УДК 530.145

«ТЕМНЫЕ» И «СВЕТЛЫЕ» ПОЛЯРИТОНЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭКСИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Э.А. ГАЗАЗЯН*, А.Д. ГАЗАЗЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак *e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 31 января 2013 г.)

Исследована возможность хранения и восстановления квантовой информации методом «темных» и «светлых» поляритонов в твердых телах с экситонными резонансами. В кристалле с примесными атомами -типа верхнее состояние, которое находится в экситонной зоне кристалла, образует резонансное состояние типа Фано посредством конфигурационного взаимодействия с континуумом экситонной зоны кристалла. Введены поляритонные состояния в случае переходов через экситонный резонанс и исследованы их свойства. Исследовано распространение «темного» поляритона и показано, что его форма и квантовое состояние сохраняются при распространении. Подробно проанализированы предельные случаи адиабатического и неадиабатического включения полей.

1. Введение

Одной из актуальных проблем современной науки является хранение и восстановление квантовой информации. Этой проблеме посвящено много работ, где рассматриваются среды атомов типа с дискретными уровнями.

Контрольное поле создает в -системе когерентность между нижними уровнями, которая сохраняется в среде после выключения поля. При этом, вследствие электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1,2] среды, информация о входящем сигнале сохраняется в среде после выключения контрольного поля и восстанавливается при последующем его включении в виде выходящего импульса той же формы, что и входящий [3-8].

Распространение квантового импульса в среде с атомами -типа в адиабатическом пределе взаимодействия полей с атомами рассмотрено в работах [3-6], где показано, что импульс восстанавливается в такой же форме и в таком же квантовом состоянии, что и начальный импульс, и распространяется с групповой скоростью значительной меньшей, чем скорость света в вакууме. В этих работах вводятся новые квантовые состояния «темные» и «светлые» поляритоны, которые являются суперпозицией квантового электромагнитного поля и коллективного атомного компонента. С помощью такого элегантного метода исследуется распространение квазичастицы – «темного» поляритона, который в разных предельных случаях переходит в квантовое поле или в спиновую волну в среде и контролируется внешним лазерным излучением.

В работах [9,10] исследована возможность хранения и восстановления классического и квантового импульсов в случае мгновенного, неадиабатического выключения и включения полей в среде с атомами -типа. Показано, что при выполнении определенных условий в неадиабатическом случае взаимодействия полей с атомами также возможны хранение и восстановление импульсов такой же формы, что и начальный импульс. В работе [9] рассмотрены также поляритонные состояния в случае неадиабатического выключения и включения полей и исследованы их свойства.

С практической точки зрения особый интерес представляет изучение распространения, хранения и восстановления светового импульса в твердом теле. Понятие «темных» поляритонов использовано в работе [12] для исследования возможности хранения квантовой информации в условиях большого неоднородного уширения в твердом теле.

Высоковозбужденные состояния примесного атома в кристалле могут находиться внутри какой-либо экситонной зоны кристалла; при этом конфигурационное взаимодействие этих состояний с континуумом экситонной зоны приводит к появлению резонансного состояния с большой шириной, подобного автоионизационному состоянию Фано в атомах [13]. Образование экситонного резонанса приводит к появлению асимметрии в спектре поглощения примесного атома в кристалле [14-17].

В данной работе мы используем концепцию «темных» и «светлых» поляритонов и исследуем возможность хранения и восстановления квантовой информации в кристалле с примесными атомами типа с верхним состоянием, находящимся в экситонной зоне. Это состояние, как отмечено выше, взаимодействуя с континуумом экситонной зоны, образует резонанс типа Фано. Аналогичное состояние экситонного резонанса может образоваться под действием лазерного (контрольного) поля также на нижних состояниях, подобно лазерно-индуцированной структуре (ЛИС) [18] в атомах.

Мы приведем здесь результаты, относящиеся к случаю изолированного экситонного резонанса [19], однако аналогичные результаты можно получить также в случае многих близко-лежащих резонансов [20].

