

САМОЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА J -АГРЕГАТОВ В ТОНКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

А. А. Заболотский*

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 августа 2007 г.

Теоретически и численно исследуются нелинейно-оптические свойства молекулярных J -агрегатов красителей в тонкой одномерной периодической среде. Для случаев высоко- и слабоупорядоченных J -агрегатов исследуется влияние деформации цепочки мономеров, ассоциированной с самолокализацией экситонов, на нелинейно-оптические свойства среды. Обнаружено, что самолокализация экситонов в периодической среде приводит к росту поглощения и эффективной оптической восприимчивости. Исследованы особенности возникновения бистабильности в тонкой периодической среде, содержащей J -агрегаты красителей для случаев слабого и сильного возбуждения среды. Обнаружено, что пороговое значение интенсивности внешнего электромагнитного поля уменьшается более чем на порядок по сравнению со случаем однородной недеформируемой среды.

PACS: 41.20.Jb, 42.65.Tg, 42.50.Gy, 78.20.Jq

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к искусственным средам, в частности, к тонким пленкам и слоям, содержащим резонансные нелинейные среды, которые обладают уникальными нелинейно-оптическими свойствами [1–3], что делает такие среды перспективными для создания, например, оптических переключателей и модуляторов. Для реализации сверхбыстрого оптического переключения в области экситонного резонанса важно контролировать когерентный перенос и локализацию экситонов, а также необходимо увеличить эффективную оптическую нелинейность [4]. Экситон-фотонное взаимодействие в органических материалах сильнее, чем в неорганических на один–два порядка. Поэтому оптические схемы, включающие органические материалы, имеют больше возможностей применения как для фундаментальной физики, так и для приложений (например, в качестве оптического модулятора). J -агрегаты красителей характеризуются большими дипольными моментами энергетических перехо-

дов. Такие молекулярные системы проявляют ряд уникальных нелинейно-оптических свойств. Среди них молекулы псевдоизоцианина (ПИЦ) обладают самой узкой J -зоной при низких температурах, предельно коротким временем высвечивания, малыми временами релаксации и аномально высокой кубической восприимчивостью [4, 5].

В пленках J -агрегатов, например, полиметиновых красителей [6, 7] и ПИЦ [8, 9] критическую роль играет самолокализация экситонов, существенно изменяющая оптические свойства среды. Автолокализация экситонов в кристаллах и в молекулярных пленках играет важную роль во многих процессах и интенсивно исследуется на протяжении последних тридцати лет, см., например, [7–10]. В недавних работах [11, 12] полученные экспериментальные данные анализируются с целью выявления влияния экситон-фононного взаимодействия на спектральные характеристики, флюоресценцию и нелинейно-оптические свойства J -агрегатов. Обнаружено, что самолокализация экситонов может приводить к увеличению оптической нелинейности J -агрегатов ПИЦ на несколько порядков [12]. Явление самолокализации сопровождается значительным (порядка

*E-mail: zabolotskii@iae.nsk.su

единицы) изменением статического дипольного момента молекулярной среды [8, 13, 14].

Нелинейное экситон-фононное взаимодействие в сложных молекулярных системах [15], в частности, в J -агрегатах, исследовалось в рамках квантовых и полуклассических моделей, см. работы [4, 5, 16] и ссылки в них. Оптическая бистабильность (ОБ) в тонких однородных пленках, содержащих двух- и более уровневые атомы, теоретически детально исследована, например, в работах [17–20]. В работах [19, 20] показано, что тонкие молекулярные пленки, содержащие J -агрегаты красителей, являются перспективными объектами для наблюдения ОБ в тонких пленках. Однако физические условия, необходимые для наблюдения ОБ, в предложенных в этих работах схемах взаимодействия близки для J -агрегатов красителей к критическим. Поэтому представляет интерес поиск и исследование других схем взаимодействия света с пленками, в частности, с периодическими средами, содержащими J -агрегаты красителей. Особенности формирования ОБ в тонких периодических средах, содержащих J -агрегаты, и, в частности, роль деформации цепочки мономеров при самолокализации экситонов остаются не исследованными.

Настоящая работа является продолжением работы [21], в которой в рамках модели слабо возбужденной объемной среды исследовалась зависимость структуры запрещенной зоны фотонного кристалла с периодически расположенными тонкими слоями слабоупорядоченных J -агрегатов красителя от интенсивности внешнего электромагнитного поля. В настоящей работе исследуются особенности бистабильности в тонкой периодической среде, содержащей J -агрегаты красителя. В разд. 2 исследуется влияние деформации молекулярной цепочки высокоупорядоченных J -агрегатов красителя, связанной с самолокализацией экситонов. Особенности бистабильного поведения системы исследуются в разд. 3. В разд. 4 решаются уравнения Блоха, описывающие взаимодействие слабоупорядоченных J -агрегатов со средой с учетом насыщения уровней. В последнем разделе работы обсуждаются полученные результаты и возможности их применения.

2. СЛАБОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОУПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЫ J -АГРЕГАТОВ

Молекулярные системы, такие как системы J -агрегатов красителей и сопряженные полимеры, ха-

рактеризуются сильным экситон-фононным взаимодействием. Для J -агрегатов это взаимодействие особенно сильно в области J -пика, в которой происходит сильное экситонное поглощение. В связи с этим мы выбираем несущую частоту электромагнитного поля именно в этой области. Здесь деформация молекулярной цепочки и, как следствие, изменение дипольного момента должны оказывать наиболее сильное влияние на оптические характеристики системы.

Рассмотрим взаимодействие экситонной системы, включающее экситон-экситонное, экситон-фононное, поляритон-фононное и резонансное взаимодействия внешнего светового электромагнитного поля со средой. Зависимость экситон-фононного и поляритон-фононного взаимодействий от смещения молекул носит в общем случае нелинейный характер. В настоящей работе мы используем для простоты линейное по разности смещений молекул приближение. Будем считать, что молекулярная среда однородна и состоит из одинаковых групп молекул-мономеров, выстроенных вдоль оси x . Мы учитываем только продольные колебания молекулярной среды, приводящие к переносу экситонов между мономерами, и не учитываем поперечные эффекты, а также считаем, что число N_m мономеров в агрегате велико, $N_m \gg 1$. В исследованных в работах образцах, устойчивых к лазерному излучению и не разрушающихся при комнатной температуре [12, 14], $N_m \sim 10$ –20. Для образцов, исследованных авторами работы [8], это число на порядок больше, поскольку при температуре жидкого азота можно достичь значительно более высокой степени упорядоченности молекул. Модель, изучаемая в данном разделе, может быть использована также для описания динамики экситонов в сопряженных полимерах, например, в транс-полиацетиле. Поскольку значения некоторых физических констант для J -агрегатов найти не удалось, здесь используются значения аналогичных физических констант, известных для транс-полиацетилена.

