta L) = \phi(L) \cos \theta - \Phi(L) \sin \theta, \quad (3.59)$$

$$\Phi(L + \delta L) = X(L) \cos \chi. \quad (3.60)$$

Utilizando (3.26) y (3.27), podemos encontrar de forma sencilla la amplitud del fotón, ALP y HP a una distancia $z = 2L$. Sin embargo, este tipo de experimentos mide la probabilidad de encontrar un fotón en la región (II), por lo que solo escribiremos la amplitud de A_{\parallel} , siendo

$$A_{\parallel}(2L) = \sin^2 \chi \left(\cos^2 \chi \left(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta e^{-2i\delta_1} - e^{-i(\delta_1 + \delta_2)} \right)^2 + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left(-1 + e^{-2i\delta_1} \right)^2 \right). \quad (3.61)$$

Donde hemos omitido una fase común de $e^{2i(\delta_1 + \delta_2)}$.

Para nuestra aproximación de δL despreciable, se puede chequear que $P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\parallel}} = |P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \phi}(L) + P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma'_{\parallel}}(L)|^2$, donde $P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \phi}$ y $P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \gamma'_{\parallel}}$ están dadas por (3.29) y (3.30) res-

pectivamente, por lo que la expresión explícita es

$$P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\parallel}} = 16 \sin^4 \chi \left(\cos^2 \chi \left(\sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \right) + \cos^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \right) + \sin^2 \chi \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \delta_1 \right)^2, \quad (3.62)$$

y para la componente perpendicular se tiene $P_{\gamma_{\perp} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\perp}} = P_{\gamma_{\perp} \rightarrow \gamma'_{\perp}}(L)^2$, donde

$$P_{\gamma_{\perp} \rightarrow \gamma'_{\perp}}(L) = 16 \sin^4 \chi \cos^4 \chi \sin^4 \left(\frac{m_{\gamma'}^2 L}{4\omega} \right), \quad (3.63)$$

Entonces la probabilidad total incluye tanto la componente paralela como la perpendicular, es decir

$$P_{\text{LSW}} = w_{\parallel} P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\parallel}} + w_{\perp} P_{\gamma_{\perp} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\perp}}, \quad (3.64)$$

donde w es un peso que considera la polarización inicial de la onda.

Usaremos nuevamente los regímenes de mezcla discutidos anteriormente para aproximar las expresiones y discutir la física detrás de ellas.

Caso (I), $|x| \ll \sin \chi$:

Considerando las aproximaciones para el régimen de mezcla fuerte, la probabilidad puede aproximarse como

$$P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\parallel}} \approx 4\chi^4 (1 - \cos \delta_1 \cos \delta_2)^2, \quad (3.65)$$

encontrando que la probabilidad en este régimen es insensible ante la masa de los WISPs tal como se muestra en la Figura 3.4, excepto cuando el ángulo de oscilación δ_2 sale del rango de aproximación de ángulo pequeño. Esto último ocurre cuando $|m_{\gamma'}^2 + m_{\phi}^2| > \text{meV}$, la cual es una pequeña sub-región del espacio de parámetros.

De (3.65) se observa que la oscilación puede estar suprimida si se cumple cualquiera de las dos siguientes condiciones

$$\delta_1 \approx 2n\pi \quad \text{y} \quad \delta_2 \approx 2m\pi, \quad m, n \in \mathbb{Z}, \quad (3.66)$$

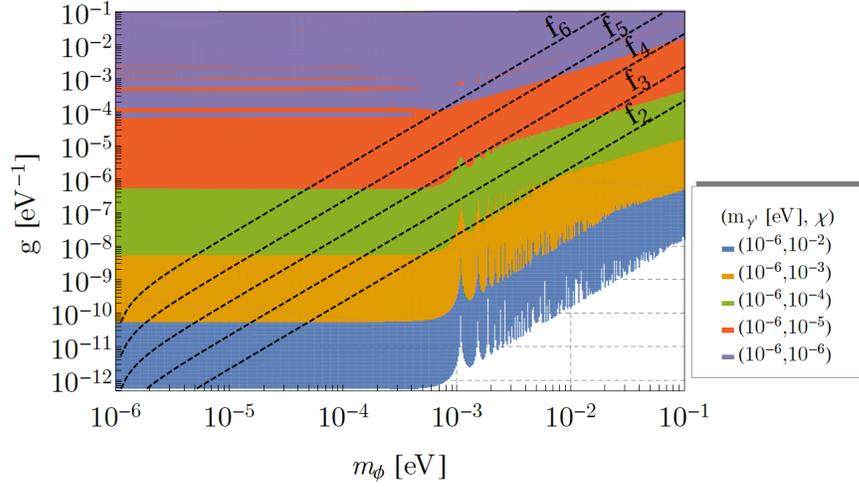


Figura 3.4: Exclusión para diferentes pares de valores $(m_{\gamma'}, \chi)$, donde las líneas punteadas de f_i representan el paso entre un régimen y otro. Por sobre es mezcla fuerte y por bajo débil.

o

$$\delta_1 \approx (2n + 1)\pi \quad \text{y} \quad \delta_2 \approx (2m + 1)\pi, \quad m, n \in \mathbb{Z}. \quad (3.67)$$

Para el caso de masas pequeñas, $|m_{\gamma'}^2 + m_{\phi}^2| < \text{meV}$, tenemos $\delta_2 < 1$ y solo la condición (3.66) puede mantenerse, generando franjas delgadas de insensibilidad en

$$g\chi = \frac{4\pi n}{BL}, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (3.68)$$

Estas franjas corresponden a las mostradas en las Figuras 3.4 y 3.5, que pueden ocurrir en regiones donde $g\chi > 3 \times 10^{-10} \text{eV}^{-1}$.

Para masas más grande $|m_{\gamma'}^2 + m_{\phi}^2| \sim \text{meV} - 10^{-2} \text{eV}$, pero aún en el caso de mezcla fuerte, observamos de la Figura 3.4 franjas que van en “diagonal”, lo cual indica que tanto (3.66) como (3.67) se cumplen. Cabe señalar que las líneas punteadas f_i corresponden a $|x| = \chi = 10^i$, es decir, f_2 corresponde a $|x| = \chi = 10^{-2}$. Estas líneas representan el límite entre el cambio de mezcla fuerte a mezcla débil, por sobre la línea se está en el régimen de mezcla fuerte y por bajo la línea, los regímenes de mezcla débil y muy débil.

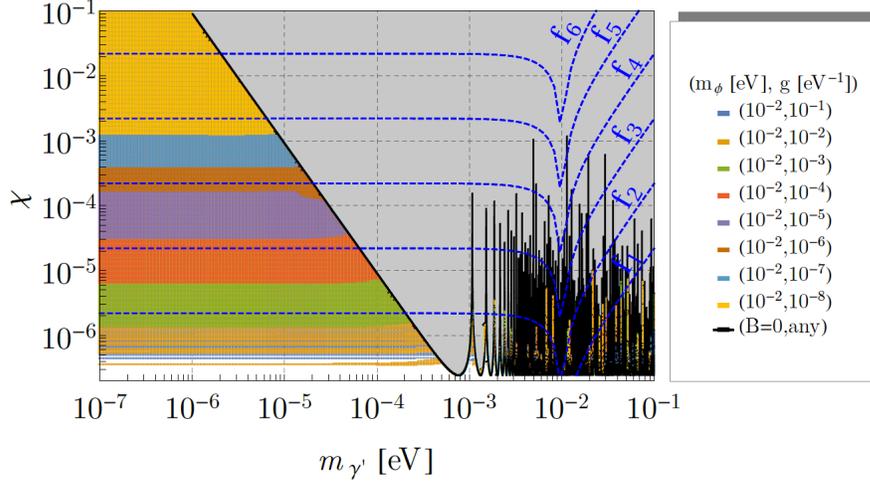


Figura 3.5: Exclusión para diferentes pares de valores de (m_ϕ, g) . Incluyendo el caso para $B = 0$ representado por la zona gris.

Tal como se mencionó antes, estas franjas pueden ser eliminadas al variar el arreglo experimental, como por ejemplo cambiar las longitudes del experimento.

Casos (II) y (III), $\sin \chi \ll |x|$:

Las expresiones encontradas en esta sección aplican para los regímenes débil y muy débil. Así la aproximación para la probabilidad está dada por

$$P_{\gamma_{\parallel} \rightarrow \mathcal{W} \rightarrow \gamma_{\parallel}} \approx 16\chi^4 \sin^4 \left(\frac{m_{\gamma'}^2 L}{4\omega} \right) + O(\chi^6/x^2). \quad (3.69)$$

Se observa que la probabilidad depende mayoritariamente de la masa del HP, puesto que es el término de orden menor. Sin embargo, cuando se tiene $m_{\gamma'}^2 L/4\omega \approx \pi n$, el término dominante es suprimido y es necesario considerar el término de

orden superior

$$O(\chi^6/x^2) = \frac{8\chi^6}{x^2} \sin \delta_1 \sin^2 \left(\frac{m_{\gamma'}^2 L}{4\omega} \right) (\mp \sin \delta_2 + \sin \delta_1 \chi^2) , \quad (3.70)$$

término que también depende de la masa de ϕ , como se observa por bajo las líneas f_i en la Figura 3.4.

La Figura 3.5 muestra la oscilación dada por (3.69), ya que cuando $B = 0$ (zona gris) no existe término subdominante (3.70) y por tanto se tiene oscilaciones representadas por las líneas negras. Notar que para $B = 0$ todo el espacio representado por la zona gris está excluido para los valores de $(m_{\gamma'}, \chi)$ incluso en nuestro modelo. Adicionalmente observamos que este modelo impone más restricciones, debido a la región para masas pequeñas que es totalmente cubierta gracias a las oscilaciones inducidas por el campo magnético.

En el caso de los ALPs se tiene un límite para la constante de acoplo del orden de $g \sim 10^{-14} \text{ eV}^{-1}$ cuando $\chi = 10^{-1}$. Por lo tanto el acoplo efectivo a fotones que puede ser probado, $\chi^2 g$ es del orden de $\chi^2 g \lesssim 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}$ para la zona de masas pequeñas; que es bastante similar al modelo ALP-fotón. Esto podría generarse debido al efecto de resonancia que podría aparecer en dicha zona.

3.5. Conclusiones

Presentamos un análisis detallado de un modelo en el cual HPs y ALPs están acoplados y su mezcla con fotones, al estar en presencia de un campo magnético. Encontramos un interesante escenario de mezcla de tres partículas, con dos ángulos de oscilación, el usual χ que parametriza la intensidad de acoplo entre HP y fotones mediante el “Kinetic Mixing”, y un segundo ángulo de mezcla dado por (3.37) que controla las oscilaciones de ALPs con la combinación lineal $\cos \chi X_{\parallel} - \sin \chi A_{\parallel}$. Este ángulo puede ser maximizado en presencia de un campo magnético intenso, y por tanto también la probabilidad de conversión a fotón.

