

Волны переключения и диссипативные структуры в цепочке спазеров

Е.С.Андрианов, А.А.Пухов, А.В.Дорофеев, А.П.Виноградов, А.А.Лисянский

Рассмотрен физический механизм возникновения оптической бистабильности спазера в поле внешней оптической волны. Исследовано влияние этого явления на динамику связанных между собой спазеров, образующих линейную цепочку. Показано, что такая цепочка демонстрирует черты поведения, характерного для открытых нелинейных систем. В частности, при высоких джоулевых потерях в спазере, по цепочке распространяется нелинейная автоволна переключения, переводящая цепочку спазеров из состояния с низкой в состояние с высокой инверсией населенностей спазера или наоборот. Управляющим параметром, определяющим вид переключения, является амплитуда внешней оптической волны. При низких же джоулевых потерях возникают квазипериодические диссипативные структуры, динамика образования которых имеет характер «самосборки».

Ключевые слова: наноплазмоника, спазеры, бистабильность, волны переключения, диссипативные структуры, самосборка.

1. Введение

В последнее время бурно развивается новая область оптики – квантовая плазмоника, сочетающая в себе преимущества плазмоники и квантовой электроники [1–25]. Плазмоника оперирует с поверхностными волнами, чьи длины волн много меньше длины оптической волны в вакууме. Это наделяет плазмонику многими чертами ближнепольной оптики и делает ее востребованной современными нанотехнологиями. Здесь можно упомянуть SERS, спазеры, наноразмерные источники света [26–30] и многочисленные устройства на основе метаматериалов [17, 31, 32]: наноразмерные концентраторы энергии и передающие линии, суперлинзы с разрешением, превосходящим дифракционный предел, устройства для маскировки нанобъектов (клокинг), гиперлинзы [33–40] и т. д.

Малость масштабов, на которых разворачиваются характерные для плазмоники явления, приводит к необходимости учета квантовых эффектов. В связи с этим возникает новая дисциплина – квантовая плазмоника, рассматривающая квантовые эффекты в условиях плазмонного резонанса.

Объектами квантовой плазмоники, вызывающими в последнее время наибольший интерес, являются нанолазеры, к которым можно отнести дипольный нанолазер [8, 10], спазер [11, 41], нанолазер на магнитной моде [42, 43]. Об экспериментальной реализации спазера недавно сообщалось в работе [44]. Принцип действия спазера аналогичен принципу действия лазера – это усиление, обеспеченное

инверсной населенностью, в сочетании с обратной связью, создаваемой индуцированным излучением квантовой точки. В спазере роль фотонов играют поверхностные плазмоны наночастицы. Их локализация на наночастице [11, 41, 45] создает условия для реализации обратной связи. Иными словами, в спазере происходит генерация и усиление ближних полей наночастицы (спазирование). Усиление поверхностных плазмонов вызвано безызлучательной передачей энергии от квантовой точки. В основе процесса лежит диполь-дипольное (или любое иное ближнепольное [46]) взаимодействие квантовой точки и плазмонной наночастицы. Этот механизм можно рассматривать как основной, поскольку вероятность безызлучательного возбуждения плазмона в $(kr_0)^{-3}$ раз больше радиационного высвечивания фотона [15] (r_0 – расстояние между центрами наночастицы и квантовой точки, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в вакууме). Таким образом, эффективность передачи энергии от квантовой точки к поверхностному плазмону наночастицы обусловлена малым расстоянием r_0 , несмотря на то что добротность плазмонного резонанса достаточно низка*. Из-за высокой эффективности этого процесса внешняя оптическая волна, распространяющаяся по композиту из спазеров, взаимодействует не отдельно с квантовыми точками и наночастицами, а с целыми спазерами.

Выше порога генерации спазер, как и лазер, является автоколебательной системой. Поведение спазера в этом режиме (синхронизация внешним полем, компенсация потерь, неравновесный отклик и т. п.) подробно рассмотрено в работах [20–22, 24, 25]. Ниже исследуется поведение спазеров в условиях низкой внешней накачки, когда спазирование еще не наступает. В [7] было показано, что спазер под действием внешнего поля при работе ниже порога может демонстрировать бистабильное поведение. А именно, для каждого значения поля существуют два

Е.С.Андрианов, А.А.Пухов, А.В.Дорофеев, А.П.Виноградов. Московский физико-технический институт (национальный университет), Россия, Московская область, 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13; e-mail: a-vinogr@yandex.ru, pukhov@mail.ru
А.А.Лисянский. Department of Physics, Queens College of the City University of New York, Flushing, New York 11367, USA

*Заметим, что ниже мы пренебрегаем процессами испускания фотона; при этом эффект Парселла [47, 48] не играет заметной роли и его учитывать не нужно.

