DINAMICA RĂCIRII CUANTICE A UNUI OSCILATOR CUPLAT CU UN ATOM ARTIFICIAL

DOI: 10.5281/zenodo.3631279 CZU: 530.145.6

Doctorandă Alexandra MÎRZAC E-mail: mirzacalexandra71@gmail.com

Institutul de Fizică Aplicată

COOLING DYNAMICS OF A QUANTUM OSCILLATOR COUPLED WITH A THREE-LEVEL -TYPE EMITTER

Summary. paper investigates the cooling effects in a quantum oscillator coupled with the most upper state of a three-level Λ – type system. Due to asymmetrical decay rates and quantum interference leading to the population transfer within relevant dressed states of the emitter's subsystem coupled with the quantum oscillator, we have detected the flexible range of the cooling phenomena based on the quantum oscillator's degree freedom.

Keywords: quantum cooling, Λ – type, three level system.

Rezumat. În acest articol se investighează dinamica cuantică a oscilatorului cuantic cuplat cu starea superioară a sistemului cu trei niveluri de tip A. Datorită asimetriei ratelor de emisie spontană și efectului interferenței cuantice au fost determinate intervalele flexibile de răcire cuantică, ținând cont de gradele de libertate a oscilatorului.

Cuvinte-cheie: răcire cuantică, sistem cu trei niveluri, tip A.

INTRODUCERE

Răcirea cuantică cu ajutorul laserului este unul dintre fenomenele cele mai studiate datorită potențialului enorm de aplicare în micro- și nanotehnologii. Menționăm din capul locului că prin *răcire cuantică* subînțelegem răcirea modului oscilatorului sub limită indusă de termostatul înconjurător.

În prezent, tehnologiile cuantice [1-3] necesită instrumente precise pentru un control deplin al interacțiunii cuantice dintre lumină și materie. De accentuat că fenomenul sus-menționat are loc într-un număr mare de sisteme. În special, sistemele cuantice oferă mecanisme suplimentare de control al răcirii cuantice, ceea ce s-a demonstrat cu succes în sisteme atomice cu un număr mic de nivele energetice [4-6]. Pe de altă parte, diverse sisteme optomecanice sunt intens investigate întrucât sunt extrem de sensibile la perturbații ultra-slabe [7-10]. Astfel, fenomenul răcirii cuantice în aceste sisteme prezintă un interes fundamental [11-13].

Totodată, sistemele atomice artificiale, cum ar fi punctele cuantice, sunt un exemplu relevant de aplicații moderne, precum răcirea cuantică prin intermediul laserului, manipularea momentului dipola și al frecvențelor de tranziție etc. Răcirea cuantică prin intermediul laserului a unui rezonator nanomecanic care are încorporat un punct cuantic a fost demonstrată, datorită interferenței cuantice, în lucrările [14-16]. Mai mult: dispozitivele optoelectronice, constituite din atomi artificiali cu dipol permanent, pot genera câmp electromagnetic în domeniul frecvențelor terahertz [17; 18].

Undele terahertz stau la baza funcționării dispozitivelor hipersensibile, a spectroscopiei si telecomunicației. Aceste unde constituie subiectul cercetărilor fundamentale și tehnologice care implică domeniul fizicii stării solide, biomedicinii și astrofizicii. Materialele precum textilele, masele plastice, straturile subțiri și țesuturile biologice sunt transparente la iradiere cu undele terahertz. Prin urmare, undele terahertz reprezintă un instrument de imagistică și caracterizare non-invazivă, nedistructivă, care ar putea fi pe larg utilizate în sistemele de securitate ale aeroporturilor, punctelor de trecere vamale și de control al calității materialelor fabricate. Pentru a valorifica pe scară largă potențialul undelor terahertz, sunt necesare dispozitive compacte, cu parametri de funcționare ajustabili.

Din acest punct de vedere, în articolul dat investigăm un sistem cu trei niveluri de tip Λ pompat laser, a cărui stare superioară este cuplată cu un oscilator cuantic descris de un singur mod al câmpului bosonic cuantificat. Mai exact, în calitate de oscilator cuantic poate servi un mod vibrațional al unui rezonator nanomecanic care conține un emițător cu trei niveluri sau, respectiv, un mod al cavității câmpului electromagnetic cu frecvențele fundamentale în domeniul terahertz, când starea cea mai energetică a sistemului cu trei niveluri este încorporată în cavitate și are un dipol permanent [19; 20].

