

глубине находится активный слой — p – n -переход или квантовая яма, или слой квантовых точек. Имеются примеры практической реализации подобных систем, хорошо известно увеличение в них электро- и фотолюминесценции за счёт металлических наночастиц [23, 24]. Теоретическое описание ДНЛ подобного типа должно учитывать плоские границы сред и электродинамику диполей в стратифицированных средах [39]. Можно представить и комбинации различных схем ДНЛ, например, из металлических наночастиц с активными оболочками, находящихся на поверхности полупроводников.

Основанная на достаточно простых уравнениях теория ДНЛ, которая последовательно развивается, способна описать сложные схемы ДНЛ, предсказать новые эффекты и помочь в планировании эксперимента. Используя результаты теоретической квантовой электроники, плазмоники и теории взаимодействия излучения с веществом, можно сделать аналитические оценки, а затем, применяя численные методы, провести детальное моделирование экспериментов — как только они будут запланированы в России.

Список литературы

- Mie G *Ann. Physik* **330** 377 (1908)
- Maxwell Garnett J C *Philos. Trans. R. Soc. London A* **203** 385 (1904)
- Stratton J A *Electromagnetic Theory* (New York: McGraw-Hill, 1941) [Страттон Дж А *Теория электромагнетизма* (М.: Л.: Гостехиздат, 1948)]
- Климов В В *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009)
- Orrit M *Nature Phys.* **3** 755 (2007)
- Akimov A V et al. *Nature* **450** 402 (2007)
- Catchpole K R, Polman A *Opt. Express* **16** 21793 (2008)
- Mühlschlegel P et al. *Science* **308** 1607 (2005)
- Займидорога О А, Проценко И Е, Самойлов В Н, Патент РФ RU 2249278 C2 от 21.04.2003
- Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **73** 069902(E) (2006)
- Protsenko I E, O'Reilly E P *Phys. Rev. A* **74** 033815 (2006)
- Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Научная сессия МИФИ. Сб. трудов* Т. 4 (М.: МИФИ, 2007) с. 47
- Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Научная сессия МИФИ. Сб. трудов* Т. 2 (М.: МИФИ, 2008) с. 61
- Protsenko I E et al. *Proc. SPIE* **6889** 68890U (2008)
- Protsenko I E et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **107** 012010 (2008)
- Protsenko I, Krotova K, in *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures. Proc. of the Intern. Conf. on Nanomeeting 2009, Minsk, Belarus, 26–29 May 2009* (Eds V E Borisenko, S V Garonenko, V S Gurin) (Singapore: World Scientific, 2009) p. 561
- Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Труды научной сессии МИФИ-2010* Т. 4 (М.: НИЯУ МИФИ, 2010) с. 189
- Andrianov E S et al. *Opt. Lett.* **36** 4302 (2011)
- Lisyansky A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 153409 (2011)
- Stockman M, Bergman D, Patent US2009236539 (A1) 2009-09-24 appl on Jan 3, 2003
- Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
- Lawandy N M *Appl. Phys. Lett.* **85** 5040 (2004)
- Pillai S et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 161102 (2006)
- Biteen J S et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 131109 (2006)
- Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
- Oulton R F et al. *Nature Lett.* **461** 629 (2009)
- Ханин Я И *Основы динамики лазеров* (М.: Физматлит, 1999)
- Ораевский А Н *УФН* **171** 681 (2001) [Oraevskii A N *Phys. Usp.* **44** 647 (2001)]
- Siegman A E *Lasers* (Mill Valley, Calif.: Univ. Sci. Books, 1986)
- Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **59** 1667 (1999)
- Girard C *Rep. Prog. Phys.* **68** 1883 (2005)
- Allen L, Eberly J H *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: Wiley, 1975) [Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978)]
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
- Проценко И Е, Усков А В *УФН* **182** 543 (2012) [Protsenko I E, Uskov A V *Phys. Usp.* **55** 508 (2012)]
- Adachi S, Mori H, Ozaki S *Phys. Rev. B* **66** 153201 (2002)
- Protsenko I E, Lugiato L A *Quantum Semiclass. Opt.* **8** 1067 (1996)
- Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **66** 062306 (2002)
- Nozik A J *Physica E* **14** 115 (2002)
- Tomaš M S *Phys. Rev. A* **51** 2545 (1995)

PACS numbers: 42.50.Nn, 73.20.Mf, 78.67.Pt, 81.05.Xj
DOI: 10.3367/UfNr.0182.201210j.1122

Квантовая плазмоника метаматериалов: перспективы компенсации потерь при помощи спазеров

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

1. Введение

В последнее время получила развитие новая область оптики — квантовая плазмоника, сочетающая в себе преимущества плазмоники и квантовой электроники [1–25]. Хотя плазмоника имеет дело с волновыми явлениями, она оперирует с масштабами, много меньшими длины волны в вакууме. Это наделяет плазмонику многими чертами ближнепольной оптики и делает её востребованной современными нанотехнологиями. Здесь можно прежде всего упомянуть SERS (Surface Enhanced Raman Scattering), SPASER (Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation), наноразмерные источники света [26–30] и многочисленные устройства на основе метаматериалов [17, 31, 32]: концентраторы энергии и передающие линии, имеющие размеры порядка нескольких десятков нанометров, суперлинза с разрешением, превосходящим дифракционный предел, маскировка (cloaking), гиперлинзы [33–40] и т.п. Малые размеры таких устройств вносят в их динамику квантовые эффекты.

Так как в основе принципа действия метаматериалов лежит плазмонный резонанс металлических наночастиц (НЧ), в искусственных метаматериалах наблюдаются довольно высокие потери. Наличие потерь в приборах на основе метаматериалов вызывает внутри них перенос энергии, который осуществляется ближними полями. Необходимым и достаточным условием переноса энергии эванесцентными волнами является появление разницы фаз "интерферирующих" эванесцентных гармоник [41]. Возникающая дефазировка гармоник, создающих идеальное изображение, проявляется в их деструктивной интерференции и разрушении идеального изображения [42]. Для компенсации потерь было предложено использовать в искусственных метаматериалах активные (усиливающие) среды [43–51]. Однако из вышесказанного следует, что не только диссипация, но и усиление в среде

А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.В. Дорофеев, А.А. Лисянский.
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, РФ. E-mail: a-vinogr@yandex.ru
А.А. Лисянский. Department of Physics, Queens College of the City University of New York, USA

приводит к разрушению идеального изображения. Нужна как можно более точная компенсация потерь [43, 52, 53].