устойчивых стационарных состояния спазера с разными значениями инверсии населенностей квантовой точки. В [49, 50] было предсказано образование структур в цепочке нелинейных двухуровневых атомов, резонансно взаимодействующих с внешним полем. В настоящей работе рассмотрена динамика системы, обладающей наряду с резонансом линии перехода квантовой точки также и плазмонным резонансом наночастицы, т.е. рассмотрена цепочка бистабильных спазеров. Показано, что в такой цепочке наряду с образованием диссипативных структур возможно распространение волн переключения.

2. Бистабильность единичного спазера во внешнем поле

Динамика наночастицы и квантовой точки в поле внешней оптической волны $E(t) = E \cos(\nu t)$, которое можно считать классическим, что позволяет ограничиваться дипольным взаимодействием, описывается гамильтонианом [20, 21, 25]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hbar\Omega_R(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma} + \hat{\sigma}^\dagger \hat{a}) + \hbar\Omega_1(\hat{a}^\dagger + \hat{a})[\exp(i\nu t) + \exp(-i\nu t)] + \hbar\Omega_2(\hat{\sigma}^\dagger + \hat{\sigma})[\exp(i\nu t) + \exp(-i\nu t)], \quad (1)$$

где $\hat{H}_0 = \hbar\omega_{\text{NP}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\omega_{\text{TLS}}\hat{\sigma}^\dagger\hat{\sigma}$ – гамильтониан невзаимодействующих наночастицы и квантовой точки, а $\Omega_1 = -\mu_{\text{NP}}E/\hbar$ и $\Omega_2 = -\mu_{\text{TLS}}E/\hbar$ – константы их связи с внешним полем; $\mu_{\text{TLS}} = \langle e | \hat{d}_{\text{TLS}} | g \rangle$ – дипольный момент перехода квантовой точки; $\mu_{\text{NP}}^2 = 3\hbar r_{\text{NP}}^3/(\partial \text{Re}\epsilon_{\text{NP}}/\partial\omega)$ [20]; r_{NP} и ϵ_{NP} – радиус и диэлектрическая проницаемость наночастицы.

Используя уравнение Гейзенберга, получаем для «медленных» амплитуд \hat{a} , $\hat{\sigma}$ и \hat{D} следующие уравнения:

$$\dot{\hat{D}} = 2i\Omega_R(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma} - \hat{\sigma}^\dagger \hat{a}) + 2i\Omega_2(\hat{\sigma} - \hat{\sigma}^\dagger) - \frac{\hat{D} - \hat{D}_0}{\tau_D}, \quad (2)$$

$$\dot{\hat{\sigma}} = \left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma} + i\Omega_R\hat{a}\hat{D} + i\Omega_2\hat{D}, \quad (3)$$

$$\dot{\hat{a}} = \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_R\hat{\sigma} - i\Omega_1, \quad (4)$$

где τ_D и τ_σ – времена продольной и поперечной релаксации квантовой точки; τ_a – время жизни плазмона наночастицы; $\Omega_R = [\mu_{\text{NP}}\mu_{\text{TLS}} - 3(\mu_{\text{NP}}\cdot e_r)(\mu_{\text{NP}}\cdot e_r)]/\hbar r_0^3$ – частота Раби; $e_r = \mathbf{r}/r$ – единичный вектор направления от квантовой точки к наночастице; $\delta = \nu - \omega_{\text{TLS}}$; $\Delta = \nu - \omega_{\text{SP}}$ – расстройки частот; ω_{TLS} – частота перехода квантовой точки; ω_{SP} – частота плазмонного резонанса; ν – частота внешнего поля. Нас будут интересовать условия возникновения бистабильности спазера при взаимодействии с внешним полем.

