

SISTEMELE OPTO-MECANICE – PUNTEA ÎNTRE NANO ȘI MACROLUME

Cercetător științific **Sergiu CÂRLIG**

Drd. **Victor CEBAN**

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

Institutul de Fizică Aplicată al AȘM

OPTOMECHANICAL SYSTEMS – A BRIDGE BETWEEN NANO- AND MACRO-WORLDS

Summary: In this paper we studied a nanomechanical resonator coupled with a driven quantum dot. The presented analytical results show that the correlation of the photon and phonon modes may be obtained or that quantum cooling phenomena may occur. In addition, the studied acoustical cavities coupled to quantum dots allow the generation of the vibrational phonons with sub-Poissonian distributions. The phonon-photon correlations and fields with sub-Poissonian statistics, both represent pure quantum phenomena.

Keywords: optomechanical system, photon, phonon.

Rezumat: În lucrare sunt studiate rezonatoare nanomecanice cuplate cu un punct cuantic pompat. Se prezintă rezultate analitice care arată că acestea permit corelarea modurilor fotonice și fononice sau manifestarea fenomenelor de răcire cuantică. La fel sunt cercetate cavități acustice cuplate cu puncte cuantice, care permit generarea fononilor vibraționali cu distribuții sub-Poissoniene. Atât corelarea fononi/fotoni, cât și câmpurile cu statistică sub-Poissoniană reprezintă fenomene tipic cuantice.

Cuvinte-cheie: sistem optomecanic, fonon, foton.

1. INTRODUCERE

Sistemele mecanice au jucat și joacă un rol important în fizică și tehnică, atât pentru stabilirea legilor fizice, cât și pentru a servi drept componente ale diferitor dispozitive moderne. În prima categorie se încadrează balanța de torsiune cu ajutorul căreia Coulomb a descoperit legea omonimă în 1785 sau balanța cu care Cavendish în anii 1797–1798 determină valoarea constantei gravitaționale [1]. În plus, sistemele combinate opto-electro-mecanice minuscule sunt sistemele care permit atât dezvoltarea nanotehnologiilor, cât și extinderea domeniului de studiu și aplicabilitate al acestora. Printre ele menționăm microscopul de forță atomică, inventat în 1985, precedat de microscopul cu efect tunel, ambele din categoria tehnicilor de vizualizare a microlumii [2].

Dezvoltarea vertiginoasă a tehnologiilor informaționale a creat premise pentru elaborarea senzorilor care culeg informații din medii neelectrice. Mai mult, sistemele minuscule, minilaboratoare pe un singur circuit, depășesc cadrul SF și se realizează pe pista producerii în serie, cu costuri din ce în ce mai mici. Evoluând în timp și racordându-se la cerințele tot mai speciale ale epocii, sistemele micro și nano-mecanice, prezente în diferite domenii tehnologice, ating valori incredibile ale sensibilităților. Un sistem nanomecanic permite măsurări ale forțelor de ordinul 10^{-21} N, iar precizia măsurărilor maselor este de 10^{-24} kg, astfel se

pot studia procese la nivel atomic: determinări de forțe dintre molecule biologice sau determinarea maselor moleculelor individuale [3, 4].

Primele sisteme numite MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems – sisteme micro-electro-mecanice) au dimensiuni de la zeci de micrometri la un milimetru, iar dimensiunea elementului mecanic activ este de la 1 la 100 μm . Inițial aceste dispozitive au fost concepute drept senzori de presiune prin anii '70 ai secolului trecut, urmând să se regăsească peste un deceniu în industria automobilistică ca accelerometre pentru airbaguri, apoi în calitate de microgiroscoape, microrobinete, capuri ale imprimantelor, analizatoare de gaze, microglinzi controlate, capuri de citire a datelor etc. [3].

Următoarea etapă în cursa dimensiunilor mici, startul căreia a fost dat prin celebra lecție a lui Feynman [5], o reprezintă trecerea de la „micro” la „nano” – prin crearea NEMS-urilor (Nano-Electro-Mechanical Systems – sisteme nano-electro-mecanice). Dimensiunile elementelor active ale acestora sunt de ordinul 10-100 nm, ceea ce le plasează la limitele impuse de fizică [4,6] care reprezintă așa-numitul „prag roșu” al legii lui Moore:

- limita termică: Energia unui semnal trebuie să fie de ordinul câtorva cuante kT a energiei medii a flucuațiilor termice, unde k este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura. Astfel, nu se poate micșora un dispozitiv, până când semnalul primit/emis este sub această limită [6].