Frecvența oscilatorului cuantic este semnificativ mai mică decât toate celelalte frecvențe implicate în modelul dat, fiind de ordinul frecvenței generalizate Rabi care caracterizează gubitul cu trei niveluri pompate laser. Efectuând transformarea sistemului în stare "îmbrăcată", au fost identificate două condiții de rezonantă care determină dinamica cuantică a oscilatorului, și anume atunci când frecvența oscilatorului cuantic este aproape de frecvența Rabi dublu generalizată sau doar de frecvența Rabi generalizată, respectiv. În mod corespunzător, considerăm aceste două cazuri separate și am determinat regimul de răcire în ambele situații pentru modul câmpului oscilatorului cuantic și pentru rate de emisii spontane asimetrice, corespunzătoare fiecărui nivel al qubitului cu trei niveluri. Mecanismele responsabile pentru fenomenul de răcire sunt complet diferite pentru cele două cazuri. În cazul în care frecvența dublă generalizată Rabi este aproape de cea a oscilatorului, acest model este similar unui sistem cu două nivele ce interacționează cu o modă a câmpului cuantic în care emisia spontană pompează ambele niveluri. Pe de altă parte, dacă frecvența oscilatorului se apropie de rezonanta cu frecventa generalizată Rabi, atunci modelul studiat funcționează ca un sistem echidistant cu trei niveluri, în care oscilatorul cuantic cu un singur mod interacționează cu ambele tranziții ale qubitului.

Cea din urmă situație include procese singulare sau binare cuantice, însoțite de efecte de interferență cuantică între stările îmbrăcate implicate, generând regimuri de răcire cuantică laser mai profunde. În cazul în care modelul conține un mod al cavității electromagnetice care descrie oscilatorul cuantic, frecvența sa poate fi în domeniul terahertz și, astfel, demonstrăm funcționarea unei surse eficiente de câmp electromagnetic coerent cu asemenea fotoni.

MODELUL PROBLEMEI

Hamiltonianul care descrie oscilatorul cuantic cu frecvența ω cuplat cu un sistem cu trei niveluri de tip Λ , pompat cu laser, în aproximația undei rotative la frecvența medie este: $\omega_{12} + \omega_{13}$

$$H = \sum_{k} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega_{23}}{2} (S_{22} - S_{33}) + \hbar \omega b^{\dagger} b + \\ + \hbar g S_{11} (b + b^{\dagger}) - \hbar \sum_{\alpha \in \{2,3\}} \Omega_{\alpha} (S_{1\alpha} + S_{\alpha 1}),$$
(1)

Presupunem că sursă de câmp electromagnetic de pompare este un laser de frecvență $\omega_{\rm L}$ care pompează ambele brațe ale emițătorului sau, respectiv, avem

două câmpuri lasere $\{\omega_{Ll}, \omega_{L2}\}$, fiecare iradiază separat cele două tranziții ale sistemului de tip A, având dipoli de tranziție ortogonali. Suplimentar, noi considerăm că frecvențele laser sunt $\omega_{L1} = \omega_{L2} / \frac{\omega_{12} + \omega_{13}}{2}$. Aici $\omega_{\alpha,\beta}$ sunt frecvențele de tranziție dintre niveluri $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$ ale sistemului, $\{\alpha, \beta \in 1, 2, 3\}$. Termenii care constituie Hamiltonianul au următoarea semnificație: primul și al doilea termen descriu energiile libere ale oscilatorului cuantic și ale subsistemului atomic, respectiv, în timp ce al treilea termen descrie interacțiunea dintre oscilatorul cuantic și susbsistemul atomic prin nivelul cel mai energetic, iar g este constanta de cuplare dintre acestea. Ultimul termen reprezintă interacțiunea atom-laser, iar $\{\Omega_1, \Omega_2\}$ sunt frecvențele Rabi corespunzătoare asociate tranzițiilor respective. De menționat, că în cazul în care nivelul cel mai energetic din modelul investigat conține un dipol permanent, atunci sursele de lumină coerentă externă de asemenea interacționează cu acesta. Însă unii termenii din Hamiltonian (1) conțin exponente, deci sunt rapid oscilanți și vor fi neglijați în continuare. Utilizând aproximațiile Born-Markov, întreaga dinamică cuantică a acestui model complex poate fi modelată prin următoarea ecuație master: $\dot{\rho} + \frac{i}{\hbar}[H,\rho] =$

$$-\sum_{\alpha\in\{2,3\}}\gamma_{\alpha}[S_{1\alpha},S_{\alpha 1}\rho]-\gamma[S_{23},S_{32}\rho]-$$

$$-\kappa(1+\bar{n})[b^+,b\rho] - \kappa\bar{n}[b^+,b\rho] + H.C$$
⁽²⁾

Partea dreaptă a ecuației (2) descrie amortizarea emițătorului datorită emisiei spontane, precum și efectele de amortizare ale oscilatorului cuantic cu,

$$\overline{n} = 1 / \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

fiind numărul cuantic mediu al oscilatorului la temperatura *T*. Aici k_{B} este constanta Boltzmann, *k* este rata pierderilor cuantice, iar γ sunt ratele emisiei spontane ale qubitului cu trei niveluri. În final, operatorii qubitului cu trei niveluri, $S_{\alpha,\beta} = |\alpha\rangle\langle\beta|$ verifică relațiile de comutare $[S_{\alpha,\beta}, S_{\alpha',\beta'}] = \delta_{\beta\beta'} S_{\alpha'\alpha} - \delta_{\alpha\alpha'} S_{\beta'\beta'}$ iar oscilatorii cuantici verifică următoarele relații de comutare: $[\mathbf{b},\mathbf{b}^+] = 1$ și $[\mathbf{b},\mathbf{b}] = [\mathbf{b}^+,\mathbf{b}^+] = 0$, respectiv.

