

# DETECTAREA STĂRILOR BICUANTICE DINTR-O CAVITATE SURDĂ PRIN METODA IONIZĂRII STĂRILOR ATOMICE, UTILIZATĂ ÎN MICROMASER

<https://doi.org/10.52673/18570461.21.1-60.03>  
CZU: 535.14:530.182+538.9+539.1

Doctor în științe fizico-matematice **Marina ȚURCAN**

E-mail: [tmaryna@yahoo.com](mailto:tmaryna@yahoo.com)

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4514-8813>

Institutul de Fizică Aplicată

## THE DETECTION OF BIMODE STATES FROM DEAF CAVITY THROUGH IONIZATION METHOD OF THE ATOMIC STATES

**Summary.** The equations of motion for the Raman and hyper-Raman conversion effect of atomic polarization are presented. At the same time, an experimental scheme previously used in the micromaser is proposed, which allows the determination of the number of atoms in the excited or in the ground state using the ionization method from the deaf cavity. Therefore, a method is proposed to link the number of atoms that have passed in the basic state of the induced-cooperative process of Stokes-type photon transformation in anti-Stokes (AS) photons in the case of Raman emission (RE) (following the micromaser model) or the transformation of photon pairs in the case of hyper-Raman emission (HRE).

**Keywords:** two-level atoms, the Raman process, hyper-Raman.

**Rezumat.** Sunt prezentate ecuațiile de mișcare pentru efectul de conversie Raman și hyper-Raman al polarizării atomice. Totodată, se propune o schemă experimentală utilizată anterior în micromaser, care permite determinarea numărului de atomi în stare excitată ori în stare de bază dintr-o cavitate surdă cu ajutorul metodei de ionizare. Drept urmare, este prezentată o metodă de legătură dintre numărul de atomi ce au trecut în starea de bază la procesul indus-cooperativ de transformare a fotonilor de tip Stokes în fotoni de tip anti-Stokes (AS) în cazul emisiei Raman (ER) (urmând modelul micromaser) sau transformarea perechilor de fotoni în cazul emisiei hyper-Raman (EHR).

**Cuvinte-cheie:** atomi cu două niveluri, procesul Raman, hyper-Raman.

## ANALIZA PROBLEMEI

Să considerăm un flux de atomi cu două niveluri care traversează o cavitate. Cercetăm cazul când starea virtuală a atomului este situată mai sus de nivelul excitat  $|e\rangle$  sau între nivelul de bază  $|g\rangle$  și cel excitat, așa cum se propune experimental [1] în modelul micromaserului bifotonic [2-5]. Având în vedere că modurile de cavitate nu sunt în rezonanță cu tranziția prin starea intermediară, Hamiltonianul (H) de interacțiune în procesul Raman (R) și procesul hyper-Raman (HR), care ia în considerare operatorii pentru modurile Stokes (S) și anti-Stokes (AS), este

$$\hat{H}_I = i \sum_{j=1}^N G \left\{ \hat{R}_j^- \hat{V}^+ - \hat{V}^- \hat{R}_j^+ \right\} \quad (1)$$

Se vor lua în considerare atât procesul R, cât și procesul HR simultan [6-8]. În loc de operatorii-V putem introduce, în cazul procesului R (figura 1A și 1B), următorii operatori  $\hat{V}^+ = \hat{J}^+ = \hat{b}^+ \hat{a}^+$ ;  $\hat{V}^- = \hat{J}^- = \hat{b}^+ \hat{a}^-$ ;  $\hat{J}_z = (\hat{a}^+ \hat{a}^- - \hat{b}^+ \hat{b}^-) / 2$ . Pe când în cazul procesului HR putem introduce noii operatori-V pentru modurile S și AS

$$\hat{V}^+ = (\hat{J}^+)^2 = \hat{b}^2 \hat{a}^{+2}; \quad \hat{V}^- = (\hat{J}^-)^2 = \hat{b}^{-2} \hat{a}^{-2};$$

$$\hat{J}_z = (\hat{a}^+ \hat{a}^- - \hat{b}^+ \hat{b}^-) / 2$$

[9], a căror tranziție este reprezentată în figura 1A.  $\hat{J}_z = (\hat{a}^+ \hat{a}^- - \hat{b}^+ \hat{b}^-) / 2$  reprezintă conversia dintre fotonii S și AS.