Явление бистабильности единичного спазера впервые было рассмотрено в [7]. Для того чтобы понять физический механизм этого явления, рассмотрим стационарное решение системы (2)–(4). Положим временные производные равными нулю и перейдем от операторов к c -числам. В результате получим следующую систему уравнений:

$$2i\Omega_R(a^*\sigma - \sigma^*a) + 2i\Omega_2(\sigma - \sigma^*) - \frac{D - D_0}{\tau_D} = 0, \quad (5)$$

$$\left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\sigma + i\Omega_R a D + i\Omega_2 D = 0, \quad (6)$$

$$\left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)a - i\Omega_R\sigma - i\Omega_1 = 0. \quad (7)$$

Сделаем замену $\tilde{a} = a + \Omega_2/\Omega_R$ и введем обозначения $\alpha = \mu_{\text{NP}}/\mu_{\text{TLS}}$, $\beta = (-i\Delta + 1/\tau_a)/\Omega - i\alpha$, $-\gamma_a = (i\Delta - 1/\tau_a)$, $-\gamma_\sigma = (i\delta - 1/\tau_\sigma)$ и $\gamma_D = 1/\tau_D$. Тогда уравнения (5)–(7) примут вид

$$2i\Omega_R(\tilde{a}^*\sigma - \sigma^*\tilde{a}) - \gamma_D(D - D_0) = 0, \quad (8)$$

$$-\gamma_\sigma\sigma + i\Omega_R\tilde{a}D = 0, \quad (9)$$

$$-\gamma_a\tilde{a} - i\Omega_R\sigma - \beta\Omega_2 = 0. \quad (10)$$

Из (9) следует, что $\sigma = i\Omega_R\tilde{a}D/\gamma_\sigma$. Подстановка этого выражения в (8) дает

$$-4\Omega_R^2|\tilde{a}|^2D/\tilde{\gamma}_\sigma - \gamma_D(D - D_0) = 0. \quad (11)$$

Окончательно

$$D = D_0/[1 + 4\Omega_R^2|\tilde{a}|^2/(\gamma_D\tilde{\gamma}_\sigma)], \quad (12)$$

$$\sigma = i\tilde{a}D_0(\Omega_R/\gamma_\sigma)/[1 + 4\Omega_R^2|\tilde{a}|^2/(\gamma_D\tilde{\gamma}_\sigma)], \quad (13)$$

где $\tilde{\gamma}_\sigma = |\tilde{\gamma}_\sigma|^2/\text{Re}\tilde{\gamma}_\sigma$. Теперь, подставив (12), (13) в (7), после преобразований получим

$$\beta\Omega_2 = \gamma_a\tilde{a}\left(1 - \frac{D_0\Omega_R^2/(\gamma_a\gamma_\sigma)}{1 + 4\Omega_R^2|\tilde{a}|^2/(\gamma_D\tilde{\gamma}_\sigma)}\right). \quad (14)$$

Введя обозначения для интенсивности излучения, воздействующего на спазер, $I_{\text{in}} = \Omega_2^2$, и для интенсивности отклика спазера $I_{\text{out}} = |\tilde{a}|^2$, получим

$$|\beta|^2 I_{\text{in}} = \gamma_a^2 I_{\text{out}} \left| 1 - \frac{D_0\Omega_R^2/(\gamma_a\gamma_\sigma)}{1 + 4\Omega_R^2 I_{\text{out}}/(\gamma_D\tilde{\gamma}_\sigma)} \right|^2, \quad (15)$$

или

$$I_{\text{out}} = T(I_{\text{out}})I_{\text{in}}. \quad (16)$$

Здесь по аналогии с теорией бистабильности нелинейных резонаторов [51] введен нелинейный «коэффициент пропускания», связывающий интенсивность воздействующего излучения с интенсивностью отклика спазера:

$$T(I_{\text{out}}) = \frac{|\beta|^2}{\gamma_a^2} \left| 1 - \frac{D_0\Omega_R^2/(\gamma_a\gamma_\sigma)}{1 + 4\Omega_R^2 I_{\text{out}}/(\gamma_D\tilde{\gamma}_\sigma)} \right|^{-2}. \quad (17)$$

Зависимость T от интенсивности отклика спазера при нормированной начальной инверсии населенностей $D_0 < 0$ изображена на рис. 1.