В состоянии равновесия положение мономеров описывается координатой

$$x^{(n)} = h_0 n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

а их отклонение от положения равновесия описывается смещением

$$x_n = x^{(n)} - h_0 n.$$

Введем c_n — оператор рождения экситона в точке $x^{(n)}$. Мы будем учитывать взаимодействие только

между ближайшими соседними мономерами, описываемое линейными и нелинейными частями гамильтониана. Оценки показывают, что для транс-полиацетилена диполь-дипольное взаимодействие экситонов вносит на порядок меньший вклад, чем экситон-фононное [22]. Аналогичные оценки для долгоживущих при комнатной температуре J -агрегатов, исследованных в работах [12, 14], дают близкий результат. Поэтому вкладом диполь-дипольного взаимодействия по сравнению с экситон-фононным взаимодействием мы пренебрегаем. В рамках использованных ниже приближений учет диполь-дипольного взаимодействия приводит лишь к не принципиальному изменению некоторых физических констант.

Общий гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_e = \hbar \sum_n \{ [\omega_0 + \alpha (x_{n+1} - x_{n-1})] |c_n|^2 - [J_0 + \beta (x_{n+1} - x_n)] (c_{n+1}^* c_n + c_{n+1} c_n^*) \} + \frac{1}{2m} \sum_n p_n^2 + \kappa \sum_n (x_n - x_{n-1})^2 + \sum_n (\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}) [1 + J(x_n)] (c_n^* + c_n), \quad (1)$$

где ω_0 — частота перехода между основным уровнем и нижней границей зоны прозрачности в молекулярной системе; α, β — действительные константы экситон-фононного взаимодействия; J_0 — коэффициент дисперсии экситонов, перемещающихся вдоль цепочки мономеров; \mathbf{d} — вектор дипольного момента экситонного перехода; \mathbf{E} — вектор напряженности электромагнитного поля; p_n — оператор момента фононов; m — молекулярная масса смещающейся молекулы; κ — коэффициент упругости. Зависимость $J(x_n)$ от смещения молекул определяется рядом факторов. Для системы J -агрегатов с высокой степенью упорядоченности характерно наличие большого постоянного дипольного момента \mathbf{d}_0 . В этих условиях дипольный момент \mathbf{d} двухуровневого перехода выстраивается вдоль этого момента: $\mathbf{d} = \mathbf{d}_0$. Тогда коэффициент связи электромагнитного поля со средой определяется проекцией его поляризации на \mathbf{d}_0 . Поэтому деформация молекулярной цепочки, приводящая к изменению направления вектора \mathbf{d}_0 , изменяет коэффициент связи поля со средой. В гамильтониане (1) поляритон-фононное взаимодействие описывается функцией

$$J(x_n) = \gamma(x_{n+1} - x_{n-1}),$$

где γ — коэффициент линейного изменения дипольного момента. Эта зависимость качественно объясняет особенности спектра излучения самолокализо-

ванных экситонов в системе J -агрегатов [11, 12] и сопряженных полимеров [23].

Эволюционные уравнения имеют вид

$$i\hbar \frac{\partial c_n}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial c_n^*}, \quad \frac{\partial p_n^{(x)}}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x_n}, \quad \frac{\partial x_n}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial p_n}. \quad (2)$$

Усредненный по квантовым состояниям оператор рождения экситона в молекулярной среде представим в виде

$$\langle c_n(z, t) \rangle = C_n(t) e^{-i\omega_0 t}. \quad (3)$$

Используем усреднение (3) в уравнении Гейзенберга для поляризации c_n . С учетом усреднения по квантовым состояниям фононные операторы заменяем классическими функциями. Считаем, что при усреднении происходит расщепление фононных, фононных и экситонных операторов. Используя (2), находим систему эволюционных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{i\partial C_n}{\partial t} + i\Gamma C_n &= [\omega_0 - \omega_a + \alpha (x_{n+1} - x_{n-1})] C_n - \\ &- J_0 (C_{n+1} + C_{n-1}) - \beta [(x_{n+1} - x_n) C_{n+1} + \\ &+ (x_n - x_{n-1}) C_{n-1}] + \\ &+ (\mathbf{d} \cdot \mathbf{\Sigma}_0) \hbar^{-1} [1 + \gamma (x_{n+1} - x_{n-1})], \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n^{(z)}}{\partial t} &= \alpha (|C_{n+1}|^2 - |C_{n-1}|^2) - \\ &- \beta (C_{n+1}^* C_n + C_{n+1} C_n^*) + \\ &+ \beta (C_n^* C_{n-1} + C_n C_{n-1}^*) + 2\kappa \hat{D} x_n + \\ &+ \gamma \hbar^{-1} [(\mathbf{d} \cdot \mathbf{\Sigma}_0) (C_{n+1} - C_{n-1})^* + \\ &+ (\mathbf{d} \cdot \mathbf{\Sigma}_0)^* (C_{n+1} - C_{n-1})], \quad (5) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial x_n}{\partial t} = \frac{1}{m} p_n^{(z)}, \quad (6)$$

где

$$\hat{D} = D_{nl} = \delta_{nl+1} + \delta_{nl-1} - 2\delta_{nl},$$

δ_{nl} — дельта-функция. Квазимонохроматическая компонента напряженности электромагнитного поля имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{\Sigma}_0(x, y, t) e^{-i\omega_a t} + \text{с.с.},$$

$\mathbf{\Sigma}_0$ — ее амплитуда. Здесь несущая частота ω_0 близка частоте молекулярного перехода ω_a . При выводе системы (4)–(6) использовано приближение вращающейся волны. Дополнительно введена Γ — феноменологическая константа затухания экситонного состояния, описывающая радиационные потери и экситонную аннигиляцию, тушение излучения.

Для сопряженных полимеров часто выполняется неравенство $\alpha \gg \beta$ [24]. Для J -агрегатов значения этих констант нам не известны. Однако без ущерба для общности положим далее $\beta = 0$.

