

---

## ФАЗОВИЙ АНАЛІЗ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АНСАМБЛЮ КВАНТОВИХ ТОЧОК

І.О. ШУДА

УДК 539.2  
© 2010

Сумський державний університет  
(Вул. Римського-Корсакова, 2, Суми 40007; e-mail: shuda@ua.fm)

---

Проведено фазовий аналіз динамічних рівнянь, отриманих у роботі [13] на основі мікроскопічного подання поляризації ансамблю квантових точок і різниці заселеностей електронних рівнів. Показано, що за наявності накачки та співвідношення параметрів, що реалізуються в ансамблі квантових точок, когерентне випромінювання протікає у режимі гігантського імпульсу незалежно від розладу резонатора і параметрів зв'язку. Проведено порівняння з експериментальними даними.

---

### 1. Вступ

Явище когерентного випромінювання світла атомами і молекулами добре відомо і докладно досліджено (див., наприклад, [1, 2]). Останнім часом когерентне випромінювання спостерігалось також для бозе-ейнштейнівських конденсатів атомів [3], спінів ядер [4] та магнітних молекул [5]. У роботі [6] припускалося, що якщо відстані між квантовими точками або ямами не перевищують довжину випромінювання, то між ними виникає ефективна взаємодія через електромагнітне поле, завдяки чому наноструктури також можуть переходити у режим когерентного випромінювання. Розвинення сучасних технологій дозволяє сформувати ансамблі нанооб'єктів з густиною, достатньою для забезпечення такого режиму [7]. У результаті когерентного випромінювання було виявлене для квантових точок [8], напівпровідникових гетероструктур [9] та фотонних кристалів [10].

З фізичної точки зору така поведінка пояснюється тим, що рух носіїв заряду у квантових ямах, нитках і точках обмежено в одному, двох або трьох напрямках. Внаслідок цього вказані нанооб'єкти характеризуються квантовими рівнями енергії, які характерні

для ізольованих атомів і молекул (у зв'язку з цим квантові точки прийнято називати “штучними атомами”) [11, 12]. Оскільки з ростом розмірностей нанооб'єктів густина їх електронних станів значно спадає, то найефективнішими носіями квантових властивостей є квантові точки, а з переходом до ниток та ям ці властивості значно послаблюються.

Послідовна теорія когерентного випромінювання ансамблю квантових точок, яка основана на мікроскопічному уявленні, розвинена у недавній роботі [13]. Було показано, що еволюція системи зводиться до таких стадій:

- за коротким інтервалом  $10^{-15} - 10^{-14}$  с іде *флуктуаційний режим*, в якому квантові точки, що подають електричні диполі, починають автономне випромінювання електромагнітних хвиль, але взаємодія між ними ще відсутня;
- до моменту часу  $10^{-14} - 10^{-13}$  с протікає *квантова стадія*, за яку диполі починають ефективний обмін фотонами, але когерентність не встигає розвинути;
- на *когерентній стадії*, що протікає до часу  $t_{\text{coh}} \sim 10^{-13} - 10^{-12}$  с, квантові точки імітують імпульс когерентного випромінювання (максимум імпульсу досягається з закінченням часу затримки порядку  $5t_{\text{coh}}$ , а його тривалість становить приблизно  $2t_{\text{coh}}$ );
- після випускання імпульсу електромагнітного випромінювання, система за час  $T \sim 10^{-9}$  с релаксує у *некогерентний стан*;

- при  $t > T$  в ансамблі квантових точок, який не піддається зовнішній накачці або складається із слабо взаємодіючих диполів, установлюється *стаціонарний стан*, що відповідає притягуючому вузлу фазової площини; в протилежному випадку реалізується послідовність, що складається приблизно із 10 імпульсів, які слідують з періодом порядку  $10^{-13}$  с.

Особливість підходу [13] полягає у тому, що при переході від мікроскопічних величин до макроскопічних використані дві принципово різні процедури усереднення: у рамках першої робиться перебір статистичних станів квантової системи, при якому використовується середньопольове розчеплення усіх кореляторів; за подальшого усереднення за стохастичною зміною динамічних величин утримуються парні корелятори амплітуд флуктуацій цих величин. Такий підхід дозволив послідовно врахувати колективні ефекти, які приводять до перенормування ефективних значень параметрів системи (на відміну від когерентного випромінювання атомів і молекул ці ефекти відіграють основну роль в ансамблі напівпровідникових нанооб'єктів).