Значение интенсивности поля наночастицы I_{out} определяется решением уравнения (16), т.е. пересечением кривой $T(I_{\text{out}})$ и прямой $I_{\text{out}}/I_{\text{in}}$, наклон которой зависит от интенсивности внешнего поля I_{in} . Видно, что при определенных значениях I_{in} существуют три значения интенсивности поля I_{out} (см. рис. 1). Значения, обозначенные точками 1 и 3 – устойчивы, точкой 2 – нет. Таким образом, имеются два устойчивых значения интенсивности поля наночастицы, причем одно из них в несколько раз больше другого. Явление бистабильности возникает при $D_0 \leq -8D_{\text{th}}$ [7], где $D_{\text{th}} = (1 + \Delta^2\tau_a^2)/(\Omega_R^2\tau_a\tau_\sigma)$ – пороговое значение инверсии при возникновении спазирования единичного спазера.

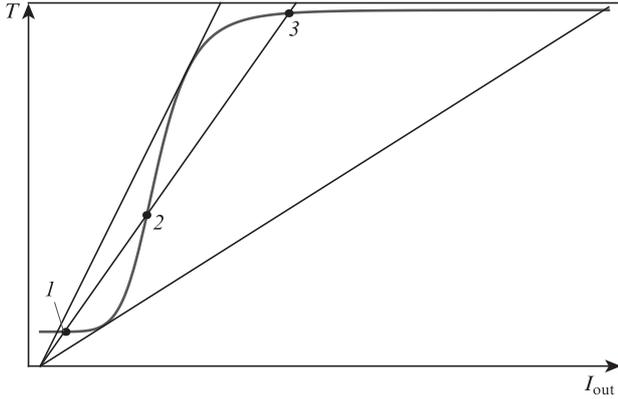


Рис.1. Зависимость коэффициента нелинейного пропуска спазера от интенсивности отклика спазера; точки 1 и 3 – устойчивые значения интенсивности I_{out} , точка 2 – неустойчивое значение.

ра [22, 24]. Заметим, что бистабильность может возникать за счет внешнего поля даже в отсутствие накачки, когда $D_0 = -1$.

Полученный результат имеет ясный физический смысл. Если поле наночастицы изначально достаточно большое, то оно может вызывать увеличение инверсии населенностей в квантовой точке. Внешнее поле также стремится увеличить инверсию в квантовой точке вплоть до ее насыщения, в результате чего инверсия увеличивается от отрицательных значений практически до нуля, что в свою очередь приводит к усилению поля наночастицы. Если же поле изначально мало, то внешнего поля недостаточно для насыщения инверсии населенностей квантовой точки, которая в этом случае определяется только накачкой, т.е. остается меньше нуля. Тогда поле наночастицы все равно остается малым, что объясняет возможность существования двух устойчивых решений.

3. Волны переключения в цепочке спазеров

Перейдем к рассмотрению динамики цепочки спазеров, помещенных во внешнее поле.

Отметим, что падающая под углом оптическая волна может возбуждать волны, распространяющиеся вдоль цепочки пассивных наночастиц [17, 48, 52–54]. Чтобы не учитывать такие волны, не имеющие отношения к бистабильности, мы будем рассматривать схему, в которой поле падает перпендикулярно цепочке спазеров, так что возбуждение спазеров происходит в фазе. Эта схема аналогична предложенной в работе [55], где рассматривалась цепочка пассивных наночастиц.

Система уравнений (2)–(4), описывающих цепочку взаимодействующих спазеров, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{D}}_n &= 2i\Omega_R(\hat{a}_n^\dagger\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_n^\dagger\hat{a}_n) + 2i\Omega_{NP-TLS}(\hat{a}_{n-1}^\dagger\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_n^\dagger\hat{a}_{n-1}) \\ &+ 2i\Omega_{NP-TLS}(\hat{a}_{n+1}^\dagger\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_n^\dagger\hat{a}_{n+1}) - \tau_D^{-1}(\hat{D}_n - \hat{D}_{0n}) \\ &+ 2i\Omega_2(\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_n^\dagger), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}} &= (i\delta - \tau_\sigma^{-1})\hat{\sigma}_n + i\Omega_R\hat{a}_n\hat{D}_n + i\Omega_{NP-TLS}\hat{a}_{n-1}\hat{D}_n \\ &+ i\Omega_{NP-TLS}\hat{a}_{n+1}\hat{D}_n + i\Omega_2\hat{D}_n, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{a}}_n &= (i\Delta - \tau_a^{-1})\hat{a}_n - i\Omega_R\hat{\sigma}_n - i\Omega_{NP-TLS}(\hat{\sigma}_{n-1} + \hat{\sigma}_{n+1}) \\ &- i\Omega_{NP-NP}(\hat{a}_{n-1} + \hat{a}_{n+1}) - i\Omega_1, \end{aligned} \quad (20)$$

где для описания взаимодействия соседних спазеров введены параметры Ω_{NP-NP} и Ω_{NP-TLS} – константы взаимодействия наночастицы с соседними наночастицами и квантовыми точками соответственно [52].

Прежде чем исследовать динамические режимы в цепочке спазеров, рассмотрим решение в виде синхронных колебаний цепочки, полагая в уравнениях (18)–(20) $\{a_{n-1}, \sigma_{n-1}, D_{n-1}\} = \{a_{n+1}, \sigma_{n+1}, D_{n+1}\} = \{a_n, \sigma_n, D_n\}$. Такая подстановка, как легко видеть, сводит задачу о цепочке спазеров к задаче об одиночном спазере с заменой Ω_R на $\Omega_R + 2\Omega_{NP-TLS}$ и Δ на $\Delta - 2\Omega_{NP-NP}$ [52].

Как следует из приведенных выше формул для единичного спазера, при $D_0 \leq -8D_{th}$, где

$$D_{th} = \frac{1 + (\Delta - 2\Omega_{NP-NP})^2 \tau_a^2}{(\Omega_R + 2\Omega_{NP-TLS})^2 \tau_a \tau_\sigma},$$

у системы (18)–(20) существуют два устойчивых решения, т.е. ее поведение является бистабильным. Однако в данном случае система представляет собой цепочку элементов, каждый из которых бистабильен. Хорошо известно, что в распределенных открытых нелинейных системах могут распространяться волны переключения (концентрационные и температурные автоволны, волны численности популяции и т.п. [56]), при которых одна фаза (стабильная) вытесняет другую (метастабильную).

Динамика цепочки спазеров исследовалась нами путем численного эксперимента FDTD-методом. Для этого выбиралось следующее начальное условие: одна половина цепочки находилась в одном состоянии, другая половина – в другом. Численный эксперимент показал, что по системе распространяется волна переключения, представляющая собой движущуюся границу раздела между двумя устойчивыми состояниями. При этом тип переключения зависит от величины внешнего поля. В случае малой амплитуды внешнего поля вытесняется фаза с высокой инверсией, в случае высокой – наоборот (рис.2). При некотором значении внешнего поля, которое может быть найдено численно, граница раздела покоится.

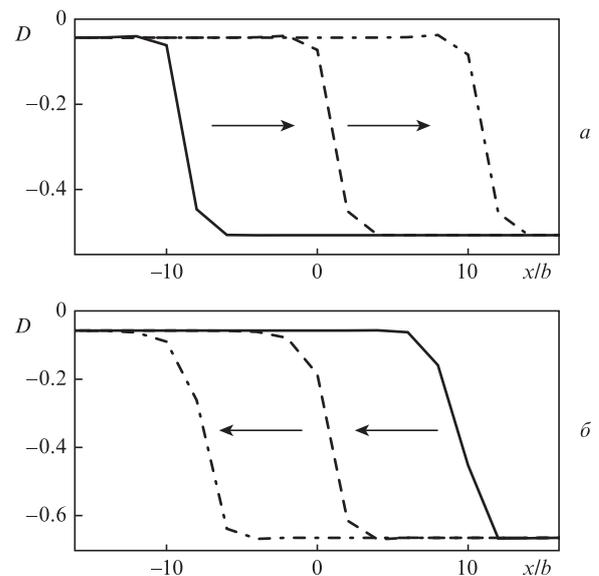


Рис.2. Распространение волны переключения по цепочке спазеров с периодом b (направление движения фронта зависит от величины внешнего поля) при $\gamma_a = 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_\sigma = 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_D = 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\Omega_R = 10^{13} \text{ c}^{-1}$ и $D_0 = -1$ в случае $E\mu_{TLS}/\hbar = 0.04$ (а) и 0.035 (б).

4. Образование диссипативных структур в цепочке спазеров

В распределенных диссипативных системах, помимо волн переключения, могут также образовываться стационарные, так называемые диссипативные, структуры [56]. Диссипативная структура представляет собой «контрастное» стационарное распределение параметров системы, неизбежно возникающее при любых начальных условиях (пятна на шкуре леопарда, ячейки Бернара и т. п. [57]). В цепочке спазеров такие структуры будут наблюдаться при потерях в наночастице τ_a^{-1} , более низких, чем в режиме распространения волн переключения.

В качестве начального условия возьмем локальное возмущение инверсии населенностей, изображенное на рис.3,а: в системе, находящейся в одном из устойчивых состояний, создается зародыш другой фазы. Тогда в ходе временной эволюции цепочки будет возникать диссипативная структура (рис.3), динамика образования которой

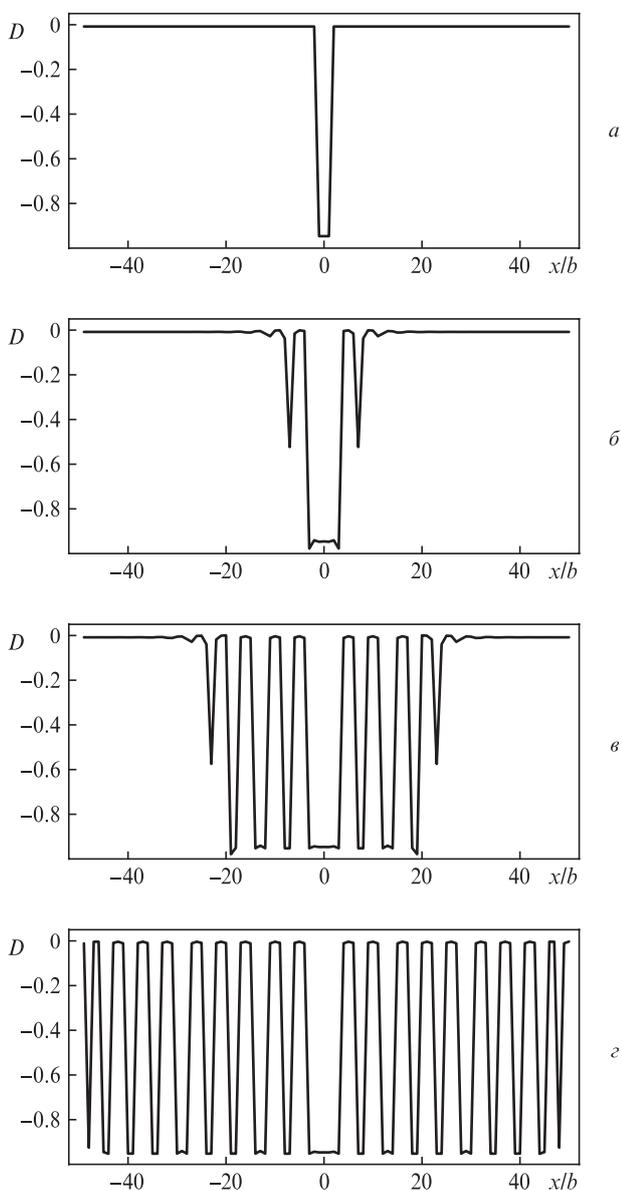


Рис.3. Образование диссипативных структур в цепочке спазеров при $\gamma_a = 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_\sigma = 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_D = 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\Omega_R = 10^{13} \text{ c}^{-1}$ и $D_0 = -1$ в случае $t = 0$ (а) 10^{-11} (б), 7×10^{-11} (в) и 3.5×10^{-10} (г).

имеет характер «самосборки». Самосборка – это типичный для появления диссипативных структур процесс, когда структура самоорганизуется, причем скорость процесса и конечный результат не зависят от начальных условий [58, 59]. Интересной особенностью возникновения самосборки диссипативной структуры в цепочке спазеров является то, что она возникает в том же бистабильном режиме, что и волны переключения.

5. Заключение

В работе рассмотрены физический механизм и критерии возникновения бистабильности спазера. Показано, что бистабильность возникает при достаточно низких (ниже порога автономной генерации спазера) уровнях накачки. Вычислен эффективный коэффициент пропускания спазера, позволяющий рассматривать «беззеркальную» бистабильность спазера так же, как и обычную оптическую бистабильность нелинейного резонатора Фабри–Перо [51].

Поскольку для развития электродинамики метаматериалов представляет большой интерес рассмотрение не единичного спазера, а целых структур, составленных из цепочек спазеров, мы исследовали влияние бистабильности на динамику связанных между собой спазеров, образующих линейную цепочку. Показано, что такая система демонстрирует характерные черты поведения неравновесных диссипативных сред. В частности, при высоких потерях в спазере по цепочке распространяется нелинейная автоволна переключения, переводящая эту цепочку из состояния с низкой инверсией населенностей в состояние с высокой инверсией. Управляющим параметром, определяющим направление движения автоволны, является амплитуда внешней оптической волны. При малых потерях возникают квазипериодические диссипативные структуры, динамика образования которых имеет характер «самосборки».

Эффект бистабильности может найти определенные применения в плазмонике. Дипольные моменты наночастицы и квантовой точки, а также инверсия населенностей последней сильно изменяются вблизи точки возникновения бистабильности, что позволяет использовать спазер в качестве транзистора для оптических компьютеров. Спазеры могут работать как оптические транзисторы, элементы памяти, формирователи импульсов, исключая шумовую часть падающего света, дискриминаторы, односторонние и двусторонние ограничители. Другое возможное приложение бистабильности – это применение спазера для преобразования непрерывного излучения в импульсное. Волны переключения в бистабильной цепочке спазеров можно использовать для переключения среды спазеров из низкоинвертированного состояния в высокоинвертированное. Возникающие в среде бистабильных спазеров контрастные диссипативные структуры могут служить в качестве масок для оптических систем записи информации.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №10-02-91750-АФ, 11-02-92475-МНТИ, 12-02-01093), а также гранта PSC-CUNY.

1. Bozhevolniy S.I. *Plasmonic. Nanoguides and Circuits* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2009).
2. Chang D.E., Sorensen A.S., Hemmer P.R., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 053002 (2006).
3. Gaponenko S.V. *Introduction to Nanophotonics* (Cambridge: Cambridge University Press, 2010).