Aici  $\hat{b}^2$  reprezintă operatorul Stokes (S), iar  $\hat{a}^{+2}$  – operatorul anti-Stokes (AS), care descriu, respectiv, absorbția simultană și emisiile de perechi de fotoni [10]. H de interacțiune conține operatorii de ridicare  $\hat{R}_j^+(t)$  și de coborâre  $\hat{R}_j^-(t)$  a atomului  $J$  conform reprezentării din figura 1A [11; 12]. Operatorii noi introduși permit a folosi același H liber pentru câmpul de cavitate și fluxul de atomi:

$$\hat{H}_0 = \hbar \omega_0 \sum_{j=1}^N \hat{R}_j^z + \hbar \omega \hat{J}_z \quad (2)$$

Aici  $\omega = \omega_a - \omega_b$ ;  $\hat{R}_j^z$  este operatorul inversiei atomice și  $\hat{J}_z$  – operatorul de conversie dintre fotonii S și AS. Simetria câmpului generat de cele două moduri de cavitate în spațiul fazelor noilor operatori este  $\hat{J}_x = (\hat{J}^+ + \hat{J}^-) / 2$ ,  $\hat{J}_y = (\hat{J}^+ - \hat{J}^-) / 2i$  și  $\hat{J}_z$ .

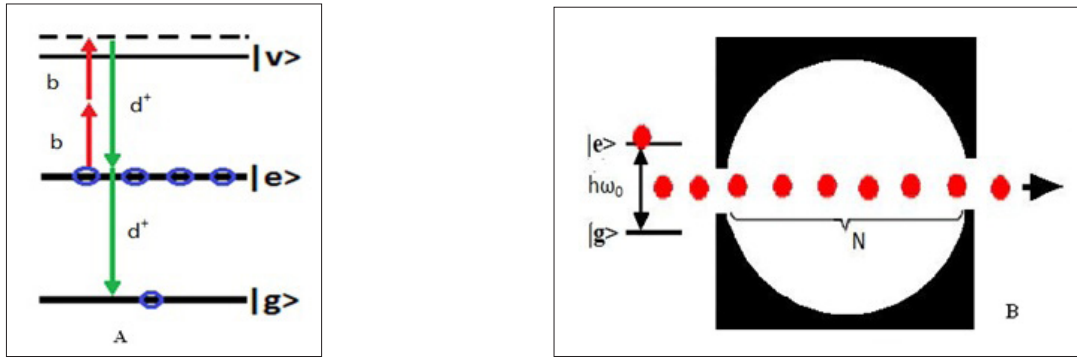


Figura 1. A. Procesul hyper-Raman și schema lui energetică; B. Pompajul atomic al procesului de împrăștiere cu transformarea a  $n_{ph}$  fotoni Stokes în  $n_{ph}$  fotoni anti-Stokes [9].

Legea de conservare a acestor operatori  $\hat{J}^2 = \hat{J}_z^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_x^2$  este similară cu modelul Dicke de superradianță [13; 14]. Diferența dintre starea excitată și cea de bază pentru procesele R și HR este reprezentată prin frecvențele de emisie și de absorbție a fotonilor în felul următor:  $\omega_d - \omega_b = \omega_0$  pentru procesul R și  $2\omega_d - 2\omega_b = \omega_0$  pentru procesul HR.

**INFORMAȚIA PRIVIND CONVERSIA FOTONILOR**

Atunci când fluxul de atomi intră în stare excitată în cavitate o și părăsește, astfel că o bună parte dintre atomi (10 %-20 %) trec în starea de bază. Acești atomi în stare de bază care ies din cavitate poartă amprenta procesului cooperativ de conversie dintre fotonii S și AS. Dacă cercetăm densitatea lor liniară în timp, putem găsi legătura dintre ei și conversia fonică de cavitate. Urmând modelul micromaser [3; 6; 15], propunem o metodă de legătură între numărul de atomi din starea de bază ce au trecut în procesul indus bicuantic din rezonator și cinetica acestui proces.