2. Формирование экситонных резонансов в твердом теле и гамильтониан взаимодействия

С целью исследования возможности хранения и последующего восстановления квантовой информации рассмотрим распространение квантового импульса света с несущей частотой ω в кристаллической среде, состоящей из N примесных атомов - типа под действием когерентного контрольного поля с несущей частотой ω_L . Атомы -типа предполагаются состоящими из двух дискретных состояний 1 и 2 с вышележащим состоянием в экситонной зоне кристалла. Конфигурационное взаимодействие U верхнего дискретного состояния с континуумом экситонной зоны образует резонанс типа Фано [13]. Когерентное контрольное поле связывает взаимодействием Ω экситонное резонансное состояние Ψ_{λ} с дискретным уровнем 1, а квантовое поле \hat{E} связывает состояние Ψ_{λ} с дискретным уровнем 2 (рис.1).

Экситонный резонанс образуется, когда реальное дискретное состояние Ψ_0 с энергией ε_0 перемешивается из-за конфигурационного взаимодействия *U* с континуумом экситонной зоны либо с ЛИС [18].



Рис.1. Энергетическая схема рассматриваемого процесса.

Волновую функцию экситонного резонанса можно представить, по аналогии с автоионизационными резонансами [13], в следующем виде:

$$\Psi_{\lambda} = (\sin \eta / \pi U_{\lambda}) \phi_{\lambda} - (\cos \eta) \psi_{\lambda}, \qquad (1)$$

где ϕ_{λ} – модифицированное дискретное состояние ψ_0 :

$$\phi_{\lambda} = \psi_0 + P \int \frac{U_E}{\lambda - E} \psi_E dE.$$
⁽²⁾

Здесь символ «*P*» означает главное значение интеграла, $U_E = \Psi_E |U| \psi_0$ – матричный элемент конфигурационного взаимодействия *U*, ψ_E – волновая функция гладкого континуума (экситонной зоны),

$$\eta = -\arctan\left(\pi/z(\lambda)\right) \tag{3}$$

есть фазовый сдвиг при взаимодействии с континуумом,

$$z(\lambda) = 2\pi \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta(\lambda)}{\Gamma(\lambda)}, \qquad (4)$$

где $\Delta(\lambda)$ и $\Gamma(\lambda)$ соответственно, сдвиг и ширина экситонного резонанса:

$$\Delta(\lambda) = P \int \frac{|U_E|^2}{\lambda - E} dE, \quad \Gamma(\lambda) = 2\pi |U_\lambda|^2.$$
(5)

Положительно-частотную часть оператора квантового импульса $\hat{E}^+(z_j,t)$ электромагнитного поля, распространяющегося в среде по оси *z*, представим в виде

$$\hat{E}^{+}(z_{j},t) = -i(2\pi\hbar\omega/V)^{1/2} \hat{\alpha}_{j}(t)e^{i(kz_{j}-\omega t)}, \qquad (6)$$

где $\hat{\alpha}_{j}(t)$ – слабо зависящие от времени операторы, индекс *j* определяет положение атома на оси *z*, *V* – объем квантования.

Гамильтониан для системы, приведенной на рис.1, в представлении взаимодействия без учета затуханий имеет следующий вид:

$$H = -\hbar \sum \int d\lambda \Big\{ \hat{\sigma}_{\lambda,1}(t) \Omega_{\lambda}^{j}(t) e^{i(\lambda - \varepsilon_{1} - \omega_{1})t} + \hat{\sigma}_{\lambda,2}^{j}(t) g_{\lambda} \hat{\alpha}_{j}(t) e^{i(\lambda - \varepsilon_{2} - \omega)t} + \text{H.c.} \Big\},$$
(7)

где суммирование по j идет по всем атомам на оси z, $\hat{\sigma}_{i,k}^{j}$ – атомные операторы:

$$\hat{\sigma}_{i,k}^{j} = \left|i\right\rangle^{j} \left\langle k\right|^{j},\tag{8}$$

 $\Omega^{j}_{\lambda}(t)$ – матричный элемент перехода для j-го атома из состояния 1 в состояние экситонного резонанса Ψ_{λ} под действием контрольного когерентного электромагнитного поля, а

$$g_{\lambda} = \left(2\pi\hbar\omega/V\right)^{1/2}\hat{d}_{2\lambda},\tag{9}$$

где $\hat{d}_{2,\lambda}$ – матричный элемент оператора дипольного момента для перехода состояния 2 в состояние Ψ_{λ} .

Для описания эволюции атомных операторов, исходя из гамильтониана (7), можно получить систему уравнений Гейзенберга – Ланжевена с δ-коррелированными квантовыми операторами ланжевеновских шумов [19,20].

