

DINAMICA REZONATORULUI NANOMECHANIC CUANTIFICAT, CUPLAT CU UN SISTEM DE ATOMI ARTIFICIALI

Cercetător științific **Sergiu CĂRLIG**

Doctor habilitat în științe fizico-matematice **Mihai A. MACOVEI**

Institutul de Fizică Aplicată al AȘM

DYNAMICS OF THE QUANTUM NANOMECHANICAL RESONATOR COUPLED WITH AN ARTIFICIAL ATOMIC SYSTEM

Summary. In this paper we analyse a pumped quantum dot system placed on nanomechanical resonator. The steady states of the system are analyzed by eliminating the quantum dots variables beyond rotation wave approximation. The mean phonon number and second order correlation functions are obtained. We identify the nonlinear processes as responsible for the peak structure in the mean phonon number and second order correlation functions graphs.

Keywords: optomechanical system, quantum nanomechanical resonator, biphononic processes.

Rezumat: În lucrare este studiat un sistem de puncte cuantice pompate de radiație coerentă, cuplat cu un rezonator nanomecanic. Sunt analizate stările staționare ale sistemului prin eliminarea variabilelor punctelor cuantice, dar ignorând aproximația unde rotative. Sunt obținute relațiile pentru numărul mediu de fononi și a funcțiilor de corelare de ordinul doi. Au fost identificate procesele neliniare responsabile de apariția maximelor numărului de fononi sau a funcțiilor de corelare.

Cuvinte-cheie: sistem optomecanic, rezonator nanomecanic cuantificat, procese bifononice.

1. INTRODUCERE

Faptul că lumina poate exercita o forță asupra obiectelor macroscopice este cunoscut de peste 100 de ani. Forța de presiune a luminii este foarte mică: de exemplu, Soarele exercită la suprafața terestră o presiune de ordinul $10 \mu\text{Pa}$. Totuși această forță se manifestă la scară mare, cosmică, iar coada cometelor reprezintă o dovadă clară.

Pe de altă parte, la scara micro- sau nanometrică în structuri optomecanice, când alte forțe sunt comparabile sau mai mici decât forța de presiune a luminii, ultima influențează sesizabil dinamica sistemului și nu mai poate fi neglijată. Mai mult, în interferometre cu lungimea brațelor de ordinul km și mai mari (vezi, de exemplu, interferometrul LISA [1]), vibrațiile unei oglinzi modifică substanțial interferograma, în special când se intenționează vânărea undelor gravitaționale [2]. Lumina poate interacționa într-un sistem mixt optomecanic cu subsistemul mecanic, cauzând noi efecte [3].

Sunt cunoscute diverse sisteme optomecanice: la scară mare – interferometrul destinat detectării undelor gravitaționale LIGO [4], iar la scară micro-, nanometrică – cantileverele, microtoroide sau membrane care vibrează [5]. Utilizarea sistemelor nanomecanice în biomedicină în calitate de senzori de masă ultrasensibili face posibilă determinarea maselor unor molecule în parte [5]. Oscilația unei bare nanometrice are diferite frecvențe dacă sunt atașate sau nu molecule pe ea. Infor-

mația despre frecvența de oscilație a barei se obține prin diferite metode [3] – capacitativă, inductivă, electrică, dar una dintre cele mai eficiente este metoda interferometrică optică, când fasciculul incident interferă cu fasciculul reflectat. Această metodă permite măsurări ultrasensibile ale deplasărilor (10^{-24} m), forțelor (10^{-21} N), maselor (10^{-21} g) sau inducției ale câmpurilor magnetice [6] de $10 \mu\text{T}$ la o rezoluție de ordinul 10 nm [7].

Pe lângă acestea, sunt intens studiate sisteme formate din cavități optice în care una sau ambele oglinzi oscilează, iar în funcție de parametrii sistemului pot fi obținute fie efecte de răcire cuantică, fie efecte de amplificare parametrică a forțelor mici [8,9]. Prima observare experimentală a amortizării electromagnetice (atât pozitive, cât și negative) într-un interferometru Fabry-Perot cu o margine oscilantă a fost relatată în [10]. Prin răcire cuantică se înțelege situația în care are loc micșorarea energiei unui mod de vibrație a subsistemului mecanic, mediul rămânând la temperatură mai mare. Eficiența unei astfel de răciri a fost demonstrată atât în detectori de unde gravitaționale care reprezintă o bară masivă [11], cât și în sisteme mecanice cu dimensiuni micrometrice [12], unde temperatura efectivă a coborât la ordinul 30 mK, față de temperatura criostatului de 5 K. Scheme de răcire cuantică pot fi identificate și în alt tip de sisteme, în care interacțiunea dintre subsistemul optic și cel mecanic este intermediată de atomi artificiali pompați [13]. Interesant este că în același sistem,

pentru frecvența pomparei coerente mai mică, se atestă deja corelații cuantice între subsistemul fononic și cel fonic [14]. Acest tip de corelații permite influențarea numărului fotonilor prin intermediul temperaturii mediului [15], precum și măsurări sub limita cuantică standard [16,17], deoarece informații despre starea unui subsistem sunt obținute prin măsurări asupra altui sistem corelat cu primul.