Encontramos además que incluso siendo partículas sin masas (o masas degeneradas), existe una probabilidad de oscilación y de observar sus efectos. Incluso se puede discriminar entre modelos de una sola partícula WISP y nuestro modelo. Esto debido a los “gaps” que aparecen en las mediciones y las líneas “diagonal” mencionadas anteriormente y observadas en la Figura 3.4, además de los efectos observados en la Elipticidad.

Otra característica de nuestro modelo es que logramos recuperar el caso HP-fotón al apagar el campo magnético, ya que el ALP se desacopla totalmente de ambos. Sin embargo, pueden haber distintas propiedades en otro tipo de experimentos, como por ejemplo ADMX [80] si uno o ambos son candidatos a DM.

Capítulo 4

Estableciendo Densidad de Reliquia de Materia Oscura en una Era de Decaimiento de Partículas

4.1. Introducción

Tal como se mencionó en la Sección 2.4 del Capítulo 2, el mecanismo de Freeze-out/Freeze-in estándar se basa en el hecho que las partículas de DM salen del baño térmico durante la época dominada por radiación, es decir, cuando la tasa de expansión del universo es $H \propto T^2$. Sin embargo, este mecanismo puede variar al realizar cambios tanto en el modelo de partículas como en el modelo cosmológico, por ejemplo: supongamos que la DM se desacopla en algún momento del universo en el cual la densidad de energía dominante es diferente a radiación, lo cual se traduce en una relación del parámetro de Hubble-Temperatura diferente al estándar.

Un caso “natural”, en muchas extensiones del Modelo Estándar, es el de una temprana era de dominación de materia, en donde $H \propto T^{3/2}$ [81], o un escenario en el cual se tiene decaimiento de partículas, lo que significa una inyección de

entropía al baño térmico y en este caso $H \propto T^4$ [82–85].

Podemos entonces tener un universo dominado a tiempos temprano por un campo ϕ , con una ecuación de estado general del tipo (2.5). Haremos una redefinición para ω , en la cual

$$\omega = \frac{n+1}{3}, \quad (4.1)$$

donde n es un número entero. Entonces la evolución de la densidad de energía del campo ϕ posee una ley de potencia arbitraria, de la forma $\rho_\phi(t) = \rho_\phi(t_I) a^{-(4+n)}$.

La interpretación de diferentes valores de ω , y por consiguiente de n , tienen relación con diferentes tipos de modelos o restricciones; así por ejemplo: $\omega \in (-1, -1/3)$, o equivalentemente $n \in (-4, -2)$, están permitidos en modelos con un periodo inflacionario de de Sitter y su transición a radiación [86]. Otro ejemplo es el mostrado en [87], donde se considera un campo escalar real ϕ con un potencial

$$V(\phi) = \frac{4-2n}{(4+n)^2 t_I^2} \exp\left[(\phi(t_I) - \phi)\sqrt{n+4}\right], \quad (4.2)$$

el cual es positivo para valores de $\omega \in (-1, 1)$, que corresponde a $n \in (-4, 2)$. Sin embargo, para valores de $\omega > 1$, o equivalentemente $n > 2$, se tiene un potencial negativo.

En [87, 88] se estudio las consecuencias para la DM, suponiendo que su densidad de reliquia se establece en un periodo en donde el universo se expande más rápido que radiación, es decir, $H \propto T^{n/2+2}$ con $n > 0$. Para este caso la densidad de energía de ϕ eventualmente se vuelve despreciable debido al redshift (expansión del universo). Dentro de estos valores permitidos de n está el caso de “Kination” ($n = 2$), en donde el universo está dominado por la energía cinética de un campo escalar ϕ , como por ejemplo el inflatón [89–92].

Por otro lado si consideramos el caso en que $n < 0$, para poder recuperar los éxitos de la cosmología estándar, se debe requerir que este nuevo campo escalar ϕ decaiga. Esto debido a que sabemos que las predicciones de BBN son acertadas y la inclusión de este nuevo campo no debe modificar dichas predicciones, con lo

cual a temperaturas del orden de $T \sim 10 \text{ MeV}$ radiación debería ser la energía dominante en el universo.

Por lo tanto nos enfocaremos en la inclusión de un nuevo campo ϕ , el cual puede ser un fermión o un bosón, que domina tempranamente la energía del universo y genera una tasa de expansión $H \propto T^{n/2+2}$. La principal característica de este estudio recae en que la reliquia de DM se establece mientras el universo está en un periodo de producción de partículas debido al decaimiento del campo ϕ , es decir, $H \propto T^4$. Producto de estos decaimientos la entropía no se conserva, generando huellas en reliquia de DM, manifestandose de distinta manera si la partícula de materia oscura realiza Freeze-In o Freeze-out. La finalidad de este trabajo es mostrar que una cosmología no-estándar cambia la forma en la reliquia de DM y por tanto puede evadir ciertas restricciones experimentales.

4.2. Ecuaciones de Boltzmann sin conservación de entropía

Como mencionamos anteriormente, una de las características de la Cosmología Estándar es la conservación de entropía en el universo (2.26). En el caso que se mostrará a continuación, la entropía no está conservada debido a la producción de partículas en el universo temprano.

Las expresiones que derivaremos a continuación reproducen los casos mostrados en [84] para $n = -1$ y en [93] para $n = 2$. Comenzaremos considerando las siguientes ecuaciones de Boltzmann

$$\dot{\rho}_\phi + (4 + n)H\rho_\phi = -\Gamma_\phi\rho_\phi, \quad (4.3)$$

$$\dot{\rho}_R + 4H\rho_R = \Gamma_\phi\rho_\phi + 2\langle E_X \rangle (n_X^2 - n_{\text{eq}}^2) \langle \sigma v \rangle, \quad (4.4)$$

$$\dot{n}_X + 3Hn_X = \frac{b}{m_\phi} \Gamma_\phi\rho_\phi - (n_X^2 - n_{\text{eq}}^2) \langle \sigma v \rangle, \quad (4.5)$$

donde Γ_ϕ y m_ϕ son la tasa de decaimiento al SM y la masa de la partícula ϕ . Las variables con puntos indican una derivada respecto al tiempo, el factor b parametriza el “Branching ratio” de ϕ a la DM, $\langle\sigma v\rangle$ representa la sección eficaz de aniquilación, n_{eq} es la densidad de número en equilibrio usual y $\langle E_x\rangle$ es el promedio de energía esperado de cada estado de DM.

Por convención se define el parámetro Γ_ϕ en términos de la temperatura de re-calentamiento T_{RH} después del decaimiento de ϕ , como

$$\Gamma_\phi = \sqrt{\frac{4\pi^3 g_*(T_{\text{RH}})}{45} \frac{T_{\text{RH}}^2}{M_{\text{Pl}}}}, \quad (4.6)$$

generalmente esta convención proviene de $H(T_{\text{RH}}) = \Gamma_\phi$, donde el parámetro de Hubble presenta solo la densidad de energía de radiación.

Adicionalmente a las ecuaciones (4.3)-(4.5), se tiene la ecuación para el parámetro de Hubble descrita por

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{\text{Pl}}^2} (\rho_\phi + \rho_R + \rho_X), \quad (4.7)$$

donde se considera todas las densidades de energía presentes.

Podemos escribir todas las cantidades relevantes de manera adimensional para resolver las ecuaciones de una manera más sencilla. Para ello comenzamos definiendo el factor de escala adimensional

$$A \equiv \frac{a}{a_I} = a T_{\text{RH}}, \quad (4.8)$$

donde a_I es un valor inicial de referencia, escogido como $a_I = 1/T_{\text{RH}}$.

Del mismo modo siguiendo el análisis mostrado en [84], podemos escribir de manera adimensional los campos

$$\Phi \equiv \rho_\phi a^{4+n} T_{\text{RH}}^n = \frac{\rho_\phi A^{4+n}}{T_{\text{RH}}^4}, \quad R \equiv \rho_R a^4 = \frac{\rho_R A^4}{T_{\text{RH}}^4}, \quad X \equiv n_X a^3 = \frac{n_X A^3}{T_{\text{RH}}^3}. \quad (4.9)$$

Usando estas expresiones adimensional, el parámetro de Hubble (4.7) se puede expresar como

$$H = \frac{T_{RH}^2}{M_{Pl} A^{2+n/2}} \sqrt{\frac{8\pi}{3} \left(\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}} \right)}. \quad (4.10)$$

A modo de prueba, se puede elegir $n = -1$ obteniendo la misma expresión que en [84].

Expresaremos también las ecuaciones (4.3)-(4.5) en término de las expresiones adimensionales. Así, sustituyendo en (4.3) se tiene

$$\dot{A} \frac{d}{dA} \left(\frac{\Phi}{(A a_I)^{4+n} T_{RH}^n} \right) + (4+n) H \frac{\Phi}{(A a_I)^{4+n} T_{RH}^n} = -\Gamma_\phi \frac{\Phi}{(A a_I)^{4+n} T_{RH}^n}. \quad (4.11)$$

Manipulando la expresión un poco más y considerando (2.1), se obtiene

$$HA\phi' = \Gamma_\phi \Phi, \quad (4.12)$$

donde la variable primada representa una derivada con respecto a A . Usando (4.10) y (4.6), tenemos finalmente

$$\phi' = -\sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \frac{\Phi A^{1+n/2}}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}}. \quad (4.13)$$

De manera análoga, podemos expresar (4.4) y (4.5) como

$$R' = \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \frac{\Phi A^{1-n/2}}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}} + \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{2\langle \sigma v \rangle \langle E_X \rangle M_{Pl} A^{n/2-1} (X^2 - X_{eq}^2)}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}} \quad (4.14)$$

y

$$X' = \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \frac{b}{m_\phi} \frac{\Phi T_{RH} A^{-n/2}}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}} - \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{\langle \sigma v \rangle M_{Pl} T_{RH} A^{n/2-2} (X^2 - X_{eq}^2)}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}}, \quad (4.15)$$

respectivamente.

4.3. Temperatura máxima de radiación

Suponemos que la densidad de energía en el universo temprano está dominada por ϕ , y más aún, suponemos que la radiación inicial del baño térmico es despreciable. Lo cual implica que la densidad de energía inicial para el campo ϕ está dada por $\rho_\phi(a_I) = (3/8\pi)H_I^2 M_{\text{Pl}}^2$, donde $H_I \equiv H(a_I)$ es la tasa inicial de expansión del universo. En este punto, todas las cantidades con sub-índice I , estarán referidas al momento $a = a_I$.

Así, las condiciones iniciales en términos de las variables adimensional son

$$\Phi_I = \frac{3H_I^2 M_{\text{Pl}}^2}{8\pi T_{\text{RH}}^4}, \quad R_I = X_I = 0, \quad A_I = 1. \quad (4.16)$$

Un caso en el cual estas condiciones iniciales pueden aparecer es, por ejemplo, inmediatamente luego de inflación tal como es el caso de $n = 2$ o “Kinaton” [89–92].

En [84], los autores estudiaron la evolución de la temperatura del baño térmico del SM, suponiendo que antes del decaimiento de ϕ la componente de radiación en el universo es despreciable.

Lo que se observó fue que durante el periodo dominado por materia, la temperatura aumenta debido al decaimiento de ϕ hasta un punto máximo T_{Max} en el cual el parámetro de Hubble sufre una transición a $H \propto T^4$. Enfriándose entonces hasta $T = T_{\text{RH}}$ donde $H \simeq \Gamma_\phi$, lo cual indica que posterior a esto los decaimientos de ϕ se vuelven despreciables y el universo vuelve a estar dominado por radiación, es decir, $H \propto T^2$.

Generalizaremos este análisis para el caso en que el parámetro de Hubble (4.7) posee una potencia arbitraria en términos de la temperatura, debido a la ecuación de estado general de ϕ .

Bajo esta suposición, podemos despreciar el segundo término en (4.14) y

usando las condiciones iniciales (4.16) se tiene

$$R' = \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \Phi_I^{1/2} A^{1-n/2}, \quad (4.17)$$

e integrando obtenemos

$$R = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \sqrt{\Phi_I} \left(\frac{1}{2-n/2} \right) (A^{2-n/2} - 1) & \text{para } n < 4 \\ \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \sqrt{\Phi_I} \ln(A) & \text{para } n = 4 \end{cases}. \quad (4.18)$$

Debido a que la temperatura es una medida de la densidad de energía de radiación (2.21), podemos encontrar una relación entre T y A

$$\rho_R = \frac{\pi^2 g_*(T)}{30} T^4 = R \left(\frac{T_{RH}}{A} \right)^4. \quad (4.19)$$

Sustituyendo (4.18) en (4.19), se puede obtener la evolución de la temperatura (para $n \neq 4$)

$$T = \left(\frac{45 g_*(T_{RH})}{4\pi^3 g_*^2(T)} \right)^{1/8} (H_I M_{Pl} T_{RH}^2)^{1/4} \left[\frac{A^{-(2+n/2)} - A^{-4}}{2 - n/2} \right]^{1/4}. \quad (4.20)$$

Observamos que (4.20) tiene un punto crítico A_{Max} , en donde la temperatura deja de crecer y comienza a decrecer. Para $|n| < 4$

$$A_{Max} = \left(\frac{n+4}{8} \right)^{2/(n-4)}. \quad (4.21)$$

Recordemos que $A_I = 1$ corresponde a $T = T_{RH}$ y $a > 1$ implica que $a > a_I$. Entonces para $A > A_{Max}$ el término A^{-4} en (4.20) puede ser despreciado y $T \propto A^{-(n/2+2)}$. Notar que el valor de A_{Max} es sensible al exponente n de la tasa de expansión del universo temprano.

Reemplazando (4.21) en (4.20) encontramos la temperatura máxima, dada por

$$T_{Max} = \left(\frac{45 g_*(T_{RH})}{4\pi^3 g_*^2(T_{Max})} \right)^{1/8} (M_{Pl} H_I T_{RH}^2)^{1/4} \left(\frac{2}{4-n} \right)^{1/4} \left[\left(\frac{n+4}{8} \right)^{\frac{4+n}{4-n}} - \left(\frac{n+4}{8} \right)^{\frac{8}{4-n}} \right]^{1/4}. \quad (4.22)$$

Como referencia, para distintos valores de n se tiene aproximadamente

$$T_{\text{Max}} \simeq (M_{\text{Pl}} H_I T_{\text{RH}}^2)^{1/4} \times \begin{cases} 0,30 & \text{para } n = -1 \\ 0,31 & \text{para } n = -2 \\ 0,33 & \text{para } n = -3 \end{cases}, \quad (4.23)$$

donde se tomó $g_*(T_{\text{RH}}) \approx g_*(T_{\text{Max}}) \approx 100$. Por ejemplo, tomando algunos valores como $H_I \sim \text{eV}$ y $T_{\text{RH}} \sim 1 \text{ TeV}$, se tiene que $T_{\text{Max}} \sim 3 \text{ TeV}$ para $n \sim \mathcal{O}(1)$.

Podemos re-escribir la ecuación (4.20) en términos de una función normalizada $f(A_{\text{Max}}) = 1$ como sigue

$$T = T_{\text{Max}} f(A) \quad (4.24)$$

con

$$f(A) \equiv \kappa(T) [A^{-(2+n/2)} - A^{-4}]^{1/4} \quad (4.25)$$

y

$$\kappa(T) = \left[\frac{g_*(T_{\text{Max}})}{g_*(T)} \right]^{1/4} \left[\left(\frac{4+n}{8} \right)^{\frac{4+n}{4-n}} - \left(\frac{4+n}{8} \right)^{\frac{8}{4-n}} \right]^{-1/4}. \quad (4.26)$$

Del mismo modo, algunos valores de referencias para κ son

$$\kappa(T) \approx \left[\frac{g_*(T_{\text{Max}})}{g_*(T)} \right]^{1/4} \begin{cases} \left(\frac{8^8}{3^3 \cdot 5^5} \right)^{1/20} & \text{para } n = -1 \\ \left(\frac{4^4}{3^3} \right)^{1/12} & \text{para } n = -2 \\ \left(\frac{16^6}{7^7} \right)^{1/28} & \text{para } n = -3 \end{cases}. \quad (4.27)$$

Tal como se muestra en la Figura 4.1, se observa para diferentes valores de n que desde A_I comienza a aumentar la temperatura hasta un punto máximo T_{Max} y la tasa de expansión en este periodo es $H \propto T^{n/2+2}$. Pasado el punto de T_{Max} la temperatura comienza a descender y el parámetro de Hubble cambia a $H \propto T^4$.

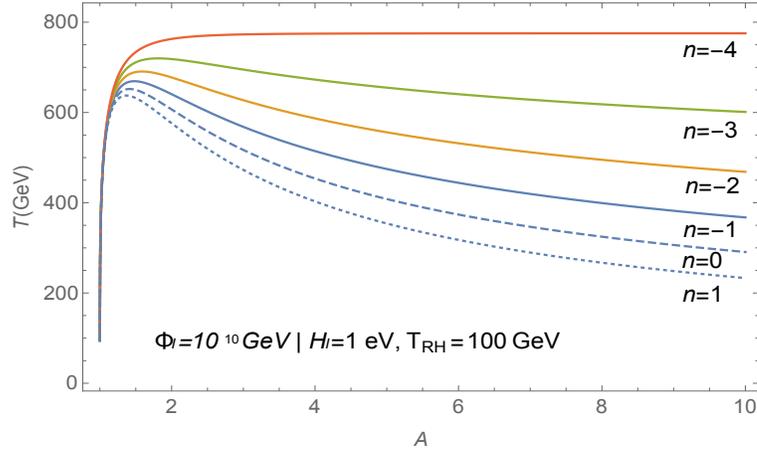


Figura 4.1: Evolución de la Temperatura en función de A para diferentes valores de n .

Recordar que en este caso suponemos que el campo ϕ domina la energía del universo, y por tanto, esta solución es válida solo hasta que la densidad de ϕ se vuelve comparable con radiación; a este momento lo denotaremos por A_x .

Para el rango $A_{\text{Max}} < A < A_x$, el término de A^{-4} en (4.20) puede despreciarse, es decir,

$$T \sim \kappa T_{\text{Max}} A^{-(2+n/2)/4}, \quad (4.28)$$

en este periodo la densidad de energía del campo ϕ escala como $\rho = \Phi_I T_{\text{RH}}^4 / A^{4+n}$ y sigue dominando la densidad de energía en el universo. Con lo cual usando (4.10) y (4.16) se tiene

$$H^2 \simeq \frac{8\pi}{3M_{\text{Pl}}} \frac{\Phi_I T_{\text{RH}}^4}{A^{4+n}} = (H_I A^{-(4+n)/2})^2, \quad (4.29)$$

más aún, de (4.28) y (4.20) se puede encontrar el factor de escala en términos de la temperatura, obteniendo

$$A^{-(4+n)/2} = \left(\frac{4\pi^3 (2 - n/2)^2 g_*^2(T)}{45 g_*(T_{\text{RH}})} \right)^{1/2} \frac{T^4}{H_I M_{\text{Pl}} T_{\text{RH}}^2}. \quad (4.30)$$

Finalmente usando (4.30) en (4.29) se tiene una expresión para H en $A_{\text{Max}} < A < A_x$

$$H = |4 - n| \left(\frac{\pi^3 g_*(T)}{45 g_*(T_{\text{RH}})} \right)^{1/2} \frac{T^4}{M_{\text{Pl}} T_{\text{RH}}^2}. \quad (4.31)$$

Por lo que A_{Max} indica el punto en el cuál comienza la transición hacia $H \propto T^4$.

4.4. Inicio de la dominación de radiación

Debido a los decaimientos de ϕ , eventualmente radiación se vuelve la componente dominante en el universo, lo cual es deseable para que las observaciones de BBN no sufran ningún cambio.

La densidad de energía de ϕ está dada por (4.13) y al usar las condiciones iniciales mostradas en (4.16), obtenemos una ecuación de variables separables

$$\frac{d\Phi'}{\sqrt{\Phi}} = -dA \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{\text{RH}})}{30}} A^{1+n/2}. \quad (4.32)$$

Evaluando esta integral desde $A_i = 1$ encontramos

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_i \cdot \exp \left[-\sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{\text{RH}})}{30}} \frac{1}{2+n/2} (A^{2+n/2} - 1) \right] & \text{para } n \neq -4 \\ \Phi_i \cdot A^{-\sqrt{\pi^2 g_*(T_{\text{RH}})/30}} & \text{para } n = -4 \end{cases}. \quad (4.33)$$

Ya que la densidad de energía de ϕ cae rápidamente, mientras que radiación aumenta gradualmente, hasta que en A_x ambas se vuelven iguales, es decir, $\Phi(A_x) \simeq R(A_x)$. Pasado el punto de igualdad A_x , en poco tiempo el universo comienza a ser dominado por radiación y por tanto el parámetro de Hubble cambia a $H \propto T^2$. Además la ecuación encontrada para radiación anteriormente (4.18) ya no es válida para $A \gtrsim A_x$ (al igual que la Figura 4.1) debido a que para el punto de igualdad no es razonable despreciar la contribución de R^1 . Para encontrar el

¹Esta aproximación también es inválida si el valor de X crece mucho, pero ya que el crecimiento de X depende del parámetro b/m_ϕ , el cual es pequeño, sigue siendo despreciable para el cálculo de A_x

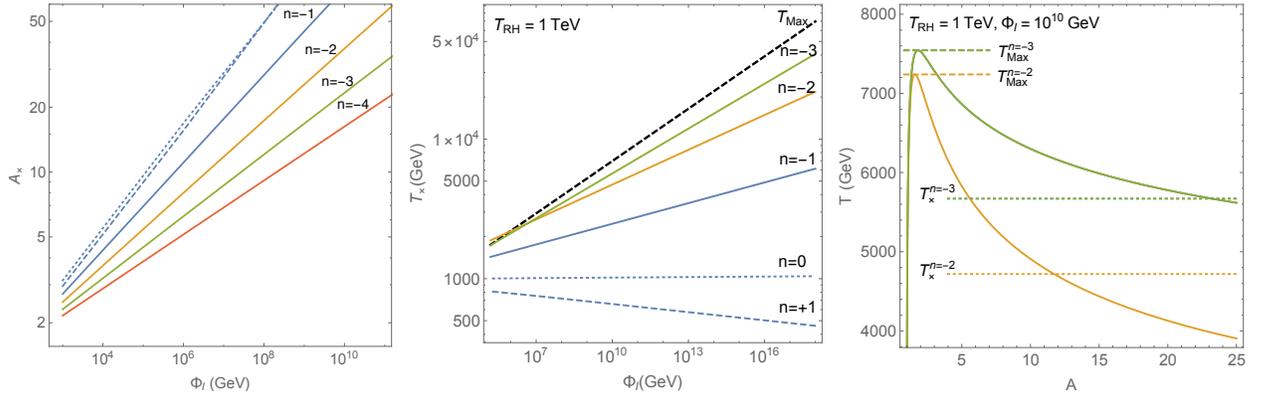


Figura 4.2: Solución numérica para A_x y T_x en función de Φ_I para distintos n (Izquierda y Centro, respectivamente). Solución numérica para T en función de A (Derecha) para $n = -2$ y -3 .

punto de igualdad A_x debemos resolver numéricamente las ecuaciones acopladas (4.13) y (4.14) con las condiciones iniciales (4.16).

En la Figura 4.2 se observa los valores de A_x encontrados numéricamente para distintos n , en el cual se puede realizar un ajuste para encontrar la función $A_x(\Phi_I)$, la cual tiene la forma $A_x = c_n \Phi^{m_n}$ donde c_n y m_n son las constantes del ajuste que dependen del valor de n . Recordar que este punto A_x indica el inicio en el cual (4.18) y (4.33) no son válidas. Además mediante (4.20) se puede encontrar T_x al reemplazar los valores de A_x para un T_{RH} dado. Notar que en la Figura 4.2 central se observa la diferencia entre T_{Max} y T_x , la cual indica la longitud de la transición desde $H \propto T^{n/2+2}$ hacia $H \propto T^2$. Finalmente la Figura 4.2 de la derecha muestra la evolución de la temperatura para dos valores particulares de n , los cuales son -2 y -3 .

4.5. Implicaciones en la Materia Oscura

En las secciones anteriores estudiamos el comportamiento de la temperatura y de la tasa de expansión del universo para el caso en que el universo temprano

está dominado por un campo ϕ con una ecuación de estado general. Consideraremos las implicaciones en la DM, en particular, cómo la densidad de reliquia de DM depende del exponente n del parámetro de Hubble $H \propto T^{n/2+2}$, siendo el escenario de interés que la densidad de reliquia sea establecida antes de la dominación de radiación.

En esta sección estudiaremos:

4.5.1: Freeze-in: Producción térmica sin alcanzar el equilibrio.

4.5.2: Freeze-out durante recalentamiento: Producción térmica con equilibrio químico.

4.5.3: Producción no-térmica.

4.5.1. Freeze-in

Primero supondremos que la DM es siempre no-relativista y no alcanza el equilibrio químico ($X \ll X_{\text{eq}}$). Este caso de producción de DM ha sido formulado en [23] y desarrollado en [25, 94–98]. Para nuestro estudio consideramos que la evolución de X está dada por (4.15), donde por el momento tomaremos el caso $b = 0$, tenemos de forma aproximada

$$X' = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \langle \sigma v \rangle M_{\text{Pl}} T_{\text{RH}} \Phi_I^{-1/2} A^{n/2-2} X_{\text{eq}}^2, \quad (4.34)$$

con X_{eq} la distribución de equilibrio dada por

$$X_{\text{eq}} \equiv a^3 n_X^{\text{eq}} = \frac{A^3}{T_{\text{RH}}^3} g \left(\frac{M_X T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{M_X}{T}}, \quad (4.35)$$

siendo g los grados de libertad internos de la DM.

Reemplazando (4.28) y (4.35) en (4.34) tenemos

$$X' = \langle \sigma v \rangle \frac{g^2 M_X^3 \kappa^3 T_{\text{Max}}^3}{8\pi^3 H_I T_{\text{RH}}^3} A^{(20+n)/8} e^{-\frac{2M_X A^{(4+n)/8}}{\kappa T_{\text{Max}}}}. \quad (4.36)$$

Podemos expresar la sección eficaz en términos de ondas s y p, es decir, $\langle\sigma v\rangle = \alpha_s/M_X^2 + \alpha_p T/M_X^3$, con lo cual integramos² la ecuación (4.36), obteniendo

$$X_\infty = \frac{2^{-(n+28)/(n+4)}}{n+4} g^2 \frac{(\kappa_{RH} T_{Max})^{(4n+40)/(n+4)}}{\pi^3 H_I T_{RH}^3 M_X^{24/n+4}} \Gamma\left(\frac{n+28}{n+4}\right) \left(\alpha_s + \frac{n+4}{12} \alpha_p\right), \quad (4.37)$$

donde aquí Γ es la función gamma. Suponiendo que la DM es no-relativista y que no alcanza el equilibrio químico para $b \approx 0$, entonces

$$\rho_X(T_{RH}) = M_X n_X(T_{RH}) = M_X X_\infty \frac{T_{RH}^3}{A_{RH}^3}. \quad (4.38)$$

Expresando la densidad de radiación (2.21) en términos de la temperatura de recalentamiento, se tiene

$$\rho_R(T_{RH}) = \frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30} T_{RH}^4, \quad (4.39)$$

y comparando las tasas de densidad de energía ahora (T_{now}) y en recalentamiento (T_{RH}) tenemos

$$\frac{\rho_X(T_{now})}{\rho_R(T_{now})} = \frac{T_{RH} \rho_X(T_{RH})}{T_{now} \rho_R(T_{RH})} = \frac{M_X}{T_{now}} \frac{30}{A_{RH}^3 \pi^2 g_*(T_{RH})} X_\infty. \quad (4.40)$$

Reemplazando (4.37) en (4.40) da como resultado

$$\frac{\rho_X(T_{now})}{\rho_R(T_{now})} = \frac{30 \times 2^{-\frac{n+28}{n+4}} M_X}{A_{RH}^3 \pi^5 g_*(T_{RH}) T_{now} (n+4)} \frac{g^2 (\kappa_{RH} T_{Max})^{\frac{4n+40}{n+4}}}{H_I T_{RH}^3 M_X^{\frac{24}{n+4}}} \Gamma\left(\frac{n+28}{n+4}\right) \left(\alpha_s + \frac{n+4}{12} \alpha_p\right). \quad (4.41)$$

Usando la ecuación (4.28) podemos obtener el valor de A_{RH} y expresar la abundancia de reliquia de DM como

$$\frac{\Omega_X h^2}{\Omega_R h^2} = \frac{30 \times 2^{-\frac{n+28}{n+4}} g^2}{\pi^5 (n+4) H_I g_*(T_{RH}) T_{now}} \Gamma\left(\frac{n+28}{n+4}\right) \frac{(\kappa_{RH} T_{Max})^4}{T_{RH}^{3\frac{(n-4)}{(n+4)}} M_X^{\frac{20-n}{n+4}}} \left(\alpha_s + \frac{n+4}{12} \alpha_p\right), \quad (4.42)$$

en términos de las densidades de energías relativas $\Omega_{R,X}$ para radiación y DM. Notar que en el caso $n = -1$ y reemplazando la forma de T_{Max} , obtenemos la misma expresión para el ‘Caso A’ de [84].

²En esta integral despreciamos la dependencia en la temperatura de κ , asumiendo que $\kappa = \kappa(T_{RH})$

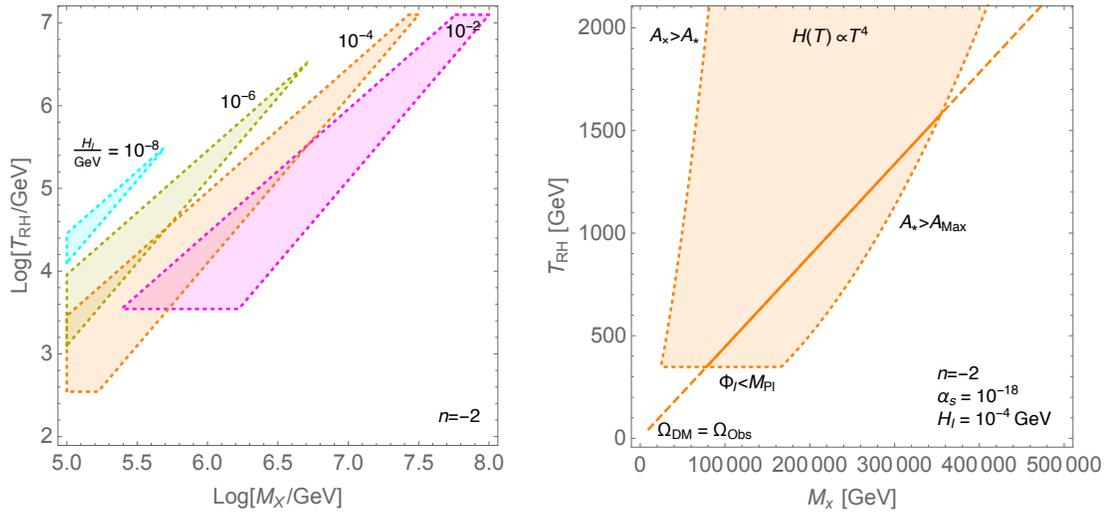


Figura 4.3: Regiones para $T_{RH}-M_X$ donde $A_{Max} < A_* < A_x$, para $n = -2$ (Izquierda). Ejemplo para $n = -2$, $H_I = 10^{-4}$ GeV y $\alpha_s = 10^{-18}$, la línea representa la densidad Ω_{DM} observada (Derecha).

Adicionalmente, derivando la ecuación (4.36) encontramos el punto máximo de producción de DM denotado por A_* . Siendo para el caso de onda-s

$$A_* = \left[\left(\frac{20+n}{4+n} \right) \frac{\kappa T_{Max}}{2M_X} \right]^{\frac{8}{4+n}} \simeq (\Phi_I)^{\frac{1}{4+n}} \left[0,3 \cdot \frac{T_{RH}}{2M_X} \left(\frac{20+n}{4+n} \right) \right]^{\frac{8}{4+n}}, \quad (4.43)$$

donde en la expresión de la derecha usamos (4.16) y (4.23).

Para la densidad de reliquia encontrada en (4.42), es decir, mientras $H \propto T^4$, un requisito es que $A_{Max} < A_* < A_x$. Esto último es debido a que se quiere que la máxima producción de DM se genere mientras ϕ decae a partículas del SM. En la Figura 4.3 (Izquierda) se observa el espacio de parámetros para el cual se cumple la condición impuesta a A_* , notando que al aumentar el valor de Φ_I , y por tanto H_I , se necesita una masa bastante pesada para la DM con el fin de reproducir el valor de reliquia observado.

En la Figura (4.42) (Derecha) se muestra la región de parámetros $A_{Max} < A_* < A_x$, junto con la curva para la cual la densidad de reliquia de DM observada es reproducida ($\Omega_x = \Omega_{obs}$), para un ejemplo específico tomando $n = -2$ y $H_I = 10^{-4}$

con acoplos $\alpha_s = 10^{-18}$ y $\alpha_p = 0$. Recordar que la constante de acoplo es muy pequeña debido a que estas partículas tipo FIMP, no entran en equilibrio térmico. En la siguiente sub-sección mostraremos la condición para α bajo la cual $X < X_{\text{eq}}$ a todo tiempo.

4.5.2. Freeze-out durante recalentamiento

Ahora analizaremos el caso en que la DM alcanza el equilibrio químico y luego realiza Freeze-out mientras $H \propto T^4$. Podemos encontrar el punto de freeze-out como mostramos en (2.43), sustituyendo (4.35) en $n_X^{\text{eq}} = X^{\text{eq}} A^{-3} T_{\text{RH}}^3$ y utilizando la forma de H mostrada en (4.31), se tiene

$$\frac{g}{\sqrt{8\pi^3}} \langle \sigma v \rangle (M_X T_{\text{fo}})^{3/2} \exp\left(\frac{-M_X}{T_{\text{fo}}}\right) = |4 - n| \left(\frac{\pi^3 g_*^2(T_{\text{fo}})}{45 g_*(T_{\text{RH}})}\right)^{1/2} \frac{T_{\text{fo}}^4}{M_{\text{Pl}} T_{\text{RH}}^2}, \quad (4.44)$$

donde T_{fo} es la temperatura de Freeze-out.

De la expresión anterior se encuentra una ecuación trascendental para el punto de Freeze-out, dado por

$$x_{\text{fo}} = \ln \left(\frac{3g M_{\text{Pl}} T_{\text{RH}}^2 g_*(T_{\text{RH}})^{1/2}}{|4 - n| \sqrt{5} \cdot 8\pi^3 g_*(T_{\text{F}}) M_X^3} \left(\alpha_s x_{\text{fo}}^{5/2} + \alpha_p x_{\text{fo}}^{3/2} \right) \right), \quad (4.45)$$

Notar que, como es usual, la poca sensibilidad que tiene la función logaritmo ante pequeños cambios de valores, implica que para un largo espacio de parámetros se tendrá $x_{\text{fo}} \sim \mathcal{O}(10)$. Podemos comparar $T_{\text{fo}} \sim M_X / \mathcal{O}(10)$ con T_x , para ello observamos en la Figura central de (4.2) que $T_x \sim ((\mathcal{O})(100) - (\mathcal{O})(1000)) \text{ GeV}$, por lo tanto para $M_X \gtrsim 1 \text{ TeV}$ se cumple que $T_{\text{fo}} > T_x$ y por tanto existe un gran espacio de parámetros en el cual el Freeze-out puede ocurrir antes de que radiación comience a dominar el universo, es decir, mientras H es descrito por (4.31).

Similar a lo realizado en el caso anterior, para encontrar la densidad de reliquia de DM actual debemos evolucionar su densidad hasta T_{now} , para lo cual evolucionaremos desde T_{fo} hasta T_{RH} y luego desde T_{RH} hasta T_{now} , entonces para la

primera evolución se tiene

$$\rho_X(T_{RH}) = \left(\frac{a(T_{RH})}{a(T_{fo})} \right)^{-(4+n)} \rho_X(T_{fo}) = \left(\frac{g_*(T_{RH})}{g_*(T_{fo})} \right)^2 \left(\frac{T_{RH}}{T_{fo}} \right)^8 \rho_X(T_{fo}), \quad (4.46)$$

donde se uso el factor de escala de FRW, pero escrito en su forma adimensional. Para la segunda evolución seguimos los mismos pasos utilizados en el caso anterior, encontrando

$$\frac{\Omega_X h^2}{\Omega_R h^2} = |4 - n| \frac{5\sqrt{5}}{4\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{g_*(T_{RH})}}{g_*(T_{fo})} \frac{T_{RH}^3}{T_{now} M_X M_{Pl}} \frac{1}{\alpha_s X_{fo}^{-4} + \alpha_p X_{fo}^{-5}/5}. \quad (4.47)$$

De esto podemos notar que la densidad de reliquia para una partícula que realiza Freeze-out es prácticamente insensible al exponente de la tasa de expansión antes de recalentamiento.

Para saber si la densidad de reliquia se genera mediante Freeze-out o Freeze-in depende de si la DM entra o no en equilibrio químico. Específicamente, para $X_\infty \lesssim X_{eq}(T_*)$, donde T_* es la temperatura a la cual domina la producción de DM dada por la ecuación (4.48), la DM se mantendrá fuera del equilibrio en todo momento y por tanto su producción será via Freeze-in. Por lo tanto existe un valor α^{crit} en el cual se rompe la desigualdad $X_\infty \lesssim X_{eq}(T_*)$.

De (4.28) y (4.43), podemos encontrar la expresión para T_* en una onda-s

$$T_* \simeq M_X \left(\frac{8 + 2n}{20 + n} \right). \quad (4.48)$$

Aplicando el criterio que para $\alpha = \alpha^{(crit)}$ se cumple que $X_\infty = X_{eq}(T_*)$, para una onda-s se tiene

$$\alpha_s^{(crit)} = \frac{2\pi^3 M_X^3 (20 + n)^{\frac{3(12-n)}{2(n+4)}} (4 + n)^{\frac{5n-28}{2(n+4)}} |4 - n| g_*(T_*)}{\sqrt{45} g \Gamma\left(\frac{28+n}{4+n}\right) e^{\frac{20+n}{2(n+4)}} M_{Pl} T_{RH}^2 g_*(T_{RH})^{1/2}}, \quad (4.49)$$

por lo que para $\alpha < \alpha^{(crit)}$ la reliquia se establecerá por Freeze-in, en caso contrario será por Freeze-out.

4.5.3. Producción no-térmica

Este escenario es importante cuando $b \neq 0$, en cual caso una significativa población de DM (posiblemente dominante) puede producirse directamente mediante decaimientos de ϕ [85].

El caso de producción no-térmica sin alcanzar equilibrio químico es descrito por la ecuación (4.15) al despreciar el término independiente de b

$$X' = \sqrt{\frac{\pi^2 g_*(T_{RH})}{30}} \frac{b}{m_\phi} \frac{\Phi T_{RH} A^{-n/2}}{\sqrt{\Phi + RA^n + \frac{\langle E_X \rangle X A^{n+1}}{T_{RH}}}}. \quad (4.50)$$

Integrando para $n \neq 2$ desde A_I hasta A_{RH} y aplicando las condiciones iniciales (4.16), encontramos que la población total de DM producto de los decaimientos de ϕ es

$$X_{RH} \equiv X(T_{RH}) \simeq -\frac{2\eta}{n-2} \sqrt{\frac{\pi g_*(T_{RH})}{80}} \frac{H_I M_{Pl}}{T_{RH}} \left(A_{RH}^{1-n/2} - 1 \right), \quad (4.51)$$

donde definimos $\eta \equiv b/m_\phi$, que parametriza la fracción de decaimientos de ϕ en X .

El caso para $n = 2$ es discutido en [93] y se obtiene $X_{RH} \propto \ln(A_{RH})$; pero en nuestro análisis nos enfocaremos solo en (4.51).

Nuevamente utilizando (4.38) y (4.39), tenemos

$$\frac{\rho_{X_b}(T_{now})}{\rho_R(T_{now})} \simeq \frac{15 M_X H_I M_{Pl} \eta}{\sqrt{5}(2-n)\pi^{3/2} g_*(\sqrt{T_{RH}}) T_{RH}^4 T_{now}} \left(A_{RH}^{\frac{2-n}{2}} - 1 \right) \frac{T_{RH}^3}{A_{RH}^3}. \quad (4.52)$$

Utilizando (4.28) para reemplazar A_{RH} , podemos escribir la reliquia de DM

$$\frac{\Omega_X}{\Omega_R} \simeq \frac{15 M_X H_I M_{Pl} \eta}{\sqrt{5}(2-n)g_*(\sqrt{T_{RH}})\pi^{3/2} T_{RH}^3 T_{now}} \left(\left[\frac{\kappa T_{Max}}{T_{RH}} \right]^{\frac{4(2-n)}{n+4}} - 1 \right) \left(\frac{T_{RH}}{\kappa T_{Max}} \right)^{\frac{24}{n+4}}. \quad (4.53)$$

Notar una vez más que (4.53) generaliza la expresión encontrada en [85] para $n = 1$.

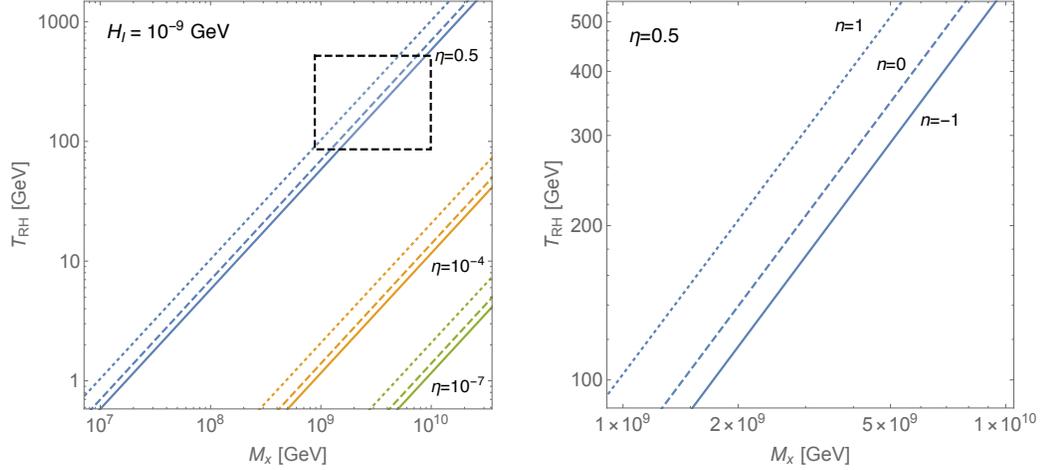


Figura 4.4: Espacio de parámetros que reproducen la densidad de Materia Oscura para producción no-térmica.

En este caso el requerimiento es $A_{\text{Max}} < A_{\text{RH}} < A_x$, donde $A_{\text{RH}} \equiv A(T_{\text{RH}})$. Desde (4.6), (4.20) y (4.28) se tiene que $A_{\text{RH}} \sim (\sqrt{\Gamma_\phi M_{\text{Pl}}}/\kappa T_{\text{Max}})^{-8/(4+n)}$. Ya que de estas cantidades solo A_{RH} depende de Γ_ϕ , esto implica que la inecuación para A_{RH} , descrita anteriormente, no está restringida. La única restricción que podemos imponer es la de BBN [59], que como hemos mencionados no queremos arruinar, por lo que debemos tener al menos un rango de $T_{\text{RH}} \gtrsim 10 \text{ MeV}$.

En la Figura 4.4 mostramos ejemplos en los cuales se puede reproducir la densidad de DM para el caso en que se tiene una producción no-térmica sin alcanzar el equilibrio químico, para valores $n = 0, 1, -1$. En particular, destacamos que los cambios en n tienen un impacto modesto en la temperatura necesaria para reproducir la reliquia de DM, no obstante el parámetro η entrega un gran grado de libertad, lo cual implica impactos substancialmente grande en los valores de T_{RH} necesarios para reproducir la reliquia observado.

Notar que si la fracción de decaimientos de ϕ (controlado por b) es lo suficientemente grande, la DM podría entrar en equilibrio y en tal caso la contribución de producción no-térmica se reduce a la aniquilación de DM. Este decaimiento de ϕ puede mantener en equilibrio a la DM hasta pasado el punto $T \sim M_X$ y por

tanto solo podría hacer Freeze-out en la época en que $T \sim T_{RH}$ (momento en el cual la producción de partículas cesa). Como se argumenta en [85] en el caso 4, esto lleva a un escalamiento en la densidad de radiación debido a la diferencia de entropías entre T_{RH} y el Freeze-out a T_{fo} . Específicamente, la reliquia de DM será $\Omega_X \sim (T_{FO}/T_{RH})\Omega_{RD}$ donde Ω_{RD} es la reliquia esperada desde el Freeze-out durante el dominio de radiación.

4.6. Conclusiones

No se tiene ningún tipo de medición en el universo temprano previo a la época de BBN, por lo que si estuvo o no dominado por radiación antes de éste periodo es desconocido. En esta línea, existen muchos escenarios propuestos en los cuales el universo temprano no está dominado inmediatamente por radiación, sino que atraviesa por periodos con tasas de expansiones diferentes antes de llegar a radiación con la ya conocida forma $H \propto T^2$. En este caso nos hemos enfocado en el caso en que el universo está dominado por algún estado ϕ que lleva a una tasa de expansión de forma general $H \propto T^{n/2+2}$, pero debido al hecho que ϕ decae ocurre una transición a $H \propto T^4$. Observando que la tasa de expansión inicial deja huellas en la densidad de reliquia de DM establecida mientras $H \sim T^4$, porque el valor del exponente n cambia la evolución de la temperatura del baño térmico del SM.

Las posibilidades de que la DM se haya establecido durante periodos de inyección de entropía durante dominación de materia ha sido estudiado en [84] y [85]. Luego se estudio el caso de dominación via “Kinaton” en [93]. En este estudio se generalizó todos estos casos para diferentes épocas de dominación, resaltando además cómo la elección de n se propaga en la cosmología de una era en la cual se tiene una inyección de entropía significativa debido al campo ϕ y también en la densidad de reliquia de DM.

Observamos que para el caso de Freeze-out durante recalentamiento, la densidad de reliquia no es lo suficientemente sensible a la tasa de expansión inicial; no así en el caso de Freeze-in y producción no-térmica, donde se tienen aportes significativos debido a n .

La dependencia de la temperatura con la tasa de expansión inicial puede impactar significativamente en la forma de la reliquia de DM, es por esto que estas variantes cosmológicas se utilizan para ajustar la abundancia de Freeze-out/Freeze-in o incluso para evadir ciertas restricciones experimentales, como por ejemplo en [85, 91, 92, 99–110]. Siendo interesante identificar cómo estos modelos de partículas específicos se modifican para un campo ϕ con una ecuación de estado general. Incluso puede llevarse más allá y utilizar observaciones o parámetros cosmológicos para testear la dependencia de la temperatura con la tasa de expansión inicial, como por ejemplo en desviaciones del espectro de potencias [111–113].

Conclusiones generales

Extensiones al SM, como teoría de cuerdas, nos entrega un gran número de candidatos para solucionar problemas en el universo. En esta línea aparecen los ALPs y los HPs, cuya motivación proviene de teorías en más dimensiones, pero que pueden ser incluidas para llenar los “espacios” que nos deja la física conocida al día de hoy. Y esto último solo mencionando algunas partículas del grupo WISP.

Bajo esta línea, hemos estudiado diferentes maneras de extender el Modelo Estándar de física de partículas, cubriendo un gran espacio de parámetro para las hipotéticas partículas propuestas. Estas partículas como se mostró pueden solucionar diferentes problemas, no solo el problema de DM. Vimos que la inclusión de nueva física a través de una nueva partícula puede solucionar el problema CP-fuerte en QCD, dando origen al Axion. Incluso solucionando el problema CP-fuerte, el Axion es considerado un candidato a DM, por lo que observamos que incluir nuevas partículas puede solucionar más de un problema planteado en el SM y en el modelo cosmológico.

En esta dirección propusimos un modelo de oscilación de tres partículas (ALPs, HPs y fotones), donde observamos sus efectos medibles en experimentos de laboratorio. Calculamos la Elipticidad y Rotación de la onda de fotones al atravesar un campo magnético y usando la medición de PVLAS generamos una zona de exclusion para dichas partículas, Figura 3.2 y 3.3, encontrando nuevas características como “gaps” en la zona de exclusion o nuevas regiones excluidas. Del mismo modo encontramos las probabilidades de oscilación de estas partículas

en una región en particular o en experimentos del tipo LSW, donde observamos que sigue manteniendo una zona de mayor exclusión que los experimentos de birrefringencia como PVLAS. Encontrando además, las mismas propiedades anteriormente nombradas, como son los “gaps”, Figura 3.4 y 3.5.

Recalcando una característica notable, que es la oscilación incluso si las partículas involucradas no poseen masa.

Por otro lado damos un salto en la escala de energías para proponer partículas que pueden dar cuenta de la densidad de DM que se observa en el universo, como son las partículas tipo WIMPs y FIMPs. Las primeras sumamente motivadas por el denominado “Milagro WIMP”, pero que en el último tiempo han perdido fuerza debido al poco espacio de parámetros que queda disponible para buscarlas. Como una variante o alternativa a las WIMPs, nacen estas otras partículas tipo FIMPs, cuya principal diferencia es que nunca están en equilibrio y por tanto su producción se genera mediante aniquilaciones o decaimientos de otros campos.

Una manera de intentar modificar los resultados obtenidos para estos modelos se ha dado en el último tiempo, mediante la formulación de una cosmología no-estándar. Para producir este tipo de modelos, se puede suponer que el universo no está dominado por radiación al momento en que se establece la reliquia de DM, sino que está dominado por otro estado ϕ , siendo esta la principal motivación para el segundo estudio mostrado.

Si la tasa de expansión del universo temprano posee una forma general $H \propto T^{n/2+2}$, el exponente n relacionado con la ecuación de estado de ϕ , deja una huella importante en la reliquia de DM, tal como observamos en (4.42), (4.47) y (4.53). Donde para el primer caso encontramos un punto de producción máxima de DM, observando que una Cosmología no-Estándar puede proporcionar un espacio de parámetros en el cual se puede reproducir la cantidad de reliquia de DM actual para dicha producción máxima (Figura 4.3).

Así mismo encontramos un espacio de parámetros para una producción no-

térmica de DM mediante decaimientos del campo ϕ que puede dar cuenta de la reliquia de DM observada actualmente, para diferentes Cosmologías no-Estándar y diferentes tasas de decaimientos del campo ϕ (Figura 4.4).

El hecho de que la partícula realice Freeze-out o Freeze-in, es netamente una característica de las interacciones que posea, tal como mostramos en (4.49), si sus interacciones son lo suficientemente fuertes para provocar que la partícula entre en equilibrio químico, entonces sufrirá Freeze-out.

Cabe destacar que todas estas cantidades dependen del campo dominante en el universo temprano, vía el factor n en su ecuación de estado.

Como se mencionó en un comienzo, de existir este nuevo sector de la física al menos debe contener una nueva partícula para proporcionar la reliquia de DM. Además, estamos entrando en una era de precisión en cosmología, en la que intentar explorar modelos más complejos con mediciones y observaciones resulta posible, y es probable que en los próximos años el universo mismo sea uno de los mejores laboratorios para testear física más allá del modelo estándar.

Referencias bibliográficas

- [1] Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv:1807.06209 [astro-ph]*, July 2018. arXiv: 1807.06209.
- [2] Paolo Salucci. The mass distribution in Spiral galaxies. *Proc. IAU*, 3(S244):53–62, June 2007. arXiv: 0707.4370.
- [3] Paolo Salucci. Dark Matter in Galaxies: evidences and challenges. *Found Phys*, 48(10):1517–1537, October 2018. arXiv: 1807.08541.
- [4] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric Dark Matter. *Physics Reports*, 267(5-6):195–373, March 1996. arXiv: hep-ph/9506380.
- [5] W. J. G. de Blok, Stacy S. McGaugh, Albert Bosma, and Vera C. Rubin. Mass Density Profiles of LSB Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 552(1):L23–L26, May 2001. arXiv: astro-ph/0103102.
- [6] Chiara Di Paolo and Paolo Salucci. The universal rotation curve of low surface brightness galaxies IV: the interrelation between dark and luminous matter. *arXiv:1805.07165 [astro-ph]*, May 2018. arXiv: 1805.07165.
- [7] Andrew Robertson, Richard Massey, and Vincent Eke. What does the Bullet Cluster tell us about self-interacting dark matter? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 465(1):569–587, February 2017. arXiv: 1605.04307.

- [8] D. Paraficz, J.-P. Kneib, J. Richard, A. Morandi, M. Limousin, E. Jullo, and Johany Martinez. The Bullet cluster at its best: weighing stars, gas and dark matter. *A&A*, 594:A121, October 2016. arXiv: 1209.0384.
- [9] Annika H. G. Peter. Dark Matter: A Brief Review. *arXiv:1201.3942 [astro-ph]*, January 2012. arXiv: 1201.3942.
- [10] Matts Roos. Dark Matter: The evidence from astronomy, astrophysics and cosmology. *arXiv:1001.0316 [astro-ph]*, January 2010. arXiv: 1001.0316.
- [11] Kathryn M. Zurek. Multi-component dark matter. *Phys. Rev. D*, 79(11):115002, June 2009. arXiv: 0811.4429.
- [12] Daniel Feldman, Pran Nath, and Gregory Peim. Multicomponent dark matter in supersymmetric hidden sector extensions. *Phys. Rev. D*, 81(9):095017, May 2010. arXiv: 1004.0649.
- [13] Aqeel Ahmed, Mateusz Duch, Bohdan Grzadkowski, and Michal Iglicki. Multi-component dark matter: the vector and fermion case. *Eur. Phys. J. C*, 78(11):063504, November 2018. arXiv: 1710.01853.
- [14] Chao-Qiang Geng, Da Huang, and Lu Yin. Multicomponent dark matter in the light of calet and dampe. *arXiv: 1905.10136 [astro-ph:hep-ph]*, May 2019. arXiv: 1905.10136.
- [15] Giorgio Arcadi, Maíra Dutra, Pradipta Ghosh, Manfred Lindner, Yann Mambrini, Mathias Pierre, Stefano Profumo, and Farinaldo S. Queiroz. The Waning of the WIMP? A Review of Models, Searches, and Constraints. *Eur. Phys. J. C*, 78(3):203, March 2018. arXiv: 1703.07364.
- [16] Lars Bergström. Dark Matter Evidence, Particle Physics Candidates and Detection Methods. *Ann. Phys.*, 524(9-10):479–496, October 2012. arXiv: 1205.4882.

- [17] Jan Conrad. Indirect Detection of WIMP Dark Matter: a compact review. *arXiv:1411.1925 [astro-ph, physics:hep-ex, physics:hep-ph]*, November 2014. arXiv: 1411.1925.
- [18] Carsten Rott. Review of Indirect WIMP Search Experiments. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 235-236:413–420, February 2013. arXiv: 1210.4161.
- [19] Gianfranco Bertone, Nassim Bozorgnia, Jong Soo Kim, Sebastian Liem, Christopher McCabe, Sydney Otten, and Roberto Ruiz de Austri. Identifying WIMP dark matter from particle and astroparticle data. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2018(03):026–026, March 2018. arXiv: 1712.04793.
- [20] Andrew J. Benson, Arya Farahi, Shaun Cole, Leonidas A. Moustakas, Adrian Jenkins, Mark Lovell, Rachel Kennedy, John Helly, and Carlos Frenk. Dark Matter Halo Merger Histories Beyond Cold Dark Matter: I - Methods and Application to Warm Dark Matter. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428(2):1774–1789, January 2013. arXiv: 1209.3018.
- [21] Mark R. Lovell, Carlos S. Frenk, Vincent R. Eke, Adrian Jenkins, Liang Gao, and Tom Theuns. The properties of warm dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439(1):300–317, March 2014. arXiv: 1308.1399.
- [22] Rachel Kennedy, Carlos Frenk, Shaun Cole, and Andrew Benson. Constraining the WDM Particle Mass with Milky Way Satellites. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442(3):2487–2495, August 2014. arXiv: 1310.7739.
- [23] Lawrence J. Hall, Karsten Jedamzik, John March-Russell, and Stephen M. West. Freeze-In Production of FIMP Dark Matter. *J. High Energ. Phys.*, 2010(3):80, March 2010. arXiv: 0911.1120.

- [24] Nicolás Bernal, Matti Heikinheimo, Tommi Tenkanen, Kimmo Tuominen, and Ville Vaskonen. The Dawn of FIMP Dark Matter: A Review of Models and Constraints. *Int. J. Mod. Phys. A*, 32(27):1730023, September 2017. arXiv: 1706.07442.
- [25] Xiaoyong Chu, Thomas Hambye, and Michel H. G. Tytgat. The Four Basic Ways of Creating Dark Matter Through a Portal. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2012(05):034–034, May 2012. arXiv: 1112.0493.
- [26] Shao-Long Chen and Zhaofeng Kang. On UltraViolet Freeze-in Dark Matter during Reheating. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2018(05):036–036, May 2018. arXiv: 1711.02556.
- [27] Ann E. Nelson and Jakub Scholtz. Dark Light, Dark Matter and the Misalignment Mechanism. *Phys. Rev. D*, 84(10):103501, November 2011. arXiv: 1105.2812.
- [28] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys.Rev.Lett.*, 38:1440–1443, 1977.
- [29] Javier Redondo and Andreas Ringwald. Light shining through walls. *Contemporary Physics*, 52(3):211–236, May 2011. arXiv: 1011.3741.
- [30] F. Della Valle, E. Milotti, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, G. Zavattini, R. Pengo, and G. Ruoso. The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry-Perot cavity. *Eur. Phys. J. C*, 76(1):24, January 2016. arXiv: 1510.08052.
- [31] Du N. et al. A Search for Invisible Axion Dark Matter with the Axion Dark Matter Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 120(15):151301, April 2018. arXiv: 1804.05750.

- [32] Pedro D. Alvarez, Paola Arias, and Carlos Maldonado. A two particle hidden sector and the oscillations with photons. *Eur. Phys. J. C*, 78(1):64, January 2018. arXiv: 1710.08740.
- [33] Carlos Maldonado and James Unwin. Establishing the Dark Matter Relic Density in an Era of Particle Decays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019:34, June 2019. arXiv: 1902.10746.
- [34] R. Jackiw and K. Johnson. Anomalies of the axial vector current. *Phys.Rev.*, 182:1459–1469, 1969.
- [35] Paola Arias and Andreas Ringwald. Illuminating WISPs with Photons. *arXiv:1110.2126 [hep-ph]*, October 2011. arXiv: 1110.2126.
- [36] C. A. Baker, D. D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M. G. D. van der Grinten, P. G. Harris, P. Iaydjiev, S. N. Ivanov, D. J. R. May, J. M. Pendlebury, J. D. Richardson, D. Shiers, and K. F. Smith. Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 97(13):131801, September 2006.
- [37] R. D. Peccei. The Strong CP Problem and Axions. *arXiv:hep-ph/0607268*, 741:3–17, 2008. arXiv: hep-ph/0607268.
- [38] Steven Weinberg. A New Light Boson? *Phys.Rev.Lett.*, 40:223–226, 1978.
- [39] F. Wilczek. Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 40(5):279–282, January 1978.
- [40] K. Nakamura. Review of Particle Physics. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 37(7A):075021, July 2010.
- [41] P. Sikivie. Detection rates for “invisible”-axion searches. *Phys. Rev. D*, 32(11):2988–2991, December 1985.

- [42] Andreas Ringwald. Searching for axions and ALPs from string theory. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 485:012013, March 2014. arXiv: 1209.2299.
- [43] S. A. Abel, M. D. Goodsell, J. Jaeckel, V. V. Khoze, and A. Ringwald. Kinetic Mixing of the Photon with Hidden U(1)s in String Phenomenology. *J. High Energy Phys.*, 2008(07):124–124, July 2008. arXiv: 0803.1449.
- [44] Bob Holdom. Two U(1)'s and Epsilon Charge Shifts. *Phys.Lett.*, 166B:196–198, 1986.
- [45] Brian Batell and Tony Gherghetta. Localized U(1) Gauge Fields, Millicharged Particles, and Holography. *Phys. Rev. D*, 73(4):045016, February 2006. arXiv: hep-ph/0512356.
- [46] A. Ringwald. Ultralight Particle Dark Matter. *arXiv:1310.1256 [hep-ph]*.
- [47] Joerg Jaeckel and Andreas Ringwald. The Low-Energy Frontier of Particle Physics. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60(1):405–437, October 2010.
- [48] Georg Raffelt and Leo Stodolsky. Mixing of the photon with low-mass particles. *Phys. Rev. D*, 37(5):1237–1249, March 1988.
- [49] Javier Redondo. Can the PVLAS particle be compatible with the astrophysical bounds? *arXiv:0807.4329 [hep-ph]*.
- [50] L. Maiani, R. Petronzio, and E. Zavattini. Effects of nearly massless, spin-zero particles on light propagation in a magnetic field. *Physics Letters B*, 175(3):359–363, August 1986.
- [51] Joerg Jaeckel. A force beyond the Standard Model - Status of the quest for hidden photons. *Frascati Phys.Ser.*, pages 172–192, March 2013. arXiv:1303.1821 [hep-ph].

- [52] Paola Arias, Davide Cadamuro, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. WISPy Cold Dark Matter. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2012(06):013–013, June 2012. arXiv: 1201.5902.
- [53] Leanne D. Duffy and Karl van Bibber. Axions as Dark Matter Particles. *New J. Phys.*, 11(10):105008, October 2009. arXiv: 0904.3346.
- [54] Peter W. Graham, Jeremy Mardon, and Surjeet Rajendran. Vector Dark Matter from Inflationary Fluctuations. *Phys. Rev. D*, 93(10):103520, May 2016. arXiv: 1504.02102.
- [55] Jeff A. Dror, Keisuke Harigaya, and Vijay Narayan. Parametric Resonance Production of Ultralight Vector Dark Matter. *Phys. Rev. D*, 99(3):035036, February 2019. arXiv: 1810.07195.
- [56] Raymond T. Co, Aaron Pierce, Zhengkang Zhang, and Yue Zhao. Dark Photon Dark Matter Produced by Axion Oscillations. *Phys. Rev. D*, 99(7):075002, April 2019. arXiv: 1810.07196.
- [57] Robert J. Nemiroff and Bijunath Patla. Adventures in Friedmann Cosmology: An Educationally Detailed Expansion of the Cosmological Friedmann Equations. *American Journal of Physics*, 76(3):265–276, March 2008. arXiv: astro-ph/0703739.
- [58] Edward Kolb and Michael Turner. Chapter 3: Standard Cosmology. In *The Early Universe*, page 547. Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- [59] Subir Sarkar. Big Bang nucleosynthesis and physics beyond the Standard Model. *Rep. Prog. Phys.*, 59(12):1493–1609, December 1996. arXiv: hep-ph/9602260.
- [60] A. Riotto. Particle cosmology. *CERN Yellow Report CERN-2010-001*, ar-

Xiv:1010.2642 [astro-ph, physics:gr-qc, physics:hep-ph], October 2010. arXiv: 1010.2642.

- [61] Gary Steigman. Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57(1):463–491, November 2007. arXiv: 0712.1100.
- [62] Richard H. Cyburt, Brian D. Fields, Keith A. Olive, and Tsung-Han Yeh. Big Bang Nucleosynthesis: 2015. *Rev. Mod. Phys.*, 88(1):015004, February 2016. arXiv: 1505.01076.
- [63] Cyril Pitrou, Alain Coc, Jean-Philippe Uzan, and Elisabeth Vangioni. Precision big bang nucleosynthesis with improved Helium-4 predictions. *Physics Reports*, 754:1–66, September 2018. arXiv: 1801.08023.
- [64] Gary Steigman and Michael S. Turner. Cosmological constraints on the properties of weakly interacting massive particles. *Nuclear Physics B*, 253:375–386, January 1985.
- [65] Paolo Gondolo and Graciela Gelmini. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nuclear Physics B*, 360(1):145–179, August 1991.
- [66] Kim Griest and David Seckel. Three exceptions in the calculation of relic abundances. *Phys. Rev. D*, 43(10):3191–3203, May 1991.
- [67] Robert J. Scherrer and Michael S. Turner. On the relic, cosmic abundance of stable, weakly interacting massive particles. *Phys. Rev. D*, 33(6):1585–1589, March 1986.
- [68] L. F. Abbott and P. Sikivie. A cosmological bound on the invisible axion. *Physics Letters B*, 120(1):133–136, January 1983.
- [69] Michael Dine and Willy Fischler. The not-so-harmless axion. *Physics Letters B*, 120(1):137–141, January 1983.

- [70] John Preskill, Mark B. Wise, and Frank Wilczek. Cosmology of the invisible axion. *Physics Letters B*, 120(1):127–132, January 1983.
- [71] Eduard Masso and Javier Redondo. Evading Astrophysical Constraints on Axion-Like Particles. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2005(09):015–015, September 2005. arXiv: hep-ph/0504202.
- [72] PVLAS Collaboration and et al. Zavattini E. Experimental Observation of Optical Rotation Generated in Vacuum by a Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.*, 96(11):110406, March 2006.
- [73] Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. 3.55 keV hint for decaying axionlike particle dark matter. *Phys. Rev. D*, 89(10):103511, May 2014.
- [74] Kunio Kaneta, Hye-Sung Lee, and Seokhoon Yun. Portal Connecting Dark Photons and Axions. *Phys. Rev. Lett.*, 118(10):101802, March 2017.
- [75] Damian Ejlli. Axion mediated photon to dark photon mixing. *Eur. Phys. J. C*, 78(1):63, January 2018.
- [76] Prateek Agrawal, Naoya Kitajima, Mathew Reece, Toyokazu Sekiguchi, and Fuminobu Takahashi. Relic abundance of dark photon dark matter. *arXiv:1810.07188 [hep-ph]*, October 2018. arXiv: 1810.07188.
- [77] Prateek Agrawal, Gustavo Marques-Tavares, and Wei Xue. Opening up the qcd axion window. *J. High Energ. Phys.*, (3):49, March 2018. arXiv: 1708.05008.
- [78] Agathe Cadene, Paul Berceau, Mathilde Fouché, Rémy Battesti, and Carlo Rizzo. Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields: status of the BMV experiment. *Eur. Phys. J. D*, 68(1):16, January 2014.

- [79] Aaron Spector. ALPS II technical overview and status report. *arXiv:1611.05863 [physics]*, November 2016. arXiv: 1611.05863.
- [80] Maria Simanovskaia. Status of the ADMX-HF Dark Matter Axion Search. In *Proceedings of 38th International Conference on High Energy Physics – PoS(ICHEP2016)*, volume 282, page 200. SISSA Medialab, April 2017.
- [81] Robert J. Scherrer and Michael S. Turner. Decaying particles do not “heat up” the Universe. *Phys. Rev. D*, 31(4):681–688, February 1985.
- [82] J. McDonald. Weakly interacting massive particle densities in decaying-particle-dominated cosmology. *Phys. Rev. D*, 43(4):1063–1068, February 1991.
- [83] Daniel J. H. Chung, Edward W. Kolb, and Antonio Riotto. Production of massive particles during reheating. *Phys. Rev. D*, 60(6):063504, August 1999.
- [84] Gian Francesco Giudice, Edward W. Kolb, and Antonio Riotto. Largest temperature of the radiation era and its cosmological implications. *Phys. Rev. D*, 64(2):023508, June 2001.
- [85] Graciela Gelmini and Paolo Gondolo. Neutralino with the right cold dark matter abundance in (almost) any supersymmetric model. *Phys. Rev. D*, 74(2):023510, July 2006.
- [86] Lotty Ackerman, Willy Fischler, Sandipan Kundu, and Navin Sivanandam. Constraining the inflationary equation of state. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011(05):024–024, May 2011.
- [87] Francesco D’Eramo, Nicolas Fernandez, and Stefano Profumo. When the universe expands too fast: relentless dark matter. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2017(05):012–012, May 2017.

- [88] Francesco D' Eramo, Nicolas Fernandez, and Stefano Profumo. Dark Matter Freeze-in Production in Fast-Expanding Universes. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2018(02):046–046, February 2018.
- [89] Boris Spokoiny. Deflationary Universe scenario. *Physics Letters B*, 315(1):40–45, September 1993.
- [90] Pedro G. Ferreira and Michael Joyce. Cosmology with a primordial scaling field. *Phys. Rev. D*, 58(2):023503, June 1998.
- [91] Pierre Salati. Quintessence and the relic density of neutralinos. *Physics Letters B*, 571(3):121–131, October 2003.
- [92] C. Pallis. Quintessential kination and cold dark matter abundance. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2005(10):015–015, October 2005.
- [93] Luca Visinelli. (Non-)Thermal Production of WIMPs during Kination. *Symmetry*, 10(11):546, November 2018.
- [94] John McDonald. Thermally Generated Gauge Singlet Scalars as Self-Interacting Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 88(9):091304, February 2002. arXiv: hep-ph/0106249.
- [95] Carlos E. Yaguna. The singlet scalar as FIMP dark matter. *J. High Energ. Phys.*, 2011(8):60, August 2011. arXiv: 1105.1654.
- [96] Mattias Blennow, Enrique Fernandez-Martinez, and Bryan Zaldivar. Freeze-in through portals. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2014(01):003–003, January 2014. arXiv: 1309.7348.
- [97] Xiaoyong Chu, Yann Mambrini, Jérémie Quevillon, and Bryan Zaldivar. Thermal and non-thermal production of dark matter via Z' -portal(s). *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2014(01):034–034, January 2014. arXiv: 1306.4677.

- [98] Fatemeh Elahi, Christopher Kolda, and James Unwin. UltraViolet Freeze-in. *J. High Energ. Phys.*, 2015(3):48, March 2015. arXiv: 1410.6157.
- [99] Stefano Profumo and Piero Ullio. SUSY Dark Matter and Quintessence. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2003(11):006–006, November 2003. arXiv: hep-ph/0309220.
- [100] G. Gelmini, P. Gondolo, A. Soldatenko, and C. E. Yaguna. Direct detection of neutralino dark matter in non-standard cosmologies. *Phys. Rev. D*, 76(1):015010, July 2007. arXiv: hep-ph/0610379.
- [101] A. Arbey and F. Mahmoudi. SUSY Constraints, Relic Density, and Very Early Universe. *J. High Energ. Phys.*, 2010(5):51, May 2010. arXiv: 0906.0368.
- [102] Leszek Roszkowski, Sebastian Trojanowski, and Krzysztof Turzyski. Neutralino and gravitino dark matter with low reheating temperature. *J. High Energ. Phys.*, 2014(11):146, November 2014. arXiv: 1406.0012.
- [103] Leszek Roszkowski, Sebastian Trojanowski, and Krzysztof Turzyski. Axino dark matter with low reheating temperature. *J. High Energ. Phys.*, 2015(11):139, November 2015. arXiv: 1507.06164.
- [104] Lisa Randall, Jakub Scholtz, and James Unwin. Flooded Dark Matter and S Level Rise. *J. High Energ. Phys.*, 2016(3):11, March 2016. arXiv: 1509.08477.
- [105] Joseph Bramante and James Unwin. Superheavy Thermal Dark Matter and Primordial Asymmetries. *J. High Energ. Phys.*, 2017(2):119, February 2017. arXiv: 1701.05859.
- [106] Nicolás Bernal, Catarina Cosme, and Tommi Tenkanen. Phenomenology of Self-Interacting Dark Matter in a Matter-Dominated Universe. *Eur. Phys. J. C*, 79(2):99, February 2019. arXiv: 1803.08064.

- [107] Nicolás Bernal, Maira Dutra, Yann Mambrini, Keith A. Olive, Marco Peloso, and Mathias Pierre. Spin-2 Portal Dark Matter. *Phys. Rev. D*, 97(11):115020, June 2018. arXiv: 1803.01866.
- [108] Edward Hardy. Higgs portal dark matter in non-thermal cosmologies. *J. High Energ. Phys.*, 2018(6):43, June 2018. arXiv: 1804.06783.
- [109] Nicolás Bernal, Catarina Cosme, Tommi Tenkanen, and Ville Vaskonen. Scalar singlet dark matter in non-standard cosmologies. *Eur. Phys. J. C*, 79(1):30, January 2019. arXiv: 1806.11122.
- [110] Alessandro Di Marco, Gianfranco Pradisi, and Paolo Cabella. On Inflationary Scale, Reheating Scale and Pre-BBN Cosmology with Scalar Fields. *Phys. Rev. D*, 98(12):123511, December 2018. arXiv: 1807.05916.
- [111] Adrienne L. Erickcek and Kris Sigurdson. Reheating Effects in the Matter Power Spectrum and Implications for Substructure. *Phys. Rev. D*, 84(8):083503, October 2011. arXiv: 1106.0536.
- [112] JiJi Fan, Ogan Ozsoy, and Scott Watson. Non-thermal Histories and Implications for Structure Formation. *Phys. Rev. D*, 90(4):043536, August 2014. arXiv: 1405.7373.
- [113] Kayla Redmond, Anthony Trezza, and Adrienne L. Erickcek. Growth of Dark Matter Perturbations during Kination. *Phys. Rev. D*, 98(6):063504, September 2018. arXiv: 1807.01327.