Использование активных сред в метаматериалах неизбежно ведёт к образованию внутри них нанолазеров. К числу нанолазеров можно отнести дипольный нанолазер [8, 10], спазер [11, 54], нанолазер на магнитной моде [48, 49]. С точки зрения компенсации потерь в метаматериалах наиболее перспективным базовым элементом являются спазеры [54], об экспериментальной реализации которых сообщается в работе [55]. Схематически спазер представляет собой квантово-плазмонный прибор, состоящий из инверсно возбуждённых двухуровневых квантовых точек (КТ) (Two-Level tunneling System — TLS), окружающих плазмонные НЧ (более реалистичное рассмотрение четырёхуровневой системы не привносит качественно новых свойств (см. [50, 56, 57])). Принцип действия спазера аналогичен принципу действия лазера — это усиление, обеспеченное инверсной населённостью, в сочетании с обратной связью, создаваемой индуцированным излучением квантовой системы. Условие для индуцированного излучения инверсной квантовой системы в поле ранее высвеченной этой же системой волны обеспечивается помещением квантовой системы в резонатор, локализуемый генерируемую моду. В спазере роль фотонов играют поверхностные плазмоны (ПП) НЧ. Локализация плазмонов на НЧ [11, 49, 54] создаёт условия для реализации обратной связи. Иными словами, в спазере происходит генерация и усиление ближних полей НЧ. Усиление ПП происходит за счёт безызлучательной передачи энергии от КТ. В основе процесса лежит диполь-дипольное (или любое иное ближнепольное [58]) взаимодействие КТ и плазмонной НЧ. Этот механизм можно рассматривать как основной, потому что вероятность безрадиационного возбуждения плазмона в $(kr_{\text{NP-TLS}})^{-3}$ раз больше вероятности радиационного испускания фотона [15] ($r_{\text{NP-TLS}}$ — расстояние между центрами НЧ и КТ, $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны в вакууме). Таким образом, эффективность передачи энергии от КТ к НЧ достигается благодаря малому расстоянию между ними, несмотря на то что добротность плазмонного резонанса достаточно низка¹. Вследствие высокой эффективности этого процесса внешняя оптическая волна, распространяющаяся по метаматериалу, взаимодействует не отдельно с усиливающей средой и отдельно с плазмонными частицами, а с целыми спазерами.

Как и лазер, спазер является автоколебательной системой. Его дипольный момент совершает автономные колебания, частота и амплитуда которых определяется балансом между накачкой и диссипацией. Внешнее поле может лишь синхронизировать работу спазера, т.е. заставить дипольный момент спазера осциллировать с частотой внешнего поля. Слабая зависимость амплитуды этих колебаний от внешнего поля создаёт трудности в использовании спазера как наноразмерного прибора, но эти трудности не являются непреодолимыми. В частности, в работе [12] предложено использовать спазер, работающий в неустойчивом режиме, в качестве

усилителя. Таким образом, физика спазера достаточно интересна для того, чтобы являться самостоятельным объектом исследований. Физика спазера образует новый раздел оптики — квантовую плазмонику. Однако для развития электродинамики метаматериалов, естественно, представляет интерес рассмотрение не единичного спазера, а целых структур, составленных из упорядоченных линеек или решёток спазеров. В этом случае коллективное взаимодействие между спазерами может существенно изменять условия генерации, свойства автономных автоколебаний спазеров и даже приводить к новым явлениям или неустойчивостям в этих структурах. В связи с этим наряду с плазмонами, локализованными на плазмонных частицах, особый интерес представляют плазмоны, распространяющиеся вдоль одномерных объектов, таких как проволока, цепочка наночастиц или канавка в металле [61–64]. Наличие усиливающей среды приводит к усилению одномерных плазмонов [4, 23, 44, 65]. Хотя имеющиеся сегодня теоретические оценки и экспериментальные разработки в области квантовой плазмоники основываются на простейших моделях, они указывают на перспективность применения спазеров при создании элементной базы оптических информационных устройств и оптических компьютеров.

В данном сообщении мы рассмотрим как индивидуальное, так и коллективное поведение спазеров при генерации, превышающей пороговую.

2. Уравнения "движения" спазера

Так как длина волны ПП λ_{SP} много меньше длины волны излучения в вакууме λ [15, 16], пространственные производные в уравнениях Максвелла много больше временных. Пренебрежение последними позволяет описывать поле плазмона в квазистатическом приближении [66, 67]. Оказывается, это справедливо и при работе спазера даже в режиме излучающей наноантенны, т.е. когда джоулевы потери в наночастице меньше радиационных потерь. Рассмотрение мод малой сферической НЧ радиусом $r_{\text{NP}} \ll \lambda$ показывает, что частота плазмонного резонанса совпадает с частотой, при которой НЧ является полуволновой антенной (резонатором): на диаметре сферы укладывается половина плазмонной длины волны [66].

Ниже мы рассмотрим возбуждение только основной, дипольной, моды ПП с частотой ω_{SP} . Для серебряной НЧ, окружённой оксидом кремния (SiO_2), значения диэлектрических проницаемостей хорошо известны [68]. Полагая радиус НЧ $r_{\text{NP}} \sim r \sim 10$ нм, можно оценить величину дипольного момента НЧ вблизи плазмонного резонанса: $\mu_{\text{NP}} \sim 200$ Д. Дипольный момент типичной КТ размером $r_{\text{TLS}} \sim 10$ нм составляет $\mu_{\text{TLS}} \approx 20$ Д [69]. Взаимодействие НЧ и КТ является диполь-дипольным: $V = \hbar\Omega_{\text{R}} \sim \mu_{\text{NP}}\mu_{\text{TLS}}/r^3$, а константа связи этого взаимодействия (частота Раби Ω_{R}) оказывается на два порядка меньше частоты генерации [22]. Это позволяет нам ниже использовать приближение медленно меняющихся амплитуд.

На частоте плазмонного резонанса поляризация НЧ описывается уравнением осциллятора с собственной частотой, равной частоте плазмонного резонанса:

$$\ddot{\mathbf{d}}_{\text{NP}} + \omega_{\text{SP}}^2 \mathbf{d}_{\text{NP}} = 0. \quad (1)$$

¹ Заметим, что, поскольку ниже мы пренебрегаем процессами испускания фотона, эффект Парселла [59, 60] не играет заметной роли и его учитывать не надо.

Квантование этого осциллятора осуществляется стандартным образом [59, 70]: вводятся бозе-операторы рождения $\hat{a}^\dagger(t)$ и уничтожения $\hat{a}(t)$ дипольного ПП, возбуждённого в НЧ, удовлетворяющие коммутационному соотношению $[\hat{a}(t), \hat{a}^\dagger(t)] = 1$, а гамильтониан выражается как

$$\hat{H}_{\text{SP}} = \hbar\omega_{\text{SP}} \hat{a}^\dagger \hat{a}. \quad (2)$$

В случае сферической НЧ электрическое поле дипольной моды является однородным внутри НЧ, $\mathbf{E}_1 = -\boldsymbol{\mu}_1/r_{\text{NP}}^3$, а снаружи имеет вид $\mathbf{E}_1 = -\boldsymbol{\mu}_1/r^3 + 3(\boldsymbol{\mu}_1 \mathbf{r})\mathbf{r}/r^5$. Вектор единичного дипольного момента $\boldsymbol{\mu}_1$ — это размерная величина, поэтому ниже мы будем явно указывать множитель $|\boldsymbol{\mu}_1|$.