Для разности $u_n = x_{n+1} - x_{n-1}$ уравнения (4), (6) приводятся к одному уравнению

$$\frac{\hbar_0^2}{v_0^2} \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} - \widehat{D} u_n = a \widehat{D} |C_n|^2 + \frac{b}{\hbar \mu_0} \widehat{D} [(\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_0) C_n^* + (\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_0)^* C_n], \quad (7)$$

где

$$v_0 = \sqrt{2\kappa m} \hbar_0, \quad a = \frac{\alpha}{2\kappa}, \quad b = \frac{\mu_0 \gamma}{4\kappa}.$$

Константа μ_0 определена ниже формулой (18). Для достаточно медленно изменяющейся среды, состоящей из высокоупорядоченных агрегатов, таких что $N_m \gg 1$, можно считать, что масштаб изменения функций, входящих в уравнения (5) и (6), много больше h_0 . Это приближение позволяет перейти к производным по координате x :

$$\begin{aligned} \widehat{D} u_n &= h_0^2 \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x^2}, \quad u(x) = h_0 w, \\ w &= \lim_{h_0 \rightarrow 0} \frac{x_{n+1} - x_{n-1}}{h_0}, \\ \widehat{D} \psi_n &= h_0^2 \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2}, \quad \psi(x) = \lim_{h_0 \rightarrow 0} C_n. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнения (5) и (6) в континуальном пределе с учетом усреднения по квантовым состояниям принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left\{ u + a |\psi|^2 + \right. \\ &\left. + \frac{b}{\mu_0 \hbar} [(\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_0) \psi^* + (\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_0)^* \psi] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Используя приближения (8) и пренебрегая в правой части уравнения (4) членами с коэффициентом h_0^2 , приводим это уравнение к виду

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma \right) \psi + D \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= \\ &= (\nu + \alpha u) \psi + (\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_0) \hbar^{-1} (1 + \gamma u), \end{aligned} \quad (10)$$

где $D = -\hbar_0^2 J_0$.

3. БИСТАБИЛЬНОСТЬ ДЛЯ ТОНКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Пусть молекулярные J -агрегаты помещены в тонкую пленку толщиной L много меньшей $2\pi/k_y$,

$$2\pi/k_y \gg L,$$

расположенную в плоскости $y = 0$. Коэффициент диэлектрической проницаемости среды изменяется по x периодически с периодом $2\pi/k$. Световой пучок падает на пленку под углом θ :

$$\text{tg } \theta = \frac{k_y}{k}.$$

Здесь k_y и k — y - и x -компоненты волнового вектора.

Представим амплитуду напряженности электромагнитного поля $\boldsymbol{\Sigma}_0$ в виде

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Sigma}_0(x, y, t) &= E_0(x, t) e^{ik_y y} + E_+(x, t) e^{ikx} + \\ &+ E_-(x, t) e^{-ikx}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $E_0(x, t)$, $E_{\pm}(x, t)$ — медленно меняющиеся функции x, t , т. е.

$$\left| \frac{\partial^2 E_{0\pm}}{\partial x^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial E_{0\pm}}{\partial x} \right|, \quad (12)$$

$$\left| \frac{\partial^2 E_{0\pm}}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega \frac{\partial E_{0\pm}}{\partial t} \right|. \quad (13)$$

Пусть поляризация компоненты поля с амплитудой E_0 направлена по оси x , а компонент поля E_{\pm} — по оси z . Для тонкой молекулярной пленки распределение плотности J -агрегатов по оси y описывается дельта-функцией. После усреднения уравнений эволюции среды по толщине пленки зависимость от y компонент полей, стоящих в правой части (11), исчезает.

Представим функции, входящие в систему (9), (10), в виде

$$u(X, T) = u_0(x, t) + u_+(x, t) e^{ikx} + u_-(x, t) e^{-ikx}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \psi(X, T) &= [\psi_0(x, t) + \psi_+(x, t) e^{ikx} + \\ &+ \psi_-(x, t) e^{-ikx}] e^{-i\omega t} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $u_0(x, t)$, $u_{\pm}(x, t)$, $\psi_0(x, t)$, $\psi_{\pm}(x, t)$ — медленные огибающие, т. е. соотношения, аналогичные (12), (13), справедливы для функций ψ_0, ψ_+, ψ_- и u_0, u_+, u_- .

Подставив выражения (14), (15) в систему (9), (10) и учитывая условия (12), (13) и аналогичные условия для других функций, находим

$$\begin{aligned} u_{\pm}(x, t) &= - [a (\psi_0^* \psi_{\pm} + \psi_0 \psi_{\mp}^*) + \\ &+ b (\psi_0^* E_{\pm} + \psi_0 E_{\mp}^* + \psi_{\pm} E_0^* + \psi_{\mp}^* E_0)], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} [a (|\psi_0|^2 + |\psi_+|^2 + |\psi_-|^2) + b (\psi_+^* E_+ + \psi_+ E_+^* + \psi_- E_-^* + \psi_-^* E_- + \psi_0^* E_0 + \psi_0 E_0^*)]. \quad (17)$$

Величины проекций момента \mathbf{d}_0 на оси зависят от вида агрегата и его степени упорядоченности. Поскольку целью работы является исследование качественных характеристик, предположим для простоты, что x - и z -проекции дипольного момента равны,

$$d_x = d_z = \mu_0 \hbar. \quad (18)$$

Тогда уравнения для компонент ψ_{\pm} и ψ_0 принимают вид

$$\frac{i\partial\psi_{\pm}}{\partial t} + i\Gamma\psi_{\pm} + Dk^2\psi_{\pm} = (\nu + \alpha u_0)\psi_{\pm} + \alpha u_{\pm}\psi_0 + \mu_0 E_{\pm}(1 + \gamma u_0) + \mu_0 E_0 \gamma u_{\pm}, \quad (19)$$

$$\frac{i\partial\psi_0}{\partial t} + i\Gamma\psi_0 - D\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2} = (\nu + \alpha u_0)\psi_0 + \alpha (u_+\psi_- + u_-\psi_+) + \mu_0 [E_0(1 + \gamma u_0) + \gamma (E_+u_- + E_-u_+)]. \quad (20)$$

Исследуем внутреннюю бистабильность среды в стационарном пределе для

$$\frac{\partial \Sigma_0}{\partial t}(x, t) = 0.$$

Рассмотрим случай сильной пространственной дисперсии,

$$Dk^2 \gg \Gamma, \alpha u_{\pm}. \quad (21)$$

Пусть для простоты амплитуды $E_+ = E_- = E_0$ действительны и постоянны. Тогда при выполнении условия (21) находим

$$\psi_+ = \psi_- = E_+ f(x, t), \quad (22)$$

где

$$f(x, t) = \frac{-\mu_0 [1 + \gamma u_0 - \gamma b E_0 (\psi_0 + \psi_0^*)]}{\nu - k^2 D - \mu_0 \gamma E_0 [a (\psi_0 + \psi_0^*) + 2b E_0]}.$$