В дальнейшем мы предполагаем, что взаимодействие с атомами квантованного импульса $g_{\lambda} \hat{\alpha}_{j}(t)$ намного слабее взаимодействия контрольного поля с матричным элементом Ω_{λ} и плотность числа фотонов во входном квантованном импульсе меньше, чем плотность числа атомов [5]. В этом случае атомные уравнения (10) можно рассматривать методом теории возмущений по $g_{\lambda} \hat{\alpha}_{j}(t)$. В нулевом порядке можно считать, что $\hat{\sigma}_{11} = \hat{\sigma}_{\lambda,\lambda'} = 0$, а $\hat{\sigma}_{22} = 1$.

Вид профиля Фано–Бетлера для сечений фотопоглощения [13] вблизи экситонного резонанса при больших значениях параметра Фано q имеет выраженный максимум и при значении q = 3 форма контура линии близка к лоренцевой:

$$\Omega_{\lambda}(t) = \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta + (q_L/2)\Gamma}{\sqrt{(\lambda - \varepsilon_0 - \Delta)^2 + \Gamma^2/4}} \tilde{\Omega}_{\lambda}(t), \qquad (10a)$$

$$g_{\lambda} = \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta + (q/2)\Gamma}{\sqrt{\left(\lambda - \varepsilon_0 - \Delta\right)^2 + \Gamma^2/4}} \tilde{g}_{\lambda}, \tag{10b}$$

где $\Omega_{\lambda}(t)$, g_{λ} соответствуют континууму со структурой, а $\tilde{\Omega}_{\lambda}(t)$, \tilde{g}_{λ} – гладкому континууму.

Как видно из выражений (10a,b), матричные элементы фотопоглощения обращаются в нуль при энергиях $\lambda = \varepsilon_0 + \Delta - (q_L/2)\Gamma$ и $\lambda = \varepsilon_0 + \Delta - (q/2)\Gamma$. При q = 0 сечение имеет характер «антирезонанса» (или «окна»), который обусловлен деструктивной интерференцией между переходами в непрерывный спектр [13].

Если считать амплитуды, медленно меняющимися на длине интервала Δz , который содержит $N_z \square 1$ атомов, то можно ввести непрерывные атомные переменные [5]:

$$\hat{\sigma}_{\mu,\nu} = \frac{1}{N_{\tau}} \sum \hat{\sigma}_{\mu,\nu}^{j}(t).$$
(11)

В дальнейшем мы предположим, что параметры Фано q_L и q мало отличаются, будем считать $q_L \approx q$ и для простоты положим двухфотонную расстройку равной нулю. Тогда получим следующее уравнение распространения для квантового импульса:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\alpha}(z,t) = \frac{N\,\tilde{g}}{\tilde{\Omega}^*(t)}\frac{\partial\,\hat{\sigma}_{2,1}(z,t)}{\partial t},\tag{12}$$

и уравнение для атомного оператора когерентности между нижними уровнями:

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{2,1}(z,t)}{\partial t} = -\beta(\omega) \left[\hat{\sigma}_{2,1}(z,t) \left| \tilde{\Omega}(t) \right|^2 + \tilde{g} \hat{\alpha}(z,t) \tilde{\Omega}^*(t) \right] + \hat{\tilde{F}}_{2,1}(z,t), \quad (13)$$

где эффективный оператор ланжевеновского шума представляется в виде

$$\hat{\tilde{F}}_{2,1}(z,t) = \tilde{\Omega}^{*}(t) \int \frac{d\lambda}{\lambda - \varepsilon_{2} - \omega - i\frac{\gamma}{2}} \frac{\lambda - \varepsilon_{0} - \Delta + \frac{q}{2}\Gamma}{\sqrt{(\lambda - \varepsilon_{0} - \Delta)^{2} + \frac{\Gamma^{2}}{4}}} \hat{F}_{2,\lambda}(z,t);$$
(14)

 $\hat{F}_{2,\lambda}(z,t)$ – оператор ланжевеновского шума, а

$$\beta(\omega) = \pi \left(1 - i \frac{\Gamma}{2} \frac{(q-i)^2}{\varepsilon_0 - \varepsilon_2 - \omega + \Delta - (i/2)(\gamma + \Gamma)} \right). \tag{15}$$

Здесь Г – затухание экситонного резонанса.

Уравнения (12) и (13) являются основными уравнениями задачи распространения электромагнитного излучения в кристаллах с примесными атомами - типа, когда верхнее состояние находится в экситонной зоне. Аналогичные уравнения для -системы с дискретными уровнями были получены в работах [5,9].

3. «Темные» и «светлые» поляритоны

Для контролирования распространения квантового импульса в среде в работе Флейшауэра и Лукина [5] был предложен элегантный метод, который заключается в том, что вводятся квазичастицы, называемые «темными» и «светлыми» поляритонами. Рассматривается переменное, пространственно-однородное контрольное поле с взаимодействием $\tilde{\Omega}(t)$ с атомами среды. $\tilde{\Omega}(t)$ считается действительным, $\tilde{\Omega}^*(t) = \tilde{\Omega}(t)$. Для введения новых квантовых полей квазичастиц $\hat{\Psi}(z,t)$ и $\hat{\Phi}(z,t)$ рассматривается вращение в плоскости двух физических величин – квантового

электромагнитного импульса $\hat{\alpha}(z,t)$ и атомных спиновых операторов когерентности $\hat{\sigma}_{2,1}(z,t)$. Угол вращения $\theta(t)$ определяется выражением

$$\tan\theta(t) = \tilde{g}\sqrt{N}/\tilde{\Omega}.$$
 (16)

Тогда новые квазичастицы $\hat{\Psi}(z,t)$ и $\hat{\Phi}(z,t)$ будут суперпозицией электромагнитного $\hat{\alpha}(z,t)$ и коллективного атомного компонента $\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z,t)$ [5]:

$$\hat{\Psi}(z,t) = \cos\theta\hat{\alpha}(z,t) - \sin\theta\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z,t),$$

$$\hat{\Phi}(z,t) = \sin\theta\hat{\alpha}(z,t) + \cos\theta\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z,t).$$
(17)

Суперпозиционные состояния (17) можно будет контролировать с помощью угла $\theta(t)$, меняя внешнее электромагнитное поле. Выражения (16) и (17) аналогичны выражениям работы [5], с той лишь разницей, что они содержат матричные элементы переходов в непрерывный спектр. $\hat{\Psi}(z,t)$ называется «темным», а $\hat{\Phi}(z,t)$ – «светлым» поляритонами.

По аналогии с работой [5], для слабых полей можно получить уравнения для «темных» и «светлых» поляритонов. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c\cos^2\theta(t)\frac{\partial}{\partial z}\right]\hat{\Psi}(z,t) = -\theta(t)\hat{\Phi}(z,t) - \sin\theta\cos\theta c\frac{\partial}{\partial z}\hat{\Phi}(z,t)$$
(18)

И

$$\hat{\Phi}(z,t) = -\frac{\sin\theta(t)}{\beta(\omega)\tilde{g}^2 n} \tan\theta(t) \frac{\partial}{\partial t} \Big[\hat{\Psi}(z,t) \sin\theta(t) - \hat{\Phi}(z,t) \cos\theta(t) \Big] + \frac{\sin\theta(t)}{\beta(\omega)\tilde{g}} \hat{F}_{2,1}(z,t).$$
(19)

Уравнение (18) для "темного" поляритона имеет такой же вид, что и для обычной -системы с дискретными состояниями [5], однако уравнение (19) для "светлого" поляритона отличается от выражения, приведенного в [5].

Вводя параметр адиабатичности $\left[\beta(\omega)\tilde{g}^2NT\right]^{-1}$, где T характерное время, в наинизшем порядке по параметру адиабатичности находим

$$\hat{\Phi}(z,t) = 0, \tag{20}$$

что согласуется с результатом работы [5]. Следствия, которые можно получить исходя из уравнений (18) и (19) такие же, что и в работе [5] для обычной -системы. Из выражений (17) для поляритонов, в адиабатическом пределе, получим

$$\hat{\alpha}(z,t) = \hat{\Psi}(z,t)\cos\theta(t), \qquad (21)$$

$$\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z,t) = -\hat{\Psi}(z,t)\sin\theta(t), \qquad (22)$$

а для $\hat{\Psi}(z,t)$ будем иметь следующее уравнение:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c\cos^2\theta(t)\frac{\partial}{\partial z}\right]\hat{\Psi}(z,t) = 0,$$
(23)

решением которого является функция

$$\hat{\Psi}(z,t) = \hat{\Psi}\left(z - c\int_{0}^{t} dt'\cos^{2}\theta(t'), 0\right).$$
(24)

Это решение описывает распространение с мгновенной групповой скоростью $v_g(t) = c \cos^2 \theta(t)$ «темного» поляритона с сохраняющимися формой и квантовым состоянием.

При $\theta(t) \to 0$, то есть для сильного внешнего контрольного поля $\tilde{\Omega}^2 \square \tilde{g}^2 N$, поляритон имеет чисто фотонный характер $-\hat{\Psi}(z,t) = \hat{\alpha}(z,t)$ и распространяется со скоростью света в вакууме. В случае обратного неравенства (слабое внешнее поле) $\tilde{\Omega}^2 \square \tilde{g}^2 N$, $\theta \to \pi/2$ поляритон становится спиновой волной $\hat{\Psi}(z,t) = -\sqrt{N}\hat{\alpha}(z,t)$ и скорость ее распространения стремится к нулю.

Перейдем теперь к случаю неадиабатического включения полей. В выражениях (17) для «темного» и «светлого» поляритонов получим

$$\hat{\Psi}(k,t) = \hat{\alpha}(k,t)\cos\theta - \sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(k,t)\sin\theta, \qquad (25)$$

$$\hat{\Phi}(k,t) = \hat{\alpha}(k,t)\sin\theta + \sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(k,t)\cos\theta.$$
(26)

В рассмотренном здесь линейном пределе, когда плотность числа фотонов намного меньше плотности числа атомов $\sigma_{2,2}(k,t) \approx 1$, $\sigma_{\lambda,\lambda}(k,t) \approx 0$, операторы $\hat{\Psi}(k,t)$ и $\hat{\Phi}(k,t)$ представляют в виде бозонных операторов:

$$\left[\hat{\Psi}(k),\hat{\Psi}^{+}(k')\right] \approx \left[\hat{\Phi}(k),\hat{\Phi}^{+}(k')\right] \approx \delta_{k,k'},\tag{27}$$

$$\left[\hat{\Psi}(k), \hat{\Phi}^{+}(k')\right] \approx 0.$$
(28)

Производя также Фурье-преобразование по пространственной координате *z* в уравнениях (12) и (13), учитывая начальные условия

$$\hat{\alpha}(k,0) = 0, \tag{29}$$

$$\hat{\sigma}_{2,1}(k,0) = \hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k) = -\tilde{g}\hat{\alpha}^{(0)}(k) / \tilde{\Omega}, \qquad (30)$$

получим решения в виде

$$\hat{\alpha}(k,t) = \left(N\tilde{g}^2 / \left(\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2\right)\right) \hat{\alpha}^{(0)}(k) e^{-ikv_g t}, \qquad (31)$$

$$\hat{\sigma}_{2,1}(k,t) = \frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k) e^{-ikv_g t}.$$
(32)

Здесь $\hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k)$ и $\hat{\alpha}^{(0)}(k)$ являются, соответственно, атомным оператором и оператором квантованного импульса в момент выключения контрольного поля.

Подставляя в первое уравнение (25) выражения для $\hat{\alpha}(k,t)$ и $\hat{\sigma}_{2,1}(k,t)$ из (31) и (32), получим следующее выражение для "темного" поляритона в случае неадиабатического взаимодействия полей:

$$\hat{\Psi}(k,t) = \frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \Big[\hat{\alpha}^{(0)}(k) \cos\theta - \sqrt{N}\hat{\sigma}^{(0)}(k) \sin\theta \Big] e^{-ikv_g t}$$
(33)

или

$$\hat{\Psi}(k,t) = -\frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \hat{\Psi}^{(0)} e^{-ikv_g t}.$$
(34)

Следует отметить, что члены, содержащие квантовые шумы, сокращаются для «темного» поляритона, но они могут входить в выражение для «светлого» поляритона, несмотря на то, что их вклад, как было отмечено выше, мал из-за большой величины $\beta(\omega)$ вблизи однофотонного резонанса. Исходя из выражения (33), для «темного» поляритона получим

$$\hat{\Psi}(k,t) = \frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \hat{\Psi}^{(0)}(z - v_g t), \qquad (35)$$

т.е. «темный» поляритон в случае неадиабатического взаимодействия полей также сохраняет свою форму и квантовое состояние, но величина его меньше первоначального значения и распространяется с групповой скоростью

$$v_g = c \tilde{\Omega}^2 / \left(\tilde{\Omega}^2 + N \tilde{g}^2 \right).$$
(36)

При выполнении условия $\tilde{\Omega}^2 \square \tilde{g}^2 N$ «темный» поляритон сохраняет свою первоначальную величину:

$$\hat{\Psi}(z,t) = \hat{\Psi}^{(0)}(z - v_s t).$$
 (37)

Выражение (37) справедливо при выполнении следующих условий:

$$-cT \le z - v_{g}t < L - v_{g}t \le cT, \tag{38}$$

где *Т* – длительность импульса, а *L* – длина резонансной среды.

4. Заключение

Используя метод «темных» и «светлых» поляритонов, мы показали возможность хранения и восстановления квантовой информации в кристалле с примесными атомами -типа, когда верхнее состояние находится в экситонной зоне. Получены поляритонные состояния в случае наличия переходов через экситонный резонанс и исследованы их свойства. Из-за конфигурационного взаимодействия верхнего состояния с экситонной зоной образуется резонансное состояние типа Фано, подобное автоионизационному состоянию в атомах. Рассмотрены процессы в адиабатическом пределе включения полей, исследована возможность записи и восстановления квантового импульса при мгновенном выключении и включении контрольного поля. Показано, что при распространении «темных» поляритонов их форма и квантовое состояние сохраняются.

В заключение выражаем благодарность Г.Г. Григорян за многочисленные обсуждения.

Работа выполнена в рамках Международного гранта Volkswagen Stiftung I/84 953 и международной ассоциированной лаборатории (CNRS-France & SCS-Armenia) IRMAS.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. K.J.Boller, A.Imamoğlu, S.E.Harris. Phys. Rev. Lett., 66, 2593 (1991).
- 2. S.E.Harris. Phys. Today, 50, 36 (1997).
- 3. M.Fleishchauer, M.D.Lukin. Phys. Rev. Lett., 84, 5094 (2000).
- 4. M.D.Lukin, A.Imamoğlu. Nature (London), 413, 273 (2001).
- 5. M.Fleishchauer, M.D.Lukin. Phys. Rev. A, 65, 022314 (2002).
- 6. C.Mewes, M.Fleishchauer. Phys. Rev. A, 66, 033820 (2002).
- 7. G.G.Grigoryan, V.O.Chaltykyan, G.V.Nikogosyan. Phys. Rev. A, 68, 013819 (2003).
- 8. G.V.Nikogosyan, G.G.Grigoryan. Phys. Rev. A, 72, 043814 (2005).
- 9. A.B.Matsko et al. Phys. Rev. A, 64, 043809 (2001).
- 10. A.K.Patnaik, K.F.Le, K.Hakuta. Phys. Rev. A, 69, 035803 (2004).
- 11. E.Kuznetsova, O.Kocharovskaya, et al. Phys. Rev. A, 66, 063802 (2002).
- 12. M.Johnsson, K.Molmer. Phys. Rev. A, 70, 032320 (2004).
- 13. U.Fano. Phys. Rev., 124, 1866 (1961).
- 14. J.C.Phillips. Phys. Rev. Lett., 12, 447 (1964).
- 15. K.P.Jain. Phys. Rev., 139, A544 (1965).
- 16. A.Shibatani, Y.Toyozawa. J. Phys. Soc. Japan, 25, 335 (1968).
- 17. **В.М.Агранович, М.Д.Галанин.** Перенос энергии возбуждения в конденсированных средах. М., Наука, 1978.
- 18. P.L.Knight. M.A.Lauder, B.J.Dalton. Phys. Rep., 190, 1 (1990).
- 19. A.D.Gazayan, E.A.Gazazyan. Laser Phys., 16, 1696 (2006).
- 20. A.D.Gazazyan, E.A.Gazazyan, A.G.Margaryan. Eur. Phys. J. D, 53, 243 (2009).

DARK AND BRIGHT POLARITONS IN SOLIDS IN THE PRESENCE OF EXCITONIC RESONANCES

E.A. GAZAZYAN, A.D. GAZAZYAN, V.O. CHALTYKYAN

We study the possibility to store and retrieve quantum information with use of "dark" and "bright" polaritons in solids with excitonic resonances. In a crystal with -type impurity atoms the upper level lying in the excitonic band of the crystal forms a Fano-type resonant state via configuration interaction with the continuum of crystal's excitonic band. Polariton states are introduced in case of transitions through excitonic resonance and the properties of these states are studied. We also investigate propagation of dark polariton and show that its shape and quantum state are preserved during propagation. Limiting cases of adiabatic and non-adiabatic turning-on the fields are analyzed in detail.