Энергия одного плазмона $\hbar\omega_{\text{SP}}$ выражается в виде [71]

$$W_1 = \frac{1}{8\pi} \int_{V_{\text{NP}}} \omega \frac{\partial \text{Re } \varepsilon}{\partial \omega} \bigg|_{\omega_{\text{SP}}} E_1 E_1^* dV_{\text{NP}} = \frac{|\boldsymbol{\mu}_1|^2}{6r_{\text{NP}}^3} \omega \frac{\partial \text{Re } \varepsilon}{\partial \omega} \bigg|_{\omega_{\text{SP}}}, \quad (3)$$

где V_{NP} — объём НЧ. Отсюда поле, создаваемое НЧ,

$$\mathbf{E} = \sqrt{\frac{3\hbar r_{\text{NP}}^3}{|\boldsymbol{\mu}_1|^2 \partial \text{Re } \varepsilon / \partial \omega}} \mathbf{E}_1(\mathbf{r})(\hat{a} + \hat{a}^\dagger),$$

дипольный момент НЧ соответственно $\hat{\mathbf{d}}_{\text{NP}} = \boldsymbol{\mu}_{\text{NP}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$, где

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{NP}} = \sqrt{\frac{3\hbar r_{\text{NP}}^3}{\partial \text{Re } \varepsilon_{\text{NP}} / \partial \omega}} \frac{\boldsymbol{\mu}_1}{|\boldsymbol{\mu}_1|^2}.$$

Это согласуется [20, 21] с "классическим" определением дипольного момента [72]

$$\mathbf{d}_{\text{NP}} = \frac{\varepsilon_{\text{NP}}(\omega) - \varepsilon_{\text{M}}}{\varepsilon_{\text{NP}}(\omega) + 2\varepsilon_{\text{M}}} \mathbf{E}_1 r_{\text{NP}}^3.$$

Для описания квантовой динамики НЧ и двухуровневой КТ спазера можно использовать модельный гамильтониан вида [8, 54, 73]

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{SP}} + \hat{H}_{\text{TLS}} + \hat{V} + \hat{I}, \quad (4a)$$

где $\hat{H}_{\text{TLS}}$ — гамильтониан двухуровневой КТ [16, 54, 74],

$$\hat{H}_{\text{TLS}} = \hbar\omega_{\text{TLS}} \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma}, \quad (4б)$$

оператор $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}}_{\text{NP}} \hat{\mathbf{E}}_{\text{TLS}}$ определяет взаимодействие между двухуровневой КТ и НЧ, а оператор $\hat{I}$ описывает эффекты релаксации и накачки [74]. Оператор дипольного момента КТ $\hat{\mathbf{d}}_{\text{TLS}} = \boldsymbol{\mu}_{\text{TLS}}(\hat{\sigma}(t) + \hat{\sigma}^\dagger(t))$, где $\hat{\sigma} = |g\rangle\langle e|$ — оператор перехода между возбуждённым $|e\rangle$ и основным $|g\rangle$ состояниями КТ, $\boldsymbol{\mu}_{\text{TLS}} = \langle e|\hat{\mathbf{d}}_{\text{TLS}}|g\rangle$ — дипольный момент перехода КТ. Таким образом,

$$\hat{V} = \hbar\Omega_{\text{R}}(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{\sigma}^\dagger + \hat{\sigma}),$$

где частота Раби

$$\Omega_{\text{R}} = \frac{\boldsymbol{\mu}_{\text{NP}} \boldsymbol{\mu}_{\text{TLS}} - 3(\boldsymbol{\mu}_{\text{TLS}} \mathbf{e}_r)(\boldsymbol{\mu}_{\text{NP}} \mathbf{e}_r)}{\hbar r^3},$$

$\mathbf{e}_r$ — единичный вектор, $\mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r$.

Полагая, что частота перехода КТ близка к частоте ПП, $\omega_{\text{SP}} \approx \omega_{\text{TLS}}$, будем искать решения в виде $\hat{a}(t) \equiv \hat{a}(t) \exp(-i\omega t)$ и $\hat{\sigma}(t) \equiv \hat{\sigma}(t) \exp(-i\omega t)$, где $\hat{a}(t)$, $\hat{\sigma}(t)$ — медленно меняющиеся амплитуды. Тогда, пренебрегая быстро осциллирующими членами $\sim \exp(\pm 2i\omega t)$ (приближение вращающейся волны [74]), оператор взаимодействия $\hat{V}$ можно записать в виде гамильтониана Джайнса – Каммингса [70]:

$$\hat{V} = \hbar\Omega_{\text{R}}(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma} + \hat{\sigma}^\dagger \hat{a}). \quad (4в)$$

Исходя из гамильтониана (4), используя стандартные коммутационные соотношения $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$, $[\hat{\sigma}^\dagger, \hat{\sigma}] = \hat{D}$ для операторов $\hat{a}(t)$, $\hat{\sigma}(t)$ и оператора инверсии населённости $\hat{D}(t)$, получаем следующие уравнения движения Гейзенберга [8, 75]:

$$\dot{\hat{D}} = 2i\Omega_{\text{R}}(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma} - \hat{\sigma}^\dagger \hat{a}) - \frac{\hat{D} - \hat{D}_0}{\tau_D}, \quad (5)$$

$$\dot{\hat{\sigma}} = \left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma} + i\Omega_{\text{R}}\hat{a}\hat{D}, \quad (6)$$

$$\dot{\hat{a}} = \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_{\text{R}}\hat{\sigma}, \quad (7)$$

где $\delta = \omega - \omega_{\text{TLS}}$, $\Delta = \omega - \omega_{\text{SP}}$ — расстройки частот. Оператор инверсии населённости КТ $\hat{D}(t) = \hat{n}_e(t) - \hat{n}_g(t)$, где $\hat{n}_e = |e\rangle\langle e|$, $\hat{n}_g = |g\rangle\langle g|$ — операторы населённости верхнего и нижнего уровней КТ, $\hat{n}_e + \hat{n}_g = 1$. Отметим, что оператор инверсии населённости $\hat{D}(t)$ в силу своего определения является "медленным". Вклад эффектов релаксации и накачки, обозначенный в (4а) оператором $\hat{I}$, описывается в уравнениях (5)–(7) слагаемыми, пропорциональными скоростям релаксации τ_D^{-1} , τ_σ^{-1} и τ_a^{-1} , а оператор $\hat{D}_0$ описывает инверсную населённость, созданную в КТ сторонней накачкой [70, 74].