Sistemele optomecanice permit combinarea sinergetică a proprietăților subsistemului optic și ale celui mecanic, deschizând noi orizonturi ale cunoașterii fundamentale și posibilități largi pentru științele aplicative. Aceste sisteme pot avea mase, dimensiuni și frecvențe într-un spectru larg de valori: ag, nm, GHz – biosenzori, de exemplu, la kg, m, Hz în detectori de unde gravitaționale [3,12]. Cercetarea teoretică și realizarea experimentală a diferitor structuri optice- cuantice-mecanice reprezintă interese științifice și practice în sensul manipularilor în regim cuantic. Acestea ar putea permite obținerea răspunsurilor legate de coerența obiectelor masive, de măsurări ultrasensibile, de crearea dispozitivelor fononice integrate care vor sta la baza informaticii cuantice și vor realiza stocarea, comutarea sau procesarea informației [17].

În această lucrare vom analiza un sistem optomecanic care nu conține cavitate optică. Vom arăta că numărul mai mare de atomi artificiali care interacționează cu un rezonator mecanic cuantificat modifică esențial dinamica sistemului [18]. Articolul este structurat astfel: în secțiunea 2 este descris modelul fizic al sistemului studiat și sunt explicate aproximațiile care pot sau nu pot fi utilizate în acest caz. În ultima secțiune sunt analizate rezultatele și prezentate concluziile.

2. MODELUL PROBLEMEI

Vom considera un sistem format din N atomi artificiali identici plasați pe un rezonator mecanic cuantificat (figura 1). Atomii sunt pompați din exterior de către un câmp laser coerent cu frecvența ω_L , iar frecvența de tranziție a fiecărui emițător este ω_0 [19]. Rezonatorul mecanic cuantificat este considerat ca un oscilator unimod cu frecvența ω . Hamiltonianul care descrie întregul sistem este:

$$H_S = \hbar\omega_0 \sum_{j=1}^N S_z^j + \hbar\omega b^\dagger b + \hbar g \sum_{j=1}^N S_z^j (b^\dagger + b) + \hbar\Omega \sum_{j=1}^N (S_j^+ e^{-i\omega_j t} + S_j^- e^{i\omega_j t}), \quad (1)$$

unde operatorii S_z^j , S_j^+ și S_j^- sunt operatori uzuali care descriu qubitul j și care satisfac relațiile de comutare corespunzătoare algebrei $SU(2)$. Respectiv, operatorii b^\dagger și b sunt operatori de generare și anihilare a modurilor de vibrație care respectă relațiile de comutare $[b, b^\dagger] = 1$ și $[b, b] = [b^\dagger, b^\dagger] = 0$. g este constanta de interacțiune qubit-rezonator, iar Ω este frecvența

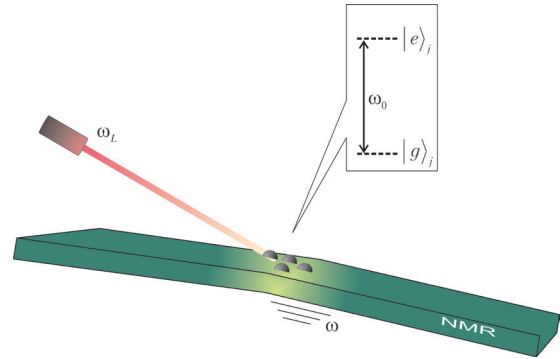


Figura 1. Un sistem de N puncte cuantice identice pompați de radiație coerentă este fixat pe un rezonator nanomecanic care oscilează. Punctele cuantice nu interacționează între ele, iar vibrațiile barei sunt unimodale

Rabi determinată de interacțiunea punctului cuantic cu laserul.