Numărul respectiv de atomi poate fi determinat prin metoda ionizării stării de bază și a stării excitate utilizate în experimentele din [6]. Conform acestui experiment, numărul de atomi, în stare excitată ori în stare de bază, poate fi determinat prin metoda ionizării atomilor Rydberg la frecvența  $\omega_{ig}$  și  $\omega_{ie}$  (figura 2).

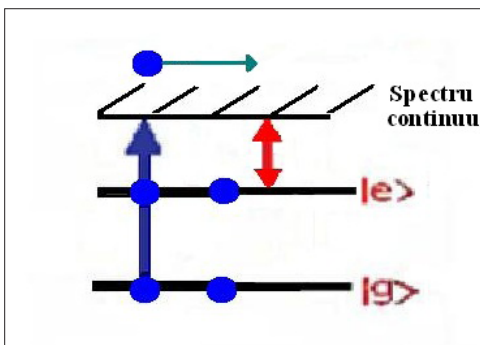


Figura 2. Metoda experimentală de ionizare maser și detectarea atomilor [6].

Atomul cu două niveluri [16] care interacționează cu modul de cavitate este unul dintre cele mai simple sisteme în mecanica cuantică. Factorul de calitate Q înalt de ordinal  $3 \cdot 10^{10}$  corespunde duratei mijlocii de viață a fotonului în cavitate de ordinul 0,2 s. În conformitate cu teoria propusă în această lucrare, durata de viață a fotonului în cavitate este mult mai mare decât timpul de interacțiune a atomului cu câmpul maser, el fiind de ordinul 30–130  $\mu s$  pentru unda atomică termalizată [17; 6].

Ecuțiile de mișcare pentru efectul de conversie R și HR al polarizării atomice ce străbat cavitatea sunt următoarele:

A. Pentru cazul Raman

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{R}_j^+(t)}{dt} &= (i\omega_0 - \gamma_{\perp})\hat{R}_j^+(t) + \frac{2}{\hbar}G(k_a, k_b)\hat{R}_z^j(t)\hat{J}^+(t); \\ \frac{d\hat{R}_j^-(t)}{dt} &= -(i\omega_0 + \gamma_{\perp})\hat{R}_j^-(t) + \frac{2}{\hbar}G(k_a, k_b)\hat{J}^-(t)\hat{R}_z^j(t). \end{aligned} \tag{3}$$

B. Pentru cazul hyper-Raman

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{R}_j^+(t)}{dt} &= (i\omega_0 - \gamma_{\perp})\hat{R}_j^+(t) + \frac{2}{\hbar}q\hat{R}_z^j(t)[\hat{J}^+(t)]^2; \\ \frac{d\hat{R}_j^-(t)}{dt} &= -(i\omega_0 + \gamma_{\perp})\hat{R}_j^-(t) + \frac{2}{\hbar}q[\hat{J}^-(t)]^2\hat{R}_z^j(t). \end{aligned} \tag{4}$$

Aceste ecuații iau în considerare trecerea atomilor din starea excitată în starea de bază în procesele R și HR. Să cercetăm cazul când timpul de viață al atomului în cavitate este mai mic decât timpul de conversie a fotonilor de tip S în fotoni de tip AS. În primul proces R, în urma trecerii unui atom din starea excitată în cea de bază este anihilat un foton S și generat altul AS. În procesul HR acest efect are loc în perechi, adică sunt absorbiți doi fotoni S și emanați alți doi de tip AS. Cu toate că numărul atomilor care trec în starea de bază este mult mai mic decât numărul total de atomi în starea excitată, putem introduce noțiunea de număr de atomi ce au părăsit cavitatea în starea de bază. Acest

număr de atomi este:

$$N_g = \sum_{j=1}^N N_{g_j} = \sum_{j=1}^N \langle \hat{R}_j^- \hat{R}_j^+ \rangle.$$

Anume radiatorii respectivi poartă informația despre conversia fotonilor de tip S în fotoni de tip AS. Cu alte cuvinte, orice atom detectat în starea de bază denotă faptul că un foton S a fost transformat în foton AS în cavitatea absolut surdă (coeficientul de reflexie fiind  $r = 1$ ). Adică, dacă putem detecta acești atomi în starea de bază, primim informația despre procesul de conversie și realizarea stărilor coerente din cavitate (figura 3). Cu toate că numărul de atomi în starea de bază este foarte mic comparativ cu numărul în starea excitată, detectarea lui este direct legată de intensitatea câmpului bimodal  $\langle \hat{J}^- \hat{J}^+ \rangle$ .