Сильная диссипация в НЧ делает эту схему квантования приближённой и одновременно позволяет пренебречь квантовыми корреляциями [8, 10]. Это даёт нам возможность рассматривать $\hat{D}(t)$, $\hat{\sigma}(t)$, $\hat{a}(t)$ как комплексные величины, заменяя эрмитово сопряжение комплексным [8, 10, 12, 43]. При этом величина $D(t)$, имеющая смысл разности населённости верхнего и нижнего уровней, будет принимать только вещественные значения, поскольку соответствующий оператор эрмитов. Величины $\sigma(t)$ и $a(t)$ имеют смысл безразмерных комплексных амплитуд колебаний дипольных моментов КТ и ПП соответственно. Таким образом, уравнения спазера (5)–(7) в этом приближении представляют собой односторонние оптические уравнения Блоха [74].

3. Стационарный режим генерации спазера

Система уравнений (5)–(7), кроме тривиального решения $a = 0$, $\sigma = 0$, $D = D_0$, устойчивого ниже порога генерации, имеет также нетривиальное стационарное решение:

$$a = \frac{\exp(i\varphi)}{2} \sqrt{\frac{(D_0 - D_{\text{th}})\tau_a}{\tau_D}}, \quad (8a)$$

$$\sigma = \frac{\exp(i\psi)}{2} \sqrt{\frac{(D_0 - D_{\text{th}})(\delta_{\text{SP}}^2 + \tau_a^{-2})\tau_a}{\Omega_{\text{R}}^2 \tau_D}}, \quad (8б)$$

$$D = D_{\text{th}}, \quad (8в)$$

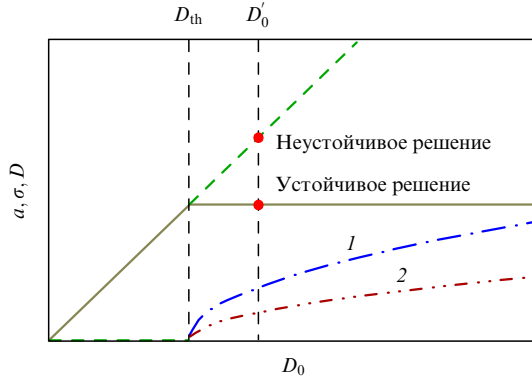


Рис. 1. Устойчивые стационарные значения амплитуд a (кривая 1), σ (кривая 2) и D (сплошная линия). Неустойчивое решение, появляющееся при $D > D_{th}$, показано штриховой линией. Устойчивое и неустойчивое решения при некоторой величине накачки $D_0 = D'_0$ отмечены темными кружками.

соответствующее стационарной генерации спазера с частотой $\omega = (\omega_{sp}\tau_a + \omega_{tls}\tau_\sigma)/(\tau_a + \tau_\sigma)$, а фазы φ , ψ удовлетворяют соотношению

$$\cos(\psi - \varphi) = \frac{1}{\sqrt{1 + \tau_a^2(\delta - \Delta)^2}}.$$

Данное решение устойчиво при превышении накачкой D_0 порогового значения

$$D_{th} = \frac{1 + \Delta^2\tau_a^2}{\Omega_R^2\tau_a\tau_\sigma}. \quad (8g)$$

При этом стационарное значение инверсии населённости фиксируется на значении $D = D_{th}$ и перестаёт возрастать с увеличением накачки (рис. 1) [8, 12, 43].

4. Режим установления стационарной генерации, осцилляции Раби

Использование метаматериалов на основе спазеров предполагает, что такая среда будет модифицировать проходящую по ней электромагнитную волну. Однако наличие собственной частоты и амплитуды колебаний у спазера, казалось бы, препятствует использованию спазеров в качестве включений, активно взаимодействующих с внешней волной [6]. Эффективность взаимодействия можно повысить, если работать в переходном режиме. В рамках численного эксперимента М. Стокманом показано [12], что во время переходного режима спазер проявляет сложную, сильно нелинейную динамику. При этом амплитуда колебаний спазера может в несколько раз превосходить амплитуду как начальных, так и стационарных колебаний спазера, т.е. спазер можно использовать как усилитель.

Переход спазера к стационарным автоколебаниям определяется тремя характерными временами: временем релаксации поляризации НЧ τ_a , КТ τ_σ и временем релаксации инверсии населённости τ_D . Из-за высоких потерь в металле время τ_a является самым коротким. Экспериментальное значение $\tau_a \sim (10^{-14} - 10^{-13})$ с [76], что совпадает с оценкой, полученной из классической электродинамики [43]. Типичные экспериментальные значения $\tau_\sigma = 10^{-11}$ с и $\tau_D = 10^{-13}$ с [77–79]. Таким образом, для металлической НЧ и полупроводниковой КТ

получаем следующее соотношение времён: $\tau_a < \tau_D \ll \tau_\sigma$. Полное время установления автоколебаний определяется наибольшим временем, $\sim \tau_\sigma$.

Численное моделирование показало, что характер переходного процесса сильно зависит от начального значения амплитуды дипольного момента НЧ $a(0)$. Для изначально "холодного" спазера $a(0) \ll 1$ и электрическое поле НЧ меньше поля КТ. При этом энергия переходит от КТ к НЧ, а величина $a(t)$ стремится к стационарному значению (8a). В случае большого начального значения, $a(0) \gg 1$, которое может быть достигнуто возбуждением НЧ наносекундным оптическим импульсом [6, 12], переходный процесс является более сложным и протекает в две стадии [22]. Во время первой стадии КТ находится в сильном поле НЧ и амплитуда автоколебаний спазера испытывает осцилляции Раби с характерным периодом $\tau_R = 2\pi/\Omega_R$. При этом поток энергии периодически меняет своё направление от НЧ к КТ и обратно. В течение времени $\sim \tau_a \ln |a(0)|$ эти осцилляции затухают вследствие диссипации в НЧ и КТ. Во время второй стадии спазер проявляет динамику, характерную для малых $a(0)$, когда амплитуда колебаний спазера монотонно стремится к стационарному значению. При характерном для спазера соотношении времён $\tau_a < \tau_D \ll \tau_\sigma$ его динамика слабо зависит от τ_D . Полное время переходного режима порядка τ_σ (рис. 2).

