



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



تولید درهم تنیدگی بین مدهای اپتیکی در کاواک‌های اپتومکانیکی

آزاده زارع، فردین خیراندیش و نجمه اتحادی ابری

گروه فیزیک، دانشکده علوم دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب، اصفهان

چکیده - با قراردادن یک غشای معلق درون یک کاواک، کاواک رابه دوزیرکاواک تقسیم‌بندی می‌کنیم، چنان‌که این غشای معلق برای هرکدام از زیرکاواک‌ها نقش آینه متحرک را ایفا می‌کند. نشان خواهیم داد که مدهای خروجی (نورهای منعکس شده از غشا) هرکدام از زیرکاواک‌ها باهم درهم تنیده می‌شوند و این درهم تنیدگی را با استفاده از ماتریس همبستگی حالت پایای سیستم بررسی خواهیم کرد. همچنین تاثیر فاکتور کیفیت روی این درهم تنیدگی را بررسی می‌کنیم.

کلید واژه - درهم تنیدگی، کاواک اپتومکانیکی، ماتریس همبستگی

The entanglement production between optical modes in optomechanical cavities

Azadeh Zare, Fardin Kheirandish and Najmeh Ettehad Abari

Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract- In this paper we put a suspended membrane inside a cavity, in such a way that this membrane play the role of a moveable mirror for each subcavity. We demonstrate that, the output modes of two subcavities are entangled and we analyze this entanglement by the steady-state covariance matrix of the system. We also study the effect of quality factor on this entanglement.

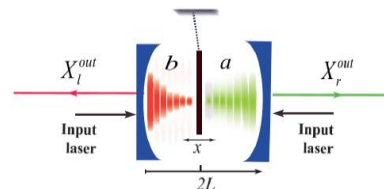
Keywords: covariance matrix, entanglement, optomechanical cavity

۱- مقدمه

سامانه‌های اپتومکانیکی به خاطر کاربردهای متعدد در تکنولوژی مورد توجه قرار گرفته‌اند، همچنین می‌توان از آن‌ها برای درک بهتر گذار از رژیم کلاسیکی به کوانتومی استفاده کرد. درهم‌تنیدگی یکی از پدیده‌های مهم مکانیک کوانتومی است که مانند پلی بین جهان کلاسیک و کوانتوم عمل می‌کند. سامانه‌های اپتومکانیکی تحت شرایطی مشاهده‌ی این پدیده را برای ما ممکن می‌سازند. معمولاً از ساده‌ترین سامانه اپتومکانیکی، یعنی یک کاواک اپتیکی که یکی از آینه‌هایش متحرک است، استفاده می‌کنیم. در این پژوهش ابتدا به معرفی سامانه و آن می‌پردازیم و سپس درهم‌تنیدگی مدهای خروجی را بررسی می‌کنیم.

۲- توصیف سیستم

سیستمی مانند شکل یک را در نظر می‌گیریم. یک غشای متحرک با جرم m و سطح کاملاً بازتابی در وسط کاواک که از دو آینه ثابت تشکیل شده‌است قرار می‌دهیم. دو آینه ثابت کاواک از هم به اندازه $2L$ فاصله دارند. دو لیزر رانشی با دامنه‌های ϵ_r و ϵ_l و فرکانس‌های ω_r و ω_l به ترتیب به زیرکاواک‌های چپ و راست می‌تابند.



شکل ۱: یک کاواک اپتومکانیکی به عنوان یک منبع درهم‌تنیدگی زیرکاواک‌های چپ و راست به طور خطی با جابه‌جایی غشای متحرک و به ترتیب با ضرایب جفت شدگی G_{0l} و G_{0r} جفت می‌شوند. بنابراین معادله هامیلتونی سیستم این‌گونه نوشته می‌شود:

$$H = \hbar\omega_r a^\dagger a + \hbar\omega_l b^\dagger b + \frac{\hbar\Omega_m}{2}(p^2 + q^2) - \hbar(G_{0r}a^\dagger a + G_{0l}b^\dagger b) + i\hbar\epsilon_r(a^\dagger e^{-i\omega_r t} - a e^{i\omega_r t}) + i\hbar\epsilon_l(b^\dagger e^{-i\omega_l t} - b e^{i\omega_l t}) \quad (1)$$

در این معادله $a(b)$ عملگر نابودی برای میدان زیرکاواک راست (چپ) می‌باشد و ω_r و ω_l فرکانس‌های این دو زیرکاواک می‌باشند. q و p ($[q, p] = i$) عملگرهای بدون بعد مکان و تکانه غشا با فرکانس Ω_m هستند. ضرایب جفت شدگی اپتومکانیکی را نیز این‌گونه تعریف می‌کنیم:

$$G_{0i} = \omega_i / L \sqrt{\hbar / m \Omega_m} \quad (i = r, l) \quad (2)$$

$$\epsilon_i = \sqrt{2P_i \kappa_i / \hbar \omega_{0i}} \quad (i = r, l) \quad (3)$$

P_i توان لیزرهای تابشی به هر کدام از زیرکاواک‌ها و κ_i آهنگ اتلاف مربوط به هر کدام از زیرکاواک‌ها از طریق آینه‌های انتهایی است. در یک مرجع چرخان که با فرکانس‌های ω_{0l} و ω_{0r} لیزرهای رانشی می‌چرخد، با اضافه کردن نوفه‌ها و جملات اتلافی مربوط به هر متغیر می‌توانیم معادلات لانژون هاینبرگ را به دست بیاوریم

$$\dot{q} = \Omega_m p \quad (4)$$

$$\dot{p} = -\Omega_m q - \gamma_m p + G_{0r} a^\dagger a + G_{0l} b^\dagger b + \xi \quad (5)$$

$$\dot{a} = -(\kappa_r + i\Delta_{0r})a + iG_{0r}qa + \epsilon_r + \sqrt{2\kappa_r}a_{in} \quad (6)$$

$$\dot{b} = -(\kappa_l + i\Delta_{0l})b + iG_{0l}qb + \epsilon_l + \sqrt{2\kappa_l}b_{in} \quad (7)$$

در این فرمول $\xi(t)$ نوفه براونی است که روی حرکت مکانیکی اثر می‌کند و دارای تابع همبستگی زیر است. [۱]

$$\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \frac{\gamma_m}{\Omega_m} \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t-t')} \omega \left[\coth\left(\frac{\hbar\omega}{2\kappa_B T}\right) + 1 \right] \quad (8)$$

κ_B ثابت بولتزمن و T دمای اتلافگر غشا است. در رژیم با فاکتور کیفیت بالا یعنی $Q = \Omega_m / \gamma_m \rightarrow \infty$ عملگر نوفه مکانیکی را می‌توان به صورت عملگر نوفه سفید گرمایی یعنی $\langle \xi(t)\xi(t') + \xi(t')\xi(t) \rangle / 2 \simeq \gamma_m (2\bar{n} + 1) \delta(t - t')$ که $\bar{n} = [\exp(\hbar\Omega_m / \kappa_B T) - 1]^{-1}$ تعداد میانگین برانگیختگی‌های گرمایی غشای متحرک است نوشت. نوفه‌های ورودی هر کدام از زیرکاواک‌ها یعنی $a_{in}(t)$ و $b_{in}(t)$ نیز از توابع همبستگی نوفه سفید پیروی می‌کنند:

$$\begin{cases} \langle a_{in}(t)a_{in}^\dagger(t') \rangle = \delta(t - t') \\ \langle a_{in}^\dagger(t)a_{in}(t') \rangle = 0 \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \langle b_{in}(t)b_{in}^\dagger(t') \rangle = \delta(t - t') \\ \langle b_{in}^\dagger(t)b_{in}(t') \rangle = 0 \end{cases} \quad (10)$$

در این معادله‌ها فرض کرده‌ایم که تعداد میانگین فوتون-های گرمایی مدهای میدان‌ها تقریباً صفر هستند یعنی:

$$N(\omega_i) = [\exp(\hbar\omega_i / \kappa_B T) - 1]^{-1} \approx 0 \quad (11)$$

ما در محدوده فرکانس‌های اپتیکی کار می‌کنیم و داریم:

$$\hbar\omega_i / \kappa_B T \gg 1 \quad (12)$$

$$\delta \dot{X}_r = -\kappa_r \delta X_r + \Delta_r \delta Y_r + \sqrt{2\kappa_r} X_r^{in} \quad (21)$$

$$\delta \dot{Y}_r = -\kappa_r \delta Y_r - \Delta_r \delta X_r + G_r \delta q + \sqrt{2\kappa_r} Y_r^{in} \quad (22)$$

$$\delta \dot{X}_l = -\kappa_l \delta X_l + \Delta_l \delta Y_l + \sqrt{2\kappa_l} X_l^{in} \quad (23)$$

$$\delta \dot{Y}_l = -\kappa_l \delta Y_l - \Delta_l \delta X_l + G_l \delta q + \sqrt{2\kappa_l} Y_l^{in} \quad (24)$$

که ضرایب جفت شدگی اپتومکانیکی موثر را این گونه

$$G_i = \frac{2\omega_i}{L} \sqrt{\frac{P_i \kappa_i}{m\Omega_m \omega_{oi}(\kappa_i^2 + \Delta_i^2)}} \quad (i = r, l)$$

تعریف می کنیم: (۲۱) تا (۲۴) را می توان در شکل فشرده تری

نوشت [۱]. یعنی: $\dot{u}(t) = Au(t) + n(t)$ و

$$u^T(t) = [\delta q(t), \delta p(t), \delta X_l(t), \delta Y_l(t), \delta X_r(t), \delta Y_r(t)]^T$$

$$n(t) = [0, \xi(t), \sqrt{2\kappa_l} X_l^{in}, \sqrt{2\kappa_l} Y_l^{in}, \sqrt{2\kappa_r} X_r^{in}, \sqrt{2\kappa_r} Y_r^{in}]^T$$

و با تعریف ماتریس A وافتوخیزهای کوادراتوری خروجی به

صورت زیر:

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_m & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\Omega_m & -\gamma_m & G_l & 0 & G_r & 0 \\ 0 & 0 & -\kappa_l & \Delta_l & 0 & 0 \\ G_l & 0 & -\Delta_r & -\kappa_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\kappa_r & \Delta_r \\ G_r & 0 & 0 & 0 & -\Delta_r & -\kappa_r \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$u_i^{out}(t) = [\delta q(t), \delta p(t), \delta X_l^{out}(t), \delta Y_l^{out}(t), \delta X_r^{out}(t), \delta Y_r^{out}(t)]^T \quad (26)$$

و ماتریس هموردای مربوطه و عملگر نابودی مدهای

خروجی [۱]:

$$V_{ij}^{out}(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \langle u_i^{out}(t) u_j^{out}(t) + u_j^{out}(t) u_i^{out}(t) \rangle \quad (27)$$

$$a_r^{out}(t) = \int_{-\infty}^t ds g_r(t-s) a^{out}(s) \quad (28)$$

$$b_l^{out}(t) = \int_{-\infty}^t ds g_l(t-s) b^{out}(s) \quad (29)$$

که در این معادلات از روابط ورودی-خروجی [۱] استفاده

کرده ایم. $C = \sqrt{2\kappa_c} \delta C(t) - C^{in}(t)$, $(C = a, b)$

تابع فیلتر است که مدهای

خروجی را مشخص می کند [۱، ۲، ۳]

$$g_i(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau_j}} \theta(t) e^{-\left(\frac{1}{\tau_j} + i\Omega_j\right)t} ; (j = r, l) \quad (30)$$

معادلات لانژون هایزنبرگ در معادله (۴) تا (۷) مجموعه-

ای از معادلات دیفرانسیلی غیرخطی جفت شده را توصیف

می کنند که می توان آن ها را حول مقادیر پایای متغیرها

خطی کرد $q = \delta q + q_s, p = \delta p + p_s, a = \delta a + a_s$

$b = \delta b + b_s$ با میانگین گیری از

معادلات (۴) تا (۷) و برابر با صفر قرار دادن مشتقات

زمانی آن ها به دست می آوریم. بنابراین داریم:

$$p_s = 0, \quad q_s = \frac{G_{or}|\alpha|^2 + G_{ol}|\beta|^2}{\Omega_m} \quad (13)$$

$$\alpha = \frac{\epsilon_r}{\kappa_r + i\Delta_r}, \quad \beta = \frac{\epsilon_l}{\kappa_l + i\Delta_l} \quad (14)$$

در این معادلات $\Delta_l = \Delta_{ol} - G_{ol}q_s$ و $\Delta_r = \Delta_{or} - G_{or}q_s$

به ترتیب توصیف کننده وادیدگی موثر زیرکاوک های

راست و چپ هستند. معادلات خطی شده این گونه اند:

$$\delta \dot{q} = \Omega_m \delta p \quad (15)$$

$$\delta \dot{p} = -\Omega_m \delta q - \gamma_m \delta p + G_{or}\alpha(\delta a^\dagger + \delta a) + G_{ol}\beta(\delta b^\dagger + \delta b) + \xi \quad (16)$$

$$\delta \dot{a} = -(\kappa_r + i\Delta_r)\delta a + iG_{or}\alpha\delta q + \sqrt{2\kappa_r}a_{in} \quad (17)$$

$$\delta \dot{b} = -(\kappa_l + i\Delta_l)\delta b + iG_{ol}\beta\delta q + \sqrt{2\kappa_l}b_{in} \quad (18)$$

می توانیم فازهای لیزرهای رانشی را جوری انتخاب کنیم

که مقادیر α و β حقیقی باشند.

۳- ماتریس هموردای پایای مدهای خروجی

درهم تنیدگی را می توان با استفاده از ماتریس هموردای

حالت پایای سیستم بررسی کرد. برای این منظور معادلات

(۱۵) تا (۱۸) را برحسب مولفه های کوادراتوری میدان های

زیرکاوک ها یعنی $\delta X_r = (\delta a + \delta b^\dagger)/\sqrt{2}$ و

$\delta X_l = (\delta b + \delta b^\dagger)/\sqrt{2}$ و $\delta Y_r = (\delta a - \delta a^\dagger)/i\sqrt{2}$

و $\delta Y_l = (\delta b - \delta b^\dagger)/i\sqrt{2}$ و عملگرهای نوفه مربوط به

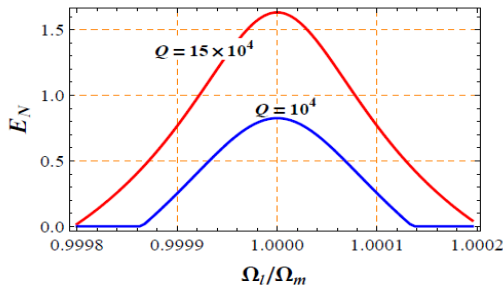
آنها یعنی $X_r^{in} = (\delta a + \delta a^\dagger)/\sqrt{2}$ و $X_l^{in} = (\delta b_{in} + \delta b_{in}^\dagger)/\sqrt{2}$

و $Y_l^{in} = (\delta b_{in} - \delta b_{in}^\dagger)/i\sqrt{2}$ می نویسیم [۱]:

$$\delta \dot{q} = \Omega_m \delta p \quad (19)$$

$$\delta \dot{p} = -\Omega_m \delta q - \gamma_m p + G_r \delta X_r + G_l \delta X_l + \xi \quad (20)$$

قابل ذکر است که $E_N = 0$ به این معنی است که هیچ درهم‌تنیدگی بین مدهای خروجی دو زیرکاواک وجود ندارد. با استفاده از این روابط نگاتیویته لگاریتمی رابرحسب فرکانس مد خروجی کاواک $\frac{\Omega_l}{\Omega_m}$ و برای دو مقدار متفاوت فاکتور غشا ($Q = 10^4, Q = 15 \times 10^4$) رسم کردیم.



شکل ۲: نگاتیویته لگاریتمی E_N بین مدهای خروجی زیرکاواکها بر حسب فرکانس نرمال شده $\frac{\Omega_l}{\Omega_m}$ برای دو مقدار متفاوت فاکتور کیفیت غشا، در دمای ثابت $T = 1 K$ و $\Omega_r = -\Omega_m$ وادندگی زیرکاواکها در مقادیرهای $\Delta_r = -\Omega_m, \Delta_l = \Omega_m$ ثابت شده‌اند. پارامترهای دیگر نیز این مقادیر دارند: $\frac{\Omega_m}{2\pi} = 10 \text{ MHz}$, $\kappa_r = 0.4\Omega_m$, $P_r = 10 \text{ mW}$, $\kappa_l = 0.1\Omega_m$, $L = 1 \text{ mm}$, $m = 10 \text{ ng}$, $P_l = 48 \text{ mW}$.

شرایطی که در شکل (۲) توضیح داده شده است را در نظر می‌گیریم [۵،۶]، m جرم غشا و $T = 1 K$ دمای آن است.

۴- نتیجه گیری

نشان دادیم که مدهای خروجی دو زیرکاواک با هم درهم‌تنیده‌اند و این درهم‌تنیدگی در $\Omega_r = \Omega_l$ مقدار بیشینه خود را دارد. همچنین با افزایش فاکتور کیفیت غشا می‌توان این درهم‌تنیدگی را افزایش داد.

مرجع

- [1] Genes, Claudiu, et al., *Robust entanglement of a micromechanical resonator with output optical fields*, **Physical Review A** **78**, 032316, 2008.
- [2] Enk, S. J. van, Fuchs, Christopher A., *Quantum state of an ideal propagating laser field*, **Physical Review Letters** **88**, 027902, 2001.
- [3] Vitali, David, et al., *Time-separated entangled light pulses from a single-atom emitter*, **New Journal of Physics** **10**, 033025, 2008.
- [4] Vidal, Guifre and Werner, Reinhard F., *Computable measure of entanglement*, **Physical Review A** **65**, 032314, 2002.
- [5] Teufel, John D. et al., *Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime*, **Nature** **471**, 204, 2011.
- [6] Thompson, Jeffery D., et al., *strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane*, **Nature** **452**, 72, 2008.
- [7] Zoller, Peter and Gardiner, Crispin, *Quantum Noise*, Springer, Berlin, 2000.
- [8] Fabre, Claude, et al., *Quantum-noise reduction using a cavity with a movable mirror*, **Physical Review A** **49**, 1337, 1994.

توابع فیلتر باپهنای باند $\frac{1}{\tau_j}$ و فرکانس‌های مرکزی Ω_j مشخص می‌شوند. با استفاده از معادلات (۲۷) و (۲۸) و استفاده از تبدیلات فوریه عبارت زیر را برای ماتریس هموردای خروجی حالت پایا به دست می‌آوریم:

$$V^{out} = \int d\omega Y(\omega) (\tilde{M}^{ext}(\omega) + P_{out}) \times D_{ext} \{ \tilde{M}^{ext}(\omega)^\dagger + P_{out} \} Y^\dagger(\omega) \quad (31)$$

$Y(\omega)$ ، تبدیل فوریه ای عبارت زیر است:

$$Y(t) = \begin{pmatrix} \delta(t) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta(t) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_l & -I_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_l & R_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R_r & -I_r \\ 0 & 0 & 0 & 0 & I_r & R_r \end{pmatrix} \quad (32)$$

$$M^{ext}(\omega) = (i\omega + A)^{-1} \quad (33)$$

$$P_{out} = \text{Diag} \left[0, 0, \frac{1}{2\kappa_l}, \frac{1}{2\kappa_l}, \frac{1}{2\kappa_r}, \frac{1}{2\kappa_r} \right] \quad (34)$$

$$D^{ext} = \text{Diag} [0, \gamma_m(2\bar{n}_b + 1), 2\kappa_l, 2\kappa_l, 2\kappa_r, 2\kappa_r] \quad (35)$$

در این معادلات D^{ext} راماتریس پراکندگی می‌نامیم، که به دلیل حضور جملات نوفه در معادلات لانژون به وجود می‌آید. همچنین داریم:

$$R_j = \sqrt{2\kappa_j} \text{Re}[g_j(t)], \quad (36)$$

$$I_j = \sqrt{2\kappa_j} \text{Im}[g_j(t)]$$

($j = r, l$). برای بررسی درهم‌تنیدگی بین مدهای خروجی زیرکاواکها از نگاتیویته لگاریتمی E_N که به صورت زیر تعریف می‌شود استفاده می‌کنیم [۴]:

$$E_N = \max[0, -\ln(2\zeta)] \quad (37)$$

$$\zeta \equiv 2^{-\frac{1}{2}} \{ \Lambda(V') - \sqrt{\Lambda(V')^2 - 4 \det V} \}^{\frac{1}{2}} \quad (38)$$

$$\Lambda(V') \equiv \det B + \det D - 2 \det C \quad (39)$$

$$V' = \begin{pmatrix} B & C \\ C^T & D \end{pmatrix} \quad (40)$$

$$B = \begin{pmatrix} V_{33}^{out} & V_{34}^{out} \\ V_{34}^{out} & V_{44}^{out} \end{pmatrix} \quad (41)$$

$$D = \begin{pmatrix} V_{55}^{out} & V_{56}^{out} \\ V_{56}^{out} & V_{66}^{out} \end{pmatrix} \quad (42)$$

$$C = \begin{pmatrix} V_{35}^{out} & V_{36}^{out} \\ V_{45}^{out} & V_{46}^{out} \end{pmatrix} \quad (43)$$