Înmulțind prima ecuație pentru (4) cu  $\hat{R}_j^-$  din stânga și a doua ecuație a sistemului (4) cu  $\hat{R}_j^+$  din dreapta obținem următoarea ecuație pentru rata de emisie a atomilor în starea de bază:

$$\frac{d\langle N_g \rangle}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \sum_{j=1}^N \langle N_{g_j} \rangle \right) = \frac{d}{dt} \sum_{j=1}^N \langle \hat{R}_j^- \hat{R}_j^+ \rangle, \quad (5)$$

ce leagă numărul de atomi cu intensitatea câmpului bimodal. Dacă ținem cont de ecuațiile (3) pentru operatorii atomici, obținem rata de emisie a atomilor din starea excitată în starea de bază în cazul ER:

$$\frac{dN_g}{dt} = -2\gamma_{\perp} N_g + \frac{G}{\hbar} \sum_{j=1}^N \left\{ \langle \hat{R}_j^- \hat{J}^+ \rangle + \langle \hat{J}^- \hat{R}_j^+ \rangle \right\}, \quad (6)$$

unde primul termen  $\gamma_{\perp} N_g$  în ecuația (6) reprezintă pierderea atomilor din zona rezonatorului, pe când al doilea termen  $\frac{G}{\hbar} \sum_{j=1}^N \left\{ \langle \hat{R}_j^- \hat{J}^+ \rangle + \langle \hat{J}^- \hat{R}_j^+ \rangle \right\}$  reprezintă numărul de atomi care vin din cavitate în zona de ionizare. Însă, pentru cazul EHR obținem aceeași ecuație doar ținând cont de ecuațiile (4) :

$$\frac{dN_g}{dt} = -2\gamma_{\perp} N_g + \frac{q}{\hbar} \sum_{j=1}^N \left\{ \langle \hat{R}_j^- (\hat{J}^+)^2 \rangle + \langle (\hat{J}^-)^2 \hat{R}_j^+ \rangle \right\}. \quad (7)$$

Observăm că partea dreaptă a ecuației pentru  $N_g$  se aseamănă cu ecuația generalizată pentru operatorul câmpului  $O(t)$  atunci când în loc de  $O(t)$  utilizăm  $\hat{J}_z$ . Pentru a găsi legătura dintre această conversie  $\hat{J}_z$  și numărul de atomi în starea de bază, introducem în partea dreaptă a ecuației (6) expresiile pentru  $\hat{R}_j^+$  și  $\hat{R}_j^-$ .

Să introducem noțiunea de număr mediu de atomi în starea de bază pe o unitate de lungime, definită ca numărul de atomi din zona de ionizare în starea de bază  $|g\rangle$  împărțită la lungimea acestei zone  $L$ , numită concentrația  $n = N_g/L$ .

În cazul staționar observăm următoarea relație între conversia fotonilor și numărul de atomi în starea de bază:

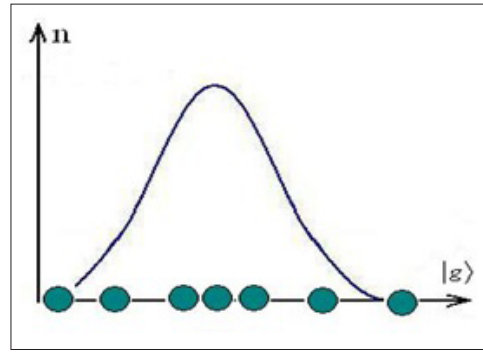


Figura 3. Dependenta numărului mediu de atomi în starea de bază pe o unitate de lungime.