▪ limita relativistă: Viteza propagării semnalului nu poate depăși viteza luminii, astfel pentru un dispozitiv electronic cu dimensiuni de ordinul centimetrelor timpul propagării este aproximativ 10^{-10} s, corespunzător unei frecvențe de 10 GHz [6].

▪ limita incertitudinii: Relația de nedeterminare dintre energia unui semnal și durata acestuia impune limite la energia minimă a semnalului pentru o frecvență dată de ordinul 10^{-19} Hz, ceea ce nu permite micșorarea dimensiunilor [6].

Un material promițător pentru fabricarea elementelor dispozitivelor nanomecanice este carbonul încadrat fie ca structură planară – grafen, fie sub formă filiformă – nanotub [7, 8]. Acestea sunt materiale ideale grație densității mici, lipsei defectelor, proprietăților elastice deosebite, factorului de calitate înalt. Structuri mecanice nanorezonatoare cuplate cu obiecte cuantice, cum ar fi atomii artificiali, devin atractive în primul rând datorită multitudinii de proprietăți ce pot fi explorate, dar și posibilității de a cupla la nivel cuantic sistemele implicate [9, 10]. Sunt relatate mai multe dispozitive cu rezonator nanomecanic în care se atestă fenomene de răcire cuantică [11] cunoscute și în alte sisteme [12], mișcare cu caracter cuantic [13] sau corelare coerentă a fotonilor în nanorezonatoare cuplate [14].

Odată cu rezonatoarele nanomecanice, un interes aparte îl prezintă și cavitățile acustice. Acestea pot fi obținute prin depunerea nanostraturilor de materiale cu diferiți indici de refracție a fononilor la limitele unei rețele cristaline, astfel ansamblul multistrat final formând un reflector distribuit de tip Bragg [15] pentru câmpul fononic, iar sistemul întreg format de rețeaua cristalină delimitată de reflectori formând o nanocavitate acustică de tip multistrat. Grosimea nanostraturilor depuse poate fi variată și, respectiv, acordată la modul câmpului fononic captat de cavitatea acustică. Această tehnologie permite obținerea cavităților acustice cu un înalt factor de calitate (de ordinul 10^3) și o frecvență adaptată studiului științific [16]. Fiind văzute ca o alternativă pentru nanorezonatoarele mecanice, nanocavitățile multistrat acustice, la fel, permit amplasarea obiectelor cuantice în interiorul lor, fapt ce poate duce la crearea unor noi dispozitive optomecanice de o înaltă finețe în manipularea și controlul proceselor cuantice ale vibrațiilor acustice ale materiei [17, 18, 19].

Din punct de vedere al analizei teoretice, studiul sistemelor optomecanice prezintă un interes sporit datorită stării progresului tehnologic în diminuarea pierderilor rezonatoarelor mecanice, dar și noilor sale arhitecturi care permit crearea dispozitivelor cu emițători plasați în ele. Astfel, posibilele scheme de

generare, control, manipulare și detectare a vibrațiilor acustice în domeniul optomecanic au cunoscut un progres semnificativ de la sisteme ce folosesc presiunea laserului asupra rețelei cristaline [20, 21, 22], la o întreagă diversitate de dispozitive optomecanice moderne [4]. O gamă largă de lucrări științifice experimentale și teoretice oferă deja diferite configurații de sisteme optomecanice de finețe suficient de înaltă pentru studierea efectelor sunetului la nivel cuantic și a efectelor interacțiunii indirecte a acestuia cu lumina. Arhitectura diversă propune utilizarea nanocavităților [23], membranelor vibrante [24, 25], vibrațiilor condensatului Bose-Einstein [26] etc., pentru obținerea acestor sisteme optomecanice menite elucidării și generalizării diferitor efecte cuantice ale fononilor, cum ar fi statistici cuantice ale funcției Wigner [27] și ale distribuțiilor cuantelor vibraționale ale câmpului acustic [28, 29], procese cuantice de tip „anti-bunching” [23] și „squeezing” [28, 30] ale fononilor. În timp ce remarcabile rezultate experimentale obținute recent în controlul și manipularea fononilor la nivel cuantic, cum ar fi generarea efectului laser al câmpului acustic [31, 32, 33] și răcirea optică a vibrațiilor mecanice [11, 34, 35] motivează și mai mult aprofundarea acestui domeniu al mecanicii cuantice.