4. Martin-Cano D., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J., Moreno E. *Nano Lett.*, **10**, 3129 (2010).
5. Plum E., Fedotov V.A., Kuo P., Tsai D.P., Zheludev N.I. *Opt. Express*, **17**, 8548 (2009).
6. Premaratne M., Agrawal G.P. *Light Propagation in Gain Medium* (New York: Cambridge University Press, 2011).
7. Protsenko I.E., Uskov A.V., Krotova K.E., O'Reilly E.P. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **107**, 012010 (2008).
8. Protsenko I.E., Uskov A.V., Zaimidoroga O.A., Samoilov V.N., O'Reilly E.P. *Phys. Rev. A*, **71**, 063812 (2005).
9. Ridolfo A., Di Stefano O., Fina N., Saija R., Savasta S. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 263601 (2010).
10. Rosenthal A.S., Ghannam T. *Phys. Rev. A*, **79**, 043824 (2009).
11. Stockman M.I. *New J. Phys.*, **10**, 025031 (2008).
12. Stockman M.I. *J. Opt.*, **10**, 024004 (2010).
13. Wang Z.M., Neogi A. *Nanoscale Photonics and Optoelectronics* (Berlin: Springer, 2010).
14. Zheludev N.I., Prosvirnin S.L., Papasimakis N., Fedotov V.A. *Nat. Photon.*, **2**, 351 (2008).
15. Климов В.В. *УФН*, **178**, 305 (2008).
16. Новотный Л., Хехт Б. *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009).
17. Майер С.А. *Плазмоника: теория и приложения* (Москва–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011).
18. Сарычев А.К., Шалаев В.М. *Электродинамика метаматериалов* (М.: Научный Мир, 2011).
19. Shalaev V.M., Kawata S. *Nanophotonics with Surface Plasmons* (Amsterdam: Elsevier, 2007).
20. Andrianov E.S., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Lisyansky A.A. *Opt. Lett.*, **36**, 4302 (2011).
21. Andrianov E.S., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Lisyansky A.A. *Opt. Express*, **19**, 24849 (2011).
22. Andrianov E.S., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Lisyansky A.A. *Phys. Rev. B*, **85**, 035405 (2012).
23. Lisyansky A.A., Nechepurenko I.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Pukhov A.A. *Phys. Rev. B*, **84**, 153409 (2011).
24. Андрианов Е.С., Пухов А.А., Дорофеев А.В., Виноградов А.П., Лисянский А.А. *Радиотехника и электроника*, **56**, 1501 (2011).
25. Андрианов Е.С., Пухов А.А., Дорофеев А.В., Виноградов А.П., Лисянский А.А. *Радиотехника и электроника*, **57**, 114 (2012).
26. Berndt R., Gimzewski J.K., Johansson P. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3796 (1991).
27. Blackie E.J., Le Ru E.C., Etchegoin P.G. *J. Am. Chem. Soc.*, **131**, 14466 (2009).
28. Blackie E.J., Le Ru E.C., Meyer M., Etchegoin P.G. *J. Phys. Chem.*, **111**, 13794 (2007).
29. Kneipp K., Moskovits M., Kneipp H. *Surface-Enhanced Raman Scattering* (Dordrecht: Springer, 2006).
30. Schlucker S. *Surface Enhanced Raman Spectroscopy: Analytical, Biophysical and Life Science Applications* (Weinheim: Wiley, 2011).
31. Cai W., Shalaev V. *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (Dordrecht: Springer, 2010).
32. Pendry J.B. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3966 (2000).
33. Belov P.A., Simovski C.R., Ikonen P. *Phys. Rev. B*, **71**, 193105 (2005).
34. Chen H., Wu B.-I., Zhang B., Kong J.A. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 063903 (2007).
35. Cummer S.A., Popa B.-I., Schurig D., Smith D.R., Pendry J. *Phys. Rev. E*, **74**, 036621 (2006).
36. Leonhardt U. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 102 (2003).
37. Liu Z., Lee H., Xiong Y., Sun C., Zhang X. *Science*, **315**, 1686 (2007).
38. Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R. *Science*, **312**, 1780 (2006).
39. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R. *Science*, **314**, 977 (2006).
40. Yang J., Huang M., Yang C., Xiao Z., Peng J. *Opt. Express*, **17**, 19656 (2009).
41. Bergman D.J., Stockman M.I. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 027402 (2003).
42. Sarychev A.K., Tartakovskiy G. *Phys. Rev. B*, **75**, 085436 (2007).
43. Лагарьков А.Н., Сарычев А.К., Кисель В.Н., Тартаковский Г. *УФН*, **179**, 1018 (2009).
44. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A.M., Bakker R., Shalaev V.M., Narimanov E.E., Stout S., Herz E., Suteewong T., Wiesner U. *Nature*, **460**, 1110 (2009).
45. Sarychev A.K., Tartakovskiy G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6320**, 0A (2006).
46. Gabitov I.R., Kennedy B., Maimistov A.I. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **16**, 401 (2010).
47. Быков В.П. *Лазерная электродинамика. Элементарные и когерентные процессы при взаимодействии лазерного излучения с веществом* (Москва: Физматлит, 2006).
48. Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2010).
49. Каплан А.Е., Волков С.Н. *УФН*, **179**, 539 (2009).
50. Kaplan A.E., Volkov S.N. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 133902 (2008).
51. Розанов Н.Н. *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (Москва: Наука, 1997).
52. Andrianov E.S., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Lisyansky A.A. *Phys. Rev. B*, **85**, 165419 (2012).
53. Brongersma M.L., Hartman J.W., Atwater H.A. *Phys. Rev. B*, **62**, R16356 (2000).
54. Quinten M., Leitner A., Krenn J.R., Aussenegg F.R. *Opt. Lett.*, **23**, 1331 (1998).
55. Yaghjian A.D. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **50**, 1050 (2002).
56. Скотт Э. *Нелинейная наука: рождение и развитие когерентных структур* (М.: Физматлит, 2007).
57. Хакен Г. *Синергетика* (М.: Мир, 1980).
58. Романовский Ю.М., Степанова Н.В., Чернавский Д.С. *Математическая биофизика* (М.: Наука, 1984).
59. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. *Автоволновые процессы* (М.: Наука, 1987).