$$2\gamma N_g = \frac{dJ_z}{dt},$$

unde

$$\frac{dJ_z}{dt} = \frac{G}{\hbar} \sum_{j=1}^N \left\{ \langle \hat{R}_j^- \hat{V}^+ \rangle + \langle \hat{V}^- \hat{R}_j^+ \rangle \right\}. \quad (8)$$

Dacă cunoaștem densitatea liniară din zona de ionizare, putem determina rata de conversie din rezonatorul cu factorul de calitate înalt. Se poate obține expresia pentru populația liniară a atomilor (figura 3) de-a lungul axelor de fascicul

$$\langle n(t) \rangle = \frac{1}{2\gamma L} * \frac{d\langle \hat{J}_z(t) \rangle}{dt}; \quad \langle n(t) \rangle = \frac{\langle N_g(t) \rangle}{L}, \quad (9)$$

considerând cazul când durata de viață a atomului în cavitate este mai mică decât rata de emisie. Dacă se cunoaște popularea atomilor pe starea de bază, poate fi determinat numărul mediu al fotonilor generați în câmpurile AS și S. Astfel, proprietățile cuantice ale conversiei fotonilor pot fi identificate cu ajutorul corelațiilor dintre atomii ce au trecut în starea de bază. De exemplu, pe o unitate de lungime 10 atomi în starea de bază din 100 excitați pot fi distribuiți în diferite moduri: 1) peste fiecare 9 atomi un atom este în starea de bază; 2) peste fiecare 19 atomi 2 atomi sunt în starea de bază etc. Mai mult decât atât, când zicem că din  $N$  atomi 10 % au trecut în starea de bază, aceasta nu înseamnă că numărând 100 de atomi 10 dintre ei vor fi în starea de bază. Că numărul 10 poartă un caracter static nu înseamnă că măsurând starea a 100 de atomi care au trecut prin cavitate nu putem obține rezultate diferite, a căror medie ne dau 10 % din total, adică 10 din 100 de atomi. Făcând o măsurătoare, putem obține 9 atomi, altădată 11 atomi, dar prevalează de fapt 10 atomi. Cu alte cuvinte, cercetând această statistică de trecere în starea de bază, putem găsi legătura dintre fluctuațiile numărului de atomi  $\langle n(t)^2 \rangle - \langle n(t) \rangle^2 = \delta^2$  și fluctuațiile cuantice absolute ale câmpului  $\Delta_a^2 = G_2^{(a)}(t) - [G_1^{(a)}(t)]^2$ .

**UTILIZAREA STĂRILOR COERENTE BICUANTICE ÎN TRANSMITEREA INFORMAȚIEI**

Metoda de ionizare Walter [6] (figura 4) detectează stările atomului, spre deosebire de schema de măsurare a fluctuațiilor cuantice ale numărului de fotoni propusă de Hanbury-Brown-Twiss (HBT). Această schemă HBT, înmulțind semnalele de la două detectoare cuantice, poate măsura fluctuațiile numărului de fotoni din modul S sau AS. Noi propunem o nouă metodă de identificare a stărilor coerente bimodale dintre modul S și AS. Rolul intensității CEM pentru ambele câmpuri S și AS la detector poate fi considerat ca un câmp clasic:  $\Pi(t) = \Pi_0(t) \cos[\tilde{\omega}t - (k_a - k_s)z + \varphi_0]$ . Aici amplitudinea este produsul mediat a doi operatori de câmp S și AS  $\hat{J}^+ = \hat{a}b^+$ , astfel că  $\Pi_0(t) = g_S g_A \langle \hat{J}^+ \rangle$ . Faza  $\varphi = \tilde{\omega}t - (k_a - k_s)z + \varphi_0$  descrie o comportare colectivă a fotonilor din câmpurile S și AS, definită ca produs de intensități de câmp pozitiv și negativ  $\Pi(t) = \langle E_s^{(+)}(z,t)E_a^{(-)}(z,t) \rangle + H.c.$  În această definiție amplitudinea și faza câmpului bimodal are aceleași proprietăți ca și amplitudinea câmpului laser coerent, în limitele cvasiclasice. Putem descrie procesul de coerentizare a acestor câmpuri în urma absorbției și emisiei colective cu ajutorul stărilor  $|\alpha\rangle = \exp\{\alpha J^+\} | -j, j \rangle \{1 + |\alpha|^2\}^{-j}$ , coerente pentru aceste două stări bosonice AS și S. În aproximarea dată poate fi utilizată modularea acestui pătrat de amplitudine pentru transmiterea informației. În această lucrare oferim o schemă nouă pentru comunicarea cuantică, în care, pe de o parte, se utilizează faza și amplitudinea câmpului bimodal, iar, pe de altă parte, dispersia lor după frecvența câmpurilor S și AS.