3. REZULTATE ȘI CONCLUZII

Ecuațiile de mișcare pentru sistemul studiat au fost calculate pentru două cazuri de rezonanță distincte: (I) $2\Omega = \omega$ și (II) $\Omega = \omega$, aici

 $\Omega = \sqrt{2\Omega_0^2 + (\omega_{23}/2)^2}$ este frecvența generalizată Rabi calculată după redefinirea Hamiltonianului (1) în baza stărilor îmbrăcate, iar $\Omega_2 = \Omega_3 \equiv \Omega_0$. În continuare prezentăm unele rezultate, cele mai relevante din punctul nostru de vedere, care reflectă cel mai elocvent impactul acestui studiu asupra fenomenului răcirii cuantice. Figura 1 reprezintă răcirea sistemului pentru cazul (II), care are loc când $\frac{\gamma_2}{\gamma_3} \ll 1$, ceea ce duce la procesul de absorbție a cuantelor vibraționale. Precizăm că γ_2 și γ_3 sunt ratele de emisie spontană ale tranzițiilor $|1 \rightarrow |2\rangle$ și $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Procesul dat este însoțit ulterior de eliberarea energiei absorbite prin efectele emisiei spontane. Suplimentar, am demonstrat că minimul numărului mediu cuantic este urmat de creșterea funcției de corelare fonon-fonon.



Figura 1. Numărul mediu cuantic al oscilatorului cuantic $\frac{\langle b^{\dagger}b\rangle}{\bar{n}} \text{ în funcție de } \omega_{23}/2\Omega_0 \text{ pentru cazul (II) cu } \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \ll 1.$ Aici $\frac{g}{\gamma_2} = 4, \frac{\gamma_3}{\gamma_2} = 0, 1, \frac{\gamma}{\gamma_2} = 0, \frac{\kappa}{\gamma_2} = 10^{-3}, \frac{\omega}{\gamma_2} =$ $= 0, \frac{\Omega}{\gamma_2} = 20 \text{ şi } \bar{n} = 10.$

Ambele cazuri (I) și (II) demonstrează fenomenul de răcire cuantică laser, însă în principiu mecanismele care determină aceste efecte sunt diferite. Dacă $y_2 \neq y_3$ și y = 0, atunci în cazul (I) sistemul este similar cu un sistem consituit din două niveluri – $\{|\Psi_{\gamma}\rangle, |\Psi_{\gamma}\rangle\}$ cu frecvența 2Ω , interacționând cu oscilatorul cuantic de frecvența ω , cu $2\Omega \approx \Omega$. În cazul (II) de rezonanță sistemul studiat este similar cu un sistem echidistant de trei niveluri $|\Psi_{2}\rangle \leftrightarrow |\Psi_{1}\rangle \leftrightarrow |\Psi_{3}\rangle$, unde fiecare tranziție de frecvența Ω interacționează și cu oscilatorul cuantic care posedă frecvența fundamentală ω , iar $\Omega \approx \omega$. În acest caz, tranzițiile pot avea loc prin intermediul proceselor uni-cuantice ale oscilatorului în stările îmbrăcate $|\Psi_{2}\rangle \leftrightarrow |\Psi_{1}\rangle \leftrightarrow |\Psi_{3}\rangle$, precum și între stările îmbrăcate $|\Psi_{2}\rangle \leftrightarrow |\Psi_{3}\rangle$ prin intermediul proceselor bi-vibronice. Astfel, apar fenomene de interferență cuantică între aceste două procese, care explică deosebirea esențială între cazurile (I) și (II). În final, s-a observat că nu există efecte de răcire pentru ambele cazuri descrise aici, (I) sau (II), dacă $\gamma_2 = \gamma_3$ în timp ce $\gamma = 0$. Cu toate acestea, fenomenul va apărea la creșterea valorii γ , păstrând concomitent $\gamma_2 = \gamma_3$.