Lucrarea este structurată astfel: în secțiunea 2 este analizat sistemul format dintr-un punct cuantic intercalat în interiorul unei cavități optice. Este descris Hamiltonianul problemei și aproximațiile operate. Sunt prezentate stările staționare ale corelațiilor cuantice fotoni-fononi. În secțiunea 3 este studiată posibilitatea generării câmpurilor fononice cu statistici cuantice și este prezentată influența cuplărilor puternice ale punctului cuantic cu rezonatorul acustic asupra generării fononilor cu distribuții sub-Poissoniene în regim staționar.

2. QUBITUL ÎN CAVITATE OPTICĂ

Considerăm un punct cuantic pompat cu radiație coerentă de frecvență ω_L , plasat pe o tijă nanomecanică cu modul de vibrație ω . Aceasta este suspendată în interiorul unei cavități optice al cărei mod de vibrație este ω_c . Punctul cuantic are frecvența de tranziție ω_0 .

Hamiltonianul sistemului este dat de [10]

$$H = \hbar\omega_c a^+ a + \hbar\omega b^+ b + \hbar\omega_0 S_z + \hbar g (a^+ S^- + a S^+) + \hbar\Omega (S^+ e^{-i\omega_L t} + S^- e^{i\omega_L t}) + \hbar\lambda S_z (b^+ + b).$$

Termenii operatorului sunt după cum urmează: energia modului cavității, energia modului de vibrație, energia qubitului, interacțiunea atomului cu cavitatea,

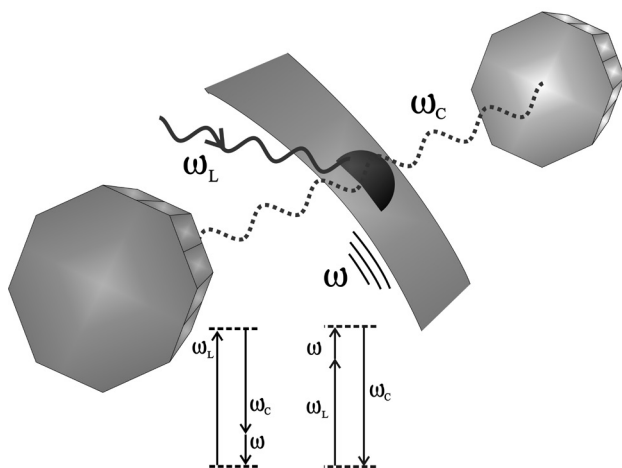


Figura 1. Un punct cuantic pompat, cu două nivele, este fixat pe un rezonator nanomecanic care oscilează. Punctul cuantic interacționează și cu modul optic cuantizat al unei cavități; (jos) schema absorbției emisiei cuantelor de către qubit: absorbția unui foton laser este însoțită de emisia unui foton în cavitate și a unui fonon sau absorbția unui foton laser și absorbția unui fonon este însoțită de emisia unui foton în cavitate.

laserul și modul fononic. Constantele g și λ sunt constantele de interacțiune a modurilor corespunzătoare, iar Ω – frecvența Rabi. Sistemul va fi analizat folosind formalismul ecuației master în care se vor include și pierderile [10]. Variabilele punctului cuantic oscilează mai rapid decât cele care descriu fotonul din cavitate sau subsistemul fononic, astfel acestea vor fi eliminate din ecuația master în situația în care frecvența Rabi este mai mare decât rata amortizării spontane γ , care la rândul său este superioară ratelor pierderilor fotonice și fononice – k_a și k_b . Sistemul poate evolua, în funcție de parametrii implicați, în două moduri diferite. Primul – absorbția unui foton laser este urmată de emisia unui fonon și foton în cavitatea optică, iar al doilea – emisia unui foton în cavitate este anticipată de absorbția unui foton laser și a unui fonon (figura 1). În primul caz numărul maxim de fotoni din cavitate corespunde numărului maxim de fononi, prin urmare putem vorbi de corelații cuantice (ceea ce indică și – CSI – inegalitatea Cauchy Schwarz [36]). Efectele de corelare dintre numărul de fotoni și numărul de fononi sunt atestate pentru CSI subunitar, iar la creșterea temperaturii, implicit și a numărului mediu de fononi, aceste efecte dispar (figura 2). Mai mult, corelarea se observă atunci când frecvența modurilor vibronice este aproape egală cu diferența dintre frecvențele laserului și ale cavității, vezi figura 2.

În al doilea caz, reieșind din energia asociată fiecărei cuante are loc un fenomen de răcire a rezonatorului nanomecanic, fapt confirmat de emisia fotonului în cavitatea optică [10].