Această metodă nouă pentru comunicarea cuantică ia în considerare coerența comună a fotonilor din modul S și cel AS și aplicarea efectului respectiv în comunicarea cuantică. La început, metoda în cauză nu pare a fi esențial diferită în comparație cu starea coerență clasică a procesării informației, dar dacă vom transmite aceste informații în medii dispersive (figura 5),

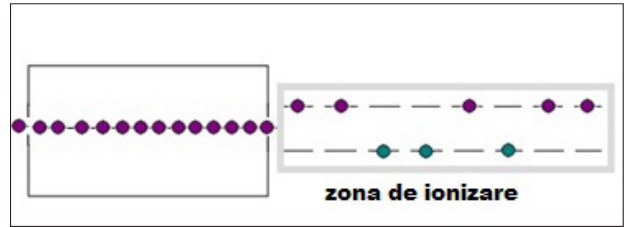


Figura 4. Zona de ionizare [6].

care separă fotonii AS și S din câmpurile încurcate (entanglement), informația este drastic distrusă, deoarece  $\langle \hat{b}^+ \rangle$  și  $\langle \hat{a} \rangle$  iau valori nule. Posibilitatea de restaurare a informației cu privire la pătratul amplitudinii  $\Pi_0(t)$  este o problemă necesară din punctul de vedere al criptografiei cuantice, deoarece ea pune problema restaurării semnalului coerent bimodal din multitudinea stărilor de particule coerente formate din blocuri de fotoni S și AS (figura 5). Efectele de împrăștiere au dovedit o tendință de stabilizare a procesului de generare în laser. Soluțiile staționare și nestaționare ale EM care au fost identificate dovedesc acest fapt. Dacă am deschide un astfel de rezonator, la sigur că am putea utiliza acest flux de fotoni coerentizați după faza comună reprezentată mai sus în prelucrarea și transmiterea informației.

**CONCLUZII**

În această lucrare este prezentată ecuația cu care poate fi calculată rata de emisie a atomilor în starea de bază. De asemenea, este propusă o expresie de legătură între fluctuațiile numărului de atomi din starea de bază detectată la ionizare în timpul T și fluctuațiile bimodale ale câmpurilor S și AS. Urmând modelul micromaser este propusă o metodă de legătură dintre numărul de atomi ce au trecut în starea de bază la procesul indus-cooperativ de transformare a fotonilor S în fotoni AS în cazul ER sau a perechilor de fotoni în cazul EHR dintr-o cavitate surdă. Este prezentată schema experimentală pentru detectarea fenomenului cooperativ de coerentizare a modului S și AS, care permite a determina numărul de atomi în starea excitată

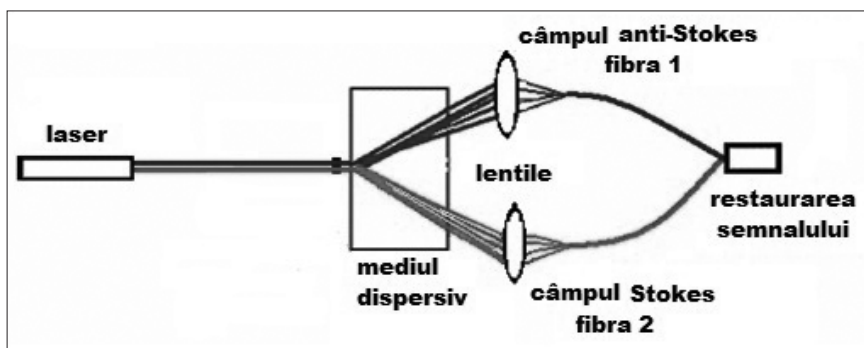


Figura 5. Posibilitatea de restaurare a informației cu privire la pătratul amplitudinii  $\Pi_0(t)$ .