Concluzii. Am investigat un sistem cu trei niveluri de tip Λ pompat laser, starea mai energetică a căruia este cuplată cu un oscilator cuantic caracterizat printr-un singur mod bosonic. Efectele de pompare laser și disipare cuantice au fost luate corespunzător în considerare. Am identificat două situații distincte care duc la răcirea cuantică a oscilatorului și am descris principiile lor de funcționare. În special, am demonstrat că interacțiunea care implică procesele cuantice uni-vibronice și bi-vibronice, însoțite de efecte de interferență cuantică între stările îmbrăcate, sunt responsabile de efecte de răcire. Acest fapt conduce și la influențe reciproce între dinamica cuantică a oscilatorului și a emițătorului cu trei niveluri [20].

BIBLIOGRAFIE

1. Awschalom D. D., Hanson R., Wrachtrup J., Zhou B. B. Quantum technologies with optically interfaced solid-state spins. In: Nature Photonics, no. 12, 2018, p. 516-527.

2. Morigi G., Eschner J., Keitel C. H. Ground state laser cooling using electromagnetically induced transparency. In: Phys. Rev. Lett., no. 85, 2000, p. 4458-4461.

3. Roos C. F., D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, R. Blatt. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency. In: Phys. Rev. Lett. 85, 2000, p. 5547-5550.

4. Evers J., and Keitel C. H. Double-EIT ground-state laser cooling without blue-sideband heating. In: Europhys. Lett. 68, 2004, p. 370-376.

5. Cerrillo J., Retzker A., Plenio M. B. Fast and robust laser cooling of trapped systems. In: Phys. Rev. Lett. 104, 2010, p. 043003-043007.

6. Wilson-Rae I., Zoller P., Imamoglu A. Laser cooling of a nanomechanical resonator mode to its quantum ground state. In: Phys. Rev. Lett. 92, 2004, p. 075507-075511.

7. Xia K., Evers J., Ground state cooling of a nanomechanical resonator in the nonresolved regime via quantum interference. In: Phys. Rev. Lett. 103, 2009, p. 227203-227207.

8. Schäfermeier C., Kerdoncuff H., Hoff U. B., Fu H., Huck A., Bilek J., Harris G. I., Bowen, T. Gehring W. P., Andersen U. L. Quantum enhanced feedback cooling of a mechanical oscillator using nonclassical light. In: Nature Communications, no. 7, 2016, p. 13628-13634.

9. Kibis O. V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., and Hoffmann A. Matter coupling to strong electromagnetic fields in two-level quantum systems with broken inversion symmetry. In: Phys. Rev. Lett., no. 102, 2009, p. 023601-023605.

10. Oster F., Keitel C. H., Macovei M. Generation of correlated photon pairs in different frequency ranges. In: Phys. Rew. A., no. 85, 2012, p. 063814-063819.

11. Miri M., Zamani F., Alipoor H. Two tunneling-coupled two-level systems with broken inversion symmetry: tuning the terahertz emission. In: Jr. Opt. Soc. Am. B, no. 33, 2016, 1873-1880.

12. Chestnov I. Yu., Shahnazaryan V. A., Alodjants A. P., Shelykh I. A. Terahertz lasing in ensemble of asymmetric quantum dots. In: ACS Photonics, no. 4(11), 2017, p. 2726-2737.

13. Macovei M., Mishra M., Keitel C. H. Population inversion in two-level systems possessing permanent dipoles. In: Phys. Rev. A., no. 92, 2015, p. 013846-1-013846-5.

14. Serapiglia G. B., Paspalakis E., Sirtori C., Vodopyanov K. L., Phillips C. C. Laser-induced quantum coherence in a semiconductor quantum well. In: Phys. Rev. Lett., no. 84, 2000, p. 1019- 1022.

15. Ceban V. Phase-dependent quantum interferences with three-level artificial atoms. In: Romanian Journal of Physics, no. 62, 2017, p. 207-1-207-8.

16. Lau H.-K., Plenio M. B. Laser cooling of a high-temperature oscillator by a three-level system. In: Phys. Rev. B., no. 94, 2016, p. 054305-054315.

17. Kryuchkyan G. Yu., Shahnazaryan V., Kibis O. V., Shelykh I. A. Resonance fluorescence from an asymmetric quantum dot dressed by a bichromatic electromagnetic field. In: Phys. Rev. A, no. 95, 2017, p. 013834-013841.

18. Anton M. A., Maede-Razavi S., Carreno F., Thanopulos I., Paspalakis E. Optical and microwave control of resonance fluorescence and squeezing spectra in a polar molecule. In: Phys. Rev. A, no. 96, 2017, p. 063812-063828.

19. Mirzac A., Macovei M. A. Steady-state behaviors of a quantum oscillator coupled with a three-level emitter. In: Proceedings of 4th International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering, 2020, p. 677-680.

20. Mirzac A., Macovei M. A. Dynamics of a quantum oscillator coupled with a three-level Λ - type emitter. In: J. Opt. Soc. Am. B, no. 36, 2019, p. 2473-2480.



Eudochia Robu. Cireșul copilăriei, 2017, 700 × 620 mm