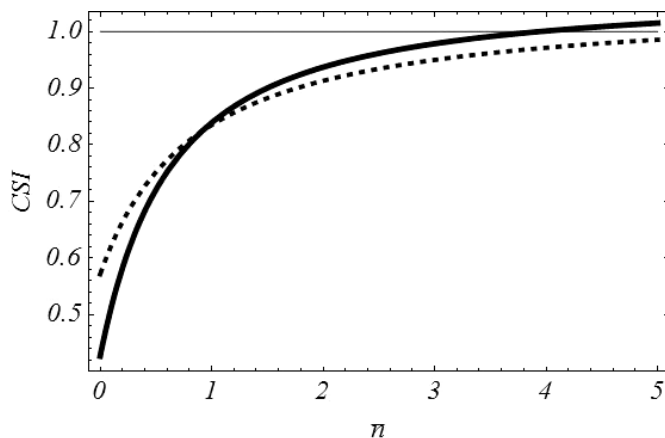


Figura 2. CSI în funcție de numărul mediu de fononi. $\gamma_c = 0,3$, $k_a = 0,1$ și $k_b = 0,01$, $g = 3$, $\lambda = 5$, $\Omega = 60$, $\omega = 60$. Toate frecvențele sunt raportate la rata de amortizare a qubitului γ . Linia continuă este pentru $\omega_L - \omega_c = 59,9$, iar linia întreruptă pentru $\omega_L - \omega_c = 60,2$. n este numărul mediu de fononi corespunzător temperaturii date.

3. QUBITUL ÎN CAVITATE ACUSTICĂ

În acest capitol sunt studiate posibilitatea și metodele teoretice de obținere a efectelor cuantice ale fononilor. Pe de o parte, sunt definite condițiile de obținere a unui câmp acustic cu o distribuție a fononilor de tip sub-Poissonian, iar pe de altă parte, este studiat procedeul analitic folosit în rezolvarea dinamicii cuantice a sistemului considerat. În cele din urmă, elucidarea efectului cuantic de statistica sub-Poissoniană este obținută ca urmare a metodei de rezolvare folosite, chintesența ei fiind de a trata dinamica sistemului în afara unei aproximații seculare. Acest tip de aproximație fiind pe larg folosit în rezolvarea dinamicii cuantice a sistemelor optomecanice și nu numai, în cazul acestui studiu este pusă în evidență existența unui regim de cuplare a emițătorului cu câmpul acustic în care efectul cuantic de statistică sub-Poissoniană este posibil de obținut doar prin tratarea sistemului în afara aproximației seculare.

Sistemul studiat este compus dintr-un punct cuantic incastrat într-o cavitate acustică și pompat de un laser intens. Cavitatea acustică definește un câmp fononic unimodal, iar abaterea de la rezonanță a frecvenței laser de cea de tranziție a punctului cuantic permite crearea sau anihilarea fononilor din cavitate. Într-o terminologie mai exactă, procesul de creare a fononilor descris mai sus este caracterizat, în prim-plan, prin intermediul tranzițiilor Raman și anume prin cele de tip anti-Stokes. O astfel de tranziție presupune că pentru un laser cu frecvență

mai mare decât cea a punctului cuantic, oscilațiile Rabi ale punctului cuantic sunt în fază cu variația numărului mediu de fononi în cavitate, deoarece excitația punctului cuantic este acompaniată de emiterea de fononi în cavitate, în timp ce relaxarea atomului – de absorbția lor. Sistemul descris mai sus este unul închis și toți fononii creați sunt apoi anihilați. Însă, din momentul introducerii fenomenelor de amortizare care descriu interacțiunea sistemului cu mediul înconjurător și astfel definesc un sistem deschis, este posibilă crearea fononilor datorită fenomenului de emisie spontană. Cea din urmă permite o altă cale de relaxare a atomului decât interacțiunea cu câmpul laser și în acest caz relaxarea punctului cuantic nu este acompaniată de anihilarea fononilor, respectiv fononii anterior creați rămân în cavitate.

Numai procesele de emisie spontană și interacțiunea de tip anti-Stokes a laserului cu punctul cuantic-fononi permit pe deplin descrierea efectului de generare a fononilor. Însă faptul că fononii sunt doar creați duce în permanență la creșterea numărului lor mediu și, respectiv, al intensității câmpului acustic, spre infinit. Un ultim proces indispensabil pentru a putea caracteriza pe deplin sistemul studiat este interacțiunea cavității și a câmpului acustic cu o baie termică. Acest proces presupune că fononii cavității interacționează cu modurile mediului înconjurător și pot părăsi cavitatea, astfel este anulată divergența numărului mediu de fononi în cavitate, fapt ce corespunde realității fizice.