ori în starea de bază cu ajutorul metodei de ionizare, aceasta fiind utilizată anterior în micromaser. Este propusă o noțiune de densitate liniară a atomilor ce părăsesc cavitatea în starea de bază. Cunoscând densitatea liniară din zona de ionizare, putem determina rata de conversie din rezonatorul cu factorul de calitate înalt. S-a demonstrat că rata de conversie a fotonilor din modul S în modul AS poate fi exprimată prin densitatea liniară a atomilor în starea de bază. Astfel, poate fi găsit numărul mediu al fotonilor generați în câmpurile AS și S.

**NOTĂ.** Această lucrare este susținută de Proiectul de Stat: ANCD 20.80009.5007.01.

### BIBLIOGRAFIE

1. Brune M. et al. Realization of a two-photon maser oscillator. In: Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, nr. 17, p. 1899-1902.
2. Scully M.D., Lamb W.E. Quantum theory of an optical maser. I. General theory. In: Phys. Rev., 1967, vol. 159, nr. 2, p. 208-226.
3. Englert B.G. Elements of Micromaser Physics. In: arxiv:quant-ph/0203052, 2002, p. 1-44.
4. Ficek Z., Drummond P. D. Three-level atom in a broadband squeezed vacuum field. I. General theory. In: Phys. Rev. A., 1991, vol. 43, nr. 11, p. 6247-6257.
5. Filipowicz P., Javanainen J., Meystre P. Theory of a microscopic maser. In: Phys. Rev. A, 1986, vol. 34, nr. 4, p. 3077-3087.
6. Briegel H-J. et al. One-atom maser: statistics of detector clicks. In: Phys. Rev. A, 1994, vol. 49, nr. 4, p. 2962-2985.
7. Dimitropoulos D., et al. Noise figure and photon statistics in coherent anti-Stokes Raman scattering. In: Opt. Express, 2006, vol. 14, nr. 23, p. 11418-11432.
8. Lin-sheng H., Xun-li F. Two-photon emission spectrum of a two-level atom in an ideal cavity. In: Phys. Rev. A, 1994, vol. 49, nr. 5, p. 4009-4015.
9. Enaki N.A., Turcan M. Cooperative quantum correlations between Stokes and anti-Stokes modes in four-wave mixing. In: Phys. Scr., 2013, vol. T153, nr. 014021, p. 1-6.
10. Robert W. B. In the book: Nonlinear Optics. Academic press, USA, 2003, 640 p.
11. Lifshits E.M., Pitaevskiy L.P. Fizicheskaya kinetika. Moskva: Nauka, 1973, t. 10, 527 p.
12. Loudon R. The Quantum Theory of Light. Oxford, 2000, 448 p.
13. Dicke R.H. Coherence in Spontaneous Radiation Processes. In: Phys. Rev., 1954, vol. 93, nr. 1, p. 99-110.
14. Dattoli G., Dipace A., Torre A. Dynamics of the SU(1,1) Bloch vector. In: Phys. Rev. A, 1986, vol. 33, nr. 6, p. 4387-4389.
15. De Valcárcel G. et al. Two-photon laser dynamics. In: Phys. Rev. A, 1995, vol. 52, nr. 5, p. 4059-4069.
16. Friis S.M.M., Rottwitt K., McKinstrie C.J. Raman and loss induced quantum noise in depleted fiber optical parametric amplifiers. In: Optics Express, 2013, vol. 21, nr. 24, p. 29320-29331.
17. Rempe G., Walter H. Sub-Poissonian atomic statistics in a micro-maser. In: Phys. Rev. A, 1990, vol. 42, nr. 3, p. 1650-1655.



Arta cămășii cu altiță – candidat pentru Lista reprezentativă a patrimoniului UNESCO.  
Interpreta de folclor Ioana Căpraru în cămașă cusută de ea.