Використання схеми [13] дає описання не тільки розвиненого режиму когерентного випромінювання, але і послідовно подає механізм виходу на цей режим завдяки підсилению електромагнітного випромінювання. При цьому виявилось недостатнім використовувати одномодове наближення, оскільки несуперечлива картина явища потребує урахування повного набору поперечних мод випромінювання, за яким слід провести просторове усереднення. В результаті були отримані динамічні рівняння, що пов'язують швидкості зміни поляризації ансамблю квантових точок  $P$  і різниці заселеностей електронних рівнів  $S$  зі значеннями самих величин  $P$  і  $S$ . Чисельний розв'язок цих рівнянь показує, що при зумовлених співвідношеннях параметрів система може генерувати як одиначні імпульси електромагнітного випромінювання, так і їх послідовності. Однак при цьому використовувались значення параметрів, які не реалізуються у напівпровідникових нанооб'єктах (так, при отриманні немонотонних часових залежностей, показаних на рис. 3 роботи [13], прийнято аномально велике значення параметра затухання різниці заселеностей рівнів  $\gamma_1$ , далі позначене як  $\gamma_S$ ). Тому вважається актуальним більш детальне дослідження можливих режимів генерації електромагнітного випромінювання ансамблем квантових точок.

Як відомо із синергетики, найпростіше таке дослідження досягається з використанням методу фазової площини, у рамках якого замість часових залежностей  $P(t)$  і  $S(t)$  розглядається самоузгоджена зміна самих величин  $P$  і  $S$ , що виражається фазовим співвідношенням  $P(S)$  [17–20]. Пропонована робота присвячена проведенню такого дослідження. У розділі 2 дано коротке викладення схеми [13], яка приводить до динамічних рівнянь для поляризації  $P$  і різниці заселеності рівнів  $S$ . На основі цих рівнянь у розділі 3 проведено дослідження умов когерентного випромінювання. У розділі 4 подано висновки про можливі режими генерації когерентного випромінювання при реальних значеннях параметрів ансамблю квантових точок.

## 2. Постановка задачі

Згідно з [13] мікроскопічна поведінка системи визначається часовими залежностями операторів псевдоспіну  $\sigma_i^-(t)$ ,  $\sigma_i^+(t)$ ,  $\sigma_i^z(t)$ , розподілених за вузлами  $i = 1, \dots, N$ , векторним потенціалом і напругами електромагнітного поля випромінювання, а також струмами, які індукуються квантовими точками і напівпровідниковим середовищем, у якому вони знаходяться. При цьому поведінка псевдоспінів задається рівняннями Гейзенберга, а електромагнітне поле підкоряється операторним рівнянням Максвелла. Розв'язання останніх дозволяє виразити потенціал поля через відповідні струми, в результаті чого він подається сумою внесків, зумовлених самодією дипольних моментів квантових точок, їх випромінюванням і стохастичною складовою, пов'язаною з випадковими змінами полів диполів та середовищем, у якому вони знаходяться. Використання цього потенціалу приводить до замкнутої системи рівнянь для псевдоспінів, що взаємодіють через електромагнітне поле випромінювання.

Макроскопічна поведінка системи визначається квантовими середніми напруги поля випромінювання  $E_i(t) = 2 \langle \sigma_i^-(t) \rangle$ , поляризації  $P_i(t) = (2/N) \sum_{j(\neq i)} \langle \sigma_i^+(t) \sigma_j^-(t) + \sigma_i^-(t) \sigma_j^+(t) \rangle$  і різниці заселеностей рівнів  $S_i(t) = 2 \langle \sigma_i^z(t) \rangle$ . Оскільки відстань між квантовими точками набагато менша від довжини хвилі випромінювання, то можна перейти від підсумовування за вузлами до інтегрування за координатою. З іншого боку, розміри середовища, в якому проходить випромінювання, набагато перевищують довжину хвилі, тому зручно подати його у вигляді циліндра, вздовж осі  $z$  якого направлений хвильовий

вектор  $\mathbf{k}$  поля випромінювання. Тоді можна провести усереднення всіх просторових залежностей за напрямком, перпендикулярним осі циліндра, а позовжно залежність поля випромінювання подати плоскою хвилею  $e^{i(kz-\omega t)}$  з частотою  $\omega$ . У результаті ефективна сила, що діє на квантову точку, набуває вигляду  $f = F e^{-i\omega t} + \xi(t)$ , де амплітуда  $F$  визначає детерміністичну складову, а доданок  $\xi(t)$  – стохастичний внесок, зумовлений випадковими змінами полів диполей та напівпровідникового середовища.