Уравнения для компонент ψ_{\pm} и ψ_0 имеют вид

$$\frac{i\partial\psi_0}{\partial t} + i\Gamma\psi_0 - D\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2} = (\nu + \alpha u_0)\psi_0 - E_+^2 (2\alpha f + \mu_0 \gamma) \times [(\psi_0 + \psi_0^*) (b + a f) + 2b E_0 f] + \mu_0 E_0 (1 + \gamma u_0), \quad (23)$$

$$\frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} [a (|\psi_0|^2 + 2|E_+|^2 f^2) + b E_+ (\psi_0^* + \psi_0 + 2E_0 f) + b (\psi_0^* E_0 + \psi_0 E_0^*)]. \quad (24)$$

Пусть $a' = a = 0$, т. е. отсутствует нелинейное экситон-фоонное взаимодействие, вызывающее сдвиг частоты. Тогда уравнения (23), (24) принимают вид

$$\frac{i\partial\psi_0}{\partial t} + i\Gamma\psi_0 - D\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2} = \nu'\psi_0 - E_+^2 \mu_0 \gamma' b \times (\psi_0 + \psi_0^* + 2E_0 f) + \mu_0 E_0 (1 + \gamma' u_0), \quad (25)$$

$$\frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} = b \frac{\partial^2}{\partial x^2} [\psi_0^* E_0 + \psi_0 E_0^* + b E_+ (\psi_0^* + \psi_0 + 2E_0 f)]. \quad (26)$$

Анализ уравнений (25), (26) показал, что в этом случае связанные локализованные экситон-фоонные состояния не образуются. В рамках рассматриваемой в этом разделе модели слабого возбуждения среды для возникновения устойчивых солитоноподобных состояний необходим учет зависимости сдвига частоты от деформации молекул. При сильном изменении заселенностей уровней явление нелинейной локализации экситонов и оптической бистабильности возможны и при отсутствии зависимости сдвига частоты от плотности экситонов и интенсивности электромагнитного поля, см. следующий раздел работы.

Из уравнений (19) в адиабатическом пределе, т. е. при условии

$$\frac{\partial\psi_{\pm}}{\partial t} \ll Dk^2\psi,$$

находим

$$\psi_+ = -\frac{1}{\omega_0 - i\Gamma} \times [\alpha u_+ \psi_0 + \mu_0 E_+ (1 + \gamma u_0) + \gamma \mu_0 E_0 u_+], \quad (27)$$

где

$$\omega_0 = \nu + \alpha u_0 - k^2 D. \quad (28)$$

Исследуем роль зависимости частоты от деформации молекулярных цепочек, положив

$$\gamma = b = 0, \quad (29)$$

т. е. пренебрегаем поляритон-фоонным взаимодействием. Пренебрегаем в (27) также взаимодействием $\sim \alpha$ по сравнению с резонансным ($\sim \mu_0$).

Подставив (27) в систему (17), (20), находим

$$\frac{i\partial\psi_0}{\partial t} + i\Gamma\psi_0 - D\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2} = (\nu + \alpha u_0)\psi_0 - 2\tilde{a}\left[\psi_0 + \psi_0^* + \frac{i\Gamma}{\omega_0}(\psi_0 - \psi_0^*)\right] \times G_+^2\left(1 + \frac{i\Gamma}{\omega_0}\right) + \mu_0 E_0, \quad (30)$$

$$\frac{1}{v_0^2}\frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} = a\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[|\psi_0|^2 + 2G_+^2\left(1 + \frac{\Gamma^2}{\omega_0^2}\right)\right]. \quad (31)$$

Здесь ω_0, ω_1 являются функциями u_0 ввиду (28) и

$$\tilde{a} = a\alpha, \quad G_+ = \frac{\mu_0 E_+ + \omega_0}{\omega_0^2 + \Gamma^2}.$$

Система уравнений (30), (31) описывает генерацию акустических волн и экситонных состояний внешним электромагнитным полем. В присутствии встречных волн в периодической среде неоднородность электромагнитного поля приводит к генерации акустических волн и сдвигу частоты. Поскольку взаимодействие электромагнитного поля со средой резонансное, в такой среде возможны критические изменения в картине формирования локализованных состояний и эффективных оптических нелинейностей по сравнению со случаем однородной среды.

Рассмотрим стационарный случай взаимодействия, описываемого системой уравнений (30), (31). Введем эффективную «частоту» $\omega_1 = \omega_0 (D = 0)$, удовлетворяющую уравнению

$$\omega_1 = \nu - \tilde{a}\left(|\psi_0|^2 + 2\frac{|\mu_0 E_+|^2}{\Gamma^2 + \omega_0^2}\right). \quad (32)$$

В стационарном случае из уравнений (30), (31) находим

$$|\psi_0|^2\left[1 + \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2} + 2G\left(\frac{\omega_1}{\Gamma} - 2\frac{\beta_0\omega_1}{\omega_0} - 2\beta_0\right)\right]^2 = \frac{|\mu_0 E_0|^2}{\Gamma^2}\left[1 + \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2} + 4G\beta_0(G\beta_0^3 + G\beta_0 - \beta_0 - 1)\right], \quad (33)$$

где

$$G = \frac{2\tilde{a}}{\Gamma}\left(\frac{\mu_0 E_+ + \omega_0}{\omega_0^2 + \Gamma^2}\right)^2, \quad \beta_0 = \frac{\Gamma}{\omega_0}.$$

Система уравнений (32), (33) описывает в неявном виде многозначную (в общем случае) зависимость плотности экситонных состояний от амплитуды падающего поля E_0 .