Pentru studierea dinamicii sistemului este folosită ecuația master a operatorului de densitate ρ , definită în mod obișnuit în cadrul aproximărilor Born-Markov. Spre deosebire de ecuația lui Schrödinger a funcției de undă a sistemului, ecuația master permite includerea proceselor de amortizare într-o formă mai simplă și o soluționare a dinamicii pentru un șir mai larg, dar și mai specific, de probleme. Ecuația master pentru cazul curent este [37]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \kappa\bar{n}L(b^+) + \kappa(1 + \bar{n})L(b) + \gamma L(S^-) + \gamma_c L(S_z)$$

unde L este numit super-operatorul lui Liouville cu ajutorul căruia sunt explicate procesele de amortizare, anume: termenul definit de rata γ reprezintă procesul de emisie spontană descris de interacțiunea punctului cuantic cu vidul electromagnetic, termenul definit de rata γ_c este termenul de defazare și exprimă efectul impurităților ale punctului cuantic, iar termenii definiți de rata de amortizare a cavității κ

reprezintă interacțiunea fononilor din cavitate cu un rezervor termic de o temperatură definită de \bar{n} . Hamiltonianul sistemului este similar cu cel definit în capitolul 2, diferența fiind că sistemul curent nu conține o cavitate optică și, respectiv, nu sunt incluși termenii definiți de ω_c și g , adică termenii câmpului liber al cavității optice și de interacțiune a cavității cu punctul cuantic.

O metodă eficientă de rezolvare a ecuației master este de a o proiecta în baza stărilor sistemului. Astfel, este obținut un sistem de ecuații diferențiale lineare cuplate, definite pentru fiecare element al matricei operatorului de densitate. În cazul studiului sistemului în regim staționar, derivatele temporale ale elementelor matricei operatorului de densitate se anulează și sistemul de ecuații devine unul liniar și poate fi ușor rezolvat numeric chiar și pentru un număr mare de stări considerate. Complexitatea acestei metode constă în faptul că rezolvarea directă a ecuației master definite mai sus ar necesita o serie de aproximări și simplificări drastice asupra termenilor ecuației ce duce la neglijarea și pierderea informației necesare pentru elucidarea unor posibile efecte cuantice. Astfel, este necesar un procedeu analitic minuțios de transformări aplicate ecuației master, pentru ca în cele din urmă să fie obținut un sistem de ecuații rezolvabil care nu ar include alte aproximații decât cele care nu ar neglija termenii ce stau la baza efectelor cuantice.

Mai mult decât atât, în cadrul acestei lucrări este cercetată contribuția principală a termenilor rapid oscilanți ai Hamiltonianului, care deseori sunt neglijați prin intermediul unei aproximații seculare. Astfel Hamiltonianul sistemului trece printr-o serie de transformări de reprezentare corespunzătoare referențialelor rotative [18] care permit aplicarea transformării stărilor îmbrăcate și mai apoi separarea termenilor rapid și încet oscilanți. În urma acestei separări sunt comparate două cazuri de tratare a termenilor rapid oscilanți: cazul clasic al unei aproximații seculare și cazul în care este estimată contribuția lor principală la nivel perturbativ. În ambele cazuri este posibilă rezolvarea ecuației master fără aproximări suplimentare asupra Hamiltonianului sistemului, pe când termenii de amortizare, în urma trecerii în baza de stări îmbrăcate ale atomului, necesită aplicarea unei aproximații seculare în acord cu condiția $2\sqrt{\Omega^2 + (\omega_0 - \omega_L)^2} \gg \gamma$, care nu contrazice generalității studiului pentru parametri fizici considerați.

Odată sistemul fiind rezolvat, statistica câmpului acustic este exprimată de variabilele acestuia [38]. În figura 3 este reprezentată funcția de corelație de ordinul doi

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle b^{+2}b^2 \rangle}{\langle b^+b \rangle^2}$$

prin prisma ratei de amortizare a cavității κ normalizată la cea a emisiei spontane γ și frecvența Rabi Ω normalizată la abaterea de la rezonanța $\Delta = \omega_0 - \omega_L$. Funcția de corelație de ordinul doi pentru un câmp bosonic exprimă tipul de distribuție a cuantelor vibraționale în câmp. Și anume: $g^{(2)}(0)=1$ exprimă o distribuție Poissoniană caracteristică unui câmp coerent, cum ar fi lumina laser, iar pentru valori mai mici ale acestei funcții sunt caracterizate câmpuri cu distribuții sub-Poissoniene – un fenomen pur cuantic al câmpului care nu poate fi obținut prin utilizarea surselor clasice, limita minimă posibilă fiind $g^{(2)}(0)=0$ unde distribuția cuantelor este picul unei singure stări Fock al câmpului. În același timp, unei distribuții clasice termale îi corespunde valoarea $g^{(2)}(0)=2$, iar valorile mai mari reprezintă distribuții numite super-Poissoniene.

Pentru interacțiuni puternice ale fononilor cavității cu baia termală, caracterizate prin valori mari ale lui κ , distribuția cuantelor în cavitate devine una similară cu cea a băii termice și, respectiv, valoarea funcției de corelație de ordinul doi fonon-fonon tinde spre $g^{(2)}(0)=2$. Diminuând rata de amortizare a cavității, distribuția cuantelor vibraționale începe să tindă spre una Poissoniană, iar modelul considerat permite de a obține și o zonă de statistică sub-Poissoniană a câmpului pentru lasere cu intensitate moderată, reprezentată în gri monoton și delimitată de curbele continue de altitudine închise ale figurii 3. Această zonă fiind înregistrată atât în cazul aplicării unei aproximații seculare asupra termenilor Hamiltonianului, cât și în cazul când acești termeni sunt considerați, nu permite obținerea unui câmp acustic relevant, întrucât pierderile cavității rămân destul de înalte pentru a menține numărul mediu de fononi sub unitate. Însă, pentru pierderi mai slabe ale cavității, respectiv valori ale lui κ mici, o statistică sub-Poissoniană este obținută doar datorită contribuției termenilor rapid oscilanți, respectiv zona de jos a figurii 3, reprezentată în gri monoton, nu ar exista dacă o aproximație seculară ar fi folosită [18]. Anume această zonă prezintă un mare interes pentru un dispozitiv optomecanic, deoarece corespunde pierderilor mici ale cavității și astfel devine posibilă obținerea câmpurilor acustice destul de intense pentru a putea fi studiate experimental.

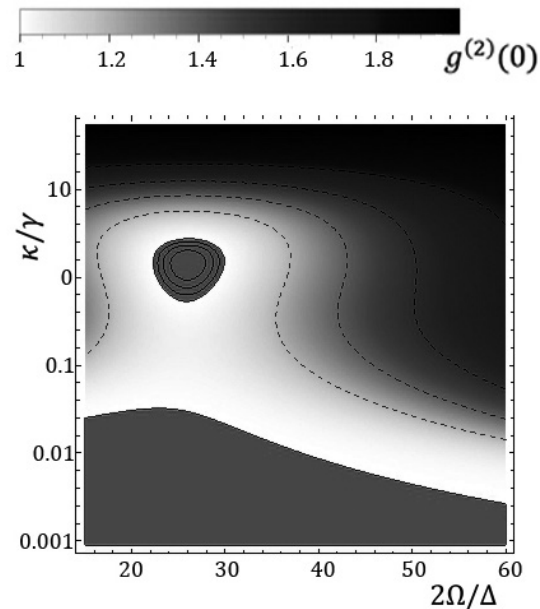


Figura 3. Funcția de corelație de ordinul doi fonon-fonon $g^{(2)}(0)$ în legătură cu rata de amortizare a cavității acustice κ normalizată de rata emisiei spontane γ și frecvența Rabi Ω normalizată de abaterea de la rezonanță a laserului Δ . Mai sus de valoarea $g^{(2)}(0)=1$, liniile de altitudine întrerupte sunt distribuite la intervale egale de 0,2. Mai jos de această valoare, liniile continue sunt distribuite la intervale egale de 0,02 și delimitează regiunea monotonă gri a graficului unde cuantele au o distribuție sub-Poissoniană. Alți parametri sunt: $\Delta/\gamma = -0.7$, $\omega/\gamma = 35$, $\gamma_c/\gamma = 0.1$, $\bar{n} = 0.05$ și $\lambda/\gamma = 15$.

4. REZULTATE ȘI CONCLUZII

Apariția și dezvoltarea sistemelor electro-optomecanice a fost impusă de cerințele de reducere a dimensiunilor și consumului energetic, dar și de fiabilitatea sporită și costul redus al sistemelor nanoscopice. Studiul teoretic al sistemelor cu posibilități de realizare experimentală fezabilă permite anticiparea rezultatelor, iar prin modificarea parametrilor de intrare a sistemului se poate dezvolta o inginerie a sistemelor nanoscopice.

În lucrare au fost studiate două sisteme optomecanice oarecum asemănătoare. Primul permite obținerea corelațiilor cuantice între modurile vibronice și fotonice, dar și în anumite condiții se atestă fenomenul răcirii cuantice a nanorezonatorului. Al doilea – o cavitate acustică cuplată cu un punct cuantic pompat din exterior cu radiație coerentă intensă – dă posibilitatea generării câmpurilor fononice moderat-intense cu proprietăți cuantice care se supun statisticii sub-Poissoniene.

Sistemele optomecanice studiate vizează efecte cuantice atât la nivel fonic, cât și fononic.

BIBLIOGRAFIE

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 3 – электричество. Москва, МФТИ, 2004. 656 с.; Luca D. Stan C. Mecanică clasică. Univ. „Al. I. Cuza”, Iași, Univ. Politehnica București, 2007, 350 p.
2. Binnig G., Quate C. F. and Ch. Gerber. Atomic Force Microscope. *Phys. Rev. Lett.* 56, 930 (2006), Binnig G., Rohrer H. „Scanning tunneling microscopy”. In: *IBM Journal of Research and Development* 30 (4): 355-69 (1986).
3. Lyshevski S.E. Nano-and Microelectromechanical Systems. CRC Press 2000.
4. Greenberg Y., Pashkin Y., Il'ichev E. Nanomechanical resonators. *Physics-Uspekh* 55, 382 (2012); Poole C. P., Owens F. J. Introduction to Nanotechnology. Wiley-Interscience 2003, 400 p.; Aspelmeyer M., Kippenberg T. J., Marquardt F. Cavity optomechanics. In: *Rev. Mod. Phys.* 86, 1391 (2014).
5. <http://www.its.caltech.edu/~feynman/plenty.html>, vizitat la 09 nov 2015.
6. Мартинес-Дуарт Дж., Мартин-Палма Р, Агуло-Рueda Ф. Н. Нанотехнологии для микро и оптоэлектроники. Москва, 2007, 368 p.
7. Eriksson A. M., Voinova Marina V. and Gorelik L. Y. Nonresonant high frequency excitation of mechanical vibrations in a graphene based nanoresonator. *New J. Phys.* 17 (2015) 033016; Hua-Jun Chen, Ka-Di Zhu, Graphene-Based Nanoresonator with Applications in Optical Transistor and Mass Sensing *Sensors* 2014, 14, 16740-16753; Vera A. Sazonova. A tunable carbon nanotube resonator, PhD Dissertation, Cornell University, 2006.
8. Kilho Eom. Simulations in Nanobiotechnology. CRC Press, 2011, 562 p.
9. Pigeau B. et al. Observation of photonic Mollow triplet in multimode hybrid spin-nanomechanical system. *Nat Commun.*, 6:8603 (2015).
10. Carlig S. and Macovei M. A. Long-time correlated quantum dynamics of phonon cooling, *Phys. Rev. A* 90, 013817 (2014); Carlig S. and Macovei M. A. Quantum correlations among optical and vibrational quanta. In: *Phys. Rev. A* 89, 053803 (2014).
11. O'Connell A. D., Hofheinz M., Ansmann M., Bialczak R. C., Lenander M., Lucero E., Neeley M., Sank D., Wang H., Weides M., Wenner J., Martinis J. M. and Cleland A. N. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator, *Nature (London)* 464, 697 (2010).
12. Keitel C. H. Narrowing Spontaneous Emission Without Intensity Reduction, *Phys. Rev. Lett.* 83, 1307 (1999); Morigi G., Eschner J. and Keitel C. H. Ground State Laser Cooling Using Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4458 (2000).; Evers J., Keitel C. H., Double-EIT ground-state laser cooling without blue-sideband heating, *Europhysics Letters* 68, 370 (2004).; Xia K., Evers J. Ground State Cooling of a Nanomechanical Resonator in the Nonresolved Regime via Quantum Interference. In: *Phys. Rev. Lett.* 103, 227203 (2009).
13. Safavi-Naeini A. H., Chan J., Hill J. T., Alegre T. P. M., Krause A. and Painter O. Observation of Quantum Motion of a Nanomechanical Resonator. In: *Phys. Rev. Lett.* 108, 033602 (2012).
14. Okamoto H., Gourgout A., Chang C., Onomitsu K., Mahboob I., Chang E. and H. Yamaguchi. Coherent phonon manipulation in coupled mechanical resonators. In: *Nat. Phys.* 9, 480 (2013).
15. Kira M., Koch S.W. *Semiconductor Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge (2012).
16. Soykal O. O., Ruskov R., Tahan Ch. Sound-Based Analogue of Cavity Quantum Electrodynamics. In: *Silicon, Phys. Rev. Lett.* 107, 235502 (2011).
17. Kabuss J., Carmele A., Brandes T., Knorr A. Optically Driven Quantum Dots as Source of Coherent Cavity Phonons: A Proposal for a Phonon Laser Scheme. In: *Phys. Rev. Lett.* 109, 054301 (2012).
18. Ceban V., Macovei M.A. Phonon statistics in an acoustical resonator coupled to a pumped two-level emitter. *JETP*, 148, vol. 11, 908-913 (2015).
19. Jing H., Ozdemir S. K., Xin-You Lu, Zhang J., Yang L., Nori F. PT-Symmetric Phonon Laser. In: *Phys. Rev. Lett.* 113, 053604 (2014).
20. Kutt W., Albrecht W., Kurz H. Generation of coherent phonons in condensed media. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 28, 2434-2444 (1992).
21. Bartels A., Dekorsy Th., Kurz H. Coherent Zone-Folded Longitudinal Acoustic Phonons. In: *Semiconductor Superlattices: Excitation and Detection, Phys. Rev. Lett.* 82, 1044 (1999).
22. Ezzahri Y., Grauby S., Rampnoux J. M., Michel H., Pernot G., Claeys W., Dilhaire S., Rossignol C., Zeng G., Shakouri A. Coherent phonons in Si/SiGe superlattices, *Phys. Rev. B* 75, 195309 (2007).
23. Okuyama R., Eto M., Brandes T. Lasing and antibunching of optical phonons in semiconductor double quantum dots. In: *New J. Phys.* 15, 083032 (2013).
24. Wang H., Wang Z., Zhang J., Ozdemir S. K., Yang L., Yu-xi Liu. Phonon amplification in two coupled cavities containing one mechanical resonator. In: *Phys. Rev. A* 90, 053814 (2014).
25. Wu H., Heinrich G., Marquardt F. The effect of Landau-Zener dynamics on phonon lasing, *New J. Phys.* 15, 123022 (2013).
26. Bhattacharjee A. B., Brandes T. Phonon laser effect and Dicke-Hepp-Lieb superradiant phase transition in magnetic cantilever coupled to a Bose-Einstein condensate. In: *Can. J. Phys.* 91, 639 (2013).
27. Qian J., Clerk A. A., Hammerer K., Marquardt F. Quantum Signatures of the Optomechanical Instability In: *Phys. Rev. Lett.* 109, 253601 (2012).
28. Figueiredo Roque T., Vidiella-Barranco A. Dissipation-driven squeezed and sub-Poissonian mechanical states in quadratic optomechanical systems, arXiv:1406.1987v3 [quant-ph] (2014).
29. Nation P. D. Nonclassical mechanical states in an optomechanical micromaser analog. In: *Phys. Rev. A* 88, 053828 (2013).

30. Kronwald A., Marquardt F., Clerk A. A. Arbitrarily large steady-state bosonic squeezing via dissipation. In: *Phys. Rev. A* 88, 063833 (2013).

31. Mahboob I., Nishiguchi K., Fujiwara A., Yamaguchi H. Phonon Lasing in an Electromechanical Resonator. In: *Phys. Rev. Lett.* 110, 127202 (2013).

32. Grudinin I. S., Lee H., Painter O., Vahala K. J. Phonon Laser Action in a Tunable Two-Level System. In: *Phys. Rev. Lett.* 104, 083901 (2010).

33. Vahala K., Hermann M., S. Knunz, Batteiger V., Saatho G., Hansch T. W., Udem Th. A phonon laser. In: *Nat. Phys.* 5, 682 (2009).

34. Rocheleau T., Ndukum T., Macklin C., Hertzberg J. B., Clerk A. A., Schwab K. C. Preparation and detection of

a mechanical resonator near the ground state of motion. In: *Nature (London)* 463, 72 (2010).

35. Chan J., Mayer Alegre T. P., Safavi-Naeini A. H., Hill J. T., Krause A., Groblacher S., Aspelmeyer M., Painter O. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state. In: *Nature (London)* 478, 89 (2011).

36. Clauser J. F. Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect, *Phys. Rev. D* 9, 853 (1974).

37. Scully M., Zubairy M. S. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge (1997).

38. Quang T., Knight P. L., Buzek V. Quantum collapses and revivals in an optical cavity. In: *Phys. Rev. A* 44, 6092 (1991).



Ilie Bogdesco. Schiță la balada *Codreanul* de Vasile Alecsandri, 1968