Частоту осцилляций, наблюдаемых при численном моделировании, можно легко оценить для случая точного резонанса $\delta = \Delta = 0$. Опуская члены, отвечающие за релаксацию и накачку, что можно сделать на начальной стадии процесса, когда все переменные спазера далеки от своих стационарных значений, получаем редуцированную систему уравнений

$$\dot{a} = -i\Omega_R\sigma, \quad (9)$$

$$\dot{\sigma} = i\Omega_R a D, \quad (10)$$

$$\dot{D} = 2i\Omega_R(a^*\sigma - \sigma^*a). \quad (11)$$

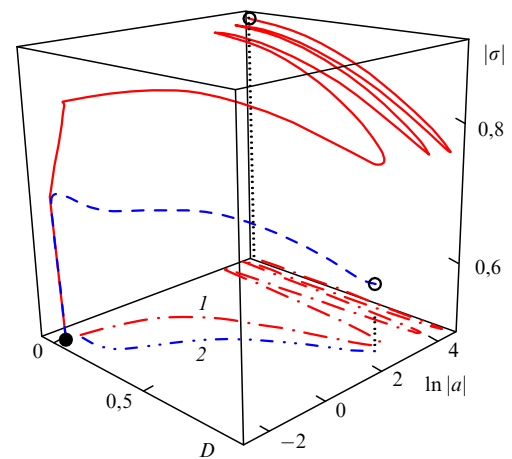


Рис. 2. Динамика спазера при $|\sigma| = 0,5$, $\tau_a = 10^{-14}$ с, $\tau_\sigma = 10^{-11}$ с, $\tau_D = 10^{-13}$ с, $\Omega_R = 10^{13}$ с $^{-1}$. Светлые кружки соответствуют начальным условиям двух траекторий, исходящих из $a(0) = 40 + 25i$, $\sigma(0) = 0,9$, $D(0) = 0,05$ (сплошная линия) и из $a(0) = 5$, $\sigma(0) = 0,65$, $D(0) = 0,9$ (штриховая линия). Стационарное состояние обозначено темным кружком. Кривые 1 и 2 соответствуют проекциям этих траекторий на плоскость $|\sigma| = 0,5$.

Подстановка в (11) уравнения (9) и сопряжённого ему даёт уравнение Ньютона

$$\frac{d^2|a|}{dt^2} = \frac{\partial U(|a|)}{\partial a} \quad (12)$$

для "частицы" с единичной массой и координатой $|a|$, движущейся в потенциале $U(|a|) = 0,5(\Omega_R^2|a|^4 - C_1\Omega_R^2|a|^2)$, где C_1 — постоянная интегрирования [22]. Устойчивым положением равновесия такой "частицы" будет $|a|_{\text{stable}} = \sqrt{C_1/2} = [|a(0)|^2 + D(0)/2]^{1/2}$, а частота малых колебаний около этого положения равновесия

$$\Omega = 2|a(0)|\Omega_R. \quad (13)$$

Это выражение совпадает с частотой осцилляций Раби, которые возникают при взаимодействии двухуровневой КТ с классическим гармоническим полем амплитуды $a(0)$ или квантованным полем с числом квантов $\hat{a}^\dagger(0)\hat{a}(0) = n = |a(0)|^2$ [70].

5. Спазер в поле внешней оптической волны, синхронизация спазера

Рассмотрим теперь динамику НЧ и КТ в поле внешней оптической волны $E(t) = E \cos(vt)$. Считая внешнее поле классическим и ограничиваясь дипольным взаимодействием, запишем гамильтониан системы в виде

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hat{H} + \hbar\Omega_1(\hat{a}^\dagger + \hat{a})[\exp(ivt) + \exp(-ivt)] + \hbar\Omega_2(\hat{\sigma}^\dagger + \hat{\sigma})[\exp(ivt) + \exp(-ivt)], \quad (14)$$

где $\hat{H}$ определяется выражением (4), $\Omega_1 = -\mu_{\text{NP}}\mathbf{E}/\hbar$, $\Omega_2 = -\mu_{\text{TLS}}\mathbf{E}/\hbar$ — константы связи НЧ и КТ с внешним полем.

Уравнения движения, как и ранее, представляют собой уравнения Гейзенберга для медленных амплитуд операторов $\hat{a}$, $\hat{\sigma}$, $\hat{D}$:

$$\dot{\hat{D}} = 2i\Omega_R(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma} - \hat{\sigma}^\dagger\hat{a}) + 2i\Omega_2(\hat{\sigma} - \hat{\sigma}^\dagger) - \frac{\hat{D} - \hat{D}_0}{\tau_D}, \quad (15)$$

$$\dot{\hat{\sigma}} = \left(i\delta_E - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma} + i\Omega_R\hat{a}\hat{D} + i\Omega_2\hat{D}, \quad (16)$$

$$\dot{\hat{a}} = \left(i\Delta_E - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_R\hat{\sigma} - i\Omega_1. \quad (17)$$

Здесь $\delta_E = v - \omega_{\text{TLS}}$, $\Delta_E = v - \omega_{\text{SP}}$ — расстройки частот во внешнем оптическом поле.

Система уравнений (15)–(17) имеет три стационарных решения $\{a_i, \sigma_i, D_i\}$, $i = 1, 2, 3$. Линейный анализ устойчивости этих решений, $a(t) - a_i \sim \exp(\lambda t)$, $\sigma(t) - \sigma_i \sim \exp(\lambda t)$, $D(t) - D_i \sim \exp(\lambda t)$, показал, что устойчивыми ($\text{Re } \lambda < 0$) являются лишь решения, расположенные на нижней ветви кривых, изображённых на рис. 3а, б. Для нулевой расстройки $\Delta_E = \delta_E = 0$ в отсутствие поля точки, отмеченные на рис. 3а, соответствуют точкам, отмеченным на рис. 1. При ненулевой расстройке устойчивая ветвь $D(E)$ решений существует только при достаточно большой амплитуде поля, $E > E_{\text{synch}}(\Delta_E)$ (рис. 3б).

Таким образом, величина $E_{\text{synch}}(\Delta_E)$ является нижней границей области, внутри которой спазер синхронизуется внешней волной. Такое пороговое поведение характерно для нелинейных систем под периодическим

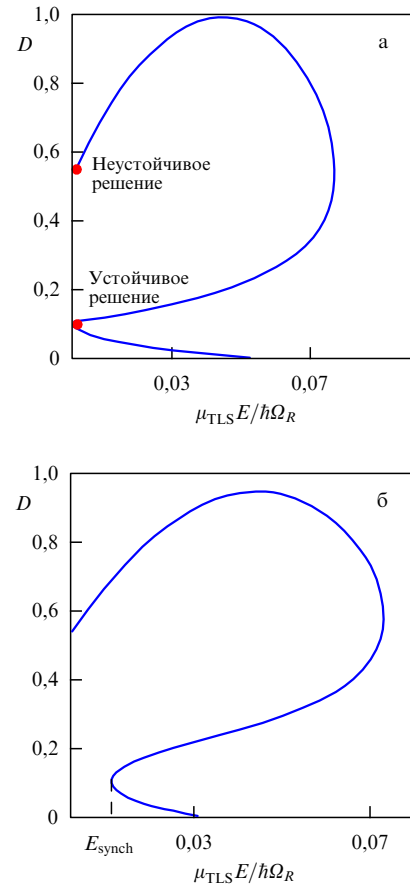


Рис. 3. Зависимость стационарного значения инверсной населённости D от амплитуды внешнего поля, $\tau_a = 10^{-14}$ с, $\tau_\sigma = 10^{-11}$ с, $\tau_D = 0,5 \times 10^{-14}$ с, $\Omega_R = 10^{13}$ с $^{-1}$: (а) $\Delta_E = \delta_E = 0$, (б) $\Delta_E = \delta_E = 10^{11}$ с $^{-1}$.

внешним воздействием, а область значений параметров E и Δ_E , в которой имеет место синхронизация, называется языком Арнольда [80–82]. Качественно границу языка Арнольда можно получить, рассматривая внешнюю волну как возмущение.

В нулевом приближении по полю E у системы (15)–(17) есть стационарное решение (5)–(7). Найдём решение в первом приближении по полю E . Подставляя $a = |a| \exp(i\varphi)$ и $\sigma = |\sigma| \exp(i\psi)$ в уравнение (17), получаем

$$\begin{aligned} \frac{d|a|}{dt} \exp(i\varphi) + i \frac{d\varphi}{dt} |a| \exp(i\varphi) = \\ = \left(i\Delta_E - \frac{1}{\tau_a}\right) |a| \exp(i\varphi) - i\Omega_R |\sigma| \exp(i\psi) - i\Omega_1. \end{aligned} \quad (18)$$

Деля обе части (18) на $|a| \exp(i\varphi)$, приводим мнимую часть уравнения к виду

$$\dot{\varphi} = \Delta_E - \Omega_R \frac{|\sigma|}{|a|} \cos(\psi - \varphi) - \frac{\Omega}{|a|} \cos \varphi. \quad (19)$$

Подставляя в (19) вместо $|a|$, $|\sigma|$ и $\cos(\psi - \varphi)$ значения (8), получаем [8, 22] уравнение движения передемпфированной "частицы" с координатой φ

$$\dot{\varphi} = -\frac{\partial \Phi(\varphi)}{\partial \varphi} \quad (20)$$

в потенциале $\Phi(\varphi) = -\Delta_E \varphi + \Omega_1 \sin \varphi / |a|$.

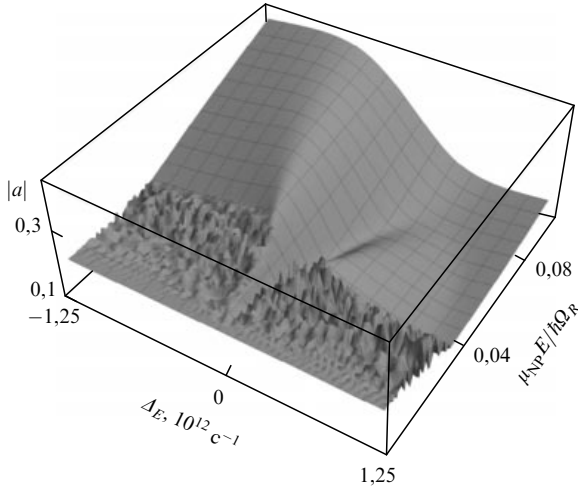


Рис. 4. Зависимость безразмерного дипольного момента НЧ от амплитуды внешнего оптического поля E и от расстройки частот ΔE . Спекл-структура при малых значениях амплитуды внешнего поля соответствует хаотическому поведению дипольного момента.

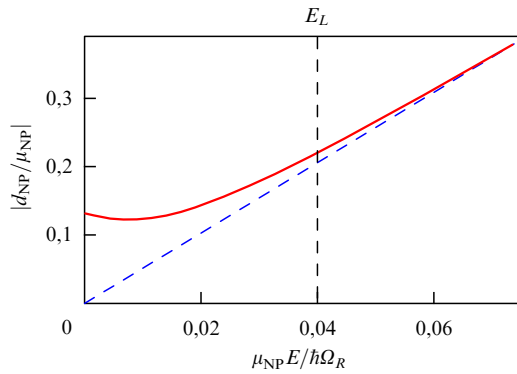


Рис. 5. Зависимость амплитуды дипольного момента НЧ от величины внешнего поля при нулевой расстройке.

Динамика фазы представляет собой скольжение этой "частицы" по потенциальному профилю в вязкой жидкости. При $|\Omega_1| < |a\Delta E|$ имеет место однонаправленное движение. Скорость "частицы" осциллирует, причём период осцилляции стремится к бесконечности по мере приближения к критической ситуации $|\Omega_1| = |a\Delta E|$. При $|\Omega_1| > |a\Delta E|$ "частица" попадает в один из минимумов потенциальной функции $\Phi(\varphi)$, что соответствует режиму синхронизации: фаза колебаний φ "захватывается" и перестаёт изменяться во времени. Таким образом, в области малых полей $E \ll \hbar\Omega_R/\mu_{NP}$ язык Арнольда спазера имеет форму клина.

Численное моделирование показало, что граница области синхронизации описывается кривой $E_{\text{synch}}(\Delta E)$ (рис. 4). Вне этой области решение носит нерегулярный по времени характер, соответствующий хаотическому поведению спазера.

Заметим, что отклик спазера, пришедшего в стационарное состояние, во время длительного ($\gg \tau_\sigma$) воздействия внешнего поля качественно отличается от отклика спазера во время действия "импульсного" ($\ll \tau_D$) внешнего поля, когда можно не учитывать изменения инверсной населённости, вызванного внешним полем. Если в первом случае отклик является нелинейным, в частности,

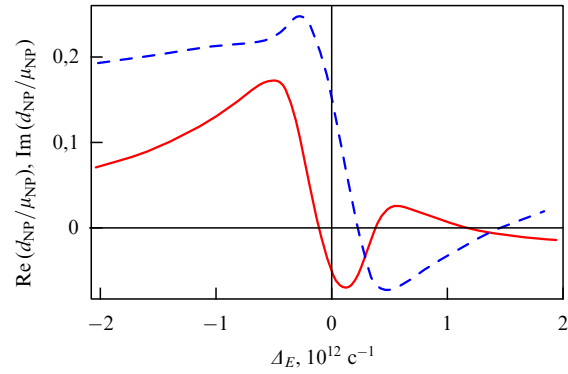


Рис. 6. Зависимость действительной (сплошная кривая) и мнимой (штриховая кривая) частей дипольного момента НЧ от расстройки частот ΔE для амплитуды внешнего поля, превышающей порог синхронизации, $E > E_{\text{synch}}(\Delta E)$.

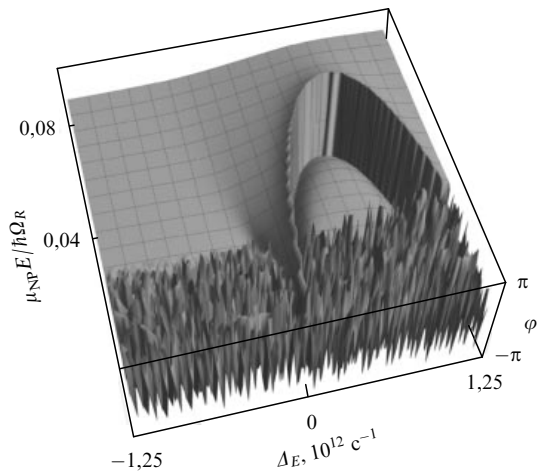


Рис. 7. Зависимость $\varphi = \tan^{-1}(\text{Im } d_{NP}/\text{Re } d_{NP})$ от амплитуды внешнего поля E и расстройки ΔE . Гладкая часть поверхности соответствует области языка Арнольда, в которой спазер синхронизуется внешним полем. На линии разрыва $E_{\text{com}}(\Delta E)$, где $\varphi = \pi$, потери точно компенсируются.

в слабых полях $E \sim E_{\text{synch}}(\Delta E)$ дипольный момент вообще не зависит от внешнего поля и определяется расстройкой по частоте и уровнем накачки (рис. 5), то во втором случае дипольный момент спазера пропорционален внешнему полю [50, 56, 57].

В отсутствие накачки ($D_0 = -1$) решение оптических уравнений Блоха даёт ответ, близкий к предсказаниям классической теории отклика одиночной НЧ: в зависимости от частоты действительная часть дипольного момента НЧ может принимать как положительные, так и отрицательные значения, тогда как его мнимая часть всегда положительна. Это соответствует передаче энергии от внешнего поля к спазеру. При наличии накачки с частотой, близкой к частоте генерации спазера, мнимая часть дипольного момента для некоторых значений ΔE может принимать отрицательные значения, что соответствует передаче энергии от спазера внешнему полю (рис. 6) [20].

Заметим, что при заданном значении внешнего поля существуют две частоты, на которых мнимая часть дипольного момента обращается в нуль, т.е. имеет место полная компенсация (см. рис. 6). Эти точки лежат на кривой полной компенсации $E = E_{\text{com}}(\Delta E)$ (рис. 7),

определяемой выражением [20]

$$\left(\frac{\mu_{\text{NP}} E_{\text{com}}(\Delta_E)}{\hbar}\right)^2 = \frac{1}{4} \left[-\frac{\tau_D \tau_\sigma^3}{\tau_a} \Delta_E^4 + D_0 \Omega_R \tau_\sigma^3 \frac{\mu_{\text{TLS}}}{\mu_{\text{NP}}} \frac{\Delta_E^3}{\tau_D} - \left(\frac{\tau_\sigma}{\tau_D} - \Omega_R^2 D_0 \frac{\tau_a \tau_\sigma^2}{\tau_D} \right) \Delta_E^2 \right] \left(\tau_\sigma \Delta_E \frac{\mu_{\text{TLS}}}{\mu_{\text{NP}}} + \tau_a \Omega_R \right)^{-2}. \quad (21)$$

При $\Delta_E \rightarrow 0$ выражение (21) переходит в

$$\left(\frac{\mu_{\text{NP}} E}{\hbar}\right)^2 = (D_0 - D_{\text{th}}) \Delta_E^2 \left(\frac{\tau_\sigma^2}{\tau_D \tau_a}\right).$$

Таким образом, $E \propto (D_0 - D_{\text{th}})^{1/2} \Delta_E$, и эта кривая лежит внутри языка Арнольда [20].

На рисунке 7 изображена разность фаз дипольного момента НЧ и внешнего поля, полученная численным решением системы (15)–(17). Линия разрыва, она же линия компенсации $E_{\text{com}}(\Delta_E)$, соответствует разности фаз π , когда мнимая часть дипольного момента равна нулю. При этом действительная часть дипольного момента НЧ оказывается отрицательной.

Если амплитуда внешнего поля соответствует точке, лежащей ниже кривой компенсации, то энергия будет передаваться от спазера полю и амплитуда волны по мере распространения по системе спазеров должна возрастать, приближаясь к значению $E_{\text{com}}(\Delta_E)$. Если точка находится выше кривой, то энергия будет поглощаться внутри спазера и волна будет ослабевать, стремясь к тому же значению. Таким образом, ожидается, что по системе будет распространяться волна, амплитуда которой устойчиво выходит на значение, определяемое уровнем накачки спазера и рассогласованием частот².

Приведённые выше рассуждения основаны на анализе поведения единичного спазера. При переходе от единичного спазера к системе спазеров могут возникнуть коллективные эффекты, связанные со взаимодействием спазеров между собой, что может качественно изменить картину прохождения волны по активному метаматериалу.

6. Коллективные возбуждения цепочки спазеров

Итак, мы видели, что спазер может синхронизировать свою работу под действием внешнего поля. Однако для создания метаматериалов необходимо знать, как работает система спазеров. В этом случае коллективное взаимодействие между спазерами может существенно изменять условия генерации и приводить к новым явлениям. Действительно, со времён Гюйгенса известно, что автоколебательные системы могут синхронизировать свою работу при наличии даже слабого взаимодействия между ними [81, 82]. Аналогичные явления могут происходить и в системе спазеров.

Ниже мы рассмотрим коллективное взаимодействие автоколебаний спазеров при генерации выше пороговой на простейшем примере линейки спазеров. При этом возможны два сценария работы системы спазеров. Во-

первых, работа всех спазеров может быть синхронизирована и они начнут работать в фазе. Во-вторых, возможен сценарий, в котором возбуждение КТ будет передаваться коллективной моде [2, 23, 65, 83, 84]. В качестве коллективной моды выступает волна дипольных моментов, распространяющаяся вдоль цепочки плазмонных наночастиц (см. [60] и цитируемую там литературу).

Для малых отклонений частоты от плазмонной дисперсионная зависимость волны дипольных моментов, распространяющейся по цепочке НЧ, принимает вид

$$\omega(k) = \omega_{\text{SP}} + \gamma_i \frac{\omega_1^2}{\omega_{\text{SP}}} \cos(kb), \quad (22)$$

где $\omega_1^2 = r_{\text{NP}}^3 \omega_{\text{pl}}^2 / (3b^3)$, $\gamma_1 = 1$ для продольных мод и $\gamma_1 = -2$ для поперечных [60]. Данное решение теряет смысл при $k < k_0 = \omega/c$, когда мода превращается в вытекающую (см. [85]), т.е. происходит излучение фотонов. Для единичного спазера безрадиационное возбуждение плазмонов превалирует над излучением фотонов при $(k_0 r_{\text{NP-TLS}})^3 \ll 1$, где $r_{\text{NP-TLS}}$ определяет характерный масштаб системы. В случае коллективной моды в качестве масштаба длины r необходимо брать k^{-1} , т.е. для $k < k_0$ получаем $(k_0 r)^3 \geq 1$ и энергия будет в основном передаваться фотонам. В данной ситуации из-за взаимной синхронизации спазеров ($k = 0$) должен наблюдаться эффект, аналогичный рассмотренному в [14], когда все спазеры излучают в одном направлении.

Диполь-дипольное взаимодействие между ближайшими спазерами приводит к появлению дополнительных членов в гамильтониане (4). Наряду с Ω_R появляются $\Omega_{\text{NP-NP}}$ — константа взаимодействия между соседними НЧ, $\Omega_{\text{NP-TLS}}$ — константа взаимодействия между КТ и соседними НЧ, а также $\Omega_{\text{TLS-TLS}}$ — константа взаимодействия между соседними КТ.

Учёт только $\Omega_{\text{NP-NP}}$ приводит к решению в виде гармонической волны с уравнением дисперсии

$$\omega_k = \omega_a + \Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}} \cos(kb),$$

где $\Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}} = 2\Omega_{\text{NP-NP}} \tau_a / (\tau_a + \tau_\sigma)$. Данное решение существует при условии, что накачка превосходит пороговое значение

$$D_{\text{th}}(k) = \frac{1 + (\Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}} \tau_\sigma)^2 \cos^2(kb)}{\Omega_R^2 \tau_a \tau_\sigma}.$$

Несмотря на внешнюю схожесть дисперсионных уравнений для волн, распространяющихся по цепочке НЧ и по цепочке спазеров, между этими системами существует принципиальное различие. Во-первых, амплитуда волн, распространяющихся по цепочке спазеров, фиксирована и определяется уровнем накачки

$$a_{n,k} = \frac{1}{2} \exp(i\varphi) \sqrt{\left[D_0 - \frac{1 + (\Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}} \tau_\sigma)^2 \cos^2(kb)}{\Omega_R^2 \tau_a \tau_\sigma} \right] \frac{\tau_a}{\tau_\sigma}}. \quad (23)$$

Данная автоволна отличается от решений типа солитонов и кинков, известных для других нелинейных систем [86], являясь чисто гармонической волной. Во-вторых, если для линейной системы НЧ справедлив принцип суперпозиции, то для цепочки спазеров имеет место

² Заметим, что если бы при прохождении слабой волны по системе спазеров, находящихся в стохастическом режиме (вне языка Арнольда), происходило её усиление, то система была бы неустойчивой. Наблюдалось бы спонтанное возбуждение волны, амплитуда которой определяется "линией компенсации".

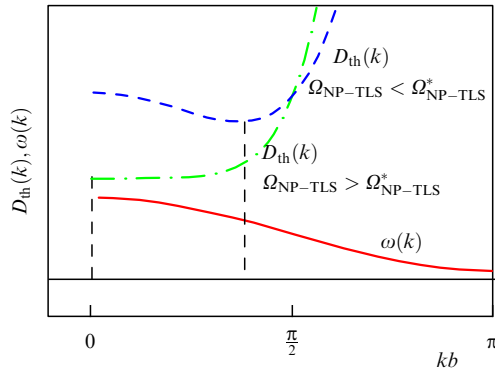


Рис. 8. Зависимость порогового значения накачки от величины волнового вектора k для $\Omega_{\text{NP-TLS}} < \Omega_{\text{NP-TLS}}^*$ (штриховая кривая) и $\Omega_{\text{NP-TLS}} > \Omega_{\text{NP-TLS}}^*$ (штрихпунктирная кривая). Сплошная кривая показывает зависимость $\omega(k)$.

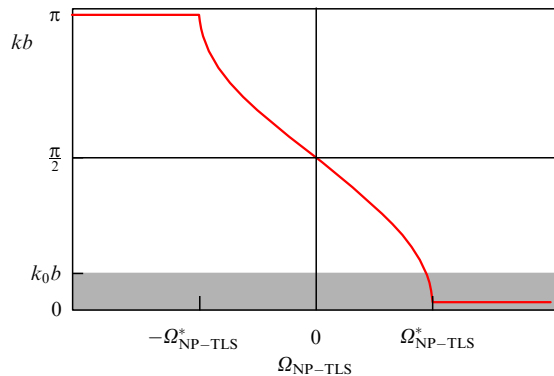


Рис. 9. Зависимость величины волнового вектора от константы взаимодействия между соседними НЧ и КТ. Тёмная область соответствует решению типа вытекающей волны.

необычная ситуация: все автоволны, кроме одной с $k = \pm\pi/2b$, являются неустойчивыми, и любое начальное возмущение эволюционирует в эту волну.

Учёт взаимодействия КТ с соседними НЧ качественно меняет ситуацию. Пороговое значение накачки становится равным

$$D_{\text{th}}(k) = \frac{1 + (\tau_{\sigma}\Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}})^2 \cos^2(kb)}{[\Omega_{\text{R}} + 2\Omega_{\text{NP-TLS}} \cos(kb)]^2 \tau_{\sigma}},$$

и условие устойчивости совпадает с условием минимума $D_{\text{th}}(k)$ (рис. 8).

Из рисунка 8 видно, что существует критическое значение константы взаимодействия

$$\Omega_{\text{NP-TLS}}^* = \frac{1}{2} (\tau_{\sigma}\Omega_{\text{NP-NP}}^{\text{eff}})^2 \Omega_{\text{R}},$$

разделяющее частотно диспергирующие волны и волны с $k = \pm\pi/b$ или с $k = 0$ (рис. 9). Волны с $k < k_0$ распространяться вдоль цепочки не могут, так как в этом случае они становятся вытекающими волнами [85].

7. Заключение

Потребность в устройствах, способных манипулировать светом в областях, меньших оптической длины волны, т.е. с размерами порядка десяти нанометров, огромна: это SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy),

SERS, оптоэлектронные устройства и т.д. Очевидно, что в ряду этих устройств находятся и когерентные наноразмерные источники оптического излучения, т.е. нанолