Efecto Casimir Dinámico

Nicolás F. Del Grosso

Temas avanzados de termodinámica - Septiembre 2019

Departamento de Física - FCEyN - UBA

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob
- Efecto Casimir dinámico y sus propiedades

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob
- Efecto Casimir dinámico y sus propiedades
- Propuesta experimental y medición

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob
- Efecto Casimir dinámico y sus propiedades
- Propuesta experimental y medición
- Sistema optomecánico

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob
- Efecto Casimir dinámico y sus propiedades
- Propuesta experimental y medición
- Sistema optomecánico
- Relativistic Quantum Information

Efecto Casimir Dinámico

Reseña:

- Transformaciones de Bogoliuvob
- Efecto Casimir dinámico y sus propiedades
- Propuesta experimental y medición
- Sistema optomecánico
- Relativistic Quantum Information

Transformaciones de Bogoliuvob

$\Box\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = 0$

Transformaciones de Bogoliuvob

$\Box\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = 0$

$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{in}} u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$
$u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) = e^{i(\mathrm{k}\cdot\mathrm{x} - \omega t)}$
$\hat{a}_k^{\mathrm{in}}|0\rangle_{in} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$

Transformaciones de Bogoliuvob

$$\Box\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = 0$$

$$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{in}} u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$$
$$u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) = e^{i(\mathrm{k}\cdot\mathrm{x} - \omega t)}$$
$$\hat{a}_k^{\mathrm{in}}|0\rangle_{in} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$$

$$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{out}} v_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$$
$$\hat{a}_k^{\mathrm{out}}|0\rangle_{out} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$$

Transformaciones de Bogoliuvob

$\Box\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = 0$

$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{in}} u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$
$u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) = e^{i(\mathrm{k}\cdot\mathrm{x} - \omega t)}$
$\hat{a}_k^{\mathrm{in}}|0\rangle_{in} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$

$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{out}} v_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$
$\hat{a}_k^{\mathrm{out}}|0\rangle_{out} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$

$v_{\mathrm{n}} = \sum_{\mathrm{k}} \left[\alpha_{\mathrm{nk}} u_{\mathrm{k}} + \beta_{\mathrm{nk}} u_{\mathrm{k}}^*\right]$
$\hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}} = \sum_{\mathrm{k}} \left[\alpha_{\mathrm{nk}} \hat{a}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{in}} + \beta_{\mathrm{nk}}^* \hat{a}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{in}\dagger}\right]$
$\langle 0|_{in} \hat{N}_{\mathrm{n}}^{out}|0\rangle_{in} = \langle \hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}\dagger} \hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}}\rangle = \sum_{\mathrm{k}} |\beta_{\mathrm{nk}}|^2$

Transformaciones de Bogoliuvob

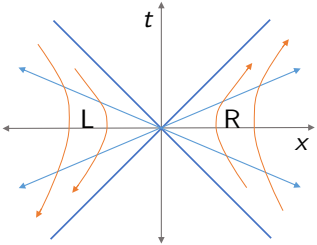
$\Box\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = 0$

$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{in}} u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$
$u_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) = e^{i(\mathrm{k}\cdot\mathrm{x} - \omega t)}$
$\hat{a}_k^{\mathrm{in}}|0\rangle_{in} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$

$\hat{\Phi}(\mathrm{x}, t) = \sum_k \left[\hat{a}_k^{\mathrm{out}} v_{\mathrm{k}}(\mathrm{x}, t) + h.c.\right]$
$\hat{a}_k^{\mathrm{out}}|0\rangle_{out} = 0, \quad \forall \mathrm{k}$

$v_{\mathrm{n}} = \sum_{\mathrm{k}} \left[\alpha_{\mathrm{nk}} u_{\mathrm{k}} + \beta_{\mathrm{nk}} u_{\mathrm{k}}^*\right]$
$\hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}} = \sum_{\mathrm{k}} \left[\alpha_{\mathrm{nk}} \hat{a}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{in}} + \beta_{\mathrm{nk}}^* \hat{a}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{in}\dagger}\right]$
$\langle 0|_{in} \hat{N}_{\mathrm{n}}^{out}|0\rangle_{in} = \langle \hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}\dagger} \hat{a}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{out}}\rangle = \sum_{\mathrm{k}} |\beta_{\mathrm{nk}}|^2$

El observador out ve partículas en un estado de vacío in.
Las partículas se crean en pares.



$u(x, 0) = v_L(x, 0) v_R(x, 0) = v(x, 0)$

$a_k^{in} = \cosh(r) a_k^{in} + \sinh(r) a_k^{out\dagger}$

$|0_k\rangle_M \sim \frac{1}{\cosh r} \sum_n \tanh^n r |n_k\rangle_L \otimes |n_k\rangle_R$

Efecto Casmir dinámico

Observador quieto y mover un contorno.

[1] S.A. Fulling and P.C.W. Davies, Proc. R. Soc. A 348, 393 (1976)
[2] G.T. Moore, J. Math. Phys. 11, 2679 (1970)
[2] A. Lambrecht, M.T. Jaekel and S. Reynaud, Phys. Rev. Lett.77, 615 (1996)

Efecto Casmir dinámico

Observador quieto y mover un contorno.

Espejo acelerado uniformemente no emite radiación.

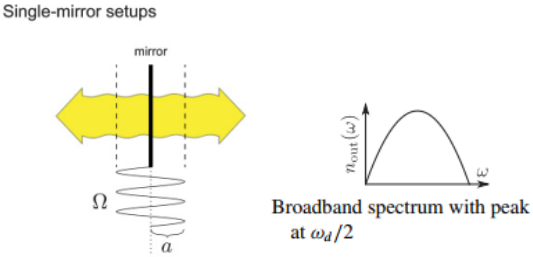
[1] S.A. Fulling and P.C.W. Davies, Proc. R. Soc. A 348, 393 (1976)
[2] G.T. Moore, J. Math. Phys. 11, 2679 (1970)
[2] A. Lambrecht, M.T. Jaekel and S. Reynaud, Phys. Rev. Lett.77, 615 (1996)

Efecto Casmir dinámico

Observador quieto y mover un contorno.

Espejo acelerado uniformemente no emite radiación.

Sacudir el espejo, sí emite radiación![1]
$\longrightarrow$ Efecto Casimir Dinámico (DCE)[2]
Flujo de fotones[3]: $N = \frac{\Omega T}{6\pi}\left(\frac{v}{c}\right)^2, \quad v = \Omega a$



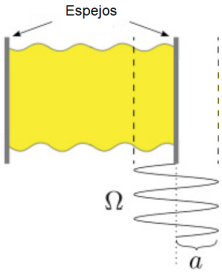
[1] S.A. Fulling and P.C.W. Davies, Proc. R. Soc. A 348, 393 (1976)
[2] G.T. Moore, J. Math. Phys. 11, 2679 (1970)
[2] A. Lambrecht, M.T. Jaekel and S. Reynaud, Phys. Rev. Lett.77, 615 (1996)

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad



Desplazamiento del espejo $r(t)$, $\omega_k(t) = \frac{k\pi}{L_0 + r(t)}$

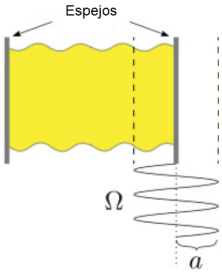
Desarrollamos al campo en una base instantánea.

$v_n(x,t) = \sum_k Q_k^{(n)}(t)\varphi_k(x,t)$

$\varphi_k(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L(t)}} \sin\left(\frac{k\pi}{L(t)}x\right)$

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad



Desplazamiento del espejo $r(t)$, $\omega_k(t) = \frac{k\pi}{L_0 + r(t)}$

Desarrollamos al campo en una base instantánea.

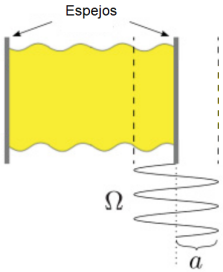
$v_n(x,t) = \sum_k Q_k^{(n)}(t)\varphi_k(x,t)$

$\varphi_k(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L(t)}} \sin\left(\frac{k\pi}{L(t)}x\right)$

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) - 2\dot{r}(t)\sum_j \dot{Q}_j^{(n)}(t) g_{kj} - \ddot{r}(t)\sum_j Q_j^{(n)}(t) g_{kj} - \dot{r}^2(t)\sum_{jl} Q_j^{(n)}(t) g_{lj} g_{lk} + \omega_k^2 Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad



Desplazamiento del espejo $r(t)$, $\omega_k(t) = \frac{k\pi}{L_0 + r(t)}$

Desarrollamos al campo en una base instantánea.

$v_n(x,t) = \sum_k Q_k^{(n)}(t)\varphi_k(x,t)$

$\varphi_k(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L(t)}} \sin\left(\frac{k\pi}{L(t)}x\right)$

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) - 2\dot{r}(t)\sum_j \dot{Q}_j^{(n)}(t) g_{kj} - \ddot{r}(t)\sum_j Q_j^{(n)}(t) g_{kj} - \dot{r}^2(t)\sum_{jl} Q_j^{(n)}(t) g_{lj} g_{lk} + \omega_k^2 Q_k^{(n)}(t) = 0$$

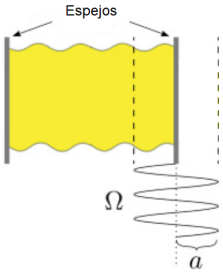
Si $r(t) = aL\sin(\Omega t)$, $\quad a \ll 1$

1 solo modo EM

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) + \omega_k^2(t) Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad



Desplazamiento del espejo $r(t)$, $\omega_k(t) = \frac{k\pi}{L_0 + r(t)}$

Desarrollamos al campo en una base instantánea.

$v_n(x,t) = \sum_k Q_k^{(n)}(t)\varphi_k(x,t)$

$\varphi_k(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L(t)}} \sin\left(\frac{k\pi}{L(t)}x\right)$

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) - 2\dot{r}(t)\sum_j \dot{Q}_j^{(n)}(t) g_{kj} - \ddot{r}(t)\sum_j Q_j^{(n)}(t) g_{kj} - \dot{r}^2(t)\sum_{jl} Q_j^{(n)}(t) g_{lj} g_{lk} + \omega_k^2 Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Si $r(t) = aL\sin(\Omega t), \quad a \ll 1$

1 solo modo EM

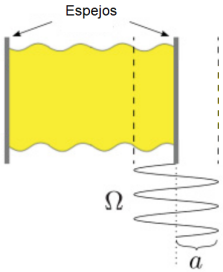
$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) + \omega_k^2(t) Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Si $\Omega = 2\omega_k$ resonancia paramétrica

Clásico solución trivial o amplitud crece exponencialmente con t

Efecto Casmir dinámico

Veamos cómo surge el efecto en una cavidad



Desplazamiento del espejo $r(t)$, $\omega_k(t) = \frac{k\pi}{L_0 + r(t)}$

Desarrollamos al campo en una base instantánea.

$v_n(x,t) = \sum_k Q_k^{(n)}(t)\varphi_k(x,t)$

$\varphi_k(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L(t)}} \sin\left(\frac{k\pi}{L(t)}x\right)$

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) - 2\dot{r}(t)\sum_j \dot{Q}_j^{(n)}(t) g_{kj} - \ddot{r}(t)\sum_j Q_j^{(n)}(t) g_{kj} - \dot{r}^2(t)\sum_{jl} Q_j^{(n)}(t) g_{lj} g_{lk} + \omega_k^2 Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Si $r(t) = aL\sin(\Omega t), \quad a \ll 1$

1 solo modo EM

$$\ddot{Q}_k^{(n)}(t) + \omega_k^2(t) Q_k^{(n)}(t) = 0$$

Si $\Omega = 2\omega_k$ resonancia paramétrica

Clásico solución trivial o amplitud crece exponencialmente con t

Cuántico $\langle 0|N_k^{out}|0\rangle = \sinh^2(\omega_k a t/2)$

Efecto Casmir dinámico

Todos los modos: $Q_{\mathrm{k}}^{(\mathrm{n})} = \alpha_{\mathrm{nk}}(\tau)\frac{e^{-i\omega_{\mathrm{k}}t}}{\sqrt{2\omega_{\mathrm{k}}}} + \beta_{\mathrm{nk}}(\tau)\frac{e^{i\omega_{\mathrm{k}}t}}{\sqrt{2\omega_{\mathrm{k}}}}, \quad \tau = at, \quad \alpha_{nk}(0) = \delta_{nk}, \quad \beta_{nk}(0) = 0$

$$\frac{d\beta_{\mathrm{nk}}}{d\tau} = \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}}\alpha_{\mathrm{nj}} \left[\left(\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\delta(\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}}) + \left(\omega_{\mathrm{j}} - \frac{\Omega}{2}\right)\delta(-\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})\right]$$
$$-\frac{\pi^2 k^2}{2\omega_k L^2}\alpha_{\mathrm{nk}}\delta(2\omega_k - \Omega) + \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}} \left(-\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\alpha_{\mathrm{nj}}\delta(\Omega - \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})$$

$$\frac{d\alpha_{\mathrm{nk}}}{d\tau} = \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}}\alpha_{\mathrm{nj}} \left[\left(\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\delta(\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}}) + \left(\omega_{\mathrm{j}} - \frac{\Omega}{2}\right)\delta(-\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})\right]$$
$$-\frac{\pi^2 k^2}{2\omega_k L^2}\beta_{\mathrm{nk}}\delta(2\omega_k - \Omega) + \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}} \left(-\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\beta_{\mathrm{nj}}\delta(\Omega - \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})$$

Efecto Casmir dinámico

Todos los modos: $Q_{\mathrm{k}}^{(\mathrm{n})} = \alpha_{\mathrm{nk}}(\tau)\frac{e^{-i\omega_{\mathrm{k}}t}}{\sqrt{2\omega_{\mathrm{k}}}} + \beta_{\mathrm{nk}}(\tau)\frac{e^{i\omega_{\mathrm{k}}t}}{\sqrt{2\omega_{\mathrm{k}}}}, \quad \tau = at, \quad \alpha_{nk}(0) = \delta_{nk}, \quad \beta_{nk}(0) = 0$

$$\frac{d\beta_{\mathrm{nk}}}{d\tau} = \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}}\alpha_{\mathrm{nj}} \left[\left(\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\delta(\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}}) + \left(\omega_{\mathrm{j}} - \frac{\Omega}{2}\right)\delta(-\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})\right]$$
$$-\frac{\pi^2 k^2}{2\omega_k L^2}\alpha_{\mathrm{nk}}\delta(2\omega_k - \Omega) + \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}} \left(-\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\alpha_{\mathrm{nj}}\delta(\Omega - \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})$$

$$\frac{d\alpha_{\mathrm{nk}}}{d\tau} = \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}}\alpha_{\mathrm{nj}} \left[\left(\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\delta(\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}}) + \left(\omega_{\mathrm{j}} - \frac{\Omega}{2}\right)\delta(-\Omega + \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})\right]$$
$$-\frac{\pi^2 k^2}{2\omega_k L^2}\beta_{\mathrm{nk}}\delta(2\omega_k - \Omega) + \sum_{\mathrm{j}} \frac{\Omega}{2\omega_{\mathrm{k}}} g_{\mathrm{kj}} \left(-\omega_{\mathrm{j}} + \frac{\Omega}{2}\right)\beta_{\mathrm{nj}}\delta(\Omega - \omega_{\mathrm{j}} - \omega_{\mathrm{k}})$$

Si $\Omega = 2\omega_j$ creación de pares en j

Si $\Omega = \omega_j + \omega_k$ creación de pares en j y k

Si $\Omega = |\omega_j - \omega_k|$ scattering de fotones entre j y k

Efecto Casmir dinámico

1 modo $\Omega = 2\omega_j$

Efecto Casmir dinámico

1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

Efecto Casmir dinámico

1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |2n\rangle$

$r = r(\tau)$

Efecto Casmir dinámico

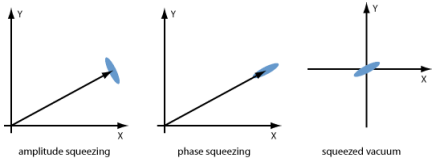
1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |2n\rangle$$

$$r = r(\tau)$$



Efecto Casmir dinámico

1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

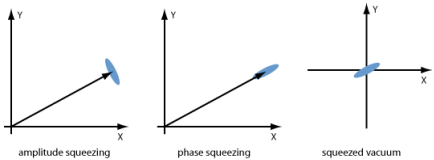
Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |2n\rangle$$

$$r = r(\tau)$$

2 modos $\Omega = \omega_j + \omega_k$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_k^{\text{in}\dagger}$$



Efecto Casmir dinámico

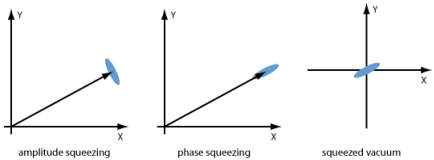
1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |2n\rangle$$

$r = r(\tau)$



2 modos $\Omega = \omega_j + \omega_k$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_k^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\cosh r} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |n_j, n_k\rangle$$

Efecto Casmir dinámico

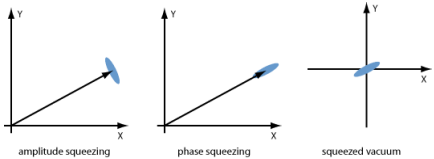
1 modo $\Omega = 2\omega_j$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_j^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |2n\rangle$$

$$r = r(\tau)$$



2 modos $\Omega = \omega_j + \omega_k$

$$a_j^{\text{out}} = \cosh(r) a_j^{\text{in}} + \sinh(r) a_k^{\text{in}\dagger}$$

Si el estado inicial es $|0\rangle$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\cosh r} \sum_n \tanh^n r \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} |n_j, n_k\rangle$$

Si $\Omega = |\omega_j - \omega_k|$

$$a_j^{\text{out}} = \cos(r) a_j^{\text{in}} + \sin(r) a_k^{\text{in}} \longrightarrow \text{oscilaciones}$$

Efecto Casmir dinámico

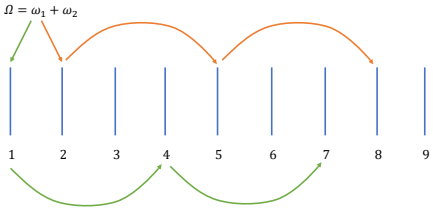
Infinitos modos: Se puede resolver exacto para $\Omega = q\omega_1$ [4]y se tiene una combinación de estos procesos elementales

$$a_m^{\text{out}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{\frac{m}{n}} \left[\rho_m^{(n)} a_m^{\text{in}} - \rho_{-m}^{(n)*} a_m^{\text{in}\dagger} \right]$$

$$\rho_{j+mq}^{(j+nq)} = \frac{\Gamma(1+n+j/q)(\sigma\kappa)^{n-m}}{\Gamma(1+m+j/q)\Gamma(1+n-m)} \times F(n+j/q, -m-j/q; 1+n-m; \kappa^2)$$

$$\rho_{j+mq}^{(k+nq)} = 0 \text{ si } j \neq k, \quad \sigma = (-1)^q, \quad \kappa = \tanh(q\tau)$$

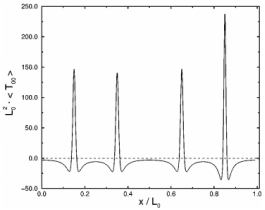
$$\frac{d}{d\tau} N_{j+pq} = \frac{2q^2 \sin^2(\pi j/q)}{\pi^2 (j+pq)}, \quad q\tau \gg 1$$

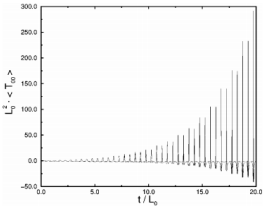


[4]V. V. Dodonov, J. Phys. A 31, 9835 (1998)

Efecto Casmir dinámico

Pulsos[5]

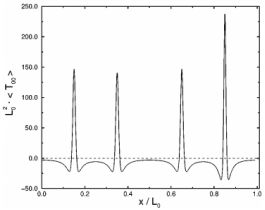


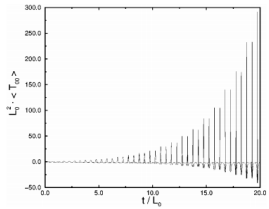


[5]Dalvit, D. A. R., Mazzitelli, F. D. , Physical Review A, 57(3), 2113–2119 (1998).
[6]P. I. Villar, A. Soba, F. C. Lombardo Phys. Rev. A 95, 032115 ()2017)

Efecto Casmir dinámico

Pulsos[5]

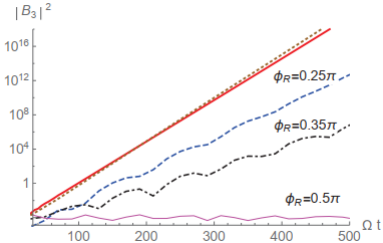




Dos espejos móviles [6]

$$R(t) = L_0 - A_R\epsilon_R \sin(\phi_R) + A_R\epsilon_R \sin(\Omega_R t + \phi_R)$$

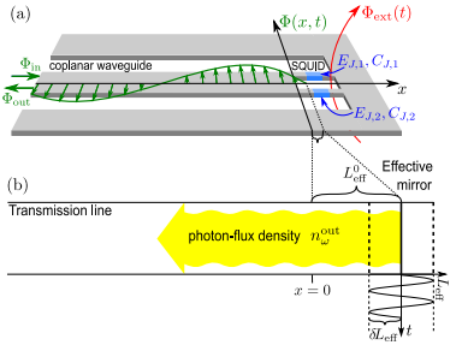
Aparecen efectos de interferencia debido a la fase relativa.



[5] Dalvit, D. A. R., Mazzitelli, F. D. , Physical Review A, 57(3), 2113–2119 (1998).
[6] P. I. Villar, A. Soba, F. C. Lombardo Phys. Rev. A 95, 032115 ()2017)

Efecto Casmir dinámico

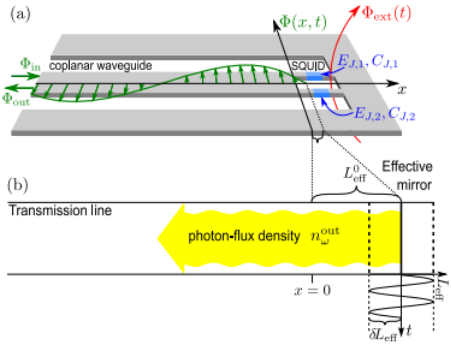
Propuesta[7]



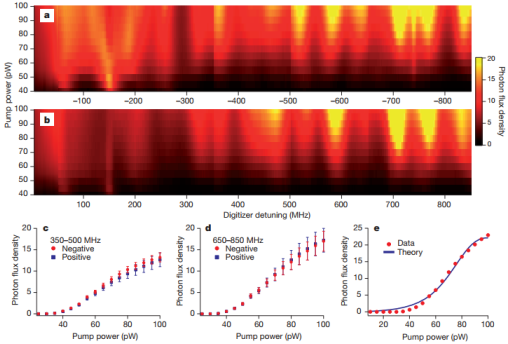
[7] J. R. Johansson, G. Johansson, C. M. Wilson, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. 103, 147003 (2009)
[8] G. Johansson, A. Pourkabirian, M. Simoen, J. R. Johansson, T. Duty, F. Nori, and P. Delsing, Nature 479, 376 (2011)

Efecto Casmir dinámico

Propuesta[7]



Medicion [8]



[7] J. R. Johansson, G. Johansson, C. M. Wilson, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. 103, 147003 (2009)

[8] G. Johansson, A. Pourkabirian, M. Simoen, J. R. Johansson, T. Duty, F. Nori, and P. Delsing, Nature 479, 376 (2011)

Efecto Casmir dinámico

Hamiltoniano campo EM + pared movil[9]

$H = \frac{p^2}{2m} + u(x_m) + \hbar \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k - x_m F_0$

$F_0 = \frac{x_m}{2l_0} \sum_{k,j} (-1)^{k+j} \sqrt{\omega_k \omega_j} (a_k a_j + a_k^\dagger a_j^\dagger + a_k^\dagger a_j + a_j^\dagger a_k)$

[1] C. K. Law, Phys. Rev. A 51, 2537 (1995)

[2] V. Macri, et al., Phys. Rev. X 8, 011031 (2018)

Efecto Casmir dinámico

Hamiltoniano campo EM + pared movil[9]

$H = \frac{p^2}{2m} + u(x_m) + \hbar \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k - x_m F_0$

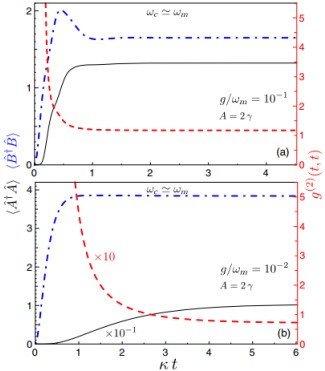
$F_0 = \frac{x_m}{2l_0} \sum_{k,j} (-1)^{k+j} \sqrt{\omega_k \omega_j} (a_k a_j + a_k^\dagger a_j^\dagger + a_k^\dagger a_j + a_j^\dagger a_k)$

Pared potencial armónico + 1 modo EM[10]

$H = \omega_m b^\dagger b + \omega_c a^\dagger a + g a^\dagger a (b + b^\dagger)$
$+ \frac{g}{2}(a^2 + a^{\dagger 2})(b + b^\dagger)$

Resolvemos el hamiltoniano optomecánico estándar y tomamos al DCE como perturbación. Obtenemos creación de fotones para $\omega_m < 2\omega_c$!

Numérico (Master equation)



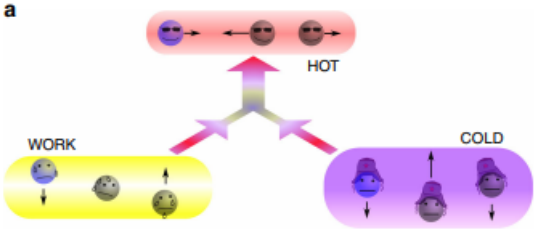
[1] C. K. Law, Phys. Rev. A 51, 2537 (1995)
[2] V. Macri, et al., Phys. Rev. X 8, 011031 (2018)

Efecto Casmir dinámico

DCE como Quantum Refrigerator

Las interacciones del DCE tienen la misma forma que las de un quantum refrigerator.

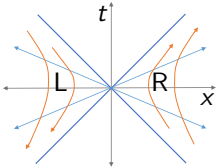
$$\hat{H} = \hbar\xi\left(\hat{a}_{\mathrm{h}}^{\dagger}\hat{a}_{\mathrm{w}}\hat{a}_{\mathrm{c}} + \hat{a}_{\mathrm{h}}\hat{a}_{\mathrm{w}}^{\dagger}\hat{a}_{\mathrm{c}}^{\dagger}\right),$$



[9] G. Maslennikov, S. Ding, R. Hablützel, J. Gan, A. Roulet, S. Nimmrichter, J. Dai, V. Scarani, D. Matsukevich, Nature Communications volume 10, 202 (2019)

Efecto Casmir dinámico

Relativistic Quantum Information: Unruh



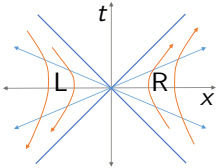
Estado inicial entrenlazado

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_s\rangle^{\mathcal{M}}|0_k\rangle^{\mathcal{M}} + |1_s\rangle^{\mathcal{M}}|1_k\rangle^{\mathcal{M}}\right)$$

[10] I. Fuentes, R. B. Mann, PRL 95, 120404 (2005)

Efecto Casmir dinámico

Relativistic Quantum Information: Unruh



Estado inicial entrenlazado

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_s\rangle^{\mathcal{M}}|0_k\rangle^{\mathcal{M}} + |1_s\rangle^{\mathcal{M}}|1_k\rangle^{\mathcal{M}}\right)$$

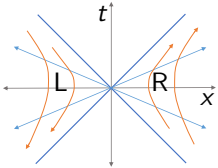
$$|0_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh r}\sum_n \tanh^n r|n_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

$$|1_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh^2 r}\sum_n \tanh^n r\sqrt{n+1}|(n+1)_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

[10] I. Fuentes, R. B. Mann, PRL 95, 120404 (2005)

Efecto Casmir dinámico

Relativistic Quantum Information: Unruh



Estado inicial entrenlazado

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_s\rangle^{\mathcal{M}}|0_k\rangle^{\mathcal{M}} + |1_s\rangle^{\mathcal{M}}|1_k\rangle^{\mathcal{M}}\right)$$

$$|0_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh r}\sum_n \tanh^n r|n_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

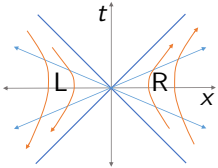
$$|1_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh^2 r}\sum_n \tanh^n r\sqrt{n+1}|(n+1)_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

$$\rho_{sk_R} = \mathrm{Tr}_{k_L}|\psi\rangle\langle\psi|$$

[10] I. Fuentes, R. B. Mann, PRL 95, 120404 (2005)

Efecto Casmir dinámico

Relativistic Quantum Information: Unruh



Estado inicial entrenlazado

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_s\rangle^{\mathcal{M}}|0_k\rangle^{\mathcal{M}} + |1_s\rangle^{\mathcal{M}}|1_k\rangle^{\mathcal{M}}\right)$$

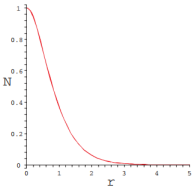
$$|0_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh r}\sum_n \tanh^n r|n_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

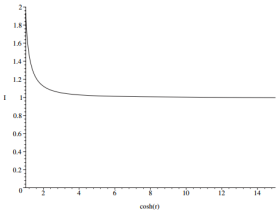
$$|1_k\rangle^{\mathcal{M}} \sim \frac{1}{\cosh^2 r}\sum_n \tanh^n r\sqrt{n+1}|(n+1)_k\rangle_L|n_k\rangle_R$$

$$\rho_{sk_R} = \mathrm{Tr}_{k_L}|\psi\rangle\langle\psi|$$

$$N(\rho) = \log_2 |\rho^T_{sk_R}||_1 \to_{r\to\infty} 0$$

La aceleración rompe el entrenlazamiento!





[10] I. Fuentes, R. B. Mann, PRL 95, 120404 (2005)

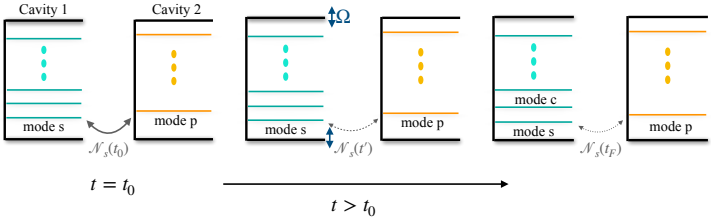
Efecto Casmir dinámico

Relativistic Quantum information: DCE

Consideramos 2 observadores con cavidades cuyos modos se encuentran inicialmente entrenlazados.

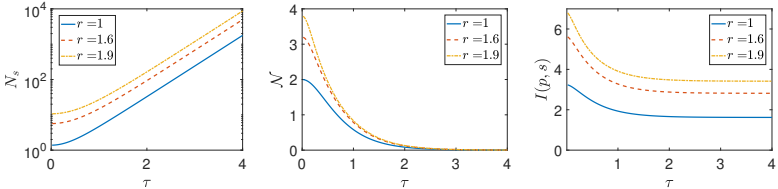
Uno de ellos se mueve de forma oscilante (o simplemente sacude su cavidad).

¿Qué sucede con el entrenlazamiento que compartían inicialmente?



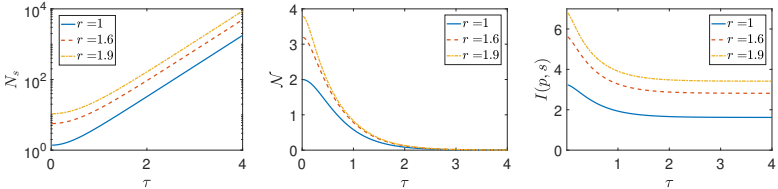
Efecto Casmir dinámico

$\Omega = \omega_j + \omega_k$: El entrenlazamiento se pierde asintóticamente

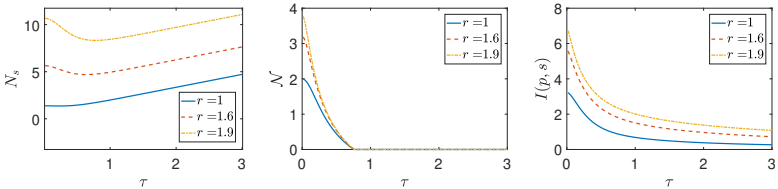


Efecto Casmir dinámico

$\Omega = \omega_j + \omega_k$: El entrenlazamiento se pierde asintóticamente



$\Omega = 3\omega_1$: El entrenlazamiento se pierde completamente a tiempo finito



Efecto Casimir Dinámico

Resumiendo, podemos usar el DCE para

- Estudiar aspectos teóricos de creación de partículas en teoría campos

Efecto Casimir Dinámico

Resumiendo, podemos usar el DCE para

- Estudiar aspectos teóricos de creación de partículas en teoría campos
- Generación de pares entrelazados y estados squeeze.

Efecto Casimir Dinámico

Resumiendo, podemos usar el DCE para

- Estudiar aspectos teóricos de creación de partículas en teoría campos
- Generación de pares entrelazados y estados squeeze.
- El efecto ha sido medido en circuitos superconductores y hay propuestas para hacer en sistemas optomecánicos

Efecto Casimir Dinámico

Resumiendo, podemos usar el DCE para

- Estudiar aspectos teóricos de creación de partículas en teoría campos
- Generación de pares entrelazados y estados squeeze.
- El efecto ha sido medido en circuitos superconductores y hay propuestas para hacer en sistemas optomecánicos
- Estudiar aspectos de termodinámica cuántica. Efectos no adiabáticos y máquinas térmicas.

Efecto Casimir Dinámico

Resumiendo, podemos usar el DCE para

- Estudiar aspectos teóricos de creación de partículas en teoría campos
- Generación de pares entrelazados y estados squeeze.
- El efecto ha sido medido en circuitos superconductores y hay propuestas para hacer en sistemas optomecánicos
- Estudiar aspectos de termodinámica cuántica. Efectos no adiabáticos y máquinas térmicas.
- Entender cómo el movimiento relativo afecta el entrenlazamiento entre distintos observadores.

¡Gracias!

¿Preguntas?