El Efecto Casimir y Fotones Ocultos

Christian F. Díaz Bahamondes
Estudiante de Magíster – Instituto de Física -PUC Chile

Comisión examinadora

Supervisor: Dr. Benjamin Koch (PUC)
Co-Supervisora: Dra. Paola Arías (USACH)
Comité Examinador: Dr. Marcelo Loewe (PUC)

14 de Junio, 2016

Contenidos

Motivación

- Modelo Estándar exitoso. Sin embargo, hay ciertas preguntas que aún no puede responder
  1. violación de paridad y conjugación de carga,
  2. oscilación de neutrinos,
  3. naturaleza de la materia oscura, etc.

Motivación

- Buscamos más allá del Modelo Estándar alguna respuesta

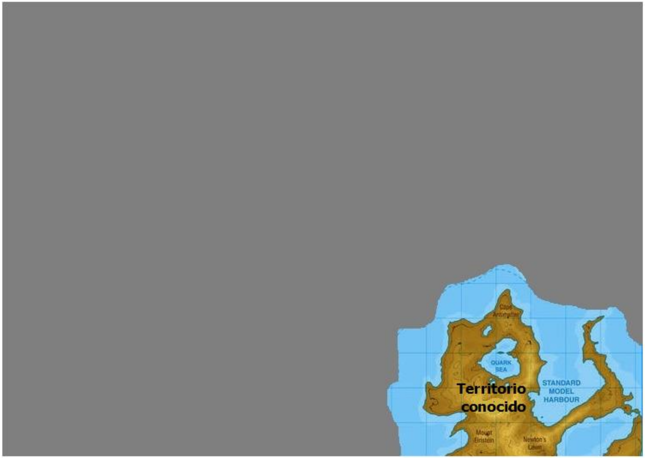


Figura: Mapa de la física más allá del Modelo Estandar (Imagen tomada de © www.form-one.de) .

Motivación

- Buscamos más allá del Modelo Estándar alguna respuesta

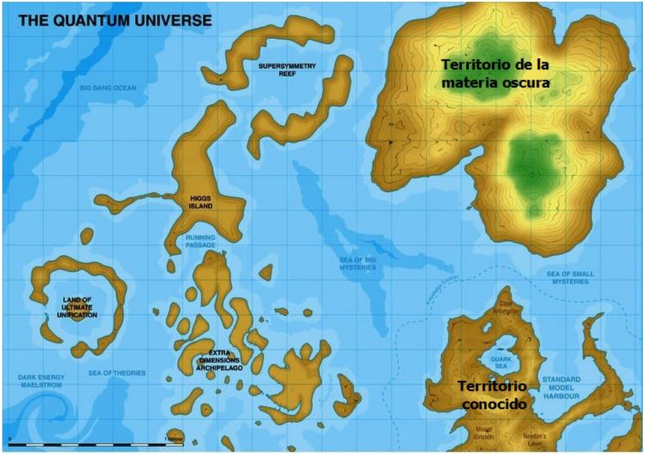


Figura: Mapa esquemático del sector oculto.

Motivación

- Buscamos más allá del Modelo Estándar alguna respuesta

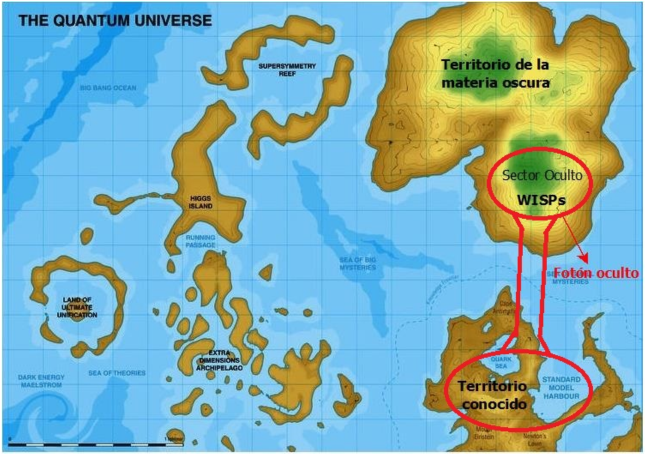


Figura: Mapa esquemático del sector oculto.

Fotones Ocultos

- El Lagrangiano que describe la mezcla entre fotón usual y fotón oculto es (B.Holdom,*Phy.Rev.Lett*,1986 - J.Jaeckel,*Phys.Rev.Lett.*,2009)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{\sin\chi}{2}F_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2\cos^2\chi}{2}X_\mu X^\mu - eJ_\mu A^\mu, \tag{1}$$

Fotones Ocultos

- El Lagrangiano que describe la mezcla entre fotón usual y fotón oculto es (B.Holdom,*Phy.Rev.Lett*,1986 - J.Jaeckel,*Phys.Rev.Lett.*,2009)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{\sin\chi}{2}F_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2\cos^2\chi}{2}X_\mu X^\mu - eJ_\mu A^\mu, \tag{1}$$

- donde A_μ es el campo del fotón usual y X_μ es el campo oculto.
- El fotón oculto interactúa con el sector visible mediante un término cinético.

Fotones Ocultos

- El Lagrangiano que describe la mezcla entre fotón usual y fotón oculto es (B.Holdom,*Phy.Rev.Lett*,1986 - J.Jaeckel,*Phys.Rev.Lett.*,2009)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{\sin\chi}{2}F_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2\cos^2\chi}{2}X_\mu X^\mu - eJ_\mu A^\mu, \quad (1)$$

- donde A_μ es el campo del fotón usual y X_μ es el campo oculto.
- El fotón oculto interactúa con el sector visible mediante un término cinético.
- Se redefinen los campos como:
  (a) $A_\mu \to \widetilde{A}_\mu + \tan\chi\widetilde{X}_\mu$
  (b) $X_\mu \to \bar{X}_\mu + \tan\chi\bar{A}_\mu$

Fotones Ocultos

- Si se utiliza la redefinición de $A_\mu \to \widetilde{A}_\mu + \tan\chi \widetilde{X}_\mu$ se obtiene la representación de propagación

$$\widetilde{\mathcal{L}} = -\frac{1}{4}\widetilde{F}_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\widetilde{G}_{\mu\nu}\widetilde{G}^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2}{2}\widetilde{X}_\mu\widetilde{X}^\mu - eJ_\mu(\widetilde{A}^\mu + \tan\chi\widetilde{X}^\mu). \quad (2)$$

Fotones Ocultos

- Si se utiliza la redefinición de $A_\mu \to \widetilde{A}_\mu + \tan\chi \widetilde{X}_\mu$ se obtiene la representación de propagación

$$\widetilde{\mathcal{L}} = -\frac{1}{4}\widetilde{F}_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\widetilde{G}_{\mu\nu}\widetilde{G}^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2}{2}\widetilde{X}_\mu\widetilde{X}^\mu - eJ_\mu(\widetilde{A}^\mu + \tan\chi\widetilde{X}^\mu). \quad (2)$$

- Donde ambos campos están acoplados a la corriente.

Fotones Ocultos

- Si se utiliza la redefinición de $A_\mu \to \widetilde{A}_\mu + \tan\chi \widetilde{X}_\mu$ se obtiene la representación de propagación

$$\widetilde{\mathcal{L}} = -\frac{1}{4}\widetilde{F}_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\widetilde{G}_{\mu\nu}\widetilde{G}^{\mu\nu} + \frac{m_\gamma^2}{2}\widetilde{X}_\mu\widetilde{X}^\mu - eJ_\mu(\widetilde{A}^\mu + \tan\chi\widetilde{X}^\mu). \quad (2)$$

- Donde ambos campos están acoplados a la corriente.
- Si se elige la redefinición $X_\mu \to \bar{X}_\mu + \tan\chi \bar{A}_\mu$ se obtiene la representación de interacción

$$\begin{aligned}\bar{\mathcal{L}} &= -\frac{1}{4}\bar{F}_{\mu\nu}\bar{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\bar{G}_{\mu\nu}\bar{G}^{\mu\nu} \\ &\quad + \frac{m_\gamma^2}{2}(\cos^2\chi\bar{X}_\mu\bar{X}^\mu - 2\sin\chi\cos\chi\bar{A}_\mu\bar{X}^\mu + \sin^2\chi\bar{A}_\mu\bar{A}^\mu) \\ &\quad - eJ_\mu\bar{A}^\mu \qquad (3)\end{aligned}$$

Un solo campo esta acoplado con la corriente.

- Varios experimentos están en la búsqueda de acotar los parámetros que involucran al fotón oculto.

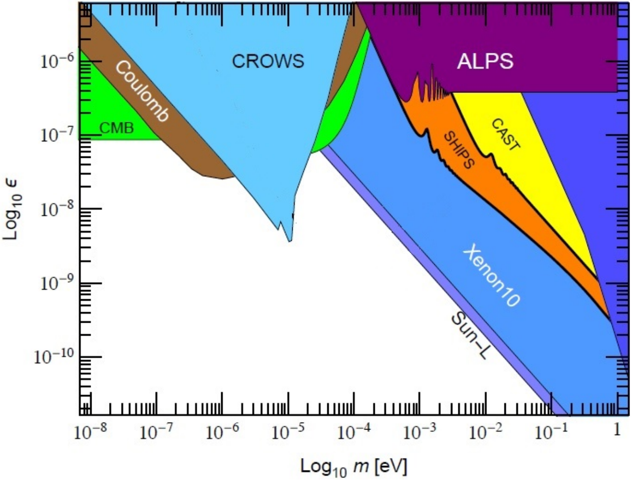


Figura: Gráfico de exclusión en el espacio de parámetros.

Efecto Casimir

- El siempre interesante efecto Casimir.

Efecto Casimir

- El siempre interesante efecto Casimir.
- En Lagrangiano que representa la electrodinámica es

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - eJ^{\mu}A_{\mu} \tag{4}$$

Si el fotón no posee masa $\Rightarrow$ dos polarizaciones.

- La energía del estado fundamental es

$$E_0 = \sum_{\mathbf{k}=0}^{\infty} \frac{\omega_{\mathbf{k}}}{2} \tag{5}$$

Efecto Casimir

- El siempre interesante efecto Casimir.
- En Lagrangiano que representa la electrodinámica es

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - eJ^{\mu}A_{\mu} \tag{4}$$

Si el fotón no posee masa $\Rightarrow$ dos polarizaciones.

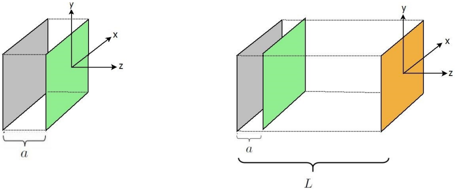
- La energía del estado fundamental es

$$E_0 = \sum_{\mathbf{k}=0}^{\infty} \frac{\omega_{\mathbf{k}}}{2} \Rightarrow \infty \tag{5}$$

La energía es INFINITA.

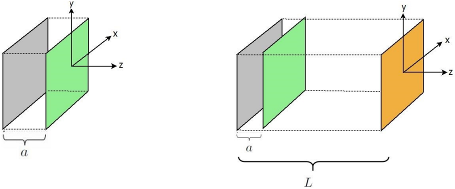
Efecto Casimir

- H.G. Casimir (H.G. Casimir, *Konikl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc.*,1948) formuló un experimento ideal para calcular la energía del estado fundamental entre dos placas conductoras perfectas



Efecto Casimir

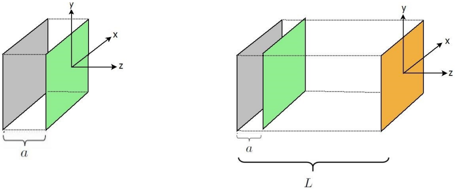
- H.G. Casimir (H.G. Casimir, *Konikl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc.*,1948) formuló un experimento ideal para calcular la energía del estado fundamental entre dos placas conductoras perfectas



- Experimento idealizado, con $L \gg a$ y placas conductoras perfectamente planas.

Efecto Casimir

- H.G. Casimir (H.G. Casimir, *Konikl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc.*,1948) formuló un experimento ideal para calcular la energía del estado fundamental entre dos placas conductoras perfectas



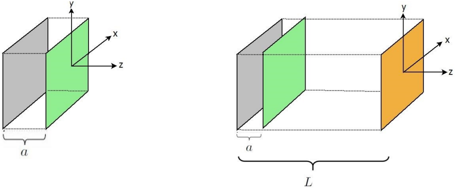
- Experimento idealizado, con $L \gg a$ y placas conductoras perfectamente planas.
- La diferencia de energía entre las placas por unidad de área es

$$\Delta U = E_0 - E_L = -\frac{\pi^2}{720a^3}, \tag{6}$$

con $\hbar = c = 1$.

Efecto Casimir

- H.G. Casimir (H.G. Casimir, *Konikl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc.*,1948) formuló un experimento ideal para calcular la energía del estado fundamental entre dos placas conductoras perfectas



- Experimento idealizado, con $L \gg a$ y placas conductoras perfectamente planas.
- Y así la fuerza por unidad de área es

$$\Rightarrow F = -\frac{\partial(\Delta U)}{\partial a} = -\frac{\pi^2}{240a^4}, \tag{6}$$

con $\hbar = c = 1$.

Efecto Casimir

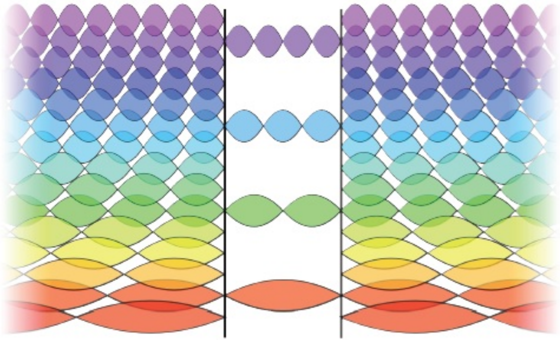


Figura: Representación esquemática del efecto Casimir.

Efecto Casimir para un fotón masivo

- En Lagrangiano de Proca (W.Greiner,*Field Quantization*,1996) representa esta teoría siendo este el siguiente

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu - eJ^\mu A_\mu \tag{7}$$

Si esta vez suponemos que el fotón posee masa $\Rightarrow$ 3 polarizaciones.

Efecto Casimir para un fotón masivo

- En Lagrangiano de Proca (W.Greiner,*Field Quantization*,1996) representa esta teoría siendo este el siguiente

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu - eJ^\mu A_\mu \tag{7}$$

  Si esta vez suponemos que el fotón posee masa $\Rightarrow$ 3 polarizaciones.

- La energía del estado fundamental es

$$E_0 = \sum_{\mathbf{k}=0}^{\infty} \frac{\widetilde{\omega}_{\mathbf{k}}}{2}, \tag{8}$$

Efecto Casimir para un fotón masivo

- En Lagrangiano de Proca (W.Greiner,*Field Quantization*,1996) representa esta teoría siendo este el siguiente

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu - eJ^\mu A_\mu \quad (7)$$

Si esta vez suponemos que el fotón posee masa $\Rightarrow$ 3 polarizaciones.

- La energía del estado fundamental es

$$E_0 = \sum_{\mathbf{k}=0}^{\infty} \frac{\widetilde{\omega}_{\mathbf{k}}}{2}, \quad (8)$$

Efecto Casimir para un fotón masivo

- En Lagrangiano de Proca (W.Greiner,*Field Quantization*,1996) representa esta teoría siendo este el siguiente

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu - eJ^\mu A_\mu \tag{7}$$

Si esta vez suponemos que el fotón posee masa $\Rightarrow$ 3 polarizaciones.

- La energía del estado fundamental es

$$E_0 = \sum_{\mathbf{k}=0}^{\infty} \frac{\widetilde{\omega}_{\mathbf{k}}}{2}, \tag{8}$$

- donde $\widetilde{\omega}_{\mathbf{k}} = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}$, entonces sigue siendo infinita.

Efecto Casimir para un fotón masivo

- Barton and Dombey (G. Barton & N. Dombey, *Nature*,1984) consideraron el siguiente experimento idealizado

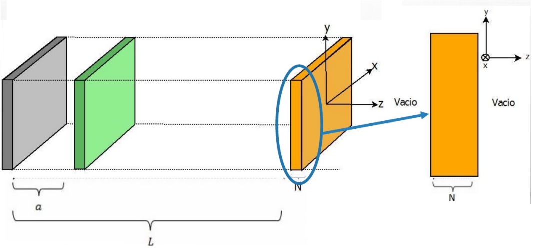


Figura: Configuración espacial del experimento idealizado.

Efecto Casimir para un fotón masivo

- Barton and Dombey (G. Barton & N. Dombey, *Nature*,1984) consideraron el siguiente experimento idealizado

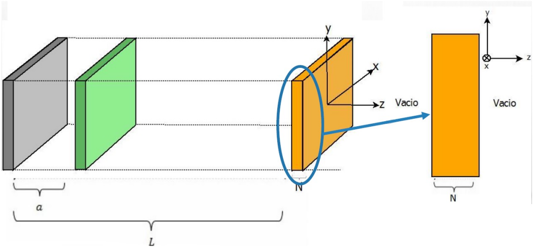


Figura: Configuración espacial del experimento idealizado.

- El Hamiltoniano se puede dividir en

$$\mathcal{H}_{\text{Proca}} = \mathcal{H}_{\text{MT}} + \mathcal{H}_{\text{ML}}$$

Efecto Casimir para un fotón masivo

- Entonces las contribuciones a la energía por unidad de área de cada modos son:

$$\begin{aligned}\Delta U_{\mathsf{MT}} &= -\frac{1}{a^3}\left[\frac{\pi^2}{720} - \frac{(am)^2}{48} + \frac{(am)^3}{12\pi} - \frac{(am)^4}{16\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right)\right. \\ &\qquad \left. - \frac{(am)^4}{16\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma + \frac{3}{4}\right)\right], \\ \Delta U_{\mathsf{ML}} &= \frac{(am)^4}{32\pi}\log\left(\frac{\mathsf{e}N}{2a}\right).\end{aligned}$$

Efecto Casimir para un fotón masivo

- Así la fuerza por unidad de área será

$$F = -\frac{1}{a^4}\left[\frac{\pi^2}{240} + \frac{(am)^2}{24} + \frac{(am)^4}{16\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right)\right. \\ \left. + \frac{(am)^4}{16\pi^2} + \frac{(am)^4}{16\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma + \frac{3}{4}\right) + \frac{(am)^4}{32\pi}\log\left(\frac{\mathrm{e}N}{2a}\right)\right] \tag{9}$$

Motivación

- ¡TENEMOS UNA IDEA!

Motivación

- ¡TENEMOS UNA IDEA!

- Si se asume que el fotón oculto se puede mezclar con el fotón usual, entonces:

Motivación

- ¡TENEMOS UNA IDEA!

- Si se asume que el fotón oculto se puede mezclar con el fotón usual, entonces:

  $\rightarrow$ ¿Cómo cambia el efecto Casimir?
  $\rightarrow$ ¿Qué consecuencias físicas produce en el efecto Casimir?
  $\rightarrow$ ¿Se podrá decir algo sobre los fotones ocultos?

Filosofía del problema

Encontrar el estado fundamental para una teoría que contenga fotones ocultos

Filosofía del problema

Encontrar el estado fundamental para una teoría que contenga fotones ocultos

$$\Downarrow$$

Considerar experimento idealizado

Filosofía del problema

Encontrar el estado fundamental para una teoría que contenga fotones ocultos

$\Downarrow$

Considerar experimento idealizado

$\Downarrow$

Buscar expresión "finita"para la energía

Filosofía del problema

Encontrar el estado fundamental para una teoría que contenga fotones ocultos

$\Downarrow$

Considerar experimento idealizado

$\Downarrow$

Buscar expresión "finita"para la energía

$\Downarrow$

Efecto Casimir para fotones Ocultos

Hamiltonianos

- Para encontrar el estado fundamental se necesita el Hamiltoniano correcto de la teoría.

Hamiltonianos

- Para encontrar el estado fundamental se necesita el Hamiltoniano correcto de la teoría.
- Se utiliza el método de Dirac para cada representación. Entonces se obtiene para la base tilde

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \int d^3x \left[\frac{1}{2}\left(B_{\widetilde{A}}^2 + E_{\widetilde{A}}^2\right) + \frac{1}{2}\left(B_{\widetilde{X}}^2 + E_{\widetilde{X}}^2\right) + \frac{1}{2m^2}(\partial_i E_{\widetilde{X}}^i)^2 + \frac{m^2}{2}\widetilde{X}_i \widetilde{X}^i \right], \tag{10}$$

Hamiltonianos

- Para encontrar el estado fundamental se necesita el Hamiltoniano correcto de la teoría.
- Se utiliza el método de Dirac para cada representación. Entonces se obtiene para la base tilde

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \int d^3x \Big[\frac{1}{2}\Big(B^2_{\widetilde{A}} + E^2_{\widetilde{A}}\Big) + \frac{1}{2}\Big(B^2_{\widetilde{X}} + E^2_{\widetilde{X}}\Big) + \frac{1}{2m^2}(\partial_i E^i_{\widetilde{X}})^2 + \frac{m^2}{2}\widetilde{X}_i \widetilde{X}^i\Big], \tag{10}$$

y para la base barra se obtiene

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{H}} \quad = \quad & \int d^3x \Big[\frac{1}{2}(B^2_{\bar{A}} + E^2_{\bar{A}}) + \frac{1}{2}(B^2_{\bar{X}} + E^2_{\bar{X}}) \\ & + \frac{m^2\cos^2\chi}{2}\bar{X}_i\bar{X}^i + \frac{m^2\sin^2\chi}{2}\bar{A}_i\bar{A}^i + m^2\cos\chi\sin\chi\bar{A}_i\bar{X}^i \\ & + \frac{1}{2m^2\cos^2\chi}(\partial_i\Pi^i_{\bar{X}})^2\Big] \end{aligned} \tag{11}$$

Hamiltonianos

- Para encontrar el estado fundamental se necesita el Hamiltoniano correcto de la teoría.
- Se utiliza el método de Dirac para cada representación. Entonces se obtiene para la base tilde

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \int d^3x \Big[\frac{1}{2}\Big(B^2_{\widetilde{A}} + E^2_{\widetilde{A}}\Big) + \frac{1}{2}\Big(B^2_{\widetilde{X}} + E^2_{\widetilde{X}}\Big) + \frac{1}{2m^2}(\partial_i E^i_{\widetilde{X}})^2 + \frac{m^2}{2}\widetilde{X}_i \widetilde{X}^i\Big], \tag{10}$$

y para la base barra se obtiene

$$\bar{\mathcal{H}} = \bar{\mathcal{H}}_I + \bar{\mathcal{H}}_{NI} \tag{11}$$

Hamiltonianos

- Para encontrar el estado fundamental se necesita el Hamiltoniano correcto de la teoría.
- Se utiliza el método de Dirac para cada representación. Entonces se obtiene para la base tilde

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \int d^3x \left[\frac{1}{2}\left(B^2_{\widetilde{A}} + E^2_{\widetilde{A}}\right) + \frac{1}{2}\left(B^2_{\widetilde{X}} + E^2_{\widetilde{X}}\right) + \frac{1}{2m^2}(\partial_i E^i_{\widetilde{X}})^2 + \frac{m^2}{2}\widetilde{X}_i \widetilde{X}^i \right], \tag{10}$$

y para la base barra se obtiene

$$\bar{\mathcal{H}} = \bar{\mathcal{H}}_I + \bar{\mathcal{H}}_{NI} \tag{11}$$

- Entonces se considera el experimento idealizado y se aplican condiciones de borde sobre el campo $\bar{A}_\mu$.

Programa de acción

$\widetilde{\mathcal{H}}(\widetilde{A},\widetilde{X})$

$\Downarrow$

•Ambos campos acoplados a la corriente

•Cuantización canónica

$\Bigg\Downarrow$

$\bar{\mathcal{H}}(\bar{A},\bar{X})$

$\Downarrow$

•Un solo campo acoplado a la corriente

•C.B. sobre $\bar{A}$

$\Downarrow$

$$\bar{\mathcal{H}} = \bar{\mathcal{H}}_I + \bar{\mathcal{H}}_{NI}$$

$\Downarrow$

$$\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A},\widetilde{X}) \longleftarrow \bar{\mathcal{H}} = \bar{\mathcal{H}}_I(\bar{A},\bar{A}\bar{X})$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- El Hamiltoniano interactuante actuando sobre el estado fundamental es

$$\begin{aligned} \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I|0\rangle = E_0 \quad &= \quad \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\ &+ \sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right] - \sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k} \\ &+ \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \qquad (12) \end{aligned}$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- El Hamiltoniano interactuante actuando sobre el estado fundamental es

$$\begin{aligned}\langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I|0\rangle = E_0 \quad &= \quad \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\ &+ \sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right] - \sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k} \\ &+ \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A},\widetilde{X},\widetilde{A}^*,\widetilde{X}^*)|0\rangle. \qquad (12)\end{aligned}$$

- Considerando el experimento idealizado, entonces se define la diferencia de energía por unidad de área total como

$$\Delta U = U_a - U_\infty = \Delta U_T + \Delta U_L, \qquad (13)$$

donde $U_a = E_0 - E_a$ y $U_\infty = E_0 - E_L$.

Efecto Casimir para fotones ocultos

- La contribución de cada parte es

$$
\begin{aligned}
E_0 \quad = \quad & \boxed{\cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right]} \\
& + \sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right] - \sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k} \\
& + \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \qquad (14)
\end{aligned}
$$

La contribución a la diferencia de energía de la parte con relación de dispersión no masiva es

$$
\Delta U_{T,\omega} = -\cos^2\chi \left(\frac{\pi^2}{720a^3} - \frac{m^2 \sin^2\chi}{48a}\right). \qquad (15)
$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- La contribución de cada parte es

$$\begin{aligned} E_0 &= \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\ &+ \boxed{\sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right]} - \sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k} \\ &+ \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \end{aligned} \tag{14}$$

La contribución a la diferencia de energía de la parte con relación de dispersión masiva es

$$\begin{aligned} \Delta U^{\text{Proca}}_{T,\widetilde{\omega}} &= -\sin^2\chi\Big(\frac{\pi^2}{720a^3} - \frac{m^3}{24\pi} + \frac{1}{16}\frac{am^4}{\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right) \\ &+ \frac{1}{16}\frac{am^4}{\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma + \frac{1}{4}\right)\Big). \end{aligned} \tag{15}$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- La contribución de cada parte es

$$\begin{aligned} E_0 &= \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\ &+ \boxed{\sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right]} - \sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k} \\ &+ \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \end{aligned} \tag{14}$$

La contribución a la diferencia de energía de la parte con relación de dispersión masiva es

$$\Delta U^{\text{Proca}}_{L,\widetilde{\omega}} = \sin^2\chi \left(\frac{am^4}{32\pi} \log\left(\frac{\mathrm{e}N}{2a}\right) + \frac{m^5 aN}{32\pi}\right). \tag{15}$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- La contribución de cada parte es

$$
\begin{aligned}
E_0 &= \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\
&+ \sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right] - \boxed{\sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k}} \\
&+ \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \qquad (14)
\end{aligned}
$$

La contribución a la diferencia de energía de la parte extra es

$$
\begin{aligned}
\Delta U^e_{T,\widetilde{\omega}} &= \sin^2\chi \Big(-\frac{\pi^2}{1440a^3} - \frac{m^2}{96a} - \frac{m^3}{24\pi} - \frac{3}{32}\frac{am^4}{\pi}\log\left(\frac{1}{2am}\right) \\
&- \frac{3}{32}\frac{am^4}{\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma + \frac{5}{12}\right)\Big). \qquad (15)
\end{aligned}
$$

Efecto Casimir para fotones ocultos

- La contribución de cada parte es

$$
\begin{aligned}
E_0 \quad = \quad & \cos^2\chi \sum_k \sum_\lambda \left[\frac{\omega_k}{2} + \frac{m^2 \sin^2\chi \cos^2\chi}{4\omega_k}\right] \\
& + \sin^2\chi \sum_k \sum_\Lambda \left[\frac{\widetilde{\omega}_k}{2} - \frac{m^2}{4\widetilde{\omega}_k}\right] - \boxed{\sin^2\chi \sum_k \frac{\mathbf{k}^2}{\widetilde{\omega}_k}} \\
& + \langle 0|\widetilde{\mathcal{H}}_I(\widetilde{A}, \widetilde{X}, \widetilde{A}^*, \widetilde{X}^*)|0\rangle. \qquad (14)
\end{aligned}
$$

La contribución a la diferencia de energía de la parte extra es

$$
\Delta U^e_{L,\widetilde{\omega}} = \sin^2\chi \left(\frac{am^4}{32\pi^2} \log\left(\frac{\mathsf{e}N}{2a}\right) + \frac{m^5 aN}{32\pi}\right). \qquad (15)
$$

Resultados

- Finalmente la fuerza por unidad de área para el efecto Casimir con fotones ocultos es

$$
\begin{aligned}
\mathcal{F} \quad = \quad & -\frac{\pi^2}{240a^4} + \sin^2\chi\Big[\frac{\pi^2}{480a^4} + \frac{m^2}{96a^2}(2\cos^2\chi + 1) \\
& -\frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right) - \frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma - \frac{1}{4}\right)\Big] \quad (16)
\end{aligned}
$$

Resultados

- Finalmente la fuerza por unidad de área para el efecto Casimir con fotones ocultos es

$$\mathcal{F} = -\frac{\pi^2}{240a^4} + \sin^2\chi\left[\frac{\pi^2}{480a^4} + \frac{m^2}{96a^2}(2\cos^2\chi + 1) - \frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right) - \frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma - \frac{1}{4}\right)\right] \quad (16)$$

- Problemas con $m = 0$. Se redefine $c \rightarrow c'(1 + \sin^2\chi/2)$ y así se obtiene

$$\mathcal{F} = -\frac{\pi^2}{240a^4} + \sin^2\chi\left[\frac{m^2}{96a^2}(2\cos^2\chi + 1) - \frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\log\left(\frac{1}{2am}\right) - \frac{1}{32}\frac{m^4}{\pi^2}\left(\log(4\pi) - \gamma - \frac{1}{4}\right)\right]. \quad (17)$$

Resultados

- Los resultados se muestran en los gráficos siguientes

Resultados

- Los resultados se muestran en los gráficos siguientes

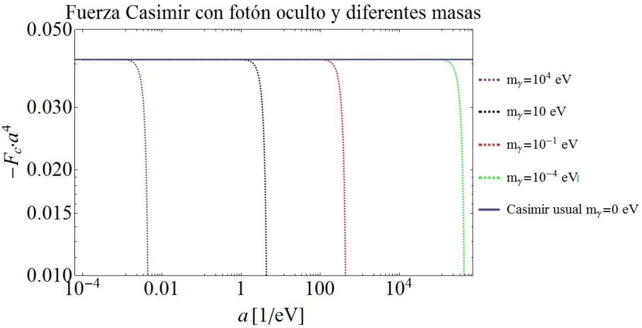


Figura: Comparación entre la fuerza de Casimir usual y la fuerza de Casimir con fotones ocultos para diferentes masas en función de la distancia a entre las placas.

Resultados

- Los resultados se muestran en los gráficos siguientes

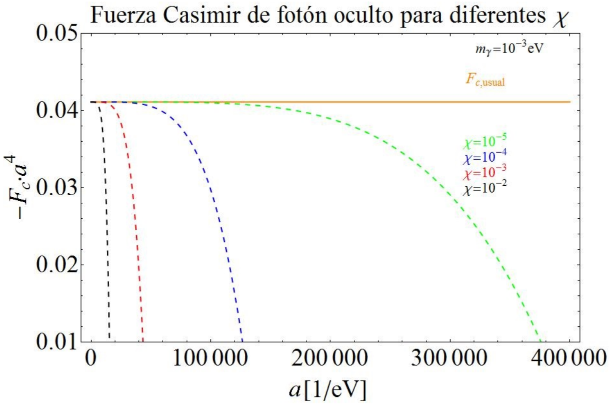


Figura: Comparación entre la fuerza de Casimir usual y la fuerza de Casimir con fotones ocultos para diferentes valores de χ en función de la distancia a entre las placas.

Experimento no idealizado

- Se toma como base un experimento realista del efecto Casimir (U.Mohideen & A. Roy, *Phys.Rev.Lett*,1998).

Experimento no idealizado

- Se toma como base un experimento realista del efecto Casimir (U.Mohideen & A. Roy, *Phys.Rev.Lett*,1998).
- Utilizando el PFT (Proximity Force Theorem) donde se utiliza una esfera conductora y una placa conductora. La fuerza por unidad de área corregida es

$$\mathcal{F} = 2\pi R \Delta U, \tag{18}$$

donde R es el radio de la esfera.

Experimento no idealizado

- Se toma como base un experimento realista del efecto Casimir (U.Mohideen & A. Roy, *Phys.Rev.Lett*,1998).
- Utilizando el PFT (Proximity Force Theorem) donde se utiliza una esfera conductora y una placa conductora. La fuerza por unidad de área corregida es
$$\mathcal{F} = 2\pi R \Delta U, \tag{18}$$
donde R es el radio de la esfera.
- Para el resultado obtenido para los fotones ocultos la fuerza corregida es

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{corr} &= -\frac{\pi^3 R}{360 a^3} + \chi^2 \Big[\frac{m^2 \pi R}{16 a} + \frac{m^3 R}{6} + \frac{1}{16}\frac{a m^4 R}{\pi} \log\left(\frac{1}{2am}\right) \\ &\quad + \frac{1}{16}\frac{a m^4 R}{\pi}\left(\log(4\pi) - \gamma + \frac{3}{4}\right)\Big] \end{aligned} \tag{19}$$

Experimento no idealizado

- Despejando χ en función de la masa m de la ecuación anterior, esto es

$$\chi(m) = \sqrt{\left|\frac{F - F_0}{f(m,a)}\right|}, \tag{20}$$

donde $F = F_{exp} \pm \sigma$, $F_0 = -\frac{\pi^3 R}{360 a^3}$ y $\sigma = 6{,}2$ pN es el error estadístico del experimento.

Experimento no idealizado

- El gráfico de exclusión obtenido es

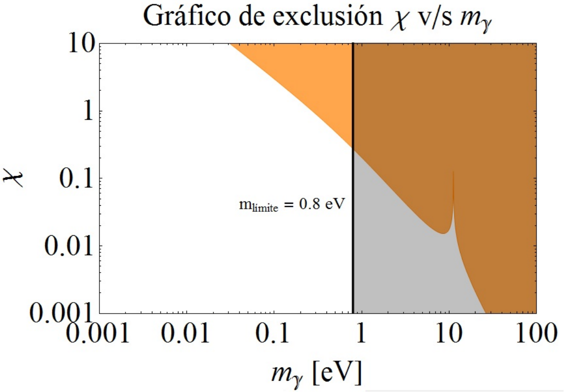


Figura: Gráfico de exclusión del espacio de parámetros χ y la masa m_γ.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.
- Primer trabajo en le que se debe redefinir la constante c.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.
- Primer trabajo en le que se debe redefinir la constante c.
- Se obtuvo una región de exclusión, sin embargo esta ya está acotada por otros experimentos.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.
- Primer trabajo en le que se debe redefinir la constante c.
- Se obtuvo una región de exclusión, sin embargo esta ya está acotada por otros experimentos.
- Trabajo futuro:
    - Estudiar el caso con el Lagrangiano de Stuckelberg.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.
- Primer trabajo en le que se debe redefinir la constante c.
- Se obtuvo una región de exclusión, sin embargo esta ya está acotada por otros experimentos.
- Trabajo futuro:
    - Estudiar el caso con el Lagrangiano de Stuckelberg.
    - Mejorar la redefinición de c.

Conclusiones y trabajo futuro

- Es posible encontrar dos marcos de representación para trabajar con fotones ocultos.
- Se logró encontrar una expresión del efecto Casimir con fotones ocultos.
- Primer trabajo en le que se debe redefinir la constante c.
- Se obtuvo una región de exclusión, sin embargo esta ya está acotada por otros experimentos.
- Trabajo futuro:
  - Estudiar el caso con el Lagrangiano de Stuckelberg.
  - Mejorar la redefinición de c.
  - Los experimentos tipo efecto Casimir como posible fuente de estudio para fotones ocultos.

¡Gracias a todos!