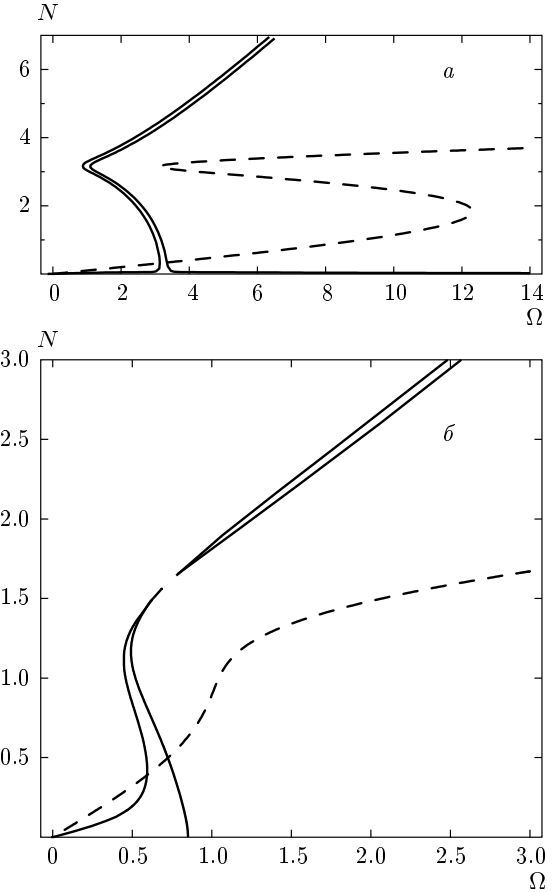


Рис. 1. Зависимости N от Ω . Штриховые линии — случай I, сплошные линии — случай II; $\nu/\Gamma = 10$, $\tilde{a}/\Gamma = 0.1$, $\beta_0 = 0$ (а) и 1.2 (б)

Рассмотрим предельный случай этой системы, отвечающий большой расстройке: $\Gamma \ll \omega_0$. Пренебрегая членами с коэффициентом β_0 , из (32), (33) получаем

$$|\psi_0|^2\left(1 + \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2} + 2\frac{\omega_1}{\Gamma}G\right)^2 = \frac{|\mu_0 E_0|^2}{\Gamma^2}\left(1 + \frac{\omega_1^2}{\Gamma^2}\right). \quad (34)$$

На рис. 1 представлены зависимости плотности экситонов $N = |\psi_0|^2$ от $\Omega = d_x \sqrt{I_0} (\hbar\Gamma)^{-1}$ для следующих случаев:

- I) $|E_0|^2 = I_0$, $E_+ = E_- = 0$ (однородная среда);
- II) $|E_0|^2 = 0.1I_0$, $|E_+|^2 = |E_-|^2 = 0.45I_0$ (периодическая среда).

На рис. 1а показаны разные условия формирования бистабильной зависимости для $\nu/\Gamma = 10$, $\tilde{a}/\Gamma = 0.1$, $\beta_0 = 0$. Используя результаты экспериментов, представленные в работе [16], можно оценить $\tilde{a}^{-1} \approx 0.5-1$ пс. Для сопряженных полимеров $\tilde{a}^{-1} \sim 0.1$ пс [22, 23]. Для случая II имеем $G = 0.9I_0$.

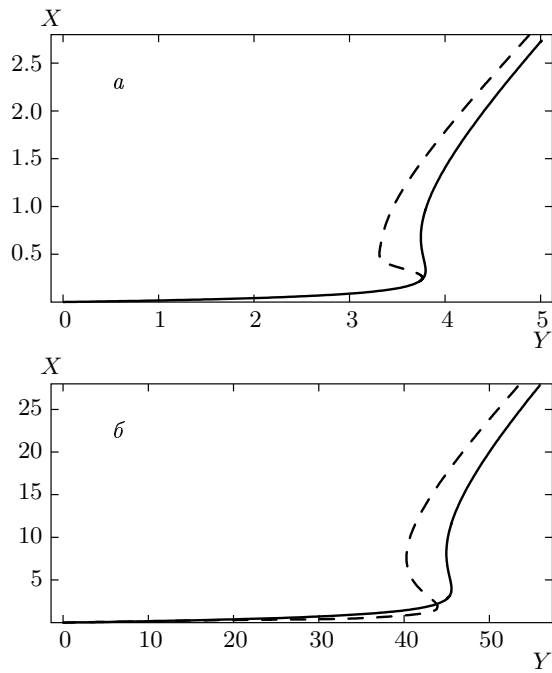


Рис. 2. Зависимости X от Y для периодической (а) и однородной (б) среды без учета (сплошные линии) и с учетом (штриховые линии) частотного сдвига (48)

Обнаружено, что в периодической среде картина формирования бистабильности имеет качественные отличия от однородного случая. В случае II бистабильность наблюдается для суммарной интенсивности полей I_0 более чем на порядок меньшей, чем в случае I. Причем амплитуда скачка между нижней и верхней ветвями бистабильной кривой в случае II больше, см. рис. 1а. С ростом $\beta_0 > 0$ происходит качественное изменение формы бистабильной кривой. Уже при малых $\beta_0 \leq 0.1$ бистабильность реализуется в случае II для значений параметров, при которых в случае I бистабильная зависимость отсутствует. С ростом β_0 верхняя ветвь бистабильной кривой отрывается, образуя изолированную ветвь, уходящую на бесконечность, см. рис. 1б, построенный для значений констант $\beta_0 = 1.2$, $\nu = 1.3\Gamma$, $\tilde{a} = 0.1\Gamma$.

Численное решение уравнений (32), (33) показало, что при большей относительной величине амплитуд встречных волн E_{\pm} требуется меньшая суммарная интенсивность полей I_0 , при которой происходит переключение состояния экситона с нижней ветви на верхнюю. Это качество внутренней бистабильной периодической среды представляет интерес при создании оптических элементов малых размеров. Изолированная для достаточно больших β_0

верхняя ветвь отвечает жесткому возбуждению среды. Неоднородное уширение приводит к исчезновению бистабильности, если ширина линии ν_l больше, чем расстройка ν_0 . Однако, как показал численный анализ, если $\nu_l < \nu_0$, то бистабильность сохраняется.

Условия, при которых реализуется внутренняя бистабильность, являются достаточными для возникновения оптической бистабильности в рамках изучаемых здесь моделей. Этот факт подтверждается численным решением, и его нетрудно доказать для тонких пленок в общем случае.

4. СИЛЬНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СЛАБОУПОРЯДОЧЕННЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ J-АГРЕГАТОВ

Молекулы красителей образуют высокоупорядоченные агрегаты лишь при определенных физико-химических условиях [9]. В работах [5, 12, 14] были исследованы J-агрегаты ПИЦ, устойчивые при комнатных температурах к действию лазерного излучения. Эти J-агрегаты характеризуются относительно небольшой степенью упорядоченности. Как и выше, рассматриваем эволюцию электромагнитного поля в тонкой пленке с периодически (с периодом $2\pi/k_0$) модулированным коэффициентом диэлектрической проницаемости. Характерная длина делокализации экситона для таких агрегатов составляет $N_d \sim 10-10^2$. Для таких сред колебания молекул с волновым вектором, близким k_0 , не дают вклада. Поэтому достаточно учесть «нулевые» колебания с волновым вектором, много меньшим k_0 .