Interacțiunea punctelor cuantice cu radiația laser se va scrie în reprezentarea stărilor îmbrăcate [20, 21], a căror semnificație este următoarea: radiația schimbă modul în care atomul artificial interacționează cu aceasta. Neglijând termenii rapid oscilanți din ecuația master scrisă în reprezentarea stărilor îmbrăcate, pentru cazul când $\Omega_r \gg \{\gamma, \gamma_c\}$, și eliminând variabilele qubiților, aproximație valabilă pentru $\Omega \gg \gamma \gg \kappa$, adică $\Omega > g\sqrt{N}$, vom obține ecuația master care descrie doar proprietățile rezonatorului mecanic [18].

$$\begin{aligned} \mathcal{L} - i\omega[b^\dagger b, \rho] = & -(\xi + \kappa(\bar{n} + 1))[b^\dagger, b\rho] - \\ & -(\eta + \kappa\bar{n})[b, b^\dagger, \rho] - \xi[b, b\rho] - \eta[b^\dagger, b^\dagger\rho] + H.c. \end{aligned} \quad (2)$$

Unde constantele γ , γ_c și κ sunt, respectiv, ratele de tranziție spontană, de defazare și amortizare a fononilor, \bar{n} este numărul mediu de fononi determinat de temperatura rezervorului, iar ξ , η sunt parametri de control [18]. De regulă, termenii $\xi[b, b\rho]$ și $\eta[b^\dagger, b^\dagger\rho]$ sunt neglijăți în aproximația unei rotative când $\omega \gg g$, și ultimii doi termeni în ecuația master (2) sunt rapizi oscilanți și pot fi omiși în aproximația seculară. În acest caz raporturile $|\xi|/\omega$ și $|\eta|/\omega$ nu sunt neglijabile, deoarece $\xi, \eta \propto N$ și termenii menționați nu pot fi omiși, prin urmare vor influența dinamica cuantică a rezonatorului mecanic [18].

3. REZULTATE ȘI CONCLUZII

Cu ajutorul ecuației (2) vom obține pentru stările staționare sistemul algebric din care pot fi determinate corelatorii $\langle b^\dagger b \rangle$, $\langle b^\dagger b^\dagger \rangle$, $\langle bb \rangle$:

$$\begin{aligned} (\eta + \eta^* - \xi - \xi^* - 2\kappa)\langle b^\dagger b \rangle + (\xi - \eta^*)\langle b^2 \rangle + \\ + (\xi^* - \eta)\langle b^{\dagger 2} \rangle + \eta + \eta^* + 2\kappa\bar{n} = 0, \quad (3) \\ -2(i\omega + \xi - \eta^* + \kappa)\langle b^2 \rangle + 2(\xi^* - \eta)\langle b^\dagger b \rangle - 2\eta = 0. \end{aligned}$$

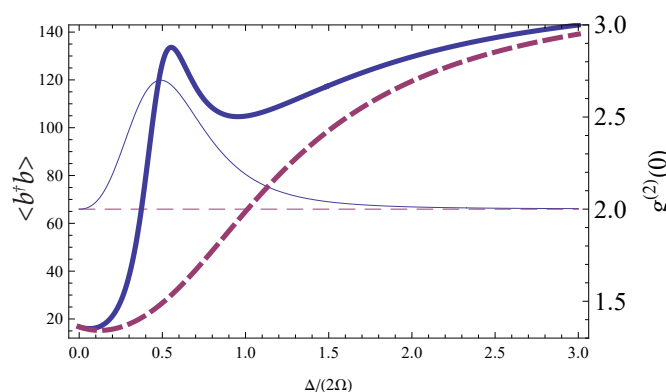


Figura 2. Numărul mediu de fononi ai barei $\langle b^\dagger b \rangle$ (linie groasă) și funcția de corelare de ordinul II fonon-fonon $g^{(2)}(0)$ (linie subțire) în funcție de dezacordul laser qubit, normat la dublul frecvenței Rabi. Linia continuă este pentru cazul neglijării aproximației undei rotative, iar linia întreruptă în cazul când această aproximație poate fi operată. Parametrii pentru grafice sunt raportați la rata tranziției spontane a punctului cuantic, respectiv. Rata defazării qubitului: $\gamma_c/\gamma = 0,1$, constanta de interacțiune fonon qubit $g/\gamma=5$, frecvența Rabi $\Omega/\gamma=42$, frecvența modului vibronic $\omega/\gamma=10$, rata pierderilor fononice $\kappa/\gamma=0,05$, numărul punctelor cuantice $N=60$, numărul mediu de fononi $\bar{n} = 15$

Pentru structuri mecanice reale, frecvența oscilațiilor poate atinge ordinul GHz, $\omega \propto \text{GHz}$ [22], iar numărul punctelor cuantice ce pot fi plasate pe acestea sunt de ordinul câtorva zeci. Mediul ambiant are temperatura de ordinul mK. Timpul de relaxare a punctului cuantic este de ordinul zecilor de nanosecunde, respectiv rata pierderilor spontane constituie circa 100 MHz, iar rata defazării atomului artificial și rata pierderilor fononice, corespunzător de zece ori și chiar de sute de ori mai mică. Pentru radiația laser intensă, avem frecvența Rabi comparabilă, dar ușor mai mare decât frecvența proprie a subsistemului mecanic. Constanta de cuplare fonon qubit este de ordinul π GHz.

Numărul mediu de fononi ai barei pentru două cazuri este reprezentat în figura 2 (linie groasă), de rând cu funcțiile de corelare de ordinul 2 (linie subțire). Maximul atestat pentru $\langle b^\dagger b \rangle$ în cazul neglijării justificate a aproximației undei rotative (linia continuă) lipsește în cazul când termenii $\xi[b, b\rho]$ și $\eta[b^\dagger, b^\dagger\rho]$ sunt neglijati. Prezența mai multor qubiți pe rezonatorul mecanic modifică dinamica acestuia, efectul nelimitându-se la o sumare / amplificare colectivă. Mai mult: prezența maximului funcției de corelare de ordinul doi (linia continuă subțire) denotă natura cuantică a acestor interacțiuni. În cazul operării aproximației undei rotative, funcția de corelare de ordinul doi are valoarea strict egală cu 2, ceea ce corespunde câmpului clasic. În esență, procesele de absorbție / emisie neliniară sunt responsabile de apariția maximelor la neglijarea aproximației undei rotative.

BIBLIOGRAFIE

1. <https://www.lisamission.org/proposal/LISA.pdf>, vizitat la 12 iunie 2017.
2. Abbott B. P. et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. In: Phys. Rev. Lett., vol. 116, p. 061102, Feb 2016.
3. Greenberg Y., Pashkin Y. and E. Il'ichev, Nano-mechanical resonators. In: Phys. Usp. 55, 382 (2012).
4. Abbott B. P., et. al. Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, Rep. Prog. Phys. 72 076901 (2009).
5. Arlett J. L, Myers E. B & Roukes M. L. Comparative advantages of mechanical biosensors. In: Nat. Nanotechnology. 6, 203-215 (2011).
6. Truong, A. et al. Magneto-optical micromechanical systems for magnetic field mapping. Sci. Rep. 6, 31634.
7. Sidles J. A. Noninductive detection of single-proton magnetic resonance. Appl. Phys. Lett 58 2854 (1991)
8. Marquardt F., Steven M. Girvin, Optomechanics, Physics 2, 40 (2009). <https://physics.aps.org/articles/pdf/10.1103/Physics.2.40>.
9. Metzger Constanze, et al. Self-Induced Oscillations in an Optomechanical System Driven by Bolometric Backaction. In: Phys. Rev. Lett. 101, 133903.
10. Braginskii V. B., Manukin A. B., Tikhonov M. Yu. (1970). Investigation of dissipative pondermotive effects of electromagnetic radiation. Soviet Physics JETP Vol 31, 5 (original russian: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 58, 1549 (1970)).
11. Kulagin V.V., Oreshkin S.I., Popov S.M. et al. Opto-acoustical gravitational bar detector with cryogenic mirrors Gravit. Cosmol. (2016) 22: 374.
12. Groeblacher S. et al. Demonstration of an ultracold micro-optomechanical oscillator in a cryogenic cavity, Nature Phys. 5 485 (2009).
13. Carlig S., Macovei M., Long-time correlated quantum dynamics of phonon cooling, PhysRevA 90, 013817 (2014).
14. Ralf Riedinger et al. Non-classical correlations between single photons and phonons from a mechanical oscillator. In: Nature 530, 313-316 (2016).
15. Carlig S., Macovei M., Quantum correlations among optical and vibrational quanta PhysRev A 89, 053803 (2014).
16. Caves C.M. et al. On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum-mechanical oscillator. I. Issues of principle, Rev. Mod. Phys. 52 341 (1980).
17. Marquardt F. Optomechanics: Push towards the quantum limit, Nature Physics 4, 513 - 514 (2008).
18. Carlig S., Macovei M. Enhanced Vibrational Quantum Dynamics beyond the Rotating Wave Approximation, JETP Letters 105(8) 526-530 (2017).
19. Keitel C. H. Narrowing spontaneous emission without intensity reduction. In: Phys. Rev. Lett. 83, 1307-1310 (1999).
20. Frasco M. Theory of dressed states in quantum optics In: Phys. Rev A, 60 573, (1999).
21. Scully M.O., Zubairy M.S., Quantum Optics, Cambridge University Press, 1997.
22. Huang XMH et al. Nanoelectromechanical systems: Nanodevice motion at microwave frequencies, Nature 421 496 (2003).