Рівняння руху, отримані у результаті вказаних перетворень, необхідно усереднити за стохастичною добавкою  $\xi(t)$ . При цьому слід мати на увазі принципово важливу обставину [13]: якщо квантове усереднення, позначене вище кутовими дужками, припускає розчеплення кореляторів псевдоспінів, що відповідають різним вузлам, то при усередненні за шумом  $\xi(t)$  необхідно прийняти  $\xi^*(t)\xi(t') \neq 0$  при  $\xi(t) = 0$  (тут і далі риска над символами означає середнє за  $\xi(t)$ ). У результаті рівняння руху, які описують стохастичне випромінювання квантових точок, набувають вигляду [13]:

$$\frac{dE}{dt} = -[i\Omega(S) + \Gamma_P(S)] E + fS, \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dt} = -2\Gamma_P(S)P + (f^*E + E^*f)S, \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = -\gamma_S(S - S_e) - g_P\gamma_P P - \frac{1}{2}(f^*E + E^*f)S. \quad (3)$$

Тут колективна частота випромінювання  $\Omega = \Omega(S)$  і ефективний декремент затухання  $\Gamma_P = \Gamma_P(S)$  визначають за виразами

$$\Omega \equiv \omega_0 + g_S\gamma_P S, \quad \Gamma_P \equiv \gamma_P(1 - g_P S), \quad (4)$$

де  $\omega_0$  – власна частота резонатора,  $\gamma_P$ ,  $\gamma_S$  і  $g_P$ ,  $g_S$  – параметри затухання та константи зв'язку величин  $P$ ,  $S$ .

Під час розгляду системи (1)–(3) привертає увагу наявність великого множника  $\Omega(S)$  у правій частині рівняння (1). Тому у припущенні

$$\frac{\gamma_S}{\omega_0} \ll 1, \quad \frac{\gamma_P}{\omega_0} \ll 1 \quad (5)$$

можна прийняти, що поле  $E(t)$  змінюється набагато швидше поляризації  $P(t)$  і різниці заселеностей рівнів  $S(t)$ . Це дозволяє провести інтегрування рівняння

(1), вважаючи дві останні величини сталими. У результаті отримуємо часову залежність напруги поля випромінювання у такому вигляді [13]:

$$E = \left( E_0 - \frac{FS}{\delta + i\Gamma_P} \right) e^{-(i\Omega + \Gamma_P)t} + \frac{FS}{\delta + i\Gamma_P} e^{-i\omega t} + S \int_0^t \xi(t') e^{-(i\Omega + \Gamma_P)(t-t')} dt'. \quad (6)$$

Тут величина

$$\delta \equiv \omega - \Omega = \Delta - g_S\gamma_P S \quad (7)$$

задається девіацією частоти  $\Delta \equiv \omega - \omega_0$ .

При підстановці виразу (6) у рівняння (2), (3) з'являються доданки, пропорційні корелятору  $\xi^*(t)\xi(t')$ , що швидко змінюється залежно від часів  $t$  і  $t'$ . Проводячи усереднення за ними, приходимо до декремента затухання:

$$\gamma \equiv \Re \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_0^t \overline{\xi^*(t)\xi(t')} e^{-(i\Omega + \Gamma_P)(t-t')} dt'. \quad (8)$$

При цьому рівняння (2), (3) набувають вигляду

$$\frac{dP}{dt} = -2\gamma_P(1 - g_P S)P + 2\Gamma S^2, \quad (9)$$

$$\frac{dS}{dt} = \gamma_S S_e - (\gamma_S + \Gamma)S - g_P\gamma_P P, \quad (10)$$

де введено ефективний декремент затухання

$$\Gamma \equiv \gamma + \frac{|F|^2\Gamma_P}{\Gamma_P^2 + \delta^2} (1 - e^{-\Gamma_P t}) \simeq \gamma + \frac{|F|^2\Gamma_P}{\Gamma_P^2 + \delta^2}, \quad (11)$$

що набуває сталого значення при  $t \gg \Gamma_P^{-1}$ .

Аналізуючи систему рівнянь (9), (10) зручно виміряти час  $t$  в масштабі  $\omega_0^{-1}$ ; частоту  $\omega$ , декременти затухання  $\gamma_P$ ,  $\gamma_S$ ,  $\gamma$ ,  $\Gamma$  і амплітуду поля  $F$  відносити до власної частоти  $\omega_0$ , поляризацію  $P$  – до  $g_P^{-2}$ , а різницю заселеностей рівнів  $S$  – до  $g_P^{-1}$ . Тоді рівняння (9), (10) набувають спрощеної форми

$$\frac{dP}{dt} = -2\gamma_P(1 - S)P + 2\Gamma S^2, \quad (12)$$

$$\frac{dS}{dt} = \gamma_S S_e - (\gamma_S + \Gamma)S - \gamma_P P, \quad (13)$$

де введений ефективний декремент затухання

$$\Gamma \simeq \gamma + \frac{\gamma_P |F|^2 (1 - S)}{\gamma_P^2 (1 - S)^2 + [(\omega - 1) - g_P \gamma_P S]^2} \quad (14)$$

з відношенням констант зв'язку  $g \equiv g_S/g_P \sim 1$ .

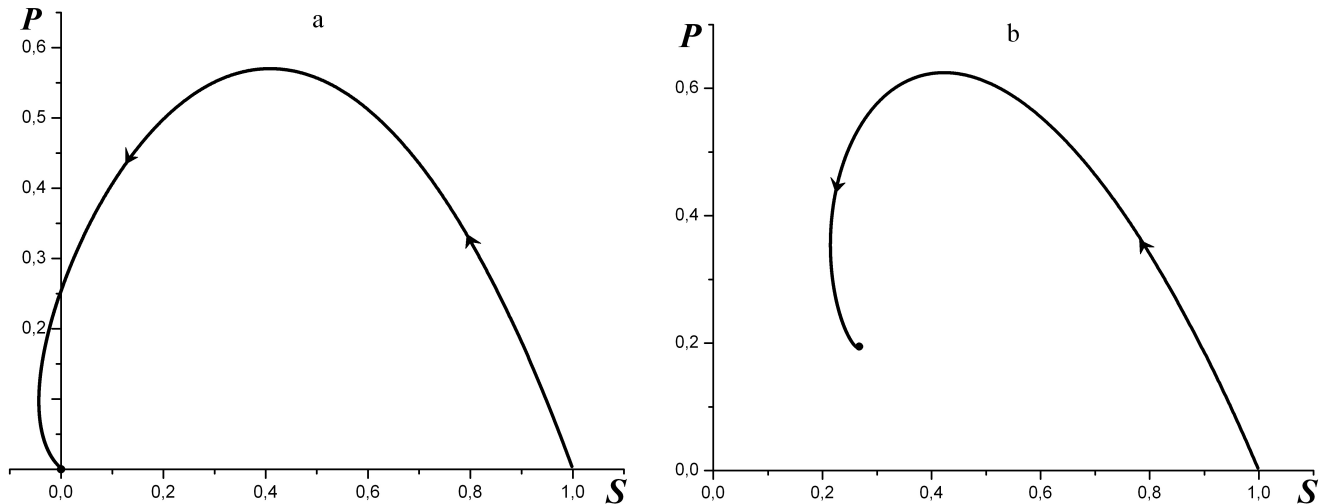


Рис. 1. Фазові портрети когерентного випромінювання квантових точок при  $\gamma_P = 10^{-1}$ ,  $\gamma = 2 \cdot 10^{-1}$ ,  $\omega = 1$ ,  $F = 10^{-2}$ ,  $g = 1$ ,  $S_e = 1$  і  $\gamma_S = 10^{-3}$  (a),  $\gamma_S = 10^{-1}$  (b)

### 3. Дослідження умов когерентного випромінювання

Згідно з методикою [14] характер розв'язку рівнянь (12), (13) визначається стаціонарним станом  $P = P_0$ ,  $S = S_0$ , у якому поляризація і різниця заселеностей рівнів втрачають залежність від часу. При цьому система (12), (13) приводить до рівнянь

$$P = \frac{\gamma_S}{\gamma_P} (S_e - S) S, \quad (15)$$

$$(1 - S) (S_e - S) = \frac{\Gamma(S)}{\gamma_S} S, \quad (16)$$

де ефективний декремент затухання  $\Gamma = \Gamma(S)$  надається виразом (14). У загальному випадку аналітичний розв'язок цих рівнянь не є можливим з огляду на складність залежності  $\Gamma(S)$ . Із граничних випадків слабого і сильного розладів резонатора

$$\Gamma \approx \gamma + \begin{cases} \frac{|F|^2(1-S)}{\gamma_P[(1-S)^2 + g^2 S^2]}, & |\omega - 1| \ll \gamma_{P,S} S_e, \\ \frac{\gamma_P |F|^2}{(\omega - 1)^2} (1 - S), & |\omega - 1| \gg \gamma_{P,S} S_e \end{cases} \quad (17)$$

видно, що через умову  $|F|^2 \ll \gamma_P$  завжди можна використовувати оцінку  $\Gamma(S) \approx \gamma$ . У результаті для стаціонарних значень різниці заселеностей рівнів і поляризації отримуємо

$$S_0 \approx p_+ - \sqrt{p_+^2 - S_e},$$

$$P_0 \approx \frac{\gamma_S}{\gamma_P} \left( -p_- + \sqrt{p_+^2 - S_e} \right) \left( p_+ - \sqrt{p_+^2 - S_e} \right), \quad (18)$$

де  $p_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\gamma}{\gamma_S} \right) \pm S_e \right]$ . Урахування залежності  $\Gamma(S)$  показує, що зі зростанням розладу  $|\omega - 1|$  величина  $S_0$  слабо наростає, змінюючись тим більше, чим менший декремент  $\gamma_S$ , а стаціонарна поляризація  $P_0$  спадає тим сильніше, чим нижче значення  $\gamma_P$ . Оскільки  $\gamma_S \ll \gamma_P \lesssim \gamma$ , то стаціонарні значення подають оцінками

$$S_0 \approx \frac{\gamma_S}{\gamma} S_e, \quad P_0 \approx \frac{\gamma_S^2}{\gamma \gamma_P} S_e^2, \quad (19)$$

які показують, що у стаціонарному стані квантових точок установлюється різниця заселеностей рівнів, яка набагато менша від рівня накачки, а поляризація виявляється пропорційною його квадрату зі ще меншим коефіцієнтом.

Для аналізу стійкості стаціонарного стану (19) зручно записати рівняння (12), (13) в символічній формі  $\dot{x}_\alpha = f_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2$ , де точка означає диференціювання за часом, координати  $x_\alpha$  зводяться до поляризації  $P$  і різниці заселеностей рівнів  $S$ , а сили  $f_\alpha$  наводять праві частини указаних рівнянь. Тоді стійкість стаціонарного стану  $x_\beta = x_{\beta 0}$  визначається матрицею Якобі [15]:

$$\Lambda_{\alpha\beta} = \left. \frac{\partial f_\alpha}{\partial x_\beta} \right|_{x_\beta = x_{\beta 0}}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, \quad (20)$$

яка для рівнянь (12), (13) набуває вигляду

$$\hat{\Lambda} \approx \begin{pmatrix} -2\gamma_P & 4\gamma_S S_e \\ -\gamma_P & -(\gamma + \gamma_S) \end{pmatrix}. \quad (21)$$

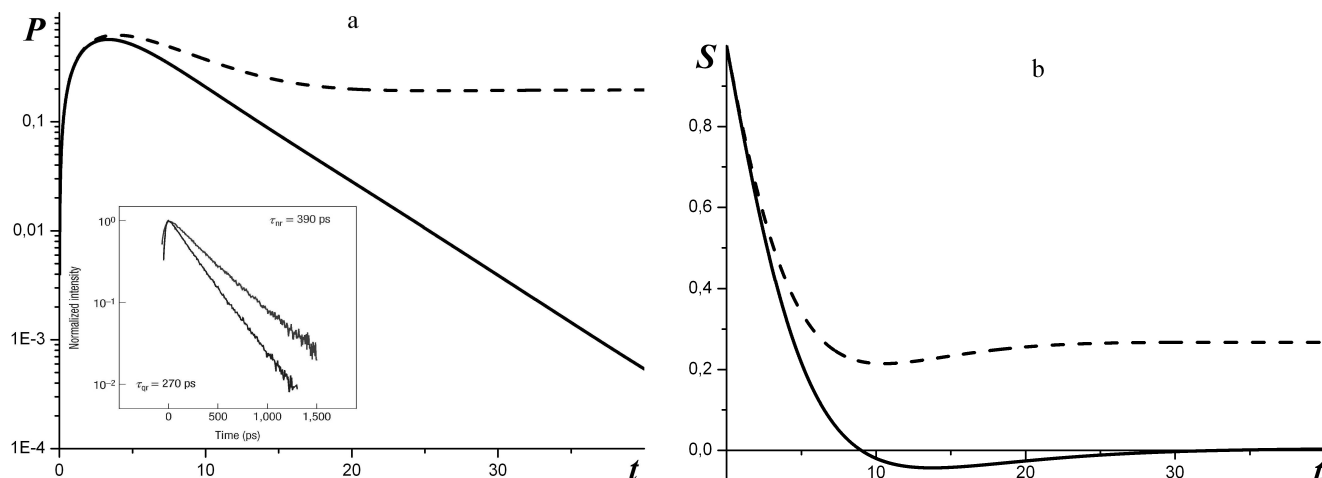


Рис. 2. Залежності поляризації (а) і різниці заселеностей рівнів (б) від часу, що вимірюється в одиницях  $\omega_0^{-1}$ , при  $\gamma_P = 10^{-1}$ ,  $\gamma = 2 \cdot 10^{-1}$ ,  $\omega = 1$ ,  $F = 10^{-2}$ ,  $g = 1$ ,  $S_e = 1$  (суцільні лінії відповідають  $\gamma_S = 10^{-3}$ , штрихові –  $\gamma_S = 10^{-1}$ ); на вставці показано імпульси поляризації, отримані в експерименті [8] (нижній пік відповідає резонансним умовам, верхній – відсутності резонансу)

Поблизу стаціонарного стану закон руху виражається експоненціальною залежністю  $x_\alpha - x_{\alpha 0} \propto e^{\lambda t}$ , підстановка якої у рівняння руху (12), (13) дає показники Ляпунова  $\lambda_P \approx -2\gamma_P$ ,  $\lambda_S \approx -\gamma$ . Їх від'ємні значення вказують на те, що стаціонарний стан (19) відповідає притягуючому вузлу фазової площини, завдяки чому когерентне випромінювання квантових точок виявляється стійким як до флуктуацій поляризації, так і до різниці заселеностей рівнів.

Еволюцію системи наведено фазовими портретами, показаними на рис.1. Із цих портретів видно, що при реальному співвідношенні параметрів  $|F|^2 \ll \gamma_P$ ,  $\gamma_S \ll \gamma_P \lesssim \gamma$  та наявності накачки  $S_e$  когерентне випромінювання квантових точок протікає у режимі гігантського імпульсу [16] поза залежністю від розладу резонатора  $\omega - 1$  і параметрів зв'язку  $F$ ,  $g$ . Характерно, що збільшення параметра затухання різниці заселеностей рівнів аж до аномально великих значень  $\gamma_S \sim \gamma_P$  приводить тільки до слабкої немонотонності у змінюванні величин  $P$  та  $S$  і підвищенні їх стаціонарних значень (19). Однак затухаючі осциляції, виявлені у роботі [13], при цьому не проявляються.

На рис. 2 наведено часові залежності поляризації  $P(t)$  і різниці заселеностей рівнів  $S(t)$ , що відповідають фазовим портретам на рис. 1. Ці залежності підтверджують висновок про те, що зростання параметра затухання заселеностей рівнів до аномально великих значень  $\gamma_S = \gamma_P = 10^{-1}$  приводить до слабкої немонотонності у змінюванні поляризації і різниці заселеностей рівнів та зростанню їх стаціонарних значень. Що стосується коливної залежності, наведеної на рис. 3 роботи [13], то нам не вдалось відтворити

її при перебиранні різних значень  $\gamma_S$ ,  $\gamma_P$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$ ,  $F$ ,  $g$  і  $S_e$  (крім аномально великих значень коефіцієнта затухання  $\gamma_S$ , це може бути пов'язано з вибором параметра зв'язку  $F$ , позначеного в [13] як  $\nu_1$ , і частоти  $\omega$ , значення яких у роботі [13] не вказані).

#### 4. Висновки

Проведений фазовий аналіз показує, що за наявності накачки  $S_e \neq 0$  і співвідношеннях параметрів  $|F|^2 \ll \gamma_P$ ,  $\gamma_S \ll \gamma_P \lesssim \gamma$ , які реалізуються в ансамблі квантових точок, когерентне випромінювання протікає у режимі гігантського імпульсу поза залежністю від розладу резонатора  $\omega - 1$  і параметрів зв'язку  $F$ ,  $g$ . Даний висновок підтверджується експериментальними даними роботи [8], де були виявлені тільки поодинокі імпульси, форма яких збігається зі знайденою у даній роботі (див. рис. 2,а).

1. A.V. Andreev, V.I. Emelyanov, and Y.A. Il'inskiy, *Cooperative Effects in Optics* (Institute of Physics, Bristol, 1993).
2. L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University, Cambridge, 1995).
3. M.E. Taşgun, M.Ö. Oktel, L. You, and Ö.E. Müstecaplıoğlu, *Phys. Rev. A* **79**, 053603 (2009).
4. V.I. Yukalov and E.P. Yukalova, *Phys. Part. Nucl.* **31**, 561 (2000).
5. V.I. Yukalov, V.K. Henner, and P.V. Kharebov, *Phys. Rev. B* **77**, 134427 (2008).

6. M. Singh, V.I. Yukalov, and W. Lau, in *Nanostructures: Physics and Technology*, edited by Z. Alferov and L. Esaki (Ioffe Institute, St. Petersburg, 1998).
7. Y.N. Chen, D.S. Chuu, and T. Brandes, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 166802 (2003).
8. M. Scheibner, T. Schmidt, L. Worschech, A. Forchel, G. Bacher, T. Passow, and D. Hommel, *Nature Phys.* **3**, 106 (2007).
9. J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, and D. Poitras, *Opt. Lett.* **33**, 1702 (2008).
10. M. Nomura, S. Iwamoto, N. Kumagai, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* **75**, 195313 (2007).
11. S.M. Reimann and M. Mannien, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1283 (2002).
12. C. Yannouleas and U. Landman, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 2067 (2007).
13. V.I. Yukalov and E.P. Yukalova, arXiv:1002.2322.
14. О.І. Олемской, І.О. Шуда, С.С. Борисов, *УФЖ* **53**, 1120 (2008).
15. Б. Хэссард, Н. Казаринов, И. Вэн, *Теория и приложения бифуркации рождения цикла* (Мир, Москва, 1985).
16. Я.И. Ханин, *Основы динамики лазеров* (Наука, Физматлит, Москва, 1999).
17. Г. Хакен, *Синергетика* (Мир, Москва, 1980).
18. A.S. Mikhailov and A.Yu. Loskutov, *Foundations in Synergetics II* (Springer, Berlin, 1996).
19. В.Й. Сугаков, *Основы синергетики* (Обереги, Київ, 2001).

20. А.И. Олемской, А.А. Кацнельсон, *Синергетика конденсированной среды* (УРСС, Москва, 2003).

Одержано 17.05.10

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

І.А. Шуда

Резюме

Проведен фазовый анализ динамических уравнений, полученных в работе [13] на основе микроскопического представления поляризации ансамбля квантовых точек и разности заселенностей электронных уровней. Показано, что при наличии накачки и соотношениях параметров, реализующихся в ансамбле квантовых точек, когерентное излучение протекает в режиме гигантского импульса вне зависимости от расстройки резонатора и параметров связи. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

PHASE ANALYSIS OF SUPERRADIANCE OF A QUANTUM-DOT ENSEMBLE

I.A. Shuda

Sumy State University  
(2, Rymtskyi-Korsakov Str., Sumy 40007, Ukraine)

Summary

The phase analysis of the dynamic equations obtained in [13] on the basis of both a microscopic representation of the polarization of a quantum-dot ensemble and the difference of electron-level populations is carried out. It is shown that, under pumping and real relations between the parameters of a quantum-dot ensemble, the superradiance is realized in the form of a giant pulse regardless of the resonator frequency detuning and the coupling parameters. The obtained results are compared with experimental data.