Используем стандартную аппроксимацию J-агрегатов молекул красителя в виде двухуровневой среды [9]. Амплитуду электромагнитного поля и поляризуемость среды в одномерной периодической среде представим в виде

$$E(x, t) = E_1(x, t) \exp(-i\omega_0 + ik_0x) + E_2(x, t) \exp(-i\omega_0 - ik_0x) + \text{с.с.}, \quad (35)$$

$$p(x, t) = p_1(x, t) \exp(-i\omega_0 + ik_0x) + p_2(x, t) \exp(-i\omega_0 - ik_0x) + \text{с.с.}, \quad (36)$$

где ω_0 — частота лазерного поля, а E_1, E_2, p_1, p_2 — соответствующие медленные огибающие, отвечающие одному мономеру. Без потери общности считаем, что частота электромагнитного поля совпадает с частотой, соответствующей середине запрещенной зоны.

Представим заселенности уровней в виде

$$n = n_0 + n_1 \exp(i2k_0x) + n_1^* \exp(-i2k_0x). \quad (37)$$

Используя приближение медленных огибающих и разложения (35)–(37), стандартным образом получаем уравнения Блоха

$$i \frac{\partial p_1}{\partial t} = (i\nu - \gamma_2) p_1 - i \frac{\mu}{\hbar} (E_1 n_0 + E_2 n_1), \quad (38)$$

$$i \frac{\partial p_2}{\partial t} = (i\nu - \gamma_2) p_2 - i \frac{\mu}{\hbar} (E_2 n_0 + E_1 n_1^*), \quad (39)$$

$$i \frac{\partial n_0}{\partial t} = -\gamma_1 (n_0 - n_g) + \frac{2i\mu}{\hbar} (E_1 p_1^* + E_2 p_2^* - E_1^* p_1 - E_2^* p_2), \quad (40)$$

$$i \frac{\partial n_1}{\partial t} = -\gamma_1 n_1 + \frac{2i\mu}{\hbar} (E_1 p_2^* - E_2^* p_1), \quad (41)$$

где $\nu = \omega_0 - \omega_a$ — отстройка частоты перехода ω_a от середины запрещенной зоны, μ — дипольный момент перехода, n_e — заселенность среды в основном состоянии.

Стационарное решение системы (38)–(41) имеет вид

$$p_1 = \frac{i}{\nu_2} (\Omega_1 n_0 + \Omega_2 n_1), \quad (42)$$

$$p_2 = \frac{i}{\nu_2} (\Omega_2 n_0 + \Omega_1 n_1^*), \quad (43)$$

$$n_0 [\gamma_1 + 2\gamma (|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2)] = \gamma_1 n_e - 2\gamma (\Omega_1 \Omega_2^* n_1^* + \Omega_1^* \Omega_2 n_1), \quad (44)$$

$$n_1 = - \frac{2\gamma n_0 \Omega_1 \Omega_2^*}{\gamma_1 + \gamma (|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2) - i\nu_1 \gamma_2^{-1} (|\Omega_1|^2 - |\Omega_2|^2)}, \quad (45)$$

где

$$\Omega_j = \mu E_j / \hbar, \quad j = 1, 2,$$

$$\tau = 2\gamma_2^{-1} (1 + \nu^2 \gamma_2^{-2})^{-1}, \quad \nu_2 = i\nu_1 - \gamma_2.$$

Для исследования качественных особенностей взаимодействия электромагнитного поля со средой положим для простоты $E_1 = E_2$. Тогда из (44), (45) находим

$$p_1 = \frac{i}{\nu_2} \frac{\gamma_1 n_e \Omega_1}{\gamma_1 + 6\tau |\Omega_1|^2}, \quad (46)$$

$$n_0 = \frac{n_e (\gamma_1 + 2\tau |\Omega_1|^2)}{\gamma_1 + 6\tau |\Omega_1|^2}. \quad (47)$$

Предполагаем, что смещения мономеров относительно положения равновесия, как и в предыдущем разделе, адиабатически следуют изменению плотности экситонов. Считаем, что вклад дает только нулевая гармоника деформации молекулярной цепочки n_0 . Используя результаты предыдущего раздела, можно показать, что в уравнениях (38), (39) такая деформация проявляется в следующем смещении частоты $\nu \rightarrow \nu_1$, вызванном самолокализацией экситонов:

$$\nu_1 = \nu - \tilde{a} (n_0 - n_e), \quad (48)$$

где \tilde{a} — константа связи, см. формулу (7).

Исследуем влияние частотного сдвига на оптическую бистабильность в тонкой периодической среде, содержащей J -агрегаты красителей. Считаем, что толщина пленки L много меньше длины световой волны,

$$2\pi/k_0 \gg L.$$

В этом случае компоненты амплитуды внешнего падающего поля G_1 и амплитуда поля внутри пленки E_1 , т. е. коэффициенты перед $\exp(ik_0 x)$ в разложении вида (35), связаны соотношением (см., например, [17, 18])

$$\Omega_0 = \Omega_1 + \gamma_0 N_0 L p_1, \quad (49)$$

где

$$\Omega_0 = \mu G_1 / \hbar, \quad \Omega_1 = \mu E_1 / \hbar, \quad \gamma_0 = 2\pi \mu^2 N_0 k_0 L / \hbar,$$

где N_0 — концентрация молекул красителя.

Предполагается, что коэффициенты линейной диэлектрической проницаемости внешней среды и тонкой пленки близки и углы падения и преломления в пленке приблизительно равны. Учет различия этих коэффициентов не приводит к качественно новым результатам.

Обозначим

$$X = \frac{|\Omega_1|^2}{\gamma_1 \gamma_2}, \quad Y = \frac{|\Omega_0|^2}{\gamma_1 \gamma_2}.$$

В стационарном случае уравнения (46), (48), (49) приводятся к виду

$$X \left\{ \left[1 + \frac{g}{1 + [v - a_0 (n_e - n_0)]^2 + 12X} \right]^2 + \left[\frac{g [v - a_0 (n_e - n_0)]}{1 + [v - a_0 (n_e - n_0)]^2 + 12X} \right]^2 \right\} = Y, \quad (50)$$

где

$$g = \gamma_0/\gamma_2, \quad v = \nu/\gamma_2, \quad a_0 = \tilde{a}/\gamma_2.$$

Зависимость n_0 от X дается уравнением (47) в неявном виде, поскольку τ содержит сдвиг частоты (48), зависящий от X . Сдвиг частоты (48) критическим образом упрощает реализацию беззеркальной оптической бистабильности в тонкой пленке. В зависимости n_0 от X выберем пороговые значения параметров, отвечающие скачку населенности. На рис. 2 приведены результаты численного решения уравнений (47), (48), (50) для $g = 10$, $v = 2.0$ с учетом ($a_0 = 2$) и без учета ($a_0 = 0$) смещения частоты (48). В качестве J -агрегата взят псевдоизоцианин-бромид с концентрацией $N_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\gamma_2 = N_m/3.7 \text{ пс}$, $L \approx \lambda \approx 5.73 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ и $\gamma_0 \approx 13 \text{ пс}$ (см. оценки в работе [18]).

