

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



**Mecanismos de Detección de WISPs Utilizando Campos Magnéticos
Dependientes del Tiempo**

Ariel Alejandro Arza Conejeros

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

**Profesor Guía:
Jorge Gamboa Ríos**

Santiago – Chile

2016

MECANISMOS DE DETECCIÓN DE WISPS UTILIZANDO CAMPOS MAGNÉTICOS DEPENDIENTES DEL TIEMPO

ARIEL ALEJANDRO ARZA CONEJEROS

Este trabajo de graduación fue elaborado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Jorge Gamboa, profesor titular de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por la comisión calificadora

Dr. Jorge Gamboa _____

Dr. Paola Arias _____

Dr. Mikhail Plyushchay _____

Dr. Marcelo Loewe _____

Dr. Benjamin Koch _____

Dr. Dora Altbir _____

Dr. Fernando Méndez _____

Dr. Enrique Cerda

Director del Departamento de Física

Resumen

La posible existencia de partículas tipo WISPs podría resolver total o parcialmente algunos problemas de la física moderna, tales como el problema de la violación CP en la interacción fuerte, la composición de la materia oscura y otros problemas cosmológicos. La búsqueda de WISPs, se ha desarrollado en un amplio escenario experimental, donde la interacción con campos electromagnéticos juega un rol esencial en la detección. En esta tesis, se mostrará cómo la inclusión de campos magnéticos dependientes del tiempo puede afectar algunos procesos de detección de WISPs.

Siendo más específico, se estudiará un sistema axi3n-fot3n en presencia de un campo magn3tico dependiente del tiempo. Se encuentra, que la probabilidad de de regeneraci3n de fotones, en un esquema tipo Light Shinning Through the Wall, queda amplificada linealmente en el tiempo. Despu3s se mostrará c3mo fotones ocultos podr3an ser detectados utilizando un circuito LC. Este trabajo es fundado en el hecho que fotones ocultos de materia oscura funcionan como una peque3na densidad de corriente en las ecuaciones de Maxwell. 3sta proporciona un campo magn3tico dependiente del tiempo, el cual genera una fuerza electromotriz al atravesar la superficie encerrada de un circuito LC. Se encuentra que cuando el circuito est3 en resonancia, las se3ales de 3ste tendr3n una sensibilidad suficiente para buscar fotones ocultos en un espacio de par3metros a3n no explorado.

Palabras claves: WISPs, axiones, fotones ocultos, campos magn3ticos dependientes del tiempo, materia oscura.

Abstract

The possible existence of WISPs could solve, fully or partially, some problems of the modern physics, such as the strong CP problem, the composition of dark matter and another cosmological puzzles. The search of WISPs, has been developed in a wide experimental scenario, where the interaction with electromagnetic fields plays an essential role in the detection. In this thesis, it will show how inclusion of time dependent magnetic fields can affect the WISPs detection processes.

To be more specific, it will be studied an axion-photon system in the presence of a time dependent magnetic field. It has found, that the photon regeneration probability, in a Light Shinning Through the Wall stage, is amplified linearly in time. Then, it will show how hidden photons could be detected using a LC circuit. This work is based on the fact that dark matter hidden photons works as a small density current in Maxwell equations. It provides a time dependent magnetic field, which generates an electromotive force when passing through an enclosed surface of a LC circuit. It is find that, in a resonant regime, the signals from de circuit have the enough sensitivity to search for hidden photons in an unexplored parameter space.

Keywords: WISPs, axions, hidden photons, time dependent magnetic fields, dark matter.

Tabla de Contenidos

Introducción	1
1. WISPs	4
1.1. Axiones	4
1.1.1. Problema $U(1)_A$ de QCD	4
1.1.2. Problema de Violación CP Fuerte y mecanismo de Peccei y Quinn	5
1.1.3. El axión invisible	7
1.1.4. Partículas tipo Axión	8
1.2. Fotones Ocultos	9
1.3. Materia oscura y WISPs	10
1.3.1. Introducción	10
1.3.2. Mecanismo de desalineamiento, WISPs como materia oscura	12

1.4. Detección de ALPs	15
1.4.1. ALPs cosmológicos	16
1.4.2. Light Shinning Through the Wall	21
1.5. Cotas para WISPs	26
2. Sistema ALP-fotón en un campo magnético dependiente del tiempo	29
2.1. Planteamiento del problema y solución a primer orden	30
2.1.1. Transformada de Laplace	31
2.1.2. Función de Green	33
2.1.3. Solución general	34
2.2. Condición de resonancia	36
2.3. Posibles aplicaciones	37
2.4. Conclusión	41
3. Detección de fotones ocultos en un circuito LC	42
3.1. Detección de ALPs utilizando un circuito LC	43
3.2. Conexión con fotones ocultos	45
3.3. Conclusión	48

Conclusiones generales	49
Referencias bibliográficas	51
Anexos	58

Índice de figuras

1.1. Diagramas de Feynman para el acoplo de un axión con dos fotones.	7
1.2. Velocidad de rotación de una galaxia espiral M33 típica en sus puntos más lejanos.	11
1.3. Esquema básico de un Light Shinning Through the Wall.	22
1.4. Exclusión para ALPs en el espacio de parámetros (m_ϕ, g) . La descripción de las regiones más importantes se encuentra en el texto. Para más detalles, ver la referencia original de este gráfico [61].	27
1.5. Exclusión para HPs en el espacio de parámetros $(m_{\gamma'}, \chi)$. La descripción de las regiones más importantes se encuentra en el texto. Para más detalles, ver la referencia original de este gráfico [54].	28
2.1. Esquema básico de una cavidad de longitud L en la cual ALPs son producidos debido a la interacción entre una onda electromagnética estacionaria \vec{a} y un campo magnético externo $B_{\text{ext}}(t)$	31
2.2. Una segunda cavidad de longitud L es puesta junto a la cavidad de producción de ALPs. La regeneración de fotones se lleva a cabo debido a la interacción entre ALPs $(\phi_+^{(1)})$ y un nuevo campo magnético $B_{\text{ext}}(t)$	38

3.1. Sensibilidad para la detección de ALPs a través de un circuito LC en el espacio de parámetros (m_ϕ, g) . Las regiones a y b corresponden a la sensibilidad de este experimento utilizando los implementos del ADMX y CMS, respectivamente. Las otras regiones, son exclusiones pertenecientes a otros experimentos y observaciones, los cuales ya fueron descritos en la sección 1.5.	46
3.2. Sensibilidad para la detección de HPs a través de un circuito LC en el espacio de parámetros $(m_{\gamma'}, \chi)$. Las regiones A y B corresponden a la sensibilidad de este experimento utilizando los implementos del ADMX y CMS, respectivamente. Las regiones grises y blancas, son exclusiones pertenecientes a otros experimentos y datos astrofísicos (ver sección 1.5). . . .	48

Introducción

A gran y pequeña escala, la naturaleza puede ser descrita mediante el modelo estándar de partículas elementales (SMP) y el modelo estándar cosmológico (SC). El primero describe el contenido de partículas elementales de interacciones débiles, electromagnéticas y fuertes (i.e. leptones, quarks y sus respectivos bosones de gauge), mientras que el segundo describe la evolución del universo a gran escala.

El SMP es asombrosamente exitoso, porque la interacción entre los leptones exige la existencia de otras partículas, a saber, los bosones Z , W^\pm y el Higgs, las cuales han sido encontradas en los experimentos, como así también, la existencia de las corrientes [8, 108, 111]. El SC por otro lado, también tiene una exitosa trayectoria. Fue primero concebido por Einstein como una descripción de la interacción gravitacional, a través de la teoría de la relatividad general, y luego extendido para entender la evolución del universo a gran escala. Su éxito radica en su descripción del corrimiento hacia el rojo (redshift), la aceleración del universo y la uniformidad del fondo de radiación, entre otros [24].

En ambos modelos, en la descripción de “altas y bajas energías”, no se tiene todavía una descripción más o menos satisfactoria, no hay respuestas únicas y definitivamente concordantes. Por ejemplo, en el SMP todavía falta verificar si los vértices de la descripción electro-débil siguen persistiendo a energías más allá de los TeV, y entender con algún detalle qué ocurre. Tampoco se sabe bien su comportamiento a energías del orden de las masas de los neutrinos (eV). Para el SC en el régimen de altas energías, esto equivale a entender (o al menos modelar) la física en la época temprana del universo, para la cual muchas ideas y descripciones se han propuesto en la

literatura [14, 24, 66, 117].

A bajas energías, para el SMP, la situación es bastante difícil de entender porque los neutrinos interactúan incluso donde los efectos de la Electrodinámica Cuántica (QED) son importantes. Si esto es así, uno debería esperar algunas señales de estas pequeñas interacciones. Por ejemplo, podríamos preguntarnos si en tal región las interacciones entre neutrinos son o no relevantes. Este punto de vista ha sido discutido por muchos autores, por ejemplo Kolb y Turner [30], Massó y Toldrá [25], etc.. La interacción entre neutrinos sin embargo, es importante no solo como un efecto adicional del SMP, sino que también porque aporta de nuevos mecanismos para entender el fondo cósmico de neutrinos [109].

Desde un punto de vista general, el SC, el sector de bajas energías y las posibles extensiones del SMP están muy ligados. En efecto, el así llamado problema del “missing mass”(materia oscura) podría resolverse –al menos parcialmente– suponiendo nuevos autoacoplos o incorporando rupturas de simetrías como mecanismos para modificar o cambiar la estructura de las ecuaciones de estado. Bajo este contexto es que partículas hipotéticas tales como axiones y fotones ocultos surgen como extensiones al SMP, siendo material de estudio en la actualidad, y aunque aún no han sido detectadas, su búsqueda permanece intacta debido a las implicancias cosmológicas que podría tener su existencia. Axiones, partículas tipo axión (ALPs) y fotones ocultos (HPs) comparten algunas características entre sí tales como su pequeña masa y su débil interacción con las partículas del SMP, es por esto que a todas ellas las podemos clasificar como WISPs (weakly interacting slim particles).

El objetivo de esta tesis será estudiar la fenomenología implicada en la detección de WISPs, introduciendo algunos mecanismos ya establecidos y presentando propuestas para la complementación o mejora de éstos, en especial, la incorporación de campos magnéticos dependientes del tiempo.

La tesis será organizada de la siguiente forma: en el capítulo 2 se tratará los puntos más importantes acerca de WISPs, recorriendo desde su origen hasta el estado actual de sus mecanismos de detección. Posteriormente, en los capítulo 3 y 4, se presentarán nuevos resultados correspondientes al desarrollo de esta tesis: el estudio del sistema axión-fotón en un campo magnético

externo dependiente del tiempo y cómo fotones ocultos podrían ser detectados a través de un circuito LC.

Capítulo 1

WISPs

1.1. Axiones

1.1.1. Problema $U(1)_A$ de QCD

El desarrollo de la Cromodinámica Cuántica (QCD) a comienzos de los años 70, permite describir formalmente la física de las interacciones fuertes [20, 21, 49]. Considerando esta teoría con solo dos sabores de quarks sin masa, su lagrangiano admitirá una simetría global $U(2)_V \otimes U(2)_A$. Tanto la parte vectorial $U(2)_V$ de esta simetría como la axial $U(2)_A$ pueden ser descompuestas en $SU(2)_V \otimes U(1)_V$ y $SU(2)_A \otimes U(1)_A$, respectivamente. Fenomenológicamente, para la parte vectorial, el subgrupo $SU(2)_V$ está asociado a la conservación del isospin y el subgrupo $U(1)_V$ a la conservación del número bariónico, simetrías que parecen ser buenas aproximaciones en espectroscopía de hadrones. Por otra parte, a bajas energías, condensados de quarks $\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle \neq 0$ rompen espontáneamente la simetría $U(2)_A$, efecto que asocia al subgrupo $SU(2)_A$ con la aparición de los tres piones, uno por cada generador del subgrupo. Sin embargo, no se ha encontrado un bosón de Goldstone relacionado al subgrupo $U(1)_A$, conflicto que fue bautizado como el problema de la simetría $U(1)_A$ de QCD [110].

Tiempo después, este problema pudo ser explicado a partir de la contribución de la anomalía quiral [60, 107], la cual agrega al lagrangiano el término

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{\bar{g}^2 \mathcal{N}}{16\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

donde J_μ^5 es la corriente quiral, \mathcal{N} el número de fermiones (quarks) de la teoría, \bar{g} la constante de acoplo entre fermiones y bosones de Gauge y $G_{\mu\nu}$ el *strength tensor* del campo gluónico. Uno podría pensar, al igual que en Electrodinámica Cuántica (QED), que el término $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}$ puede escribirse como una derivada total y así ser removido del lagrangiano, sin embargo, 't Hooft demostró que debido a la topología no trivial del vacío de teorías de Gauge no abelianas la integral de superficie de $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}$ es distinta de cero [2, 13, 46–48, 102] (ésto también es conocido como teorema de Pontryagin), a saber

$$\frac{\bar{g}^2 \mathcal{N}}{16\pi^2} \int d^4x G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} = q, \quad (1.2)$$

donde q define la transición entre vacíos a través de instantones, los cuales corresponden a soluciones no perturbativas de las ecuaciones de movimiento. Con esta explicación, es claro que la simetría axial es violada y así el problema $U(1)_A$ queda resuelto.

1.1.2. Problema de Violación CP Fuerte y mecanismo de Peccei y Quinn

Como consecuencia directa de la solución al problema $U(1)_A$, se debe incluir en la teoría un término de la forma

$$\mathcal{L}_\theta = \frac{\bar{g}^2}{16\pi^2} \theta G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

el cual viola las simetrías discretas P y T pero conserva C , por lo tanto viola la invarianza CP . Por otra parte, aunque hasta acá solo se ha pensado en teorías con fermiones sin masa, se sabe que con el quiebre espontáneo de la simetría $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ de la teoría electro-débil, los quarks adquieren términos de masa definidos por una matriz M que al diagonalizar mediante una rotación $U(1)_A$, agrega otro término de similares características al definido en (1.3) y que nos

induce a definir un nuevo $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$, donde

$$\bar{\theta} = \theta + \text{Arg}|M|. \quad (1.4)$$

$\bar{\theta}$ está conformado por dos cantidades que, en principio, no tienen relación alguna. En efecto, θ se origina a partir de la no trivialidad topológica del vacío de QCD y $\text{Arg}|M|$ aparece del rompimiento de simetría del sector electrodébil. Por otra parte, evidencias experimentales como por ejemplo la medición del momento dipolar eléctrico del neutrón nos dicen que $\bar{\theta} \leq 10^{-10}$ [114], o sea, nos da un número tan pequeño que sugiere que la suma entre θ y $\text{Arg}|M|$ sea cero, lo cual nos lleva a la siguiente pregunta: ¿por qué debieran anularse entre sí dos cantidades que tienen orígenes diferentes?. Este puzzle es lo que se conoce como el problema de violación CP fuerte (Strong CP Problem (SCPP)). De muchas propuestas atractivas que surgieron con el fin de resolver el SCPP [101], Peccei y Quinn elaboraron un mecanismo que traerá consigo una fuerte implicancia fenomenológica [99, 100], ésta es la aparición de un nuevo pseudoescalar, el axi3n [33, 112].

El mecanismo de Peccei y Quinn propone introducir una nueva simetría $U(1)$, conocida como $U_{\text{PQ}}(1)$ y que es espontáneamente rota a una escala f_a mucho más alta que Λ_{QCD} . A bajas energías, este rompimiento espontáneo de simetría incluirá en el lagrangiano efectivo un bos3n de Nambu Goldstone \bar{a} , al que de aquí en adelante llamaremos axi3n y el cual adquirirá su masa debido a los efectos de instantones provenientes de la anomalía $U(1)$ de QCD. También debido a la anomalía $U(1)$, el axi3n desarrollará un término de interacción

$$\mathcal{L}_{\bar{a}} = \frac{\bar{g}^2 \mathcal{N}}{16\pi^2} \frac{\bar{a}}{f_a} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

además de otros de la forma $\mathcal{L}_{\text{int}}(\partial^\mu \bar{a}/f_a, \Psi)$. El nuevo potencial efectivo tendrá un mínimo en $\langle \bar{a} \rangle = -f_a \bar{\theta}/\mathcal{N}$ haciendo que el término que viola CP sea cancelado y así resolviendo el SCPP. Dicho en términos prácticos, la introducción del axi3n resuelve dinámicamente el SCPP. Redefiniendo al campo del axi3n como $a = \bar{a} - \langle \bar{a} \rangle$, el lagrangiano total de la teoría queda descrito como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - V(a) + \mathcal{L}_{\text{int}}(\partial^\mu a/f_a, \Psi) + \frac{\bar{g}^2 \mathcal{N}}{16\pi^2} \frac{a}{f_a} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (1.6)$$

donde el potencial $V(a)$, aparece debido a los efectos de la anomalía de QCD. Éste viene dado

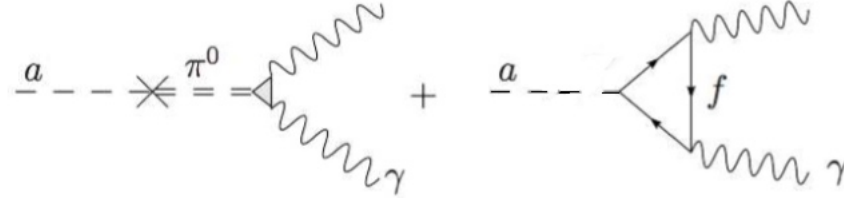


Figura 1.1: Diagramas de Feynman para el acoplo de un axión con dos fotones.

por

$$V(a) = m_a^2 f_a^2 \left[1 - \cos \left(\frac{a}{f_a} \right) \right], \quad (1.7)$$

siendo m_a la masa del axión [118, 119].

Un resultado importante, y en el cual están basados la mayoría de los experimentos que buscan la detección de axiones, es que el axión desarrolla un término de interacción a dos fotones determinado por (ver figura 1.1)

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{1}{4} g a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1.8)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el *strength tensor* electromagnético y g la constante de acoplo que, como se verá más adelante, depende del modelo axiónico utilizado. A partir de esto, el tiempo de decaimiento de un axión en dos fotones puede ser encontrado sin mucha dificultad, el resultado es

$$\tau_{a\gamma\gamma} = \frac{64\pi}{g^2 m_a^3}, \quad (1.9)$$

haciendo al axión una partícula estable al considerar la pequeña masa m_a y el débil acoplo g .

1.1.3. El axión invisible

En el mecanismo original de Peccei y Quinn, la simetría $U_{PQ}(1)$ es rota a una escala f_a que coincide con la escala del quiebre de la simetría electrodébil v_F . Este mecanismo fue descartado rápidamente por evidencias experimentales, como por ejemplo el decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ + a$ [119]. Posteriormente, surgieron modelos, donde $f_a \gg v_F$, con lo cual se encuentra que el axión aparece como una partícula débilmente interactuante y con muy largo tiempo de vida. Éstos son conocidos

como modelos del axi3n invisible, los cuales a3n permanecen viables.

Uno de 3stos, el as3 llamado modelo KSVZ, debido a Kim [53] y a Shifman, Vainshtein y Zakharov [74], introduce un campo escalar σ tal que $\langle \sigma \rangle = f_a \gg v_F$ y un quark Q superpesado con masa $M_Q \sim f_a$ siendo el 3nico campo que lleva carga PQ. El otro es el modelo DFSZ, debido a Dine, Fischler y Srednicki [77] y a Zhitnitsky [7], el cual suma al modelo original de Peccei y Quinn un campo escalar ϕ con carga PQ y que cumple $\langle \phi \rangle = f_a \gg v_F$. 3stos son los modelos que m3s han sido explotados hasta ahora y en ambos, la masa del axi3n est3 relacionada con f_a mediante la f3rmula

$$m_a \simeq 6 \times 10^{-6} \text{eV} \left(\frac{10^{12} \text{GeV}}{f_a} \right). \quad (1.10)$$

Por otra parte, la constante de acoplo g a dos fotones est3 relacionada con f_a a trav3s de

$$g = g_\gamma \left(\frac{\alpha}{\pi f_a} \right), \quad (1.11)$$

donde α es la constante de estructura fina y g_γ es una constante de orden 1, la cual s3 depende del modelo de axi3n; $g_\gamma = -0,97$ en el modelo KSVZ y $g_\gamma = 0,36$ en el modelo DFSZ.

1.1.4. Part3culas tipo Axi3n

Despu3s de la introducci3n del axi3n como mecanismo para naturalmente explicar el problema de violaci3n CP fuerte, otras extensiones al modelos est3ndar de part3culas han motivado la existencia de nuevos bosones escalares o pseudoescalares con caracter3sticas similares al axi3n [3, 29, 57, 94]. Por ejemplo en [94] se demuestra que cada teor3a de cuerdas contiene al menos una part3cula tipo axi3n en la reducci3n a cuatro dimensiones. En general, estas extensiones contienen simetr3as globales que son espont3neamente rotas provocando as3 la aparici3n de nuevas part3culas ϕ , las cuales pueden ser escalares o pseudo-escalares y que adem3s desarrollan acoplos a dos fotones; para el caso pseudo-escalar se tiene

$$\mathcal{L}_{\phi\gamma\gamma} = \frac{1}{4} g \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

mientras que para el caso escalar

$$\mathcal{L}'_{\phi\gamma\gamma} = \frac{1}{4}g\phi F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.13)$$

Debido a su similitud con axiones, estas partículas son bautizadas como Partículas-Tipo-Axión (Axion-Like-Particles (ALPs)). Cabe señalar que en el caso de ALPs no existe una relación entre su masa y la constante de acoplo a dos fotones, situación que sí ocurre para el axión original (ver ecuación (1.10)).

En lo que sigue de esta tesis, se pondrá especial énfasis al acoplo pseudo-escalar definido en (1.12), designando como ϕ tanto al axión de QCD que resuelve el problema de violación CP fuerte como a los ALPs introducidos en esta subsección. También, para efectos prácticos, se nombrará a todas éstas partículas simplemente como ALPs.

1.2. Fotones Ocultos

La existencia de un sector oculto (Hidden Sector) ha sido motivado por muchas extensiones al modelo estándar de partículas [10, 12, 80, 88], tales como teoría de cuerdas, modelos supersimétricos y en general, teorías de gran unificación (GUT). El sector oculto corresponde a campos de partículas aún no detectadas y que no interactúan directamente con las tres fuerzas fundamentales del SMP. Posee la propiedad de incluir simetrías independientes a los grupos gauge del modelo estándar, pero con las cuales es capaz de desarrollar débiles acoplos con el sector visible (SMP), además de la interacción gravitacional. La existencia de un sector oculto se desarrolla bajo el paradigma que los WIMPs, uno de los principales candidatos a materia oscura, son cargados bajo una nueva interacción débil que tiene como mediador a un bosón de gauge neutro y ligero llamado Fotón Oculto (Hidden Photon (HP)) o Fotón Oscuro. Este bosón desarrolla un acoplo tipo “kinetic mixing” con fotones ordinarios, con lo cual podría ser producido en procesos donde fotones reales o virtuales son involucrados. Pese a su origen en cuanto a materia oscura, se piensa que fotones ocultos podrían servir como explicación a otras anomalías de la naturaleza [1, 31, 51, 73, 84, 89].

La interacción con fotones del modelo estándar se desarrollaría a través de loops de partículas (del sector oculto) pesadas, las cuales son cargadas tanto con la interacción electro-débil como con esta nueva interacción oscura, dando origen a un acoplo extremadamente débil. También, fotones ocultos deberían obtener su masa a través de un mecanismo tipo Higgs correspondiente al sector oculto, dando lugar a un bosón de Higgs equivalente al conocido en el SMP.

Bajo este contexto, la interacción entre fotones (γ) y fotones ocultos (γ') es descrita a través de una interacción tipo kinetic mixing [10]. Se tiene la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma'} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\chi F_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 X_\mu X^\mu, \quad (1.14)$$

donde $m_{\gamma'}$ es la masa del HP, X_μ su campo asociado y $X_{\mu\nu}$ su *strength tensor*, definido, al igual que para el caso de fotones, como

$$X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu. \quad (1.15)$$

La fuerza de acoplo está parametrizada por la constante χ , la cual se predice que es pequeña [63, 75, 78, 103].

1.3. Materia oscura y WISPs

1.3.1. Introducción

Uno de los principales problemas cosmológicos existentes hoy en día es el de la materia oscura. La densidad total de materia ρ en todo el universo puede estimarse mediante la fórmula

$$\rho = n_g \langle M_g \rangle, \quad (1.16)$$

donde n_g es la densidad de galaxias en el universo y $\langle M_g \rangle$ la masa promedio por galaxia. Tomando en cuenta alguna galaxia en particular que posee una dinámica polarmente simétrica, su velocidad

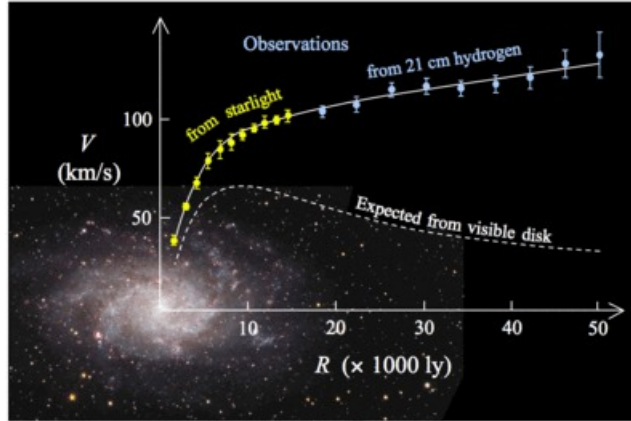


Figura 1.2: Velocidad de rotación de una galaxia espiral M33 típica en sus puntos más lejanos.

de rotación, medida en un radio R desde el centro, está dada según la tercera ley de Kepler, por

$$V = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}, \quad (1.17)$$

donde G es la constante de gravitación universal y $M(R)$ la masa total al interior del radio R . Asumiendo que toda la materia de la galaxia es capaz de emitir luz, ocurriría que en los límites, donde se encuentran los objetos más lejanos, éstos deberían moverse a una velocidad que escala como $V \sim R^{-1/2}$, donde según la ecuación (1.17), $M(R)$ debería evaluarse en el radio total de la galaxia. Sin embargo, las observaciones astronómicas encuentran que a estas distancias, estos objetos lejanos se comienzan a mover a $V \simeq cte$ (ver figura 1.2), lo cual implicaría que a medida que nos alejamos, la masa interna debe aumentar como $M(R) \sim R$. Esta “missing mass” que no es capaz de emitir luz y que deja un vacío entre teoría y observación, es bautizada como materia oscura. Hoy en día, se piensa que de la densidad de energía total del universo, solo un 4% corresponde a materia visible, un 70% se atribuye a energía oscura y un 26% a materia oscura.

En 1922 Jacobus Kapteyn fue el primero en inferir la existencia de la “missing mass” [52]. Luego, en 1933, Fritz Zwicky llegó a la misma conclusión, usando argumentos similares a los descritos en el párrafo anterior [34, 35]. Desde ahí, otras observaciones han confirmado la presencia de materia oscura en el universo [115, 116]. En un principio, se pensaba que objetos ocultos llamados MACHOs (massive compact halo objects), tales como agujeros negros, estrellas

de neutrones, enanas blancas, etc., eran los componentes de la materia oscura. Sin embargo, observaciones no han encontrado una cantidad de MACHOs suficiente que esté en concordancia con las observaciones [22, 56, 95]. A partir de esto, los cosmólogos llegaron al acuerdo que la materia oscura debía componerse de algún o algunos tipos de partículas subatómicas aún no caracterizados [15, 36, 67].

1.3.2. Mecanismo de desalineamiento, WISPs como materia oscura

Dos de las principales características que deben cumplir partículas de materia oscura, son la débil interacción con las partículas del modelo estándar y su estabilidad cosmológica. Por otra parte, la materia oscura debe ser lo suficientemente fría para permitir una eficiente formación de estructuras. Partículas masivas que interactúan débilmente (WIMPs) nacen como principales candidatos [43]. Éstos son producidos térmicamente en el universo temprano y actualmente son no relativistas debido a su gran masa, del orden de los TeV, lo cual los hace suficientemente fríos. Aún así, sus características no cumplen con la estabilidad cosmológica requerida, lo cual fuerza a introducir simetrías que conserven el número de partículas de materia oscura [18, 43]. Como consecuencia de esto y de la no evidencia experimental acerca de la existencia de WIMPs, es necesario buscar formas alternativas para resolver el problema. Bajo este contexto es que partículas como ALPs y fotones ocultos (WISPs) se convierten en serios candidatos al poseer características como su gran estabilidad y débil interacción.

Partículas ligeras que se produjeron térmicamente en el universo temprano quedan inmediatamente descartadas debido a su carácter relativista después de desacoplarse del baño térmico, es decir, no cumplen con la característica de materia oscura fría. Es por esto, que para candidatear partículas ligeras como WISPs, éstas deben haber sido producidas por algún tipo de mecanismo no térmico. Uno de los mecanismos de producción no térmicos más interesantes es el de desalineamiento (misalignment mechanism), el cual ha sido fuertemente explotado para ALPs [3, 11, 19, 58, 70, 76, 113] y que recientemente también ha sido propuesto en cuanto a la producción de HPs [6].

El mecanismo de desalineamiento asume que los campos de partículas en el universo temprano tienen un estado inicial aleatorio que queda fijo durante el comienzo de la expansión del universo. Después de un tiempo, el campo rueda al mínimo de su potencial y comienza a oscilar alrededor de éste, produciendo un fluido de partículas cuya densidad ρ se irá diluyendo a medida que el universo se expande; $\rho \sim a^{-3}$, donde a es el factor de escala del universo. Considerando un campo escalar (o pseudoescalar) ϕ , tal como para el caso de ALPs, su ecuación de movimiento en un universo que se expande homogéneamente viene dada por

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + m_\phi^2(t)\phi = 0, \quad (1.18)$$

donde H es el parámetro de Hubble y $m_\phi(t)$ la masa de partículas ϕ , la cual puede depender del tiempo debido a las correcciones térmicas que podría producir la interacción con otras partículas. En una primera época, cuando $3H \gg m_\phi^2$, ϕ tiene una solución $\dot{\phi} = 0$ que lo hace mantenerse fijo. Después, desde un tiempo t_1 definido por la igualdad $3H(t_1) = m_\phi^2(t_1)$, el término de “damping” comienza a ser menos influyente permitiendo que ϕ comience a oscilar. En esta época, la solución puede ser encontrada con la aproximación WKB;

$$\phi(t) = \mathcal{A}(t) \cos\left(\int_{t_1}^t dt m_\phi(t)\right), \quad (1.19)$$

donde

$$\mathcal{A} = \phi_1 \left(\frac{m_{\phi,1} a_1^3}{m_\phi a^3}\right)^{1/2}, \quad (1.20)$$

con $\phi_1 = \phi(t_1)$, $a_1 = a(t_1)$ y $m_{\phi,1} = m_\phi(t_1)$. Con ésto, la densidad de energía promedio $\langle \rho_\phi \rangle$ y la presión promedio $\langle p_\phi \rangle$ pueden calcularse mediante las fórmulas

$$\langle \rho_\phi \rangle = \frac{1}{2} \langle \dot{\phi}^2 \rangle + \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle \phi^2 \rangle, \quad (1.21)$$

$$\langle p_\phi \rangle = \frac{1}{2} \langle \dot{\phi}^2 \rangle - \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle \phi^2 \rangle. \quad (1.22)$$

Despreciando derivadas de \mathcal{A} ($\dot{\mathcal{A}} \ll m_\phi \mathcal{A}$) y asumiendo una época donde m_ϕ es constante, se

encuentra

$$\langle \rho_\phi \rangle \approx \frac{1}{2} m_\phi^2 \mathcal{A}^2, \quad (1.23)$$

$$\langle p_\phi \rangle \approx \frac{1}{2} \dot{\mathcal{A}}^2. \quad (1.24)$$

Ésto implica que

$$\frac{\langle p_\phi \rangle}{\langle \rho_\phi \rangle} \approx 0, \quad (1.25)$$

lo cual es aproximadamente la ecuación de estado para materia no relativista. De esta forma es como partículas pseudoescalares y ligeras como el axión pueden ser no relativistas en el universo actual y así lo suficientemente frías para componer la materia oscura. También bajo este contexto, Nelson y Scholtz [6] desarrollaron la posibilidad de que fotones ocultos también hayan sido producidos en el universo temprano mediante un mecanismo de desalineamiento, llegando a resultados similares al caso del axión descrito anteriormente. Sin embargo, para el caso vectorial, debe agregarse un término “non-minimal coupling” al lagrangiano [87], el cual está definido como

$$\mathcal{L}_{\text{grav}} = \frac{1}{12} \kappa R X_\mu X^\mu, \quad (1.26)$$

donde R es el escalar de Ricci. Definiendo $\bar{X}_i = X_i/a(t)$ para cada componente de \vec{X} se llega a la siguiente ecuación de movimiento:

$$\ddot{\bar{X}}_i + 3H\dot{\bar{X}}_i + \left[m_{\gamma'}^2 + (1 - \kappa)(\dot{H} + 2H^2) \right] \bar{X}_i = 0. \quad (1.27)$$

En los límites $m_{\gamma'} \gg H$ y $m_{\gamma'}^2 \gg H^2$, la ecuación (1.27) se reduce a la misma forma que (1.18). Por lo tanto, la ecuación de estado (1.25) también se cumple para HPs, cumpliendo así características de materia oscura fría.

1.4. Detección de ALPs

Esta sección se enfocará exclusivamente en los mecanismos que se han desarrollado para la detección de ALPs. Como se verá en la sección siguiente, la posible detección de HPs se puede llevar a cabo utilizando los mismos experimentos propuestos para partículas tipo axión debido a la similitud de la fenomenología, en especial, la analogía que hay en las ecuaciones de movimiento provenientes del acoplo a fotones [87].

Ya se ha dicho en las secciones anteriores que ALPs interactúan muy débilmente con dos fotones a través del término

$$\mathcal{L}_{\phi \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{1}{4} g \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (1.28)$$

Hasta ahora, este acoplo ha sido ampliamente explotado debido a que uno de los fotones de la interacción puede ser creado en el laboratorio, por ejemplo, éste puede ser la incorporación de un potente campo magnético. Para ser más acertados, podemos escribir el lagrangiano total que involucra el acoplo $\phi\gamma\gamma$, se tiene

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) + \frac{1}{4} g \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1.29)$$

donde $V(\phi)$ corresponde al potencial del ALP, dado por

$$V(\phi) = m_\phi^2 f_\phi^2 \left[1 - \cos\left(\frac{\phi}{f_\phi}\right) \right]. \quad (1.30)$$

m_ϕ corresponde a la masa del ALP y f_ϕ la escala donde se rompe la simetría $U_{PQ}(1)$, la cual se relaciona con g mediante la ecuación (1.11). En la mayoría de los casos se usa el límite de oscilaciones pequeñas, esto es, el potencial simplemente se reduce a $V(\phi) = \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi^2$.

El lagrangiano (1.29), en la aproximación señalada, lleva a las ecuaciones de movimiento

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = g \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \phi, \quad (1.31)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} - \partial_t \vec{E} = g \left(\vec{E} \times \vec{\nabla} \phi - \vec{B} \partial_t \phi \right), \quad (1.32)$$

$$(\square + m_\phi^2) \phi = -g \vec{E} \cdot \vec{B}. \quad (1.33)$$

Claramente, estas expresiones corresponden a unas ecuaciones de Maxwell modificadas y vale decir que deben ir acompañadas de las leyes de Faraday y ausencia de monopolos magnéticos

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \partial_t \vec{B} = 0, \quad (1.34)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.35)$$

Con la presencia de un fuerte campo magnético externo \vec{B}_{ext} , es posible despreciar los términos no lineales de las ecuaciones (1.31), (1.32) y (1.33) (aquellos que tienen la forma ϕE , ϕB o EB). Con ésto y usando el Gauge de Coulomb ($A^0 = 0$, $\vec{E} = -\partial_t \vec{A}$, $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$), se tiene

$$\square \vec{A} = -g \vec{B}_{\text{ext}} \partial_t \phi, \quad (1.36)$$

$$(\square + m_\phi^2) \phi = g \vec{B}_{\text{ext}} \cdot \partial_t \vec{A}. \quad (1.37)$$

Cabe mencionar, que estas últimas ecuaciones corresponden a las que se han utilizado como base para el diseño de la mayoría de los mecanismos y propuestas con el fin de detectar ALPs. En las subsecciones que siguen, se describirán algunos de estos mecanismos, los cuales han sido desarrollados tanto para la detección de ALPs cosmológicos y/o para ALPs creados en el laboratorio a través de técnicas de alta precisión óptica.

En las subsecciones 1.4.1 y 1.4.2 se analizará con detalle algunos procedimientos matemáticos debido a que estas técnicas son parte importante del trabajo de investigación descrito en el capítulo 2.

1.4.1. ALPs cosmológicos

La detección de ALPs cosmológicos puede ser casificada en dos tipos, la primera corresponde al Axion-Haloscopio, el cual pretende detectar ALPs directamente desde el halo de nuestra galaxia a través de un campo magnético homogéneo dentro de una cavidad de micro-ondas. La segunda corresponde a la detección de ALPs provenientes del sol con el llamado Axion-Helioscopio, el cual pretende detectar fotones que son producidos debido al scattering entre los ALPs emitidos desde

el sol y un campo magnético inhomogéneo. El origen de estos diseños experimentales pueden ser consultados en las referencias [71, 92, 93].

Axion-Haloscope

De la ecuación (1.36) es posible notar que con la presencia de un fuerte campo magnético externo y homogéneo \vec{B}_0 , el campo de ALPs puede servir como fuente de un campo electromagnético \vec{A} , el cual estará caracterizado por una pequeña señal debido al débil acoplo g . Si se elige la dirección del campo externo como \hat{z} , entonces tal acoplo solo afectará a la componente \hat{z} del vector \vec{A} , la cual quedará descrita por la ecuación

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) A = -gB_0\partial_t\phi. \quad (1.38)$$

Considerando ALPs de materia oscura, éstos corresponden a un campo homogéneo $\phi(t)$ de partículas no relativistas, moviéndose a una velocidad promedio de $v_\phi \sim 10^{-3}$ en unidades naturales ($c = 1$ donde c es la velocidad de la luz). Su energía viene dada por

$$\omega_\phi = m_\phi(1 + v_\phi^2/2) \approx m_\phi, \quad (1.39)$$

lo cual permite describirlo como

$$\phi(t) = \frac{\sqrt{2\rho_\phi}}{m_\phi} \cos m_\phi t, \quad (1.40)$$

donde ρ_ϕ es la densidad de energía de los ALPs.

La idea principal del Axion-Haloscope es medir la potencia \mathcal{P} proporcionada por la resonancia de A en una cavidad de microondas con sección transversal constante. Matemáticamente hablando, se debe resolver la ecuación (1.38) con la condición de borde $A = 0$ en la superficie de la cavidad. Como método de solución, A puede ser expandida en una base ortonormal $e_{nl}(\vec{x})$ ($(n, l) \in \mathbb{Z}$), cuyos elementos deben ser autofunciones del operador ∇^2 y satisfacer las

condiciones de contorno. Se tiene

$$A(\vec{x}, t) = \sum_{n,l} A_{nl}(t) e_{nl}(\vec{x}), \quad (1.41)$$

donde

$$\nabla^2 e_{nl}(\vec{x}) = -\omega_{nl}^2 e_{nl}(\vec{x}). \quad (1.42)$$

Notar que los términos $-\omega_{nl}^2$ corresponden a los autovalores del sistema y tanto éstos como las autofunciones $e_{nl}(\vec{x})$ cambiarán su forma de acuerdo al sistema de coordenadas empleado. Para una sección transversal rectangular de lados L_x y L_y se tiene

$$e_{nl}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{S}} \sin \frac{n\pi x}{L_x} \sin \frac{l\pi y}{L_y}, \quad \omega_{nl} = \sqrt{\frac{n^2\pi^2}{L_x^2} + \frac{l^2\pi^2}{L_y^2}}, \quad (1.43)$$

mientras que para una circular de radio R

$$e_{nl}(\rho, \varphi) = \frac{1}{J_{n+1}(\chi_{nl})\sqrt{S}} e^{in\varphi} J_n\left(\frac{\chi_{nl}\rho}{R}\right), \quad \omega_{nl} = \frac{\chi_{nl}}{R} \quad (1.44)$$

donde χ_{nl} son los zeros de la función de Bessel de orden n ($J_n(x)$).

Reemplazando (1.41) y (1.40) en (1.38) se obtiene

$$\sum_{n,l} e_{nl}(\vec{x}) (\partial_t^2 + \omega_{nl}^2) A_{nl}(t) = gB_0 \sqrt{2\rho_\phi} \sin m_\phi t. \quad (1.45)$$

Usando la propiedad de ortonormalidad $\int_s d^2x e_{nl}(\vec{x}) e_{n'l'}^*(\vec{x}) = \delta_{nn'} \delta_{ll'}$ se tiene que los coeficientes $A_{nl}(t)$ pueden ser calculados resolviendo las ecuaciones ordinarias

$$\left(\partial_t^2 + \frac{\omega_{nl}}{Q} \partial_t + \omega_{nl}^2 \right) A_{nl}(t) = gB_0 \sqrt{2\rho_\phi S} I_{nl} \sin m_\phi t, \quad (1.46)$$

donde $I_{nl} = \frac{1}{\sqrt{S}} \int_s d^2x e_{nl}(\vec{x})$ y donde el término $\frac{\omega_{nl}}{Q} \partial_t$ fue agregado como una manera de cuantificar las pérdidas de energía en las paredes de la cavidad, siendo Q el factor de calidad de ésta. La solución homogénea de (1.46) decae exponencialmente con el tiempo, por lo tanto, si consideramos tiempos de medición lo suficientemente grandes, se puede prescindir de ella quedando

solamente la solución particular, la cual viene dada por

$$A_{nl}(t) = -gB_0\sqrt{2\rho_\phi SI_{nl}} \left[\frac{m_\phi\omega_{nl} \cos m_\phi t + Q(\omega_{nl}^2 - m_\phi^2) \sin m_\phi t}{Q(\omega_{nl}^2 - m_\phi^2)^2 + \frac{m_\phi^2\omega_{nl}^2}{Q}} \right]. \quad (1.47)$$

El mayor provecho que se puede extraer de ésto, es en el régimen de resonancia, o sea, cuando $\omega_{nl} = m_\phi$ para algún n y l fijos. En este caso, solo el modo resonante será el que predomina en la expansión (1.41), ya que en principio, es mucho más grande que los otros si el factor de calidad de la cavidad es bueno. A_{nl} (resonante) viene dado por (1.47) cuando se aplica el límite $\omega_{nl} \rightarrow m_\phi$; se encuentra finalmente

$$A(\vec{x}, t) = -\frac{gB_0\sqrt{2\rho_\phi SQ}I_{nl}}{m_\phi^2} \cos(\omega_{nl}t)e_{nl}(\vec{x}). \quad (1.48)$$

La potencia disipada en la cavidad debido a la resonancia del campo electromagnético, viene dada por

$$\mathcal{P} = \frac{m_\phi}{Q}U, \quad (1.49)$$

donde U es la energía almacenada en la cavidad. Para encontrar U , se debe resolver la integral

$$U = \frac{1}{2} \int_V dV (E^2 + B^2), \quad (1.50)$$

la cual debe hacerse sobre todo el volumen que ocupa la cavidad. Utilizando el hecho que $\vec{E} = -\partial_t\vec{A}$ y $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, se obtiene

$$\mathcal{P} = \frac{g^2 B_0^2 V \rho_\phi Q}{m_\phi} |I_{nl}|^2. \quad (1.51)$$

El factor $|I_{nl}|^2$ es un coeficiente que depende de la forma de la sección transversal de la cavidad, si ésta es rectangular entonces

$$|I_{nl}|^2 = \frac{64}{\pi^4 n^2 l^2}, \quad (1.52)$$

mientras que si es circular

$$|I_{nl}|^2 = \frac{4}{J_{n+1}(\chi_{nl})R^4} \left| \int_0^R \rho d\rho J_n\left(\frac{\chi_{nl}\rho}{R}\right) \right|^2. \quad (1.53)$$

Es claro que estos valores, así como también \mathcal{P} , son máximos para $|I_{11}|^2 = 64/\pi^4$ en el caso rectangular y $|I_{01}|^2 = 4/\chi_{01}^2$ en el caso circular. Asumiendo el modelo del halo isotérmico como correcto [82], en el cual la densidad de éste es $\rho_{\text{halo}} = 300 \text{ MeV/cm}^3$, se obtiene que en unidades de laboratorio la potencia viene dada por

$$\mathcal{P} = 2,92 \times 10^{-15} \text{ W} \left(\frac{g}{10^{-12} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{10\text{T}} \right)^2 \left(\frac{V}{1\text{m}^3} \right) \left(\frac{\rho_\phi}{\rho_{\text{halo}}} \right) \left(\frac{Q}{10^5} \right) \left(\frac{10^{-5} \text{ eV}}{m_\phi} \right) |I_{nl}|^2. \quad (1.54)$$

Esta idea ha sido implementada en el experimento ADMX (Axion-Dark-Matter-Xperiment) [105].

Axion-Helioscope

Debido al choque de fotones en el interior del sol, éste también podría ser una fuente de emisión de ALPs, los cuales podrían ser detectados haciendo resonar la conversión a fotones. En un proceso de scattering entre ALPs y un campo magnético externo inhomogéneo $B_{\text{ext}}(\vec{x})$, la conversión a fotones queda determinada por la sección eficaz diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g^2 \omega_\phi^2}{16\pi^2 v_\phi} \left| \int_V d^3x e^{i(\vec{k}_\gamma - \vec{k}_\phi) \cdot \vec{x}} \hat{n} \times \vec{B}_{\text{ext}}(\vec{x}) \right|^2, \quad (1.55)$$

donde ω_ϕ , v_ϕ y \vec{k}_ϕ son la energía, la velocidad y el momentum del ALP incidente, \vec{k}_γ el momentum del fotón convertido y \hat{n} la dirección de \vec{k}_γ . Supóngase un campo magnético externo espacialmente oscilante en una extensión d

$$B_{\text{ext}}(\vec{x}) = B_0 \cos\left(\frac{2\pi}{d} \hat{n} \cdot \vec{x}\right). \quad (1.56)$$

Multiplicado (1.55) por el flujo de energía de los ALPs y luego integrando en el ángulo sólido, se obtiene la potencia de la conversión;

$$\mathcal{P} = \frac{\pi g^2 V B_0^2 \rho_\phi}{2\omega_\phi} R. \quad (1.57)$$

El parámetro R está definido como

$$R = \frac{\omega_\phi L}{8\pi} \left[\frac{\sin(2\pi/d - q)L/2}{(2\pi/d - q)L/2} + \frac{\sin(2\pi/d + q)L/2}{(2\pi/d + q)L/2} \right]^2, \quad (1.58)$$

donde L es la longitud del detector en dirección al sol y $q = |\vec{k}_\gamma - \vec{k}_\phi|$. Notar que R se incrementará a medida que q sea lo más cercano posible a $2\pi/d$.

El Axion-Helioscope ha sido implementado en experimentos como CAST y sumico [23, 104, 121].

1.4.2. Light Shinning Through the Wall

En la sección anterior se vio cómo ALPs cosmológicos podían ser detectados, éstos corresponden a partículas proporcionadas naturalmente por la evolución del universo. Sin embargo, ALPs también podrían ser producidos en el laboratorio a través de experimentos de alta precisión óptica. Bajo este contexto nace "Light Shinning Through the wall"(LSW), propuesto inicialmente por Van Bibber et al. [65]. En lo que sigue se hará una descripción detallada de en qué consiste tal propuesta.

Supóngase un láser atravesando una región ocupada por un fuerte campo magnético externo B_0 apuntando en una dirección perpendicular a la propagación del haz de luz. Algunos fotones se convertirán en ALPs mediante el proceso $\gamma + \gamma \rightarrow \phi$, así se tendrá un "mixing" de ambos campos, fotones y ALPs, propagándose en el espacio. Supóngase ahora que cerca de la región con campo magnético externo se pueda eliminar el 100 % de los fotones con una pared localizada transversalmente a la dirección de propagación. Como los ALPs no interactúan con la pared,

éstos seguirán su camino. Una forma de convencerse que la producción de ALPs fue efectiva, es incorporar un segundo campo magnético externo con las mismas características que el primero. Esta vez, el proceso $\phi + \gamma \rightarrow \gamma$ implicará una reconversión a fotones (ver figura 1.3). En resumen, se puede decir que el láser incidente es capaz de iluminar a pesar que una pared se interponga.

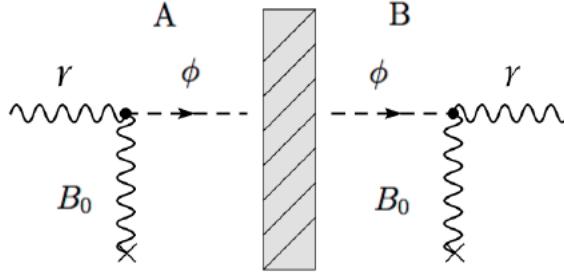


Figura 1.3: Esquema básico de un Light Shinning Through the Wall.

La idea de LSW desde el punto de vista experimental es detectar los fotones que fueron reconvertidos detrás de la pared. Se puede calcular la probabilidad de reconversión a fotones de la siguiente manera. Designemos por $P_{\gamma \rightarrow \phi}$ a la probabilidad de conversión de fotones a ALPs que ocurre en la parte A de la figura 1.3, si $P_{\phi \rightarrow \gamma}$ es la probabilidad de conversión de ALPs a fotones detrás de la pared (parte B), entonces se tendrá que la reconversión final a fotones estará determinada por la probabilidad

$$P_R = P_{\gamma \rightarrow \phi} P_{\phi \rightarrow \gamma}. \quad (1.59)$$

Las probabilidades $P_{\gamma \rightarrow \phi}$ y $P_{\phi \rightarrow \gamma}$ se pueden calcular perturbativamente o con métodos más generales [45, 106], en ambos casos implementando las ecuaciones (1.36) y (1.37) a la situación de LSW. Si el diámetro del láser es mucho más pequeño que la extensión espacial de los campos magnéticos, entonces el problema se reduce a sólo una dimensión espacial (y una temporal), por lo tanto, si esta dimensión espacial es el eje x y si además el campo magnético externo se elige apuntando en la dirección \hat{z} , se tiene

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)A(x, t) = -gB_{\text{ext}}\partial_t\phi(x, t), \quad (1.60)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi(x, t) = gB_{\text{ext}}\partial_t A(x, t), \quad (1.61)$$

donde claramente, en este caso, A corresponde a la componente del potencial vector que es paralela al campo magnético externo, esto debido a que es la única componente que interactúa con los ALPs. Es posible resolver este sistema de ecuaciones perturbativamente, expandiendo los campos A y ϕ en potencias del parámetro g :

$$A(x, t) = A^{(0)}(x, t) + A^{(1)}(x, t) + \dots, \quad (1.62)$$

$$\phi(x, t) = \phi^{(0)}(x, t) + \phi^{(1)}(x, t) + \dots, \quad (1.63)$$

donde

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)A^{(0)}(x, t) = 0, \quad (1.64)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi^{(0)}(x, t) = 0, \quad (1.65)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)A^{(1)}(x, t) = -gB_{\text{ext}}\partial_t\phi^{(0)}(x, t), \quad (1.66)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi^{(1)}(x, t) = gB_{\text{ext}}\partial_t A^{(0)}(x, t). \quad (1.67)$$

En el caso que sólo hayan fotones incidentes (parte A de la figura 1.3), se tendrá $\phi^{(0)}(x, t) = 0$ y $A^{(0)}(x, t) = ae^{i\omega(x-t)}$, donde ω es la frecuencia del láser y a la amplitud. Se aprecia en la ecuación (1.67) que, en este caso, $A^{(0)}$ sirve como una fuente para $\phi^{(1)}$. Reemplazando $A^{(0)}(x, t)$ en (1.67), se tiene

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi^{(1)}(x, t) = -i\omega g B_{\text{ext}} a e^{i\omega(x-t)}. \quad (1.68)$$

Se puede separar la parte espacial de la temporal escribiendo $\phi^{(1)}(x, t) = \phi^{(1)}(x)e^{-i\omega t}$. De esta forma, $\phi^{(1)}(x)$ debe determinarse resolviendo la ecuación ordinaria

$$(\partial_x^2 + k_\phi^2)\phi^{(1)}(x) = i\omega g B_{\text{ext}} a e^{i\omega x}, \quad (1.69)$$

donde $k_\phi = \sqrt{\omega^2 - m_\phi^2}$. La solución de (1.69) en todo el espacio viene dada por

$$\phi^{(1)}(x) = i\omega g a \int_{-\infty}^{\infty} dx' G(x-x') B_{\text{ext}}(x') e^{i\omega x'}, \quad (1.70)$$

donde $G(x - x')$ es la función de Green del problema, definida por la ecuación

$$(\partial_x^2 + k_\phi^2)G(x - x') = \delta(x - x'). \quad (1.71)$$

Escribiendo $G(x - x')$ en el espacio de Fourier

$$G(x - x') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{-ik(x-x')} \hat{G}(k), \quad (1.72)$$

y reemplazandola en (1.71), se obtiene $G(k) = -1/(k^2 - k_\phi^2)$. Volviendo a (1.72), se tiene la integral

$$G(x - x') = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{e^{-ik(x-x')}}{k^2 - k_\phi^2}, \quad (1.73)$$

la cual se puede resolver fácilmente con técnicas del calculo en variable compleja. Para resolver (1.73) se debe incluir la condición de contorno $A_{t \rightarrow -\infty}^{(0)} = 0$, ésto se puede llevar a cabo haciendo el cambio $\omega \leftrightarrow \omega + i\eta$ y posteriormente aplicando el límite $\eta \rightarrow 0$. El resultado es

$$G(x - x') = \frac{e^{ik_\phi|x-x'|}}{2ik_\phi}. \quad (1.74)$$

Suponiendo el caso más simple, donde B_{ext} corresponde a un valor constante B_0 , el cual se extiende espacialmente a lo largo del eje x en una longitud L , se tiene

$$B_{\text{ext}}(x) = B_0 \Theta(x) \Theta(L - x), \quad (1.75)$$

donde $\Theta(x)$ es la función escalón de heaviside definida como

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0. \end{cases} \quad (1.76)$$

Reemplazando (1.75) y (1.74) en (1.70), se obtiene

$$\phi^{(1)}(x) = \frac{\omega g B_0 a}{2k_\phi} \int_0^L dx' e^{ik_\phi|x-x'|} e^{i\omega x'}. \quad (1.77)$$

En el interior de la región con campo magnético, o sea para $0 \leq x \leq L$, se tendrá una solución de

onda transmitida y otra de onda reflejada escrita en la forma $\phi^{(1)}(x) = \phi_{\text{trans}}^{(1)}(x) + \phi_{\text{ref}}^{(1)}(x)$, mientras que fuera de esta región se tendrá sólo una onda transmitida para $x > L$ y sólo una onda reflejada para $x < 0$. La probabilidad de conversión de un fotón a un ALP, después de atravesar la región con campo magnético, está determinada por

$$P_{\gamma \rightarrow \phi} = \frac{|\phi_{\text{trans}}^{(1)}|^2}{|A^{(0)}|^2}, \quad (1.78)$$

donde $\phi_{\text{trans}}^{(1)}$ debe evaluarse en $x > L$. Calculando la integral (1.77) para $x > L$ y teniendo en cuenta que $|A^{(0)}|^2 = |a|^2$, se llega a la conocida expresión

$$P_{\gamma \rightarrow \phi} = \frac{g^2 B_0^2 \omega^2 L^2}{4k_\phi^2} \left(\frac{2}{qL} \sin \frac{qL}{2} \right)^2, \quad (1.79)$$

donde q corresponde a la transferencia de momentum $\omega - k_\phi$ de un fotón a un ALP.

Análogamente, se puede calcular la probabilidad $P_{\phi \rightarrow \gamma}$. Esta vez, sólo habrán ALPs incidentes, por lo tanto $A^{(0)} = 0$ y $\phi^{(0)} = \phi_0 e^{ik_\phi x - \omega t}$. Luego, para encontrar $A^{(1)}$, se debe resolver (1.66) utilizando el mismo procedimiento hecho anteriormente, sólo que en la función de Green se debe cambiar k_ϕ por ω . Se obtiene

$$P_{\phi \rightarrow \gamma} = \frac{|A_{\text{trans}}^{(1)}|^2}{|\phi^{(0)}|^2} = \frac{g^2 B_0^2 L^2}{4} \left(\frac{2}{qL} \sin \frac{qL}{2} \right)^2. \quad (1.80)$$

Finalmente, tomando en cuenta las probabilidades (1.79) y (1.80), la probabilidad de reconversión a fotones detrás de la pared en un LSW es (ver (1.59))

$$P_R = \frac{g^4 B_0^4 L^4 \omega^2}{16 k_\phi^2} \left(\frac{2}{qL} \sin \frac{qL}{2} \right)^4. \quad (1.81)$$

Cabe decir, que con el tiempo han surgido mejoras al diseño LSW, de hecho las primeras propuestas experimentales para llevar a cabo esta técnica, implementan cavidades ópticas con el fin de aumentar el recorrido de cada fotón dentro del campo magnético externo, de tal forma que la probabilidad de conversión a ALPs quede amplificadas, incrementando así la reconversión a fotones [32, 97]. Se encuentra que esta amplificación es máxima si se cumple que la frecuencia

del laser ω se iguala a $n\pi/L$ donde L es el largo de la cavidad y n algún número entero, tal como se vio en la resonancia de axiones cosmológicos en una cavidad de micro-ondas. El experimento “ALPs” se ha encargado de llevar a cabo estas ideas [62]. Una mejora aún mas efectiva que ésta, es la planteada por Sikivie, Tanner and Van Bibber [44, 90], en la cual se añade una nueva cavidad óptica en la región del campo magnético encargado de la reconversión a fotones. Si la segunda cavidad también permite una resonancia, entonces la probabilidad de reconversión P_R quedará amplificada en un factor $\frac{2}{\pi^2}\mathcal{F}\mathcal{F}'$, donde \mathcal{F} y \mathcal{F}' corresponden a las “finesse” de la primera y segunda cavidad, respectivamente. La “finesse” es un parámetro relacionado con la calidad de los espejos de una cavidad óptica y es proporcional al factor de calidad.

Más adelante, se mostrará como idea original de esta tesis, cuáles son las implicancias de introducir un campo magnético externo dependiente del tiempo en un contexto parecido a éste. Un resultado importante, es que la implementación de este campo externo proporcionará una tercera resonancia, la cual amplifica cuadráticamente en el tiempo a la probabilidad de reconversión.

1.5. Cotas para WISPs

En física de altas energías, la astrofísica y la cosmología proporcionan un laboratorio natural para la búsqueda de partículas elementales. Ésto, debido a que las estrellas y otros fenómenos son fuentes poderosas de partículas débilmente interactuantes, tales como neutrinos, gravitones, axiones, y en general, cualquier tipo de partícula creada mediante reacciones nucleares o procesos térmicos. Aunque los flujos de estas partículas no pueden ser detectados directamente, las propiedades de las estrellas deberían modificarse si la pérdida de energía debido a la emisión es significativa. Este último argumento, ha sido ampliamente utilizado para restringir propiedades de nuevas partículas [16, 37–40, 42, 50, 64, 79, 81, 96, 120]. En lo que sigue, se mostrarán gráficos de exclusión actualizados para el espacio de parámetros (m_ϕ, g) en el caso de ALPs y $(m_{\gamma'}, \chi)$ en el caso de fotones ocultos, utilizando cotas tanto astrofísicas y cosmológicas como de experimentos terrestres.

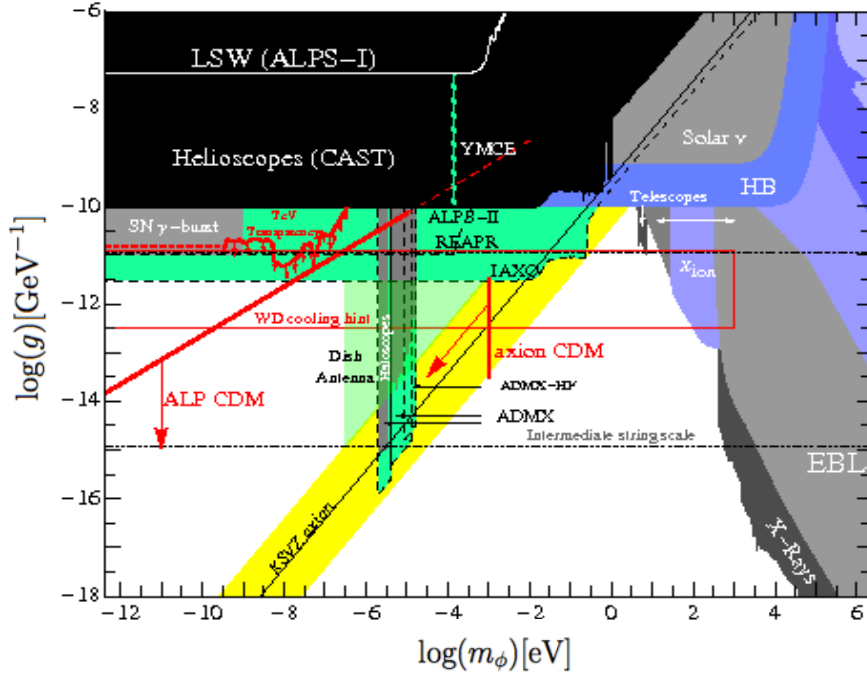


Figura 1.4: Exclusión para ALPs en el espacio de parámetros (m_ϕ, g) . La descripción de las regiones más importantes se encuentra en el texto. Para más detalles, ver la referencia original de este gráfico [61].

En el gráfico de exclusión 1.4 correspondiente a ALPs, la región “EBL”(Extragalactic Background Light) es donde ALPs deberían contribuir fuertemente a la señal de la luz de fondo extragaláctica, la exclusión se hace comparando el espectro EBL [55] con el flujo de fotones producidos debido el decaimiento $a \rightarrow \gamma + \gamma$ [26, 27]. Siguiendo el mismo razonamiento de la región “EBL”, las regiones “Telescopes” y “X-Rays” son excluidas al comparar la fenomenología de ALPs con los resultados de las referencias [4, 5, 17, 72, 83] acerca de la emisión electromagnética de galaxias, tanto en el espectro visible como en rayos X. Los constraints correspondientes a la región “LSW (ALPS-I)” corresponden a experimentos tipo Light Shinning Through the Wall (LSW) [62], la región “Helioscopes (CAST)” son las cotas obtenidas a través de experimentos de detección de ALPs emitidos desde el sol [23, 93, 104, 121] y “ADMX” a resultados del haloscopios que lleva el mismo nombre [93, 105]. La región “HB” (Horizontal Branch) surge de las pérdidas adicionales de energía debido a la producción de axiones en estrellas de rama horizontal, lo cual debería influir considerablemente en el enfriamiento de éstas [41, 42]. Las regiones restantes corresponden a

terreno aún no explorado y donde ALPs podrían existir, en especial, las regiones con tonalidades verdes corresponden a la sensibilidad de experimentos en preparación [61].

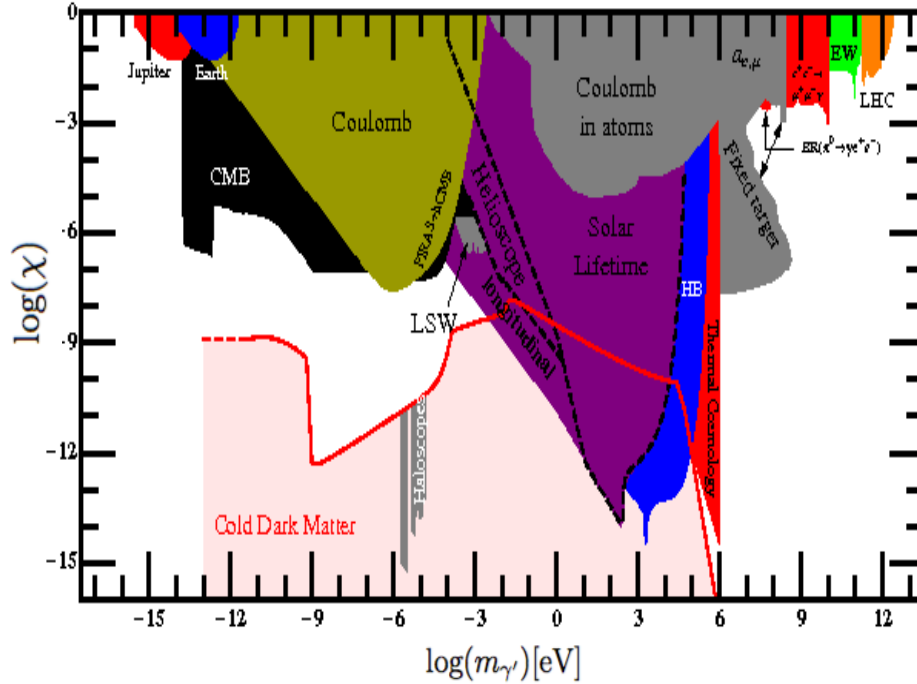


Figura 1.5: Exclusión para HPs en el espacio de parámetros $(m_{\gamma'}, \chi)$. La descripción de las regiones más importantes se encuentra en el texto. Para más detalles, ver la referencia original de este gráfico [54].

Para el caso de HPs (ver figura 1.5), debido a la similitud que existe entre la fenomenología de fotones ocultos y la de ALPs, los rayos cósmicos permiten excluir las regiones “HB”, “CMB” y “X-Rays” del espacio de parámetros $(\chi, m_{\gamma'})$ [87]. Las regiones “Helioscope” y “Solar Lifetime”, al igual que para ALPs, vienen de la no observación de HPs provenientes del sol [59]. “Haloscopes” corresponden a resultados del experimento ADMX [9]. La región “LSW” corresponde a experimentos “Light Shinning Through the Wall” los cuales también sirven como una herramienta potente para la búsqueda de HPs [68]. Por último, la región “Coulomb” corresponde a la exclusión que proporciona la modificación de la ley de Coulomb en presencia de HPs [28]. La región rosada es el terreno inexplorado y además donde HPs pueden ser materia oscura fría. Para mayores detalles, consultar referencias [54, 87].

Capítulo 2

Sistema ALP-fotón en un campo magnético dependiente del tiempo

En este capítulo, se presentará el primero de los dos trabajos de investigación a desarrollarse en esta tesis. Éste se basa en mostrar cómo la implementación de un campo magnético externo dependiente del tiempo afecta a la probabilidad de conversión $P_{\gamma \rightarrow \phi}$ de fotones a ALPs que interactúan en un sistema unidimensional [85]. Esta motivación se produce simplemente porque, según lo investigado, no existen trabajos referentes al tema que incorporen este tipo de campos externos. Como un adelanto a los resultados, se encuentra que la probabilidad de reconversión a fotones P_R queda amplificada con un factor cuadrático en el tiempo debido a una posible resonancia del campo de ALPs, lo cual no se había encontrado antes; por ejemplo, la implementación de cavidades ópticas al LSW, solo hace resonar los campos correspondientes a fotones. A continuación se mostrará un análisis detallado de este efecto.

2.1. Planteamiento del problema y solución a primer orden

En un sistema unidimensional, tal como el LSW detallado en el capítulo anterior, se tiene que para un desarrollo perturbativo hasta el primer orden en g , las ecuaciones de movimiento clásicas que acoplan ALPs y fotones a través de un campo magnético externo son

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)\vec{A}^{(0)}(x, t) = 0, \quad (2.1)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi^{(0)}(x, t) = 0, \quad (2.2)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)\vec{A}^{(1)}(x, t) = -g\vec{B}_{\text{ext}}\partial_t\phi^{(0)}(x, t), \quad (2.3)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2)\phi^{(1)}(x, t) = g\vec{B}_{\text{ext}} \cdot \partial_t\vec{A}^{(0)}(x, t), \quad (2.4)$$

donde los campos del ALP y del fotón vienen dados por $\vec{A}(x, t) = \vec{A}^{(0)}(x, t) + \vec{A}^{(1)}(x, t) + \dots$ y $\phi(x, t) = \phi^{(0)}(x, t) + \phi^{(1)}(x, t) + \dots$, respectivamente.

El problema que se va a resolver ahora, es encontrar el campo de ALPs $\phi(x, t)$ a primer orden en g producto de la interacción entre una onda electromagnética estacionaria (la cual puede ser generada, por ejemplo, con la emisión de un láser a través de una cavidad óptica) y un campo magnético dependiente de tiempo, el cual es encendido en un instante posterior a la preparación de la onda estacionaria.

Supóngase, para $t < 0$, una onda electromagnética, estacionaria y unidimensional encerrada en una cavidad de longitud L . Si está polarizada linealmente en la dirección \hat{z} , entonces la podemos modelar matemáticamente a través del potencial vector

$$\vec{a}(x, t) = a_0\hat{z}\sin\omega_n t\sin\omega_n x, \quad (2.5)$$

donde a_0 es su amplitud y ω_n su frecuencia, la cual vendrá definida según las características de la fuente externa que haya generado la onda. Ya que \vec{a} se anula en los bordes de la cavidad, se tiene que $\omega_n = n\pi/L$, con n algún número entero. En el gauge de Coulomb, los campos eléctrico y magnético correspondientes a \vec{a} vienen dados por $\vec{e}(x, t) = -\partial_t a(x, t)\hat{z}$ y $\vec{b}(x, t) = -\partial_x a(x, t)\hat{y}$, respectivamente.

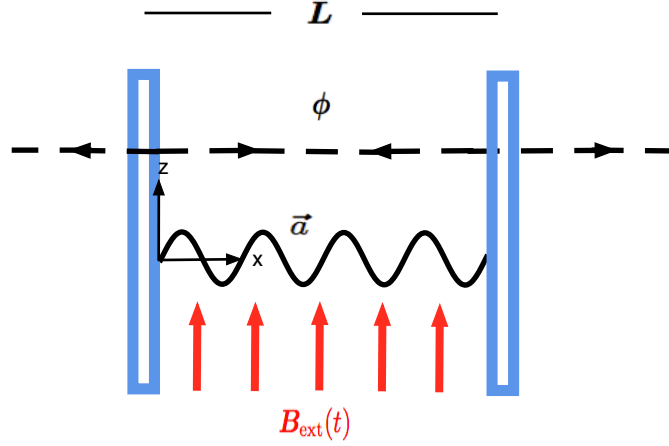


Figura 2.1: Esquema básico de una cavidad de longitud L en la cual ALPs son producidos debido a la interacción entre una onda electromagnética estacionaria \vec{a} y un campo magnético externo $B_{\text{ext}}(t)$.

Si en $t = 0$ se prende un campo magnético externo $B_{\text{ext}}(t)\hat{z}$ dentro de la cavidad, entonces la interacción de éste con la onda estacionaria producirá ALPs, que quedarán descritos a primer orden en g por el campo $\phi^{(1)}(x, t)$, el cual es solución de la ecuación (2.4) con las condiciones iniciales $\phi^{(1)}(x, 0) = 0$ y $\dot{\phi}^{(1)}(x, 0) = 0$. En este caso, la fuente $\vec{A}^{(0)}$ corresponderá a la onda estacionaria \vec{a} . Ya que \vec{B}_{ext} es paralelo a \vec{a} y además se encuentra sólo en la región $0 \leq x \leq L$, la ecuación (2.4) se convierte en

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2) \phi^{(1)}(x, t) = f(t)\Theta(x)\Theta(L-x) \sin \omega_n x, \quad (2.6)$$

donde

$$f(t) = g\omega_n a_0 B_{\text{ext}}(t) \cos \omega_n t. \quad (2.7)$$

2.1.1. Transformada de Laplace

El método que se utilizará para resolver (2.6) será el de la transformada de Laplace, el cual es adecuado en cuanto a satisfacer las condiciones iniciales.

La transformada de Laplace $H(s) = \mathcal{L}\{h(t)\}(s)$ de una función cualquiera $h(t)$ viene definida

como

$$\mathcal{L}\{h(t)\}(s) = \int_0^{\infty} dt e^{-st} h(t), \quad (2.8)$$

donde s es el dominio de las funciones en el espacio de Laplace. Así, también debe existir la transformada de Laplace inversa \mathcal{L}^{-1} , la cual tiene la propiedad $\mathcal{L}^{-1}\{H(s)\}(t) = h(t)$ y corresponde a la integral

$$\mathcal{L}^{-1}\{H(s)\} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} ds e^{st} H(s), \quad (2.9)$$

cuyo cálculo se debe hacer en el plano complejo tomando a γ como un número real. Dos propiedades importantes que se utilizarán son las siguientes:

$$\mathcal{L}\{\partial_t^n \sigma(t)\}(s) = s^n \mathcal{L}\{\sigma(t)\}(s) - \sum_{k=1}^n s^{n-k} \partial_t^{k-1} \sigma(0), \quad (2.10)$$

de la cual vemos como caso particular

$$\mathcal{L}\{\ddot{\sigma}(t)\}(s) = s^2 \mathcal{L}\{\sigma(t)\}(s) - s\sigma(0) - \dot{\sigma}(0) \quad (2.11)$$

y

$$\mathcal{L}^{-1}\{H(s)H'(s)\} = \int_0^t dt' h(t-t')h(t'), \quad (2.12)$$

donde $h(t)$, $h'(t)$ son dos funciones cualquiera y $H(s)$, $H'(s)$ sus transformadas de Laplace.

Sean $\Phi^{(1)}(x, s)$ y $F(s)$ las transformadas de Laplace de $\phi^{(1)}(x, t)$ y $f(t)$, respectivamente. Aplicando el operador \mathcal{L} a ambos lados de (2.6) y luego la propiedad (2.11) más las condiciones iniciales, se encuentra

$$(\partial_x^2 - \eta_s^2) \Phi^{(1)}(x, s) = -F(s)\Theta(x)\Theta(L-x) \sin \omega_n x, \quad (2.13)$$

donde se ha definido $\eta_s = \sqrt{s^2 + m_\phi^2}$. Una vez que se resuelva (2.13) en todo el espacio, $\phi^{(1)}(x, t)$ se encontrará aplicando la transformada inversa a $\Phi^{(1)}(x, s)$, a saber

$$\phi^{(1)}(x, t) = \mathcal{L}^{-1}\{\Phi^{(1)}(x, s)\}(t). \quad (2.14)$$

2.1.2. Función de Green

Para resolver (2.13) y así encontrar $\Phi^{(1)}(x, s)$ en todo el espacio, se usará el método de la función de Green. La solución viene dada por

$$\Phi^{(1)}(x, s) = -F(s) \int_{-\infty}^{\infty} dx' G(x - x') \Theta(x') \Theta(L - x') \sin \omega_n x', \quad (2.15)$$

donde $G(x - x')$ es la función de Green del problema y se determina resolviendo la ecuación

$$(\partial_x^2 - \eta_s^2) G(x - x') = \delta(x - x'). \quad (2.16)$$

Escribiendo $G(x - x')$ y $\delta(x - x')$ en el espacio de Fourier, se tiene

$$G(x - x') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{-ik(x-x')} \hat{G}(k) \quad (2.17)$$

y

$$\delta(x - x') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{-ik(x-x')}, \quad (2.18)$$

lo cual al reemplazar en (2.16) permite obtener

$$\hat{G}(k) = -\frac{1}{k^2 + \eta_s^2}. \quad (2.19)$$

Utilizando (2.19) y volviendo a (2.17), se tiene

$$G(x - x') = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{e^{-ik(x-x')}}{k^2 + \eta_s^2}. \quad (2.20)$$

Para resolver (2.20), se puede pasar al plano complejo tomando en cuenta que la integral tiene los dos polos simples $k = \pm i\eta_s$. Para $x > x'$ se debe hacer la integración en un contorno que encierre al polo $k = -i\eta_s$ con tal que la integral converga. Por otro lado, si $x < x'$, se deberá integrar sobre un contorno que encierre al punto $k = i\eta_s$. Con todo ésto, se obtiene finalmente

$$G(x - x') = -\frac{e^{-\eta_s|x-x'|}}{2\eta_s}. \quad (2.21)$$

2.1.3. Solución general

Reemplazando (2.21) en (2.15), se tiene

$$\Phi^{(1)}(x, s) = \frac{F(s)}{2\eta_s} \int_0^L dx' e^{-\eta_s|x-x'|} \sin \omega_n x'. \quad (2.22)$$

Esta solución se puede dividir en tres regiones; $x < 0$, $0 \leq x \leq L$ y $x > L$. Para $x < 0$ se cumple que $x' > x$ ya que x' pertenece al intervalo $[0, L]$, por lo tanto

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, s) &= \frac{F(s)}{2\eta_s} \int_0^L dx' e^{-\eta_s(x'-x)} \sin \omega_n x' \\ &= \frac{\omega_n}{2} \frac{F(s)}{\eta_s^2 + \omega_n^2} \left[\frac{e^{\eta_s x} - (-1)^n e^{\eta_s(x-L)}}{\eta_s} \right]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Para $0 \leq x \leq L$ la integral se debe separar en dos partes, una donde $0 \leq x' \leq x$ y otra donde $x \leq x' \leq L$, se obtiene

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, s) &= \frac{F(s)}{2\eta_s} \left[\int_0^x dx' e^{-\eta_s(x-x')} \sin \omega_n x' + \int_x^L dx' e^{-\eta_s(x'-x)} \sin \omega_n x' \right] \\ &= \frac{\omega_n}{2} \frac{F(s)}{\eta_s^2 + \omega_n^2} \left[\frac{e^{-\eta_s x} - (-1)^n e^{\eta_s(x-L)}}{\eta_s} + \frac{2}{\omega_n} \sin \omega_n x \right]. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Por último, para $x > L$ se cumple que $x > x'$, por lo cual

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, s) &= \frac{F(s)}{2\eta_s} \int_0^L dx' e^{-\eta_s(x-x')} \sin \omega_n x' \\ &= \frac{\omega_n}{2} \frac{F(s)}{\eta_s^2 + \omega_n^2} \left[\frac{e^{-\eta_s x} - (-1)^n e^{-\eta_s(x-L)}}{\eta_s} \right]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Notar que estas tres soluciones se pueden resumir en una sola expresión dada por

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, s) &= \frac{\omega_n}{2} \frac{F(s)}{\eta_s^2 + \omega_n^2} \left[\frac{e^{-\eta_s|x|} - (-1)^n e^{-\eta_s|x-L|}}{\eta_s} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{\omega_n} \Theta(x)\Theta(L-x) \sin \omega_n x \right]. \end{aligned} \quad (2.26)$$

El problema ahora radica en encontrar la función transformada de Laplace inversa de (2.26) (ver (2.14)). Primero que todo, supóngase que el campo magnético externo se elige como una función armónica en el tiempo dada por

$$B_{\text{ext}}(t) = B_0 \cos \lambda t, \quad (2.27)$$

donde λ es su frecuencia de oscilación y B_0 su amplitud. De (2.7), se tiene

$$f(t) = \frac{gB_0\omega_n a_0}{2} (\cos \Omega_n t + \cos \bar{\Omega}_n t), \quad (2.28)$$

donde se han definido $\Omega_n = \omega_n + \lambda$ y $\bar{\Omega}_n = \omega_n - \lambda$. Por otra parte, usando algunas tablas de transformadas y transformadas inversas de Laplace, se encuentra fácilmente que

$$F(s) = \frac{gB_0\omega_n a_0 s}{2} \left(\frac{1}{s^2 + \Omega_n^2} + \frac{1}{s^2 + \bar{\Omega}_n^2} \right), \quad (2.29)$$

$$\mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{F(s)}{\eta_s^2 + \omega_n^2} \right\} (t) = \frac{gB_0\omega_n a_0}{2} \xi(t) \quad (2.30)$$

con

$$\xi(t) = \frac{\cos \Omega_n t - \cos \kappa_n t}{\kappa_n^2 - \Omega_n^2} + \frac{\cos \bar{\Omega}_n t - \cos \kappa_n t}{\kappa_n^2 - \bar{\Omega}_n^2}, \quad (2.31)$$

y

$$\mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{e^{-u\eta_s}}{\eta_s} \right\} = \Theta(t - u) J_0 \left(m_\phi \sqrt{t^2 - u^2} \right), \quad (2.32)$$

donde $\kappa_n = \sqrt{\omega_n^2 + m_\phi^2}$ y u cualquier valor positivo. Notar que las fórmulas (2.30) y (2.32) son las transformadas inversas necesarias para resolver el problema. Utilizándolas en combinación con la propiedad (2.12), se encuentra finalmente

$$\begin{aligned} \phi^{(1)}(x, t) = & \frac{gB_0\omega_n^2 a_0}{4} [J(|x|, t) - (-1)^n J(|x - L|, t) \\ & + \frac{2}{\omega_n} \xi(t) \Theta(x) \Theta(L - x) \sin \omega_n x], \end{aligned} \quad (2.33)$$

donde

$$J(|x|, t) = \int_0^t dt' \xi(t - t') \Theta(t' - |x|) J_0 \left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2} \right). \quad (2.34)$$

2.2. Condición de resonancia

Se observa en (2.31), que $\xi(t)$ admite resonancia en los límites $\kappa_n \rightarrow \Omega_n$ o bien $\kappa_n \rightarrow \bar{\Omega}_n$, lo cual también implicaría una resonancia para $\phi^{(1)}(x, t)$, ya que según (2.33) y (2.34), ésta es proporcional a $\xi(t)$. Tomando $\kappa_n = \Omega_n$ se tiene

$$\xi(t) = \frac{t \sin \Omega_n t}{2\Omega_n} + \frac{\sin \lambda t \sin \omega_n t}{2\lambda\omega_n}, \quad (2.35)$$

lo cual muestra un crecimiento lineal en el tiempo tanto para $\xi(t)$ como para $\phi^{(1)}(x, t)$. Tomar este límite de resonancia, claramente define la frecuencia λ del campo magnético externo; $\kappa_n = \Omega_n = \omega_n + \lambda$, o sea

$$\lambda = \sqrt{\omega_n^2 + m_\phi^2} - \omega_n, \quad (2.36)$$

lo que en el límite $m_\phi \ll \omega_n$ se transforma en $\lambda = m_\phi^2/2\omega_n = q$, siendo q la transferencia de momentum desde fotones a ALPs. Notar que el término que crece linealmente con respecto a t en (2.35), será dominante en un tiempo suficientemente grande, esto es, cuando se cumpla $t \gg \Omega_n/(\omega_n \lambda)$, lo cual es correcto incluso para $t = 1$ s, según valores típicos de ω_n y m_ϕ . Por lo tanto, aplicando este límite y luego reemplazando (2.35) en (2.34), se obtiene

$$J(|x|, t) = \frac{1}{2\Omega_n} \int_0^t dt' (t - t') \sin \Omega_n(t - t') \Theta(t' - |x|) J_0 \left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2} \right). \quad (2.37)$$

Para poder integrar (2.37), aunque sea en una forma aproximada, se utilizará el límite $m_\phi \ll \Omega_n$. Ésto implica que la función de Bessel $J_0 \left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2} \right)$ oscilará mucho más lento que $\sin \Omega_n(t - t')$, llevando a aproximar el resultado, integrando solo la función trigonométrica. Se tiene

$$\begin{aligned} J(|x|, t) &= \frac{1}{2\Omega_n} \Theta(t - |x|) (t - |x|) J_0 \left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2} \right) \int dt' \sin \Omega_n(t - t') \Big|_{|x|}^t \\ &= -\frac{1}{2\Omega_n^2} \Theta(t - |x|) (t - |x|) \cos \Omega_n(t - |x|). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Designando por $\phi_+^{(1)}$ y $\phi_-^{(1)}$ a las soluciones para $x > L$ y $x < 0$, respectivamente, se tiene que para el límite $t \gg |x|$

$$\begin{aligned}
\phi_{\pm}^{(1)}(x, t) &= \frac{gB_0\omega_n^2 a_0}{4} [J(|x|, t) - (-1)^n J(|x| \mp L, t)] \\
&= -\frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{8\Omega_n^2} \{\cos \Omega_n(t - |x|) - (-1)^n \cos [\Omega_n(t - |x|) \pm \Omega_n L]\} \\
&= -\frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{8\Omega_n^2} \{\cos \Omega_n(t - |x|) - (-1)^n \cos [\Omega_n(t - |x|) \pm \lambda L \pm \omega_n L]\} \\
&= -\frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{8\Omega_n^2} \{\cos \Omega_n(t - |x|) - \cos [\Omega_n(t - |x|) \pm \lambda L]\} \\
&= -\frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{8\Omega_n^2} [\cos \Omega_n(t - |x|) - \cos \lambda L \cos \Omega_n(t - |x|) \pm \sin \lambda L \sin \Omega_n(t - |x|)] \\
&= -\frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{4\Omega_n^2} \sin \frac{\lambda L}{2} \left[\sin \frac{\lambda L}{2} \cos \Omega_n(t - |x|) \pm \cos \frac{\lambda L}{2} \sin \Omega_n(t - |x|) \right] \\
&= \mp \frac{gB_0\omega_n^2 a_0 t}{4\Omega_n^2} \sin \frac{\lambda L}{2} \sin \left[\Omega_n(t - |x|) \pm \frac{\lambda L}{2} \right]. \tag{2.39}
\end{aligned}$$

2.3. Posibles aplicaciones

En la sección anterior, se encontró para el campo de ALPs una solución resonante que se propaga incluso fuera de la cavidad. Al igual que en propuestas como LSW, podría ser posible hacer pasar esta onda por una nueva región que contenga otro campo magnético \vec{B}_{ext} , de tal forma que se pueda obtener una regeneración de fotones y así evidenciar la existencia de ALPs. Tal como en las referencias [44, 90], esta nueva región podría contener también una cavidad que pueda hacer resonar al campo electromagnético reconvertido.

Poniendo la nueva cavidad al lado derecho de la primera (ver figura 2.2), se tiene que el campo electromagnético reconvertido, el cual se denotará como $\vec{A}'(x, t)$, quedará descrito a primer orden en g por (ver (2.3))

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2) \vec{A}'(x, t) = -g \vec{B}_{\text{ext}} \partial_t \phi^{(0)}(x, t). \tag{2.40}$$

En este caso $\phi^{(0)}(x, t)$ corresponde al campo $\phi_+^{(1)}$ encontrado fuera de la primera cavidad y definido en (2.39). Por otra parte, la única componente de \vec{A}' que interactúa con ALPs es la que

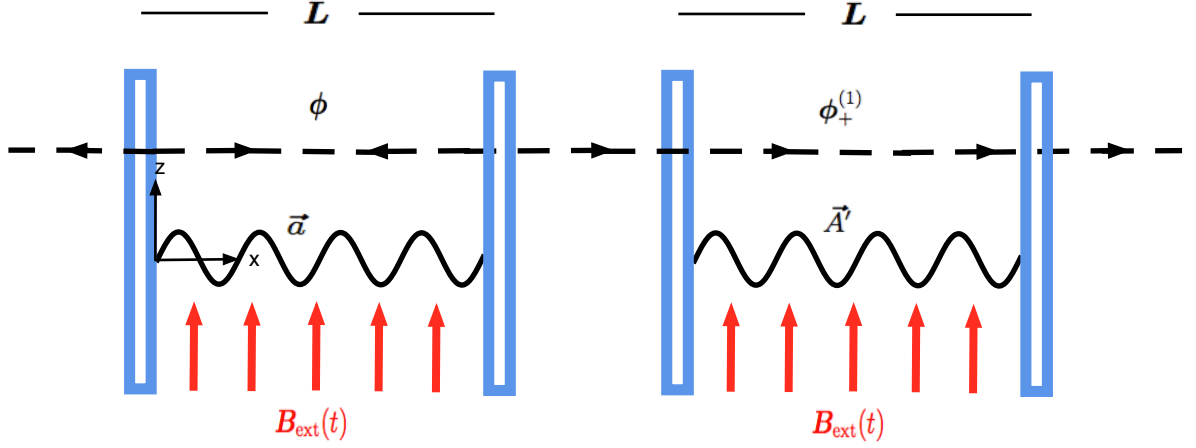


Figura 2.2: Una segunda cavidad de longitud L es puesta junto a la cavidad de producción de ALPs. La regeneración de fotones se lleva a cabo debido a la interacción entre ALPs ($\phi_+^{(1)}$) y un nuevo campo magnético $B_{\text{ext}}(t)$.

está en la misma dirección que \vec{B}_{ext} , por lo tanto si designamos a esta componente simplemente como $A'(x, t)$, se tiene

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2)A'(x, t) = -gB_{\text{ext}}\partial_t\phi_+^{(1)}(x, t). \quad (2.41)$$

Esta ecuación puede resolverse con las condiciones de contorno $A'(0, t) = A'(L, t) = 0$, condiciones válidas obviamente al trasladar el sistema de referencia hacia la segunda cavidad y suponiendo que ésta también tiene longitud L . Cabe señalar que este traslado de coordenadas solo afectará a $\phi_+^{(1)}(x, t)$ en una fase φ constante que resultará irrelevante para efectos prácticos.

Expandiendo A' en sus autofunciones tal como fue hecho en (1.41), pero ahora reduciendo el problema a una dimensión, se tiene

$$A'(x, t) = \sum_{n'=1}^{\infty} A'_{n'}(t) \sin \omega_{n'} x, \quad (2.42)$$

donde $\omega_{n'} = n'\pi/L$. Insertando esta expansión en (2.41) y luego aplicando las propiedades de ortogonalidad de la base $\sin \omega_{n'} x$, se llega a que los coeficientes $A'_{n'}(t)$ quedan descritos por

$$(\partial_t^2 + \omega_{n'}^2)A'_{n'}(t) = Ct \left[\sin(\omega_n t - \varphi) + \sin(\tilde{\Omega}_n t - \varphi) \right], \quad (2.43)$$

donde

$$C = \frac{g^2 B_0^2 \omega_n^2 \omega_{n'} \lambda^2 L a_0}{8 \Omega_n (\Omega_n^2 - \omega_{n'}^2)} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin \frac{\lambda L}{2} \right)^2 \quad (2.44)$$

y $\tilde{\Omega}_n = \Omega_n + \lambda$. En la expresión (2.43), se han omitido términos que no crecen linealmente en t , tal omisión se llevará a cabo en lo que queda del capítulo.

Es claro que el coeficiente que cumpla $n' = n$ admitirá resonancia, en este caso y con el fin de cuantificar las pérdidas de energía en los bordes de la cavidad, se debe agregar el término disipativo $\gamma' \partial_t$ a la ecuación (2.43), donde $\gamma' = \omega_n / Q'$ y Q' es el factor de calidad de la cavidad. Por tanto, el coeficiente resonante se debe determinar resolviendo

$$(\partial_t^2 + \gamma' \partial_t + \omega_n^2) A'_n(t) = \frac{g^2 B_0^2 \omega_n^2 \lambda L a_0}{16 \Omega_n} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin \frac{\lambda L}{2} \right)^2 t \sin(\omega_n t - \varphi), \quad (2.45)$$

donde se han omitido términos que no contribuyen a la resonancia. La solución homogénea de (2.45), la cual depende de las condiciones iniciales, lleva un factor de la forma $e^{-\frac{\gamma'}{2} t}$, esto hace que desaparezca en un tiempo suficientemente grande quedando solo la solución particular. Teniendo en cuenta esto y reemplazando la solución particular de $A'_n(t)$ en (2.42), se tiene finalmente para el campo electromagnético reconvertido

$$A'(x, t) = -\frac{g^2 B_0^2 Q' \lambda L a_0}{16 \Omega_n} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin \frac{\lambda L}{2} \right)^2 t \cos(\omega_n t - \varphi) \sin \omega_n x. \quad (2.46)$$

Para este sistema, la probabilidad de reconversión a fotones P_R se puede calcular fácilmente con la fórmula

$$P_R = \frac{\mathcal{P}'}{\mathcal{P}}, \quad (2.47)$$

donde \mathcal{P} y \mathcal{P}' corresponden a las potencias disipadas en la primera y segunda cavidad, respectivamente. Al igual que en la subsección 1.4.1, éstas se pueden obtener con las ecuaciones (1.49) y (1.50), reemplazando el campo electromagnético respectivo de cada cavidad e integrando solo en la dimensión x . Se encuentra

$$P_R = \frac{g^4 B_0^4 Q Q' L^2}{4 \omega_n^2} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin \frac{\lambda L}{2} \right)^4 \left(\frac{\omega_n \lambda t}{\Omega_n 8} \right)^2, \quad (2.48)$$

donde Q es el factor de calidad de la primera cavidad.

Aunque la situación es un tanto distinta a LSW, este resultado amplifica en un factor

$$\mathcal{A} = \left(\frac{\omega_n \lambda t}{\Omega_n 8} \right)^2 \quad (2.49)$$

a la probabilidad de reconversión obtenida en la referencia [90], en la cual se utilizan dos cavidades y campos magnéticos constantes. Notar que en el caso en que $m_\phi \ll \omega_n$, también se cumple $\Omega_n \sim \omega_n$ y $\lambda = m_\phi^2/2\omega_n$. Con estas consideraciones y tomando los valores $m_\phi = 10^{-5}$ eV y $\omega_n = 1$ eV, se tiene una amplificación de $\mathcal{A} \sim 10^8$ en 1 segundo de medición, lo cual permitiría una ganancia de 2 órdenes de magnitud en la sensibilidad del acoplo g en caso que este mecanismo sea experimentalmente viable.

Otro punto importante a discutir, es el rango de validez que tiene este cálculo. Anteriormente, se dijo que este desarrollo es válido para un tiempo de medición $t \gg \Omega_n/(\omega_n \lambda)$. Por otra parte, se debe agregar un límite superior para este tiempo, basado en el hecho que hasta ahora solamente se ha utilizado el potencial (1.30) hasta el término cuadrático, aproximación que solo es válida en el límite de pequeñas oscilaciones, o sea para $\phi/f_\phi \ll 1$. Considerando la amplitud de la solución para $\phi_+^{(1)}$ dada en (2.39), se debe cumplir entonces

$$\frac{\Omega_n}{\omega_n \lambda} \ll t \ll \frac{\alpha}{\pi} \frac{\Omega_n^2}{g^2 B_0 |\sin \frac{\lambda L}{2}|} \sqrt{\frac{L}{Q \omega_n \mathcal{P}}}, \quad (2.50)$$

Usando valores experimentales típicos como $m_\phi = 10^{-5}$ eV, $g = 10^{-12}$ GeV⁻¹, $L = 1$ m, $B_0 = 5$ T, $\mathcal{P} = 1$ watt/m², $Q = 10^5$ y $\omega_n = 1$ eV se encuentra

$$1,32 \times 10^{-5} \text{ s} \ll t \ll 3,40 \times 10^{30} \text{ s}. \quad (2.51)$$

O sea, estos cálculos son válidos en rangos de tiempo experimentalmente razonables.

2.4. Conclusión

En este capítulo, se ha desarrollado un modelo unidimensional, en el cual ALPs y fotones interactúan mediante un campo magnético dependiente del tiempo. Se ha encontrado que a primer orden en teoría de perturbaciones, la producción de ALPs puede admitir una nueva resonancia si la fuente es una onda electromagnética estacionaria dentro de una cavidad. Esta resonancia queda caracterizada por la aparición de un factor que amplifica linealmente en el tiempo al campo de ALPs. Por otra parte, este efecto podría añadir una tercera resonancia a experimentos de regeneración de fotones que contienen dos cavidades resonantes, en tal caso, se tiene como resultado que esta tercera resonancia puede amplificar en varios órdenes de magnitud la probabilidad de reconversión de fotones en tiempos de medición suficientemente razonables.

Capítulo 3

Detección de fotones ocultos en un circuito LC

En este capítulo, se presentará el segundo trabajo de investigación a desarrollarse en esta tesis, el cual corresponde a una propuesta experimental para detectar fotones ocultos de materia oscura usando un circuito LC [86]. Principalmente, se plantea utilizar el débil campo magnético dependiente del tiempo generado por la presencia de HPs, para producir una señal de corriente eléctrica debido a las variaciones de flujo magnético.

La idea principal fue propuesta recientemente por, Sikivie, Sullivan and Tanner [91], donde buscan la detección de axiones de materia oscura explotando el hecho que éstos, al interactuar con un campo magnético constante, funcionan como una densidad de corriente externa en las ecuaciones de Maxwell. Esta densidad de corriente, al ser dependiente del tiempo, puede generar la variación de flujo magnético en una espira y por tanto una fem inducida que alimente a un circuito LC en resonancia. La detección se debería llevar a cabo midiendo el campo magnético generado por la corriente eléctrica dentro del selenoide del circuito, utilizando un magnetómetro ultrasensible.

A continuación, se detallará primero el diseño propuesto por Sikivie et al. y posteriormente se discutirá cómo puede ser utilizado este setup, para incluir en un mismo experimento, la detección de fotones ocultos.

3.1. Detección de ALPs utilizando un circuito LC

Como ya se mencionó en la sección 1.3, ALPs de materia oscura corresponden a un campo clásico homogéneo. Éste oscila temporalmente a una frecuencia $\omega_\phi = m_\phi(1 + v_\phi^2/2)$, pero debido a que la materia oscura se mueve a una velocidad promedio del orden de 10^{-3} , se asume que la frecuencia de oscilación en este caso quedará determinada solo por la masa m_ϕ . Por lo tanto, el campo de ALPs puede ser descrito como

$$\phi(t) = \frac{\sqrt{\rho_\phi}}{m_\phi} e^{-im_\phi t}, \quad (3.1)$$

donde ρ_ϕ es la densidad de energía axiónica. Se puede comprobar fácilmente que la amplitud de $\phi(t)$ está en correcta relación con la densidad de energía al tomar en cuenta la fórmula

$$\rho_\phi = \frac{1}{2} \langle |\dot{\phi}|^2 \rangle + \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle |\phi|^2 \rangle, \quad (3.2)$$

donde $\langle \rangle$ implica promediar en el tiempo.

En presencia de un fuerte campo magnético externo \vec{B}_0 , la interacción con ALPs creará un débil campo electromagnético determinado por las ecuaciones

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}, \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} - \partial_t \vec{E} = \vec{J}_\phi, \quad (3.4)$$

donde

$$\vec{J}_\phi = -g \vec{B}_0 \partial_t \phi \quad (3.5)$$

es la densidad de corriente generada por el campo axiónico de materia oscura. Si $1/m_\phi$ es mucho mayor que la extensión espacial de B_0 , entonces el sistema se encuentra en un régimen magneto-cuasi-estático, en el cual se puede prescindir de la contribución del campo eléctrico en (3.4), o sea que es posible calcular el campo magnético por integración directa de la ecuación

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J}_\phi. \quad (3.6)$$

Supóngase que \vec{B}_0 apunta en la dirección \hat{z} . En este caso, el sistema tiene simetría cilíndrica y la ecuación (3.6) se transforma en

$$\frac{1}{\rho} \partial_\rho (\rho B_\varphi) = J_\phi, \quad (3.7)$$

la cual se puede resolver trivialmente obteniendo

$$\vec{B} = \frac{J_\phi \rho}{2} \hat{\varphi}. \quad (3.8)$$

Supóngase ahora que éste campo magnético inducido atraviesa perpendicularmente el área encerrada por una espira, la cual está conectada a un circuito LC. El flujo magnético Φ a través de esta espira estará dado por

$$\Phi = \int_0^l dz \int_0^r d\rho \frac{J_\phi \rho}{2} \quad (3.9)$$

$$= V J_\phi, \quad (3.10)$$

donde l y r son las dimensiones de la espira y $V = \frac{1}{4} l r^2$. Este flujo dependiente del tiempo inducirá entonces una fem dada por $-\dot{\Phi} = -V \dot{J}_\phi$ y que alimentará al circuito con una corriente alterna I , la cual puede ser determinada con el sistema de ecuaciones

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{q}{C} = -V \dot{J}_\phi, \quad (3.11)$$

$$I = \dot{q}, \quad (3.12)$$

donde q es la carga eléctrica, L la inductancia total del circuito, C la capacitancia del condensador y R la resistencia total de los cables. Si la frecuencia natural del circuito $\omega = 1/\sqrt{LC}$ es igual a la frecuencia externa m_ϕ , entonces el sistema entra en resonancia y en tal caso la corriente está dada por

$$I = -\frac{QV}{m_\phi L} \dot{J}_\phi, \quad (3.13)$$

donde Q es el factor de calidad del circuito, definido por $Q = \omega L/R$ y el cual se cree podría llegar a ser de hasta 10^4 utilizando cables superconductores [98]. Reemplazando (3.5) en (3.13) y usando $\ddot{\phi} = -m_\phi^2 \phi$ se obtiene finalmente para la corriente

$$I = -\frac{VQ}{L} g B_0 m_\phi \phi. \quad (3.14)$$

Utilizando (3.2) se calcula que el valor eficaz de esta corriente está dado por

$$I_{\text{rms}} = \frac{QV}{L} g B_0 \sqrt{\rho_\phi}. \quad (3.15)$$

El objetivo final es utilizar un magnetómetro ultra sensible para medir el campo magnético generado dentro del selenoide del circuito. Si éste posee N_d vueltas y un radio r_d , entonces el campo magnético estará dado por $\frac{N_d}{2r_d} I$. Utilizando (3.15), se llega a que el valor eficaz del campo magnético estará dado por

$$B_d = \frac{N_d Q V}{2 r_d L} g B_0 \sqrt{\rho_{\text{DM}}}, \quad (3.16)$$

donde se ha cambiado ρ_ϕ por ρ_{DM} al suponer que el 100% de la materia oscura está compuesta por ALPs. La densidad de materia oscura ρ_{DM} dependerá del modelo de distribución en el halo de la galaxia; en el caso del isothermal halo model [82], donde se asume una distribución de velocidades tipo Maxwell-Boltzmann, se tiene $\rho_{\text{DM}} = 300 \text{ MeV/cm}^3$, mientras que en el caustic ring halo model [69] la materia oscura corresponde a un solo flujo con densidad $\rho_{\text{DM}} = 1 \text{ GeV/cm}^3$.

Un magnetómetro ultra-fino como un SQUID, puede medir campos magnéticos de hasta $\sim 10^{-17} \text{ T}$. Con esta sensibilidad y asumiendo otros factores experimentales que no se expondrán en este escrito, la sensibilidad de este set-up permitiría, en principio, buscar ALPs de materia oscura en el espacio de parámetros descrito en la figura 3.1.

3.2. Conexión con fotones ocultos

Fotones ocultos de materia oscura, son caracterizados como un campo vectorial homogéneo dado por

$$\vec{X}(t) = \vec{X}_{\text{DM}} e^{-im_\gamma t}, \quad (3.17)$$

donde \vec{X}_{DM} es el vector materia oscura, el cual está relacionado con la densidad de energía ρ_{DM} mediante

$$\rho_{\text{DM}} = m_\gamma^2 \langle |\vec{X}_{\text{DM}}|^2 \rangle. \quad (3.18)$$

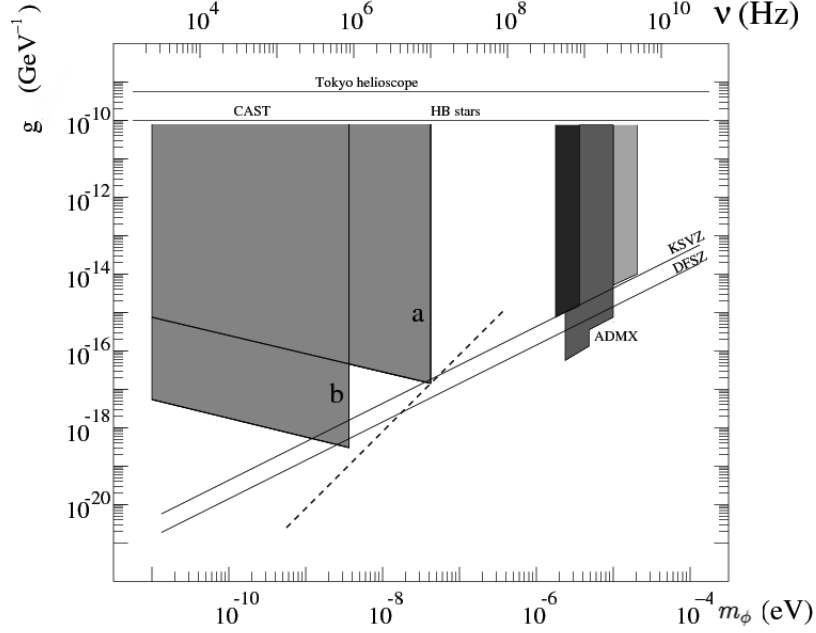


Figura 3.1: Sensibilidad para la detección de ALPs a través de un circuito LC en el espacio de parámetros (m_ϕ, g) . Las regiones a y b corresponden a la sensibilidad de este experimento utilizando los implementos del ADMX y CMS, respectivamente. Las otras regiones, son exclusiones pertenecientes a otros experimentos y observaciones, los cuales ya fueron descritos en la sección 1.5.

Esta naturaleza vectorial, implica que la materia oscura compuesta por fotones ocultos está polarizada en una dirección espacial preferencial. Una pequeña porción de la energía de este campo vectorial, funciona como un campo eléctrico ordinario dado por

$$\vec{E}_{\text{DM}} = \chi m_{\gamma'} \vec{X}_{\text{DM}} e^{-im_{\gamma'} t}, \quad (3.19)$$

el cual se acopla al campo electromagnético ordinario, mediante un término parecido a una corriente de desplazamiento, ésto es:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} - \partial_t \vec{E} = -\partial_t \vec{E}_{\text{DM}}. \quad (3.20)$$

Designando a este término (el del lado derecho de la ecuación (3.20)) como $\vec{J}_{\gamma'}$, se puede apreciar que al igual que en el caso de ALPs (ver (3.4)), esta densidad de corriente producirá un campo magnético dependiente del tiempo, el cual generará una variación de flujo magnético a

través de una espira y así una fem inducida que alimentará a un circuito. Sin embargo, existen algunos aspectos diferentes al contexto de ALPs. Primero, para ALPs de materia oscura, este campo magnético dependiente del tiempo se genera en un régimen cuasi-estático, en el cual, la conversión a fotones se lleva a cabo solo en la extensión espacial de B_0 . En el caso de HPs, no existe un límite espacial, lo cual lleva a la necesidad de encerrar el sistema en un “shielding” que imponga condiciones de borde en correspondencia al comportamiento cuasi-estático. Además, la superficie donde se produce la variación de flujo debe considerarse como el área total que encierra el alambrado del circuito. Por otra parte, solo contribuirá a la variación de flujo magnético la componente de $J_{\gamma'}$ que es paralela a la dirección del cableado del circuito, esto es

$$J_{\gamma' \parallel} = J_{\gamma'} \cos \theta, \quad (3.21)$$

donde θ es el ángulo que forma $\vec{J}_{\gamma'}$ con el circuito. En lo que siga se designará a $\cos \theta$ simplemente por κ .

Con respecto al último punto descrito en el párrafo anterior, no se sabe cuál es la dirección del vector \vec{X}_{DM} , lo cual hace suponer dos situaciones:

1. El condensado de materia oscura está polarizado en una dirección de preferencia.
2. El condensado de materia oscura está orientado aleatoriamente en el espacio.

En el caso 1, cada dirección es igualmente probable; una elección conservadora para κ sería, por ejemplo, suponer que la medición se encuentra en un rango de confianza del 95%, lo cual implicaría $\kappa = 0,05$. En el caso 2, se considera el promedio sobre todos los posibles ángulos, obteniendo $\kappa = 0,5$.

Tomando en cuenta ésto y la analogía que existe con el caso axiónico, la corriente inducida en un circuito LC resonante debido a fotones ocultos se obtiene haciendo el cambio $\dot{J}_\phi \rightarrow \dot{J}_{\gamma'} \kappa$ en (3.13), se obtiene

$$I = -\frac{QV}{m_\phi L} \dot{J}_{\gamma'} = -\frac{QV}{L} \chi m_{\gamma'}^2 |\vec{X}| \kappa, \quad (3.22)$$

y por tanto el valor eficaz del campo magnético a medir en el interior del selenoide estará dado

por

$$B_d = \frac{N_d Q V}{2r_d L} \chi m_{\gamma'} \sqrt{\rho_{DM} \kappa}. \quad (3.23)$$

Al igual que para el caso de ALPs, en la figura 3.2 se puede observar el espacio de parámetros en los cuales este set-up tiene sensibilidad al utilizar magnetómetros con la más avanzada tecnología.

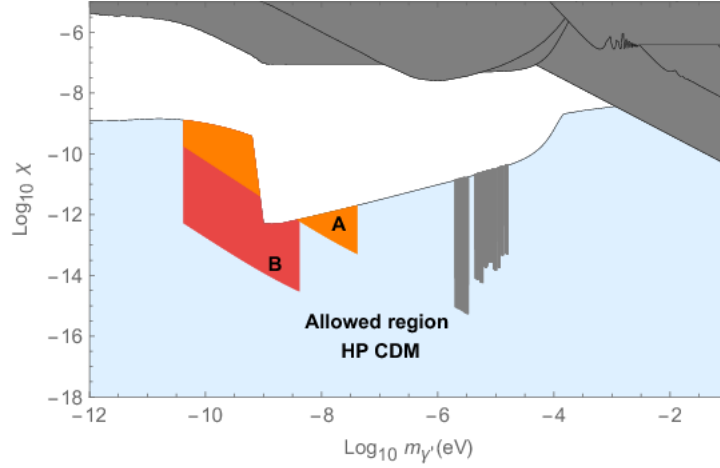


Figura 3.2: Sensibilidad para la detección de HPs a través de un circuito LC en el espacio de parámetros $(m_{\gamma'}, \chi)$. Las regiones A y B corresponden a la sensibilidad de este experimento utilizando los implementos del ADMX y CMS, respectivamente. Las regiones grises y blancas, son exclusiones pertenecientes a otros experimentos y datos astrofísicos (ver sección 1.5).

3.3. Conclusión

En este capítulo, se han descrito las bases teóricas en cuanto al funcionamiento de un diseño experimental que tiene como objetivo la detección de materia oscura tipo HPs. Tal diseño corresponde a un circuito LC resonante con un alto factor de calidad, el cual es alimentado con una corriente eléctrica generada por las variaciones de flujo magnético, producidas debido al acoplo a campos clásicos de fotones ocultos. Tal como se puede observar en la figura 3.2, los resultados muestran que es una propuesta innovadora en el sentido que permite la búsqueda de estas partículas cosmológicas en espacios de parámetros aún no explorados.

Conclusiones generales

En esta tesis, se han estudiado los efectos de incluir campos magnéticos dependientes del tiempo en la fenomenología de partículas tipo axión y fotones ocultos.

En el primer trabajo, se estudia un modelo unidimensional, donde la producción de ALPs se genera mediante la interacción entre una onda electromagnética estacionaria y un campo magnético dependiente del tiempo. Un resultado importante, es que si la frecuencia del campo magnético es igual a la transferencia de momentum de fotones a ALPs, entonces el sistema resuena, provocando que la probabilidad de regeneración a fotones se amplifique cuadráticamente en el tiempo. Este resultado es válido siempre y cuando el sistema no escape del límite de pequeñas oscilaciones, sin embargo, encontramos que el sistema se mantiene en tal límite para rangos bastante amplios de sus variables. Si este mecanismo es experimentalmente viable, podría ayudar a otras propuestas a mejorar su sensibilidad en algunos órdenes de magnitud.

En el segundo trabajo, se estudia la detección de partículas tipo axión y fotones ocultos de materia oscura en un circuito LC. La idea es utilizar el campo magnético dependiente del tiempo generado por WISPs de materia oscura. Este campo magnético, induce una fem que alimentará un circuito LC debido a las variaciones de flujo magnético en una porción de área (para el caso ALPs, ya que en este caso la densidad de corriente producida se limita solo al espacio ocupado por el campo magnético externo) o bien en el area total que encierra el cableado (para el caso HPs). Si el circuito está hecho con un alambrado de alta conductividad, entonces en el régimen de resonancia, la amplificación de la corriente es considerable. La detección de materia oscura se puede llevar a cabo midiendo el campo magnético generado en el selenoide L del circuito

utilizando un magnetómetro ultrasensible. Como resultado importante, se encuentra que la posible implementación de este circuito, permitiría buscar WISPs de materia oscura en territorios inexplorados en los espacios de parámetros.

Referencias bibliográficas

- [1] A. A. Abdo *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 181101 (2009).
- [2] A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. S. Schwartz and Y. S. Tyupkin, Phys. Lett. B **59**, 85 (1975).
- [3] A. Arvanitaki, S. Dimopoulos, S. Dubovsky, N. Kaloper and J. March-Russell, Phys. Rev. D **81**, 123530 (2010).
- [4] A. Boyarsky, A. Neronov, O. Ruchayskiy, M. Shaposhnikov and I. Tkachev, Phys. Rev. Lett. **97**, 261302 (2006).
- [5] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and M. Shaposhnikov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **59**, 191 (2009).
- [6] A. E. Nelson and J. Scholtz, Phys. Rev. D **84**, 103501 (2011).
- [7] A. R. Zhitnitsky, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 260 (1980).
- [8] A. Salam, Conf. Proc. C **680519**, 367 (1968).
- [9] A. Wagner *et al.* [ADMX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **105**, 171801 (2010).
- [10] B. Holdom, Phys. Lett. B **166**, 196 (1986).
- [11] B. S. Acharya, K. Bobkov and P. Kumar, JHEP **1011**, 105 (2010).
- [12] C. Boehm and P. Fayet, Nucl. Phys. B **683**, 219 (2004).
- [13] C. G. Callan, Jr., R. F. Dashen and D. J. Gross, Phys. Lett. B **63**, 334 (1976).
- [14] C. Giunti, CH. Kim, Fundamentals of neutrino physics and astrophysics (Oxford university press, 2007).

- [15] C. J. Copi, D. N. Schramm and M. S. Turner, *Science* **267**, 192 (1995).
- [16] D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz and R. V. Wagoner, *Phys. Rev. D* **18**, 1829 (1978).
- [17] D. Grin, G. Covone, J. P. Kneib, M. Kamionkowski, A. Blain and E. Jullo, *Phys. Rev. D* **75**, 105018 (2007).
- [18] D. Hooper and S. Profumo, *Phys. Rept.* **453**, 29 (2007).
- [19] D. J. E. Marsh, *Phys. Rev. D* **83**, 123526 (2011).
- [20] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **8**, 3633 (1973).
- [21] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [22] D. S. Graff and K. Freese, *Astrophys. J.* **456**, L49 (1996).
- [23] E. Arik *et al.* [CAST Collaboration], *JCAP* **0902**, 008 (2009).
- [24] E. Kolb, M. Turner, *The early universe* (Frontiers in physics, 1990).
- [25] E. Masso and R. Toldra, *Phys. Lett. B* **333**, 132 (1994).
- [26] E. Masso and R. Toldra, *Phys. Rev. D* **55**, 7967 (1997).
- [27] E. Masso and R. Toldra, *Phys. Rev. D* **60**, 083503 (1999).
- [28] E. R. Williams, J. E. Faller and H. A. Hill, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 721 (1971).
- [29] E. Witten, *Phys. Lett. B* **149**, 351 (1984).
- [30] E. W. Kolb and M. S. Turner, *Phys. Rev. D* **36**, 2895 (1987).
- [31] F. Aharonian *et al.* [HESS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **101**, 261104 (2008).
- [32] F. Hoogeveen and T. Ziegenhagen, *Nucl. Phys. B* **358**, 3 (1991).
- [33] F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 279 (1978).
- [34] F. Zwicky, *Astrophys. J.* **86**, 217 (1937).
- [35] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).

- [36] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. **405**, 279 (2005).
- [37] G. Gamow and M. Schoenberg, Phys. Rev. **58**, no. 12, 1117 (1940).
- [38] G. Gamow and M. Schoenberg, Phys. Rev. **59**, no. 7, 539 (1941).
- [39] G. G. Raffelt, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 163 (1999).
- [40] G. G. Raffelt, Phys. Rept. **198**, 1 (1990).
- [41] G. G. Raffelt, Phys. Rev. D **33**, 897 (1986).
- [42] G. G. Raffelt, Stars as laboratories for fundamental physics : The astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles, Chicago, USA: Univ. Pr. (1996).
- [43] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. **267**, 195 (1996).
- [44] G. Mueller, P. Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, Phys. Rev. D **80**, 072004 (2009).
- [45] G. Raffelt and L. Stodolsky, Phys. Rev. D **37**, 1237 (1988).
- [46] G. 't Hooft, Phys. Rept. **142**, 357 (1986).
- [47] G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976).
- [48] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).
- [49] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [50] J. Bernstein, M. Ruderman and G. Feinberg, Phys. Rev. **132**, 1227 (1963).
- [51] J. Chang *et al.*, Nature **456**, 362 (2008).
- [52] J. C. Kapteyn, Astrophys. J. **55**, 302 (1922).
- [53] J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
- [54] J. Jaeckel, Frascati Phys. Ser. **56**, 172 (2012).
- [55] J. M. Overduin and P. S. Wesson, Phys. Rept. **402**, 267 (2004).
- [56] J. Najita, G. Tiede and J. Carr, Astrophys. J. **541**, 977 (2000).

- [57] J. P. Conlon, JHEP **0605**, 078 (2006).
- [58] J. Preskill, M. B. Wise and F. Wilczek, Phys. Lett. B **120**, 127 (1983).
- [59] J. Redondo, JCAP **0807**, 008 (2008).
- [60] J. S. Bell and R. Jackiw, Nuovo Cim. A **60**, 47 (1969).
- [61] K. Baker *et al.*, Annalen Phys. **525**, A93 (2013).
- [62] K. Ehret *et al.*, Phys. Lett. B **689**, 149 (2010).
- [63] K. R. Dienes, C. F. Kolda and J. March-Russell, Nucl. Phys. B **492**, 104 (1997).
- [64] K. Sato and H. Sato, Prog. Theor. Phys. **54**, 1564 (1975).
- [65] K. Van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, A. Kerman and H. N. Nelson, Phys. Rev. Lett. **59**, 759 (1987).
- [66] L. Bergström, A. Goobar, Cosmology and particle astrophysics second edition (springer, 2003).
- [67] L. Bergström, Rept. Prog. Phys. **63**, 793 (2000).
- [68] L. B. Okun, Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982).
- [69] L. D. Duffy and P. Sikivie, Phys. Rev. D **78**, 063508 (2008).
- [70] L. F. Abbott and P. Sikivie, Phys. Lett. B **120**, 133 (1983).
- [71] L. Krauss, J. Moody, F. Wilczek and D. E. Morris, Phys. Rev. Lett. **55**, 1797 (1985).
- [72] M. A. Bershadsky, M. T. Ressell and M. S. Turner, Phys. Rev. Lett. **66**, 1398 (1991).
- [73] M. Aguilar *et al.* [AMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 141102 (2013).
- [74] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980).
- [75] M. Cicoli, M. Goodsell, J. Jaeckel and A. Ringwald, JHEP **1107**, 114 (2011).
- [76] M. Dine and W. Fischler, Phys. Lett. B **120**, 137 (1983).
- [77] M. Dine, W. Fischler and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).

- [78] M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald, JHEP **0911**, 027 (2009).
- [79] M. I. Vysotsky, Y. B. Zeldovich, M. Y. Khlopov and V. M. Chechetkin, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **27**, 533 (1978).
- [80] M. Pospelov, A. Ritz and M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **662**, 53 (2008).
- [81] M. S. Turner, Phys. Rept. **197**, 67 (1990).
- [82] M. S. Turner, Phys. Rev. D **33**, 889 (1986).
- [83] M. T. Ressell, Phys. Rev. D **44**, 3001 (1991).
- [84] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Nature **458**, 607 (2009).
- [85] P. Arias, A. Arza and J. Gamboa, arXiv:1608.03458 [hep-ph].
- [86] P. Arias, A. Arza, B. Döbrich, J. Gamboa and F. Méndez, Eur. Phys. J. C **75**, no. 7, 310 (2015).
- [87] P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald, JCAP **1206**, 013 (2012).
- [88] P. Fayet, Phys. Rev. D **75**, 115017 (2007).
- [89] P. Jean *et al.*, Astron. Astrophys. **407**, L55 (2003).
- [90] P. Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, Phys. Rev. Lett. **98**, 172002 (2007).
- [91] P. Sikivie, N. Sullivan and D. B. Tanner, Phys. Rev. Lett. **112**, no. 13, 131301 (2014).
- [92] P. Sikivie, Phys. Rev. D **32**, 2988 (1985).
- [93] P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51**, 1415 (1983).
- [94] P. Svrcek and E. Witten, JHEP **0606**, 051 (2006).
- [95] P. Tisserand *et al.* [EROS-2 Collaboration], Astron. Astrophys. **469**, 387 (2007).
- [96] R. B. Stothers, Phys. Rev. Lett. **24**, 538 (1970).
- [97] R. Cameron *et al.*, Phys. Rev. D **47**, 3707 (1993).
- [98] R. D. Black, T. A. Early, and G. A. Johnson, J. Magn. Reson., Ser. A **113**, 74 (1995).

- [99] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. D **16**, 1791 (1977).
- [100] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
- [101] R. D. Peccei, Lect. Notes Phys. **741**, 3 (2008).
- [102] R. Jackiw and C. Rebbi, Phys. Rev. Lett. **37**, 172 (1976).
- [103] S. A. Abel, M. D. Goodsell, J. Jaeckel, V. V. Khoze and A. Ringwald, JHEP **0807**, 124 (2008).
- [104] S. Andriamonje *et al.* [CAST Collaboration], JCAP **0704**, 010 (2007).
- [105] S. J. Asztalos *et al.* [ADMX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 041301 (2010).
- [106] S. L. Adler, J. Gamboa, F. Mendez and J. Lopez-Sarrion, Annals Phys. **323**, 2851 (2008).
- [107] S. L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).
- [108] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [109] S. Weinberg, Cosmology (Oxford university press, 2008).
- [110] S. Weinberg, Phys. Rev. D **11**, 3583 (1975).
- [111] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [112] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
- [113] T. Higaki and T. Kobayashi, Phys. Rev. D **84**, 045021 (2011).
- [114] V. Baluni, Phys. Rev. D **19**, 2227 (1979).
- [115] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., Astrophys. J. **159**, 379 (1970).
- [116] V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
- [117] V. Mukhanov, Physical foundations of cosmology (Cambridge university press, 2005).
- [118] W. A. Bardeen and S.-H. H. Tye, Phys. Lett. B **74**, 229 (1978).
- [119] W. A. Bardeen, R. D. Peccei and T. Yanagida, Nucl. Phys. B **279**, 401 (1987).
- [120] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group Collaboration], J. Phys. G **33**, 1 (2006).

[121] Y. Inoue, Y. Akimoto, R. Ohta, T. Mizumoto, A. Yamamoto and M. Minowa, Phys. Lett. B **668**, 93 (2008).

Anexos

Mixing of photons with light pseudoscalars in time-dependent magnetic fields

Paola Arias^{a,*}, Ariel Arza^{a,†}, and Jorge Gamboa^{a,‡}

^aDepartamento de Física, Universidad de Santiago de Chile, Casilla 307, Santiago, Chile

Abstract

The effects of an external time-dependent magnetic field in the conversion probability of photon-to-axion-like particles are studied. Our findings show that for a certain time regime, the amplitude of the produced axion-like field can be enlarged with respect to the static case, thus, enhancing the probability of conversion.

1 Introduction

Particles beyond the Standard Model (SM) are frequently invoked to solve some tensions or fine tuning issues of the model. The most iconic example being the absence of a dark matter candidate, where usually proposals like Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) and Weakly Interacting Slim Particles (WISPs) take the lead, but some other exotic options have also been put forward [1]. Another good example where new particle content has been invoked is to explain the absence of CP violation in strong interactions *a.k.a.* the strong CP problem [2]. The most accepted solution to this problem is the existence of a new U(1) symmetry, the Peccei-Quinn symmetry, which is spontaneously broken at very high energies f_a . The new Nambu-Goldstone emerging from the spontaneous breaking is known as the axion particle. They acquire a very small mass due to the explicit breaking of the Peccei-Quinn symmetry when the QCD instanton effects turn on. Thus, there is a close relationship between f_a and the mass of the axion [3], namely $m_\phi f_\phi \sim m_\pi f_\pi$, where m_ϕ is the pion mass and f_π its decay constant. Axions also develop a coupling to two photons of the form

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = g_{a\gamma\gamma} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1)$$

via pion mixing. Here $g_{a\gamma\gamma}$ is the coupling strength of axions to photons, a the axion field and $F_{\mu\nu}(\tilde{F}_{\mu\nu})$ the electromagnetic (dual) tensor.

* e-mail: paola.arias.r@usach.cl

† e-mail: ariel.arza@usach.cl

‡ e-mail: jgamboa55@gmail.com

After the proposal of the axion mechanism to naturally explain the absence of CP violation in the strong sector, many efforts have been made to motivate the existence of new scalar bosons with similar characteristic to the axion from a bottom-up approach [4, 5]. For instance in [4] has been shown that every string theory has at least one zero-mode or axion-like particle (ALP so forth) in the fourth-dimensional reduction. These new (pseudo) scalar bosons (ϕ) can also develop couplings such as the one in eq. (1), but they do not feature the *a priori* relationship between the coupling and the mass (m_ϕ).

Thus, new pseudo-scalar bosons can be searched for exploiting the coupling to two photons, specially via the Primakoff effect: a photon beam is sent transversally to a region with a strong electric or magnetic field (sea of virtual photons) so the conversion (oscillation) of photons into ALPs can take place. For detection purposes, it is needed to have a second identical region, impermeable to photons, so the re-conversion can take place and a photon is detected [6]. For such a configuration, the probability of conversion of a photon into an ALP (ϕ) and then back into a photon in the presence of a constant magnetic field strength B_0 , is given by [7]

$$P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma} = \frac{1}{16} \frac{\omega^2}{k_\phi^2} (gB_0L)^4 \frac{\mathcal{F}_r}{\pi} \frac{\mathcal{F}_p}{\pi} \left| \frac{2}{qL} \sin\left(\frac{qL}{2}\right) \right|^4 \quad (2)$$

Where ω is the frequency of the incoming photon, L is the length of the magnetic region, $k_\phi = \sqrt{\omega^2 - m_\phi^2}$ and $q = \omega - k_\phi \approx m_\phi^2/(2\omega)$ is the momentum transfer. We have included the so-called finesse of the cavity (\mathcal{F}) of the production and regeneration side $\mathcal{F}_p, \mathcal{F}_r$, respectively for completeness. The above formula assumes the spatial extent of the photon beam transverse to its direction is much bigger than the wavelength, thus photons effectively propagate in one spatial dimension (say \hat{x}) and the magnetic field it is homogeneous and directed along the \hat{z} direction, thus the created ALP propagates in the same direction as the photon. As can be seen from eq. (2), the use of strong magnetic fields and large optical paths enhance the probability of conversion. Also, spatially inhomogeneous magnetic fields have been considered as a way of enhance the oscillation [8, 9]. The enlargement of the optical path of the incoming beam of photons can be achieved by placing mirrors (Fabry-Perot cavities [10, 11]) in both production and regeneration regions or use shielded microwave cavities [12, 13], thus imposing boundary conditions for the incoming electric field. Some experimental searches using the conversion technique discussed above are [14].

In this paper we are interested in studying the effects of time-dependent magnetic fields on the conversion probability of new scalars that share the coupling to two photons given by eq. (1) via Primakoff effect. So far, up to our knowledge, time-dependent magnetic fields have not been studied extensively in the literature [15], however, interesting properties, such as new types of resonances, could appear allowing to amplify the conversion probability.

Our study is intended to stay in a simplified one dimensional scenario, as the case described above. Nonetheless our findings could drive the attention to, in the future, perform a detailed analysis of the use of time-dependent magnetic fields in laboratory-based searches.

The manuscript is organized as follows: In section 2 we give explain the setup in the

production region, where the conversion photon-ALP (and viceversa) takes place and we set the equations of motion. We solve them using proper initial and boundary conditions and find the probability to regenerate a photon in the second cavity. Finally in section 3 we comment on the validity of our results and possible future applications.

2 Photon-ALP conversion in a time-dependent magnetic field

The action to be considered is given by

$$\mathcal{S} = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{4} g \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) \right], \quad (3)$$

where $F_{\mu\nu}$ is the electromagnetic field strength, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ its dual, ϕ is the ALP field, g the coupling strength to photons, and $V(\phi)$ the ALP potential is usually parametrized as

$$V(\phi) = m_\phi^2 f_\phi^2 \left[1 - \cos \left(\frac{\phi}{f_\phi} \right) \right] = m_\phi^2 f_\phi^2 \left[\frac{1}{2!} \left(\frac{\phi}{f_\phi} \right)^2 - \frac{1}{4!} \left(\frac{\phi}{f_\phi} \right)^4 + \dots \right]. \quad (4)$$

Here f_ϕ is the decay constant of the scalar field and is related with the coupling to photons by $g = \alpha/(2\pi f_\phi)$, where α is the fine structure constant.

In the present setup we consider the situation where photons are enclosed in a region (production) with two infinite non-ideal parallel plates, positioned at $x = 0$ and $x = L$, respectively. They will impose boundary conditions for the vector potential given by $A(0, t) = A(L, t) = 0$, (it could be, for instance, a Fabry-Perot cavity). We assume that once a standing wave is formed inside the cavity, suddenly, in $t = 0$, an external time-dependent magnetic field, $B_{\text{ext}} \hat{z}$, is turned on with a periodic dependence on time, such that $B_{\text{ext}} = B_0 \cos(\lambda t)$ ¹. There is an identical second region (regeneration), between $x = L$ and $x = 2L$ where the reconversion can take place.

In the Coulomb gauge we have the following equations of motion

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2) A(x, t) = -g B_{\text{ext}}(t) \partial_t \phi(x, t), \quad (5)$$

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2) \phi(x, t) = g B_{\text{ext}}(t) \partial_t A(x, t), \quad (6)$$

where A corresponds to \hat{z} component of A^μ .

Our strategy to solve the coupled eqs. (5) and (6) is to consider that firstly a standing wave is formed inside the production region

$$A_n^{(0)}(x, t) = a \sin \omega_n t \sin \omega_n x, \quad (7)$$

¹We will not consider the effects of the induced electric field that will produce the time-dependent magnetic field, assuming that their effect can be attenuated with respect to the magnetic field.

where $\omega_n = n\pi/L$ is the resonant frequency mode ($n \in \mathbb{Z}$) and a is the amplitude of electromagnetic standing wave, which is related with the power stored (or emitted) by the cavity, \mathcal{P} , as

$$\mathcal{P} = \frac{|a|^2 S \omega_n^3 L}{4 Q}, \quad (8)$$

where Q is the quality factor of the cavity and S is the cross sectional area of the cavity mode. The quality factor is related to the finesse of the cavity (in vacuum) as $\mathcal{F} = \pi Q/(L\omega)$. We assume the frequency of the excited mode in both production and regeneration regions are the same, and tuned such that the frequency of the incoming photon, ω , matches the frequency of the resonant mode ω_n inside the cavities.

Secondly, at first order in g , this standing wave will act as a source for the ALP field, $\phi_n^1(x, t)$, in the production region. The scalar field propagates undamped to the second regeneration region (identical to the production region) and analogously, acts as a source to regenerate the photon field $A^r(x, t)$. Finally the probability to reconvert a photon in the second cavity can be computed using the power stored in each production (\mathcal{P}_p) and regeneration (\mathcal{P}_r) cavities

$$P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma} = \frac{\mathcal{P}_r}{\mathcal{P}_p}. \quad (9)$$

So we put eq. (7) back into eq. (6).

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_\phi^2) \phi_n^{(1)}(x, t) = f_n(t) \Theta(x) \Theta(L - x) \sin(\omega_n x), \quad (10)$$

where

$$f_n(t) = \frac{g B_0 \omega_n a}{2} (\cos(\Omega_n t) + \cos(\bar{\Omega}_n t)), \quad (11)$$

and $\Omega_n = \omega_n + \lambda$, $\bar{\Omega}_n = \omega_n - \lambda$. The function $\Theta(y)$ is the Heaviside step function, defined as $\Theta(y) = 1$ for $y > 0$ and $\Theta(y) = 0$ for $y < 0$. Let us note that we have considered only the first term of the ALP potential given in eq. (4), thus retaining only the linear contribution. We shall discuss later about the effects of considering non-linear terms.

In order to solve for $\phi_n^{(1)}(x, t)$ we perform a Laplace transform to eq. (10) with initial conditions $\phi_n^{(1)}(x, 0) = 0$ and $\dot{\phi}_n^{(1)}(x, 0) = 0$. We define as

$$\Phi_n^{(1)}(x, s) = \int_0^\infty dt e^{-st} \phi_n^{(1)}(x, t), \quad (12)$$

and

$$F_n(s) = \int_0^\infty dt e^{-st} f_n(t), \quad (13)$$

the Laplace transforms of $\phi_n^{(1)}(x, t)$ and $f_n(t)$, respectively, and now eq. (10) takes the form

$$[\partial_x^2 - \eta^2(s)] \Phi_n^{(1)}(x, s) = -F_n(s) \Theta(x) \Theta(L - x) \sin(\omega_n x), \quad (14)$$

where we have defined $\eta(s) = \sqrt{s^2 + m_\phi^2} \equiv \eta_s$.

This equation can be solved by the Green method

$$\Phi_n^{(1)}(x, s) = -F_n(s) \int_{-\infty}^{\infty} dx' G(x, x'; s) \Theta(x') \Theta(L - x') \sin(\omega_n x'), \quad (15)$$

where $G(x, x'; s)$ is the Green function given by

$$G(x, x'; s) = -\frac{1}{2\eta_s} e^{-\eta_s |x-x'|}. \quad (16)$$

The complete solution for $\Phi_n^{(1)}(x, s)$ becomes

$$\Phi_n^{(1)}(x, s) = \begin{cases} \frac{\omega_n}{2\eta_s} \frac{F(s)}{s^2 + k_n^2} (e^{-\eta_s x} - (-1)^n e^{-\eta_s(x-L)}); & x \geq L, \\ \frac{\omega_n}{2\eta_s} \frac{F(s)}{s^2 + k_n^2} (e^{\eta_s x} - (-1)^n e^{\eta_s(x-L)}); & x \leq 0, \\ \frac{\omega_n}{2\eta_s} \frac{F(s)}{s^2 + k_n^2} \left[(e^{-\eta_s x} - (-1)^n e^{\eta_s(x-L)}) + \frac{2}{\omega_n} \sin(\omega_n x) \right]; & 0 < x < L, \end{cases} \quad (17)$$

where $\kappa_n = \sqrt{\omega_n^2 + m_\phi^2}$.

To obtain the solution for the ALP field in the time space, we apply the inverse Laplace transform $\mathcal{L}^{-1}[\Phi_n^{(1)}(x, s)]$,

$$\phi_n^{(1)}(x, t) = \begin{cases} \frac{gB_0\omega_n^2 a}{4} [\mathcal{J}_n(x, t) - (-1)^n \mathcal{J}_n(x-L, t)]; & x \geq L, \\ \frac{gB_0\omega_n^2 a}{4} [\mathcal{J}_n(-x, t) - (-1)^n \mathcal{J}_n(L-x, t)]; & x \leq 0, \\ \frac{gB_0\omega_n^2 a}{4} \left[\mathcal{J}_n(x, t) - (-1)^n \mathcal{J}_n(L-x, t) + \frac{2}{\omega_n} \xi_n(t) \sin \omega_n x \right]; & 0 < x < L, \end{cases} \quad (18)$$

where the function $\mathcal{J}_n(x, t)$ is defined as

$$\mathcal{J}_n(x, t) = \int_0^t dt' \xi_n(t-t') \Theta(t'-x) J_0\left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2}\right), \quad (19)$$

with $J_0(x)$ the Bessel function of first kind, and

$$\xi_n(t) = \frac{\cos(\Omega_n t) - \cos(k_n t)}{k_n^2 - \Omega_n^2} + \frac{\cos(\bar{\Omega}_n t) - \cos(k_n t)}{k_n^2 - \bar{\Omega}_n^2}. \quad (20)$$

From the above equation, there is a resonance for the ALP field if the parameter κ_n takes the values Ω_n or $\bar{\Omega}_n$. Let us choose $\kappa_n = \Omega_n$ and indeed we find

$$\xi_n(t) = \frac{t \sin(\Omega_n t)}{2\Omega_n} + \frac{\sin(\lambda t) \sin(\omega_n t)}{2\lambda\omega_n}. \quad (21)$$

Note that the first term on the right-hand side has its amplitude enhanced by t . Therefore, in order to have such enhancement the frequency of the external magnetic field should be tuned such as to match the momentum transfer (assuming $\omega_n \gg m_\phi$)

$$\lambda = \sqrt{\omega_n^2 + m_\phi^2} - \omega_n \approx \frac{m_\phi^2}{2\omega_n}. \quad (22)$$

For operating times of the magnetic field that satisfy $t \gg 1/\lambda$ (which seems a plausible assumption) the first term in eq. (21), will dominate. Retaining only this term, eq. (19) becomes

$$\mathcal{J}_n(x, t) = \frac{1}{2\Omega_n} \int_0^t dt' (t - t') \sin(\Omega_n(t - t')) \Theta(t' - x) J_0\left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2}\right). \quad (23)$$

To get an analytical expression for $\phi_n^{(1)}(x, t)$, we can integrate the above equation for small masses of the ALP field, namely $m_\phi \ll \Omega_n$. In this case, the Bessel function $J_0(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2})$ has a slower oscillation frequency than the term $(t - t') \sin(\Omega_n(t - t'))$ in the integration range $[x, t]$. Therefore, we integrate as follows

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_n(x, t) &\approx \Theta(t - x) \left[J_0\left(m_\phi \sqrt{t'^2 - x^2}\right) \frac{1}{2\Omega_n} \int dt' (t - t') \sin(\Omega_n(t - t')) \right]_{t'=x}^{t'=t}, \\ &\approx -\frac{1}{2\Omega_n^2} \Theta(t - x) (t - x) \cos(\Omega_n(t - x)). \end{aligned} \quad (24)$$

Where we have retained only the resonant term.

Now the ALP field can leave the first region and propagate into the second one, where $x \geq L$. By replacing eq. (24) into the first relation of (18) we find

$$\phi_{\text{source}}^{(1)}(x, t) = -\frac{gB_0\omega_n^2 a t}{4\Omega_n^2} \sin\left(\frac{\lambda L}{2}\right) \sin\left(\Omega_n(t - x) + \frac{\lambda L}{2}\right), \quad (25)$$

where we have assumed $t \gg x$.

Now in the region $L \leq x \leq 2L$ we expect the ALP field to source a photon field, $A^r(x, t)$. Because of the boundary conditions, we give the following ansatz

$$A^r(x, t) = \sum_{n'=1}^{\infty} A_{n'}(t) \sin \omega_{n'} x \quad (26)$$

Where $\omega'_n = n'\pi/L$. We replace it into eq. (5), where we also consider a factor that takes into account the quality of the optical resonator in the regeneration region

$$(\partial_t^2 + \gamma' \partial_t + \omega_n^2) A'_n(t) = \frac{(gB_0\omega_n)^2 \lambda L a}{16\Omega_n} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin\left(\frac{\lambda L}{2}\right)\right)^2 t [\sin(\omega_n t) + \sin(\Omega_n + \lambda)t]. \quad (27)$$

Note that in the last equation we have only considered the resonant mode $n = \omega L/\pi$. Here $\gamma' = \omega_n/Q_r$ and Q_r is the quality factor in the regeneration side. Neglecting non-resonant terms we finally find the regenerated photon field in the second region, given by

$$A^r(x, t) = -\frac{(gB_0)^2 Q_r \lambda L a}{16\Omega_n} \left(\frac{2}{\lambda L} \sin\left(\frac{\lambda L}{2}\right)\right)^2 t \cos(\omega_n t) \sin(\omega_n x). \quad (28)$$

Now we are able to compute the probability that a photon in the first production cavity will be regenerated in the second one with the setup described. Using eq (9) we find

$$P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma} = \frac{1}{16} \left(\frac{gB_0}{\omega} \right)^4 (\lambda L)^2 Q_p Q_r \left| \frac{2}{\lambda L} \sin \left(\frac{\lambda L}{2} \right) \right|^4 (\omega t)^2. \quad (29)$$

Where we have dropped the subindex in the frequency because in resonance $\omega = \omega_n$. As we can see, the probability shows an enhancement over time when considering a time-dependent magnetic field. Although the initial conditions in the common light-shining-through-walls-like setup are a bit different, seems instructive to compare both results. As explained in the introduction, the probability that a photon traveling into a region of extent L , where a static, constant magnetic field, B_0 , is present, can be converted into an ALP and then reconverted again in a second identical region is given by

$$P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma}^{static} = \frac{1}{16} \frac{\omega^2}{k_\phi^2} (gB_0 L)^4 \frac{\mathcal{F}_r}{\pi} \frac{\mathcal{F}_p}{\pi} \left| \frac{2}{qL} \sin \left(\frac{qL}{2} \right) \right|^4. \quad (30)$$

In the limit $m_\phi \ll \omega$, and recalling that in resonance $\lambda \approx m_\phi^2 / (2\omega) = q$, we see that potential gain in probability would be of

$$\frac{P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma}^{res}}{P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma}^{static}} = (qt)^2 = 7.4 \times 10^{12} \left[\left(\frac{m_\phi}{10^{-6} \text{ eV}} \right)^2 \cdot \left(\frac{t}{3600 \text{ s}} \right) \right]^2. \quad (31)$$

This enhancement translates into a gain in sensitivity of three orders of magnitude for the coupling constant g , keeping in mind that a measuring time of 1 hour is a conservative estimate, according to the upgrades envisaged for these kind of experiments [16].

3 Discussion and outlook

Now it seems timely to discuss the range of validity of our result, because it could seem that the probability of conversion between photons and ALPs violates unitarity. In order to find expression (29) we have made the following assumptions, that we now discuss:

- i) The frequency of the external magnetic field (tuned to the momentum transfer) should satisfy $1 \ll \lambda t$, where t is the measuring time. By looking at eq. (31) we see that in the mass range that can be interesting to probe with such techniques ($10^{-8} - 10^{-4}$) eV, the approximation seems to hold safely.
- ii) In our perturbative approach we have only considered the quadratic term in the expression for the ALP potential (4). It is expected that including the non-linearity in the equations of motion the probability would appear correctly bounded. However, for the purposes of the present work, the approximated result found in eq. (29) seems to suffice. Therefore, our result is valid as soon as $\phi/f_\phi \ll 1$ is satisfied.

Therefore, by the arguments raised above, we have that the two conditions that should be mutually satisfied are $\lambda t \gg 1$ and $\phi/f_\phi \ll 1$. The second condition, by taking the amplitude of the ALP in the regeneration side can be cast as

$$\begin{aligned} \frac{\phi}{f_\phi} &\approx \frac{g^2 B_0 \pi t}{2\alpha} |a| \\ &\sim 10^{-12} \left(\frac{g}{10^{-10} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{10 \text{ T}} \cdot \frac{t}{100 \text{ h}} \cdot \frac{1 \text{ eV}}{\omega} \right) \left[\left(\frac{\mathcal{P}_p}{1 \text{ W}} \right) \left(\frac{\mathcal{F}_p}{10^4} \right) \left(\frac{10^{-7} \text{ m}^2}{S} \right) \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Where we have used eq. (8). Therefore our assumptions are safe.

To summarise, we have explored the effects of a time-dependent magnetic field on the conversion between photons and new light pseudo-scalars such as axions and axion-like particles. We have found that under appropriate initial conditions of the photon field inside the cavity, it is possible to find an enhancement on the regeneration probability, that grows linearly on time. The resonant condition for this enhancement is to tune the external magnetic field to the ALP momentum transfer $\lambda \sim m_\phi^2/(2\omega)$. For ALP masses in scope of the cavity experiments, this frequency is of the order of GHz. Let us note that the enhancement found here can be added to existent enhancement methods, such as the use of resonant cavities [11].

It seems worth further studies to the potential of time-dependent electromagnetic fields to enhance the conversion probability between photons and ALPs in a better detail, such as explore the full three-dimensional problem and take into account experimental details of the setup. Although, it is beyond the scope of this work to foresee the feasibility of such modification in an experimental design.

This work was supported by FONDECYT/Chile grants 1161150 (P. A.), 1130020 (J. G.), and Conicyt-21120890 (A. A.)

References

- [1] See for instance: G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Phys. Rept.* **405** (2005) 279.
- [2] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223 (1978); F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 279 (1978)
- [3] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
- [4] P. Svrcek and E. Witten, *JHEP* **0606**, 051 (2006);
- [5] E. Witten, *Phys. Lett. B* **149**, 351 (1984); J. P. Conlon, *JHEP* **0605**, 078 (2006); A. Arvanitaki, S. Dimopoulos, S. Dubovsky, N. Kaloper and J. March-Russell, *Phys. Rev. D* **81**, 123530 (2010).
- [6] P. Sikivie, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1415 Erratum: [*Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 695].

- [7] G. Mueller, P. Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 072004
- [8] S. L. Adler, J. Gamboa, F. Mendez and J. Lopez-Sarrion, *Annals Phys.* **323** (2008) 2851
- [9] G. Raffelt and L. Stodolsky, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 1237; E. I. Guendelman, *Phys. Lett. B* **662** (2008) 445; J. Redondo, arXiv:1003.0410 [hep-ph].
- [10] F. Hoogeveen and T. Ziegenhagen, *Nucl. Phys. B* **358** (1991) 3.
- [11] P. Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 172002 (2007).
- [12] F. Hoogeveen, *Phys. Lett. B* **288** (1992) 195.
- [13] J. Jaeckel and A. Ringwald, *Phys. Lett. B* **659**, 509 (2008).
- [14] R. Cameron *et al.*, *Phys. Rev. D* **47**, 3707 (1993); G. Ruoso *et al.*, *Z. Phys. C* **56**, 505 (1992); C. Robilliard, R. Battesti, M. Fouche, J. Mauchain, A. M. Sautivet, F. Amiranoff and C. Rizzo, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 190403 (2007); M. Fouche *et al.*, *Phys. Rev. D* **78**, 032013 (2008); A. S. Chou *et al.* [GammeV (T-969) Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **100**, 080402 (2008); K. Ehret *et al.* [ALPS collaboration], *Nucl. Instrum. Meth. A* **612**, 83 (2009); *Phys. Lett. B* **689** (2010) 149; M. Betz *et al.* *Phys. Rev. D* **88**, 075014 (2013).
- [15] S. L. Adler, *J. Phys. A* **40** (2007) F143.
- [16] P. Arias, J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 115018.

Extracting hidden-photon dark matter from an LC-circuit

Paola Arias^{1,a}, Ariel Arza¹, Babette Döbrich^{2,3}, Jorge Gamboa¹, Fernando Méndez¹

¹ Departamento de Física, Universidad de Santiago de Chile, Casilla 307, Santiago, Chile

² Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, Germany

³ Present address: CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

Received: 15 April 2015 / Accepted: 23 June 2015 / Published online: 4 July 2015

© The Author(s) 2015. This article is published with open access at Springerlink.com

Abstract We point out that a cold dark matter condensate made of gauge bosons from an extra hidden $U(1)$ sector—dubbed hidden photons—can create a small, oscillating electric density current. Thus, they could also be searched for in the recently proposed LC-circuit setup conceived for axion cold dark matter search by Sikivie, Sullivan and Tanner. We estimate the sensitivity of this setup for hidden-photon cold dark matter and we find it could cover a sizable, so far unexplored parameter space.

1 Introduction

Nowadays, direct dark matter searches are mainly taking two alternative and complementary routes: one of them aims to detect high-mass candidates—so-called Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs)—exploiting scattering experiments [1], and the other one looks for light mass candidates—so-called Weakly Interacting Slim Particles (WISPs)—using precision experiments and strong magnetic fields [2].

Among WISPs, the axion is a prime candidate. It was originally proposed as a mechanism to solve the strong CP problem [3–5]. Soon after this proposal, it was realized that axions can be non-thermally produced by a misalignment mechanism, making it a strong cold dark matter (CDM) candidate in the range of masses $m_a \lesssim 10^{-4} \text{eV}$ [6–8].

A common feature among WISPs is their weak coupling to the Standard Model, and the smallness of their masses. This is often a heritage from the high-energy scale at which their underlying symmetries break. Many indirect astrophysical observations have placed strong constraints on these particles [9], but there is still plenty of parameter space in which they could hide. In particular, the parameter space where they can be CDM remains still quite open.

The WISPs relevant to this study are hidden sector $U(1)$ gauge bosons [10], also known as paraphotons, or hidden

photons. Remarkably, the same non-thermal mechanism of axion CDM production also works to produce a condensate of cold hidden photons [11, 12], whose viable parameter space spans a wide range and remains almost unconstrained by observations.

Consequently, experimental efforts have increased in the last years, and several precision experiments have been and will be set up, like ADMX [13], ALPS [14, 15], CAST, CROWS [16], IAXO [17] (just to name a few) and help to cover some of the unexplored parameter space.

Novel proposals, specially thought to reach the hinted cold dark matter parameter space have emerged, such as a dish antenna experiment [18, 19]. In this study we want to revisit the proposal made by Sikivie, Sullivan and Tanner [20], in which they explore the particular form taken by the Maxwell equations if the axion CDM is present.

This new setup has interesting features; the first is the simplicity of the idea, namely an LC-circuit carrying an electric current generated by CDM axions in an external magnetic field. Secondly, the signal produced by axions can be amplified by the circuit, making it detectable by magnetic flux detection techniques.

The aim of this letter is to show that hidden-photon CDM can also provide an oscillating electric current, without the need of an external electromagnetic field, which can act as a source for the proposed experiment [20]. Therefore, this setup can also hunt for these particles. We note that LC-circuits have been mentioned in [21] as hidden-photon receivers, however, not adapted to the context of dark matter detection.

The paper is organized as follows: in Sect. 2 we briefly review the operating mechanism of the LC circuit designed to detect axions. In Sect. 3 we show how an oscillating current from hidden-photon CDM emerges from the coupling of the latter with photons, and we obtain the sensitivity of the experiment proposed in [20] for hidden photons. Finally in Sect. 4 we conclude.

^a e-mail: paola.arias.r@usach.cl

2 Essentials of the axion search with an LC-circuit

Let us recall the essentials of the proposal made in [20]. The idea exploits the fact that the coupling of axions and photons

$$\mathcal{L} = -g a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \tag{1}$$

gives rise to a modified electrodynamics

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -g \mathbf{B} \frac{da}{dt} + \mathbf{J}_{\text{ext}} \tag{2}$$

where g is the coupling constant between axions and photons, \mathbf{J}_{ext} is an external source and a homogeneous axion field is assumed i.e. $a = a(t)$ and therefore spatial derivatives of this field are neglected. This is approximately valid for axion DM.

Note that Eq. (2) contains the effective displacement current $\mathbf{j}_a = -g \dot{a} \mathbf{B}_0$ which emerges when an external magnetic field \mathbf{B}_0 is turned on and, as a consequence, the current \mathbf{j}_a becomes a source for a magnetic field \mathbf{B}_a through the equation $\nabla \times \mathbf{B}_a = \mathbf{j}_a$.

Thus, the idea is to insert part of an LC-circuit into a region with an external magnetic field. Figure 1 mimics the setup of [20], where the external magnetic field \mathbf{B}_0 around the passive part of the circuit is omitted for a hidden-photon search (see below).

The modification (2) implies that for the setup [20] in the presence of axion CDM an electric current will flow through the LC-circuit, eventually in the resonance regime for $1/\sqrt{LC} \approx m_a$.

The important thing to note, however, is the following: once the electric current is produced in the circuit, the magnetic flux in the coil measured by a magnetometer, here a SQUID, is related to the dark matter axion properties.

Indeed, the amplitude of the magnetic field B_d in the coil that will be detected by the SQUID is given by

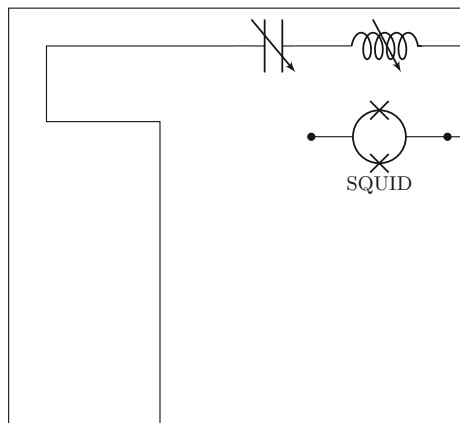


Fig. 1 Sketch of the experiment. In contrast to the original Sikivie–Sullivan–Tanner setup [20], no external magnet is needed. As the hidden-photon DM might have a net polarization, orthogonal circuits could be foreseen to minimize the effect of κ (see text for details)

$$B_d \simeq \frac{N_d Q}{2r_d L} V_m g B_0 \sqrt{2\rho_{\text{DM}}}, \tag{3}$$

where N_d, r_d, V_m are parameters of the device keeping the notation of [20]: N_d is the number of turns and r_d is radius of the small coil on the right hand side of Fig. 1, V_m is a parameter with dimensions of volume, which appears in the integration of the magnetic flux in the circuit; see below. L is the inductance of the entire system, Q is the quality factor of the circuit, B_0 is the magnitude of the external magnetic field and ρ_{DM} is the dark matter energy density of the axion field.

In their proposal [20], the authors have assumed a superconducting circuit, working at a temperature of the order of $T \sim 0.5$ mK, a SQUID sensitivity of the order of 10^{-15} T, a quality factor of the circuit $Q = 10^4$, and two possible magnets: the ADMX magnet or CMS magnet (see details in [20]).

3 Connection with hidden photons

In this section we will argue that an oscillating current also emerges if the CDM content is composed of hidden photons.

In the hidden-photon model we are interested in, the dominant interaction between hidden photons and our visible sector is via a kinetic mixing term. At low energies the effective Lagrangian is given by

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} X_{\mu\nu} X^{\mu\nu} - \frac{\chi}{2} F_{\mu\nu} X^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} X_\mu X^\mu. \tag{4}$$

Here $F_{\mu\nu}$ is the field strength associated with photons (A_μ) and $X_{\mu\nu}$ the analog for hidden photons (X_μ). The χ parametrizes the strength of the coupling between both, and is predicted to be small [22–25]. The mass of the hidden photon $m_{\gamma'}$ can be generated via a hidden-Higgs mechanism, or a Stückelberg mechanism.

In an analog way to axions, hidden-photon CDM can be considered as a homogeneous field in space, given by $\mathbf{X}(t) = \mathbf{X}_{\text{DM}} e^{-im_{\gamma'} t}$, where \mathbf{X}_{DM} is the DM vector, and due to its vector nature, a cold condensate of hidden photons can introduce a preferred direction in space.

Effectively a tiny fraction of its energy is invested in an ordinary oscillatory electric field [18, 19], given by

$$\mathbf{E}_{\text{DM}} = \chi m_{\gamma'} \mathbf{X}_{\text{DM}} e^{-im_{\gamma'} t}. \tag{5}$$

Such an electric field will create a displacement current, oscillating at the same frequency as the electric field, $\nu = 0.24$ GHz ($m_{\gamma'}/\mu\text{eV}$) [18, 19], given by

$$\mathbf{J}_{\text{HP}} = -\frac{\partial \mathbf{E}_{\text{DM}}}{\partial t}. \tag{6}$$

The amplitude, analogously to axions, is related to the CDM local density by noting that the stored energy in the condensate is

$$\rho_{\text{DM}} \sim 300 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3} = \frac{m_{\gamma'}^2}{2} \langle |\mathbf{X}_{\text{DM}}|^2 \rangle. \tag{7}$$

Thus, the corresponding magnitude of the current density obtained is

$$|\mathbf{J}_{\text{HP}}| = \chi m_{\gamma'} \sqrt{2\rho_{\text{DM}}}. \tag{8}$$

This current will generate—in principle—oscillating electromagnetic fields. Nevertheless, assuming the experiment is enclosed¹ in a region of characteristic dimension smaller than $m_{\gamma'}^{-1}$, we can work in the magneto-quasistatic limit (also assumed in [20]). Following this approximation, the magnetic field created by the displacement current is just $\nabla \times \mathbf{B}_{\text{HP}} = \mathbf{J}_{\text{HP}}$, and the electric field induced is obtained from $\nabla \times \mathbf{E}_{\text{HP}} = -\partial \mathbf{B}_{\text{HP}} / \partial t$. The latter is suppressed inside the enclosed region in comparison with the magnetic field by $|\mathbf{E}_{\text{HP}}| = m_{\gamma'} r |\mathbf{B}_{\text{HP}}|$, where r is the radial distance in cylindrical coordinates, with the symmetry axis parallel to the direction of the superconducting wire of Fig. 1. Therefore, in the following, we assume the induced electric field (\mathbf{E}_{HP}) does not interfere significantly with the small electronic devices of the circuit.

Note that in the present case of hidden photons, the displacement current, see Eq. (6), has the same direction as the CDM condensate, if effectively it has a preferred direction (see below). In the case of axions, instead, the current density has the direction of the external magnetic field, \mathbf{B}_0 .

The component of the current \mathbf{J}_{HP} which is parallel to the superconducting wire direction will contribute to create the components of field \mathbf{B}_{HP} which will be responsible for a non-zero magnetic flux through the same part of the circuit. Namely

$$|\mathbf{J}_{\text{HP}\parallel}| = |\mathbf{J}_{\text{HP}} \cos \theta| = |\mathbf{J}_{\text{HP}}| \kappa, \tag{9}$$

where θ is the angle between the wire and the direction of the current generated by the hidden-photon condensate, and $\kappa = |\cos \theta|$.

This last analysis yields the two possible scenarios:

- (i) The condensate of DM points in a preferred direction in space, \hat{n} .
- (ii) The condensate of DM is randomly oriented in space.

In the first case each direction \hat{n} is equally probable; a conservative choice for κ would be, for instance, that its real value is bigger with a 95 % confidence level, thus $\kappa = 0.05$.

¹ With enclosed we mean the electric field, \mathbf{E}_{HP} , is set to zero at a boundary.

In the second case we consider the average among all possible angles and then $\kappa = 0.5$.

On the other hand, if scenario (i) is realized in nature, the lab frame’s movement with respect to the rest frame of the DM will likely yield a non-constant θ . In fact, this signal modulation could help to track down the dark matter nature of the signal. Also, additional setups in which an LC loop is oriented orthogonally to the primary setup would allow one to probe the parameter space with $\kappa \simeq 1$.

Assuming the superconducting wire is oriented in the \hat{z} direction, the magnetic field induced by the HP-DM is given by

$$\mathbf{B}_{\text{HP}} = -\frac{1}{2} \chi m_{\gamma'}^2 |\mathbf{X}_{\text{DM}}| e^{-im_{\gamma'} t} r \kappa \hat{\phi}. \tag{10}$$

At this point, let us note that the current generated in the circuit is given by $I = \Phi / L$, where Φ is the magnetic flux of the field generated by the dark matter, and L is the inductance of the circuit. In the case of axions, the magnetic flux is

$$\Phi_a = -g B_0 \dot{a} V_m, \tag{11}$$

where $V_m = \frac{1}{4} l_m^2 r_m^2$ and l_m and r_m are the length and width of the circuit loop immersed in the field and thus are limited by the size of the magnet bore.

Since hidden-photon DM does not need an external electromagnetic field to induce a current in the circuit, the latter one is also given by $I = \Phi_{\text{HP}} / L$, and the magnetic flux is

$$\Phi_{\text{HP}} = -\kappa \chi m_{\gamma'}^2 |\mathbf{X}_{\text{DM}}| e^{-im_{\gamma'} t} V'_m, \tag{12}$$

where V'_m includes now also the part of the loop not immersed in the external field. We will assume in the following $V'_m \simeq V_m$ to be realized in the setups of [20]. In principle, the additional contribution incorporated in V'_m can be used to further enhance the signal, however, details depend on the exact geometry of the experimental setup: As V_m, V'_m can be obtained from an integral along the loop-area transversal to \mathbf{B}_{HP} .

As pointed out in [26], the geometry of the outer volume, e.g. a cavity enclosing the LC-circuit, can have positive impact on the overall quality factor. In the following, however, we stick to the original setting of [20].

From the hidden-photon point of view the magnetic flux measured in the coil of the Sikivie et al. setup [20] is given by

$$B_{\text{detected}} = \frac{N_d Q}{2r_d L} V_m \chi m_{\gamma'} \sqrt{2\rho_{\text{DM}}} \kappa. \tag{13}$$

To get a sensitivity estimate for hidden photons we consider the isothermal halo model [27], where the local dark matter density is $\rho_{\text{DM}} = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$. The energy dispersion $\delta E \sim 10^{-6} m_{\gamma'}$, is then bigger than the one considered

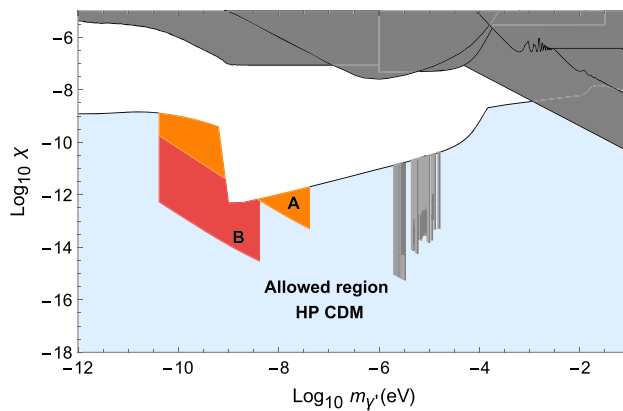


Fig. 2 Parameter space scanned by the LC-circuit proposed in [20] for hidden-photon cold dark matter (see the text for details)

in [20], leading to a reduced coherence time. The latter translates into a different magnetometer's sensitivity, now given by

$$\delta B = 10^{-16} \text{ T (Hz)}^{-1/2} (t_c t)^{-1/4} ; \quad (14)$$

see also [28] for a detailed discussion of the sensitivity scaling. If we consider the experiment to run parasitically to the search for axion DM, the measurement time is $t = 10^3$ s, and the coherence time is $t_c = 0.16$ s (MHz/ ν). In order to compare with [20] we have chosen a signal-to-noise ratio of 5. In Fig. 2 we show the parameter space that could be scanned by the LC circuit proposed in [20] for hidden-photon cold dark matter. The light blue area corresponds to the allowed parameter space of hidden-photon cold dark matter [12]. The orange region corresponds to the sensitivity of the experiment running with the ADMX magnet (A), $V_m = 0.023$ m³, while the red region assume the setup working with the CMS magnet (B), $V_m = 29.25$ m³ (for details of these two magnets see [20]). Gray areas correspond to previously excluded regions. We have considered scenario (ii) and used $\kappa = 0.5$. We emphasize again that the HP setup could in principle profit from the fact that is not necessary to magnetize the volume. However, we stick to the estimates above, because cryogenics and shielding at such values are demanding by themselves. This then sets the lower frequency for our scans, whereas we take the high-frequency cutoff through stray capacitance as in [20].

4 Conclusions

If cold dark matter is made of hidden photons, it can source electric and magnetic fields, since modifies Maxwell equations in a similar way as axions (and axion-like particles) do. We have pointed out that the proposal of Sikivie–Sullivan–Tanner to search for axionic CDM with an LC-circuit could also be used to test the hidden-photons as dark matter candidate. The projected sensitivity of the experiment for hid-

den photons can cover the unconstrained parameter space, as shown in Fig. 2.

We emphasize again that our proposal has the ‘advantage’ over [20] that no strong external magnet is needed, but rather just cryogenic volume and appropriate electronics.

We believe that this makes our proposal attractive to a larger group of experimentalists without access to strong magnets. Given the huge discovery potential for hidden-photon cold dark matter, also a dedicated search that runs non-parasitically to the axionic equivalent constitutes a worthwhile fundamental physics experiment.

Acknowledgments We would like to thank Joerg Jaeckel and Pierre Sikivie for comments. This work was supported by FONDECYT/Chile grants and ACT1102 (P.A.), 1130020 (J.G.), 1140243 (F.M.) and Conicyt-21120890 (A. A.).

Note added in proof One week after the present paper was submitted to the arXiv, an extensive proposal for a DM search for hidden photons was put forward in [29]. Even though their detection technique of the hidden-photon DM condensate is different from the one considered here [20], they treated details of the important point that the setup needs to be shielded. We agree a shielding is needed and in fact is necessary to make it work in the magneto-quasistatic limit as implied in our calculation.

Open Access This article is distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International License (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. Funded by SCOAP³.

References

1. G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, Phys. Rep. **405**, 279 (2005). [arXiv:hep-ph/0404175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0404175)
2. J. Redondo, A. Ringwald, Contemp. Phys. **52**, 211 (2011). [arXiv:1011.3741](https://arxiv.org/abs/1011.3741) [hep-ph]
3. R.D. Peccei, H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977)
4. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978)
5. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978)
6. J. Preskill, M.B. Wise, F. Wilczek, Phys. Lett. B **120**, 127 (1983)
7. L.F. Abbott, P. Sikivie, Phys. Lett. B **120**, 133 (1983)
8. M. Dine, W. Fischler, Phys. Lett. B **120**, 137 (1983)
9. K. Baker, G. Cantatore, S.A. Cetin, M. Davenport, K. Desch, B. Döbrich, H. Gies, I.G. Irastorza et al., Ann. Phys. **525**, A93 (2013). [arXiv:1306.2841](https://arxiv.org/abs/1306.2841) [hep-ph]
10. B. Holdom, Phys. Lett. B **166**, 196 (1986)
11. A.E. Nelson, J. Scholtz, Phys. Rev. D **84**, 103501 (2011)
12. P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald, JCAP **1206**, 013 (2012)
13. A. Wagner et al., ADMX Collaboration. Phys. Rev. Lett. **105**, 171801 (2010). [arXiv:1007.3766](https://arxiv.org/abs/1007.3766) [hep-ex]
14. K. Ehret, M. Frede, S. Ghazaryan, M. Hildebrandt, E.A. Knabbe, D. Kracht, A. Lindner, J. List et al., Phys. Lett. B **689**, 149 (2010). [arXiv:1004.1313](https://arxiv.org/abs/1004.1313) [hep-ex]
15. JINST **8**, T09001 (2013) [arXiv:1302.5647](https://arxiv.org/abs/1302.5647) [physics.ins-det]
16. M. Betz, F. Caspers, M. Gasior, M. Thumm, S. W. Rieger, Phys. Rev. D **88** (7), 075014 (2013) [arXiv:1310.8098](https://arxiv.org/abs/1310.8098) [physics.ins-det]
17. I.G. Irastorza, F.T. Avignone, G. Cantatore, J.M. Carmona, S. Caspi, S.A. Cetin, F.E. Christensen, A. Dael et al., J. Phys. Conf. Ser. **460**, 012002 (2013)

18. D. Horns, J. Jaeckel, A. Lindner, A. Lobanov, J. Redondo, A. Ringwald, JCAP **1304**, 016 (2013). [arXiv:1212.2970](#)
19. B. Döbrich, K. Daumiller, R. Engel, M. Kowalski, A. Lindner, J. Redondo, M. Roth, [arXiv:1410.0200](#) [physics.ins-det]
20. P. Sikivie, N. Sullivan, D.B. Tanner, Phys. Rev. Lett. **112**, 131301 (2014)
21. P.W. Graham, J. Mardon, S. Rajendran, Y. Zhao, Phys. Rev. D **90**, 075017 (2014). [arXiv:1407.4806](#) [hep-ph]
22. K.R. Dienes, C.F. Kolda, J. March-Russell, Nucl. Phys. B **492**, 104 (1997)
23. S.A. Abel, M.D. Goodsell, J. Jaeckel, V.V. Khoze, A. Ringwald, JHEP **0807**, 124 (2008)
24. M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald, JHEP **0911**, 027 (2009)
25. M. Cicoli, M. Goodsell, J. Jaeckel, A. Ringwald, JHEP **1107**, 114 (2011)
26. J. Hong, J. E. Kim, S. Nam, Y. Semertzidis, [arXiv:1403.1576](#) [hep-ph]
27. M.S. Turner, Phys. Rev. D **33**, 889 (1986)
28. D. Budker, P.W. Graham, M. Ledbetter, S. Rajendran, A. Sushkov, Phys. Rev. X **4**, 021030 (2014). [arXiv:1306.6089](#) [hep-ph]
29. S. Chaudhuri, P. W. Graham, K. Irwin, J. Mardon, S. Rajendran and Y. Zhao, [arXiv:1411.7382](#) [hep-ph]