В однородной среде, без учета частотного смещения (48) бистабильная кривая возникает при $g > 8$ и $Y > Y_{th} \approx 27$ для $\nu = 0$. С ростом расстройки ν растет пороговое значение Y_{th} . Учет частотного сдвига приводит к появлению ОБ при значительно (до 50 %) меньших плотностях среды, см. рис. 2а. Для периодической среды пороговое значение Y_{th} меньше более чем на порядок по сравнению со случаем однородной среды (см. рис. 2б, на котором показана бистабильная зависимость для значений параметров, которые использовались при построении рис. 2а, для случая однородной среды).

Используя стационарное решение уравнений (38), (39), нетрудно найти выражение для коэффициента восприимчивости

$$\chi = \frac{P_1}{\sqrt{X}},$$

который имеет особенности, обусловленные самолокализацией экситонов. В зависимостях $\text{Im } \chi$ и $\text{Re } \chi$ от X появляется пик, связанный с частотным смещением (48), см. рис. 3а,б, на которых для сравнения приведены кривые, полученные с учетом и без учета частотного сдвига для условий и значений параметров, использованных при построении рис. 2.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценки, сделанные без учета сдвига частоты для тонких однородных полимерных пленок, содержащих J -агрегаты ПИЦ, показали, что условия существования ОБ в однородной среде близки к критическим [18]. Оптические процессы в периодической

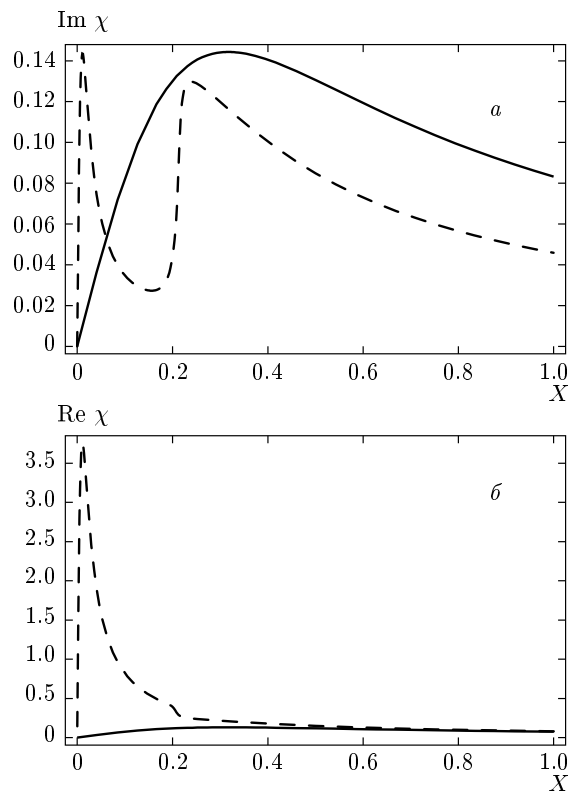


Рис. 3. Зависимости $\text{Im } \chi$ (а) и $\text{Re } \chi$ (б) от X без учета (сплошные линии) и с учетом (штриховые линии) частотного сдвига (48)

среде, содержащей J -агрегаты красителей, характеризуются усилением нелинейно-оптических свойств среды для частот, лежащих внутри и вблизи запрещенной зоны. В том числе, как продемонстрировано в настоящей работе, в периодической среде, содержащей J -агрегаты красителей, возникают новые условия формирования бистабильности. Например, для реализации ОБ требуются на порядок меньшие значения интенсивности падающего поля, чем в однородной среде при остальных равных параметрах. Частотное смещение (48) приводит к дополнительному упрощению условий наблюдения ОБ. Эти свойства важны для практического применения тонких пленок в качестве оптических элементов микронных размеров, для которых желательно использовать как можно более низкие значения интенсивностей электромагнитного поля. Применение молекулярных сред, для которых их деформация, ассоциированная с самолокализацией экситонов, максимальна, позволяет также упростить условия, требуемые для проявления ОБ.

Экспериментальные результаты работы [12] объясняются эффектом автолокализации экситонов,

связанной с деформацией молекулярных цепочек J -агрегатов ПИЦ. В случае большой, по сравнению с временем распространения деформации молекулярной цепочки, длительности импульса электромагнитного поля происходит накопление значительного числа экситонов возле локального минимума верхней границы экситонной зоны. В связи с этим следует ожидать роста эффективной оптической нелинейности среды. Изменяя геометрию взаимодействия, например, угол падения электромагнитного поля на пленку, можно управлять локализацией экситонов и эффективной нелинейностью среды.

В экспериментах, выполненных авторами работы [25], исследовались нелинейно-оптические свойства пленок J -агрегатов красителей, помещенных в микрорезонатор с распределенной обратной связью. В этой работе обнаружено увеличение на порядок оптической восприимчивости для некоторых частот по сравнению со случаем однородной среды. Достаточного теоретического объяснения этого явления в этой работе не приведено. В настоящей работе это явление может быть объяснено в рамках построенных моделей. Оптическая бистабильность в фотонных кристаллах с керровской нелинейностью интенсивно исследуется на протяжении последних двадцати лет, см. обзор [26]. В большинстве этих работ применяется упрощенная схема ОБ, в которой предполагается, что край запрещенной зоны смещается пропорционально интенсивности поля. Эта схема не описывает особенностей, характерных для взаимодействия электромагнитного поля и молекул красителя и его агрегатов. Акусто-оптические и резонансные свойства J -агрегатов красителей в присутствии электромагнитного поля позволяют реализовать новые возможности управления эффективной нелинейностью, пропусканием и переключением света. В рамках модели, изученной в предыдущем разделе работы, бистабильность может быть реализована при комнатных температурах на масштабах, составляющих порядка 10–40 мономеров агрегата, т. е. порядка 0.2–1 нм. Эти свойства могут быть использованы при применении подобных сред в качестве основы при создании наноразмерных переключателей.

Отметим, что в работе не учитывалась поправка к величине поля в среде, возникающая в приближении среднего поля [18], в том числе в тонкой пленке [27]. В рамках рассмотренных ниже моделей эта поправка приводит лишь к несущественной перенормировке некоторых констант в пределах ошибки, с которой эти параметры определены. В отсутствие электромагнитного поля ($E_{0,\pm} = 0$) динамиче-

ские уравнения (30), (31) описывают распространение экситонных сгустков вдоль молекулярных цепочек [15]. Простейшие солитонные решения этой системы известны. Эти уравнения могут применяться для описания динамики переключения между устойчивыми ветвями бистабильной кривой. Представляет интерес исследование формирования квазисолитонных импульсов экситонов при скачкообразном переходе с одной ветви бистабильной кривой на другую в окрестности точки переключения.

Молекулы, содержащиеся в пленке, излучают в поперечном направлении, что приводит к потерям, не связанным с релаксацией поляризации или населенности в экситонной системе [28]. Поскольку константы, определяющие это излучение и взаимодействие света с экситонами цепочки, зависят от направления излучения и плотности экситонов, радиационные потери будут зависеть от самолокализации экситонов. Однако в исследованной здесь модели не учитывалось нелинейное затухание, связанное с изменением плотности экситонов. Вклад этого вида нелинейностей может быть учтен, если считать некоторые константы комплексными. К сожалению, выявить роль таких процессов затухания из экспериментальных работ по исследованию тонких пленок J -агрегатов не удалось. В известных работах, посвященных описанию взаимодействия с родственными средами, например, сопряженными полимерами, этими эффектами пренебрегают. В ряде экспериментальных работ наблюдалось сильное изменение релаксации при условиях возникновения локализации экситонов. В литературе принято связывать рост времени жизни электрона в возбужденном состоянии с возникновением энергетической ловушки, вызванной смещением молекул. Такое явление описывается в рамках предложенной модели. Процесс релаксации связан со многими факторами и описывается введением феноменологической константы релаксации. Учет нелинейной релаксации и последующего уточнения модели требует более детальной экспериментальной информации.

Условия, при которых реализуется внутренняя бистабильность, приводят к скачкообразной зависимости поляризуемости среды от интенсивности электромагнитного поля и параметров среды, например, константы скорости тушения и частоты генерации. Это приводит к росту чувствительности системы к изменению скорости тушения, вызванной, например, изменением pH окружающей среды. Эти свойства периодической среды, содержащей J -агрегаты красителей, делают ее перспективной для применения в качестве сенсоров.

Автор благодарен А. И. Плеханову за полезные обсуждения проблем, рассмотренных в работе. Работа выполнена в рамках Госконтракта Минобрнауки № 02.513.11.3167 и при поддержке Междисциплинарного интеграционного проекта фундаментальных исследований СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Maimistov and I. R. Gabitov, in *Nonlinear Waves in Complex Systems: Energy Flow and Geometry*, ed. by J.-G. Caputo and M. P. Soerensen, Springer (2007).
2. I. R. Gabitov, A. O. Korotkevich, A. I. Maimistov, and J. B. McMahon, in *Dissipative Solitons*, ed. by N. N. Akhmediev, Springer (2007).
3. N. M. Litchinitser, I. R. Gabitov, A. I. Maimistov, and V. M. Shalaev, *Opt. Lett.* **32**, 151 (2007).
4. S. de Boer and D. A. Wiersma, *Chem. Phys. Lett.* **165**, 45 (1990).
5. J. Knoester, *Phys. Rev. A* **47**, 2083 (1993).
6. А. Н. Тапенин, *Фотоника молекул красителей родственных органических соединений*, Наука, Ленинград (1967).
7. А. А. Ищенко, *УХН* **60**, 1708 (1991).
8. K. Misawa, K. Minoshima, H. Ono, and T. Kobayashi, *Chem. Phys. Lett.* **220**, 251 (1994).
9. *J-aggregates*, ed. by T. Kobayashi, World Sci., Singapore (1996).
10. E. I. Rashba, in *Excitons*, ed. by E. I. Rashba and M. D. Sturge, North-Holland, Amsterdam (1982), p. 543.
11. V. F. Kamalov, I. A. Struganova, and K. Yoshihara, *Chem. Phys. Lett.* **213**, 599 (1993).
12. P. O. Марков, А. И. Плеханов, З. М. Иванова и др., *ЖЭТФ* **126**, 130 (2004).
13. B. C. Chin, K. Misawa, T. Masuda, and T. Kobayashi, *Chem. Phys. Lett.* **318**, 499 (2000).
14. R. V. Markov, A. I. Plekhanov, V. V. Shelkovnikov, and J. Knoester, *Phys. St. Sol. (b)* **221**, 529 (2000).
15. А. С. Давыдов, *Солитоны в молекулярных системах*, Наукова думка, Киев (1988).
16. M. A. Drobizhev, M. N. Sapozhnikov, I. G. Scheblykin et al., *Pure Appl. Opt.* **5**, 569 (1996).
17. А. М. Башаров, *ЖЭТФ* **108**, 842 (1995).
18. V. Malyshev and P. Moreno, *Phys. Rev. A* **53**, 416 (1996).
19. K. Minoshima, M. Taiji, K. Misawa, and T. Kobayashi, *Chem. Phys. Lett.* **218**, 67 (1994).
20. V. A. Malyshev, H. Glaeske, and K.-H. Feller, *Opt. Comm.* **169**, 177 (1999).
21. А. А. Заболотский, *ЖЭТФ* **129**, 435 (2006).
22. A. J. Heeger, S. Kivelson, J. R. Schrieffer, and W. P. Su, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 781 (1988).
23. B. I. Greene, J. F. Mueller, J. Orenstein et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 325 (1988).
24. J. Orenstein, in *Handbook of Conducting Polymers 2*, ed. by T. A. Skotheim, Dekker, New York (1986), Vol. 2.
25. F. Sasaki, S. Kobayashi, and S. Haraichi, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 15 (2002).
26. M. Soljačić and J. D. Joannopoulos, *Nature Materials* **3**, 211 (2004).
27. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон, *КЭ* **9**, 2179 (1982).
28. J.-G. Caputo, E. V. Kazantseva, and A. I. Maimistov, *Phys. Rev. B* **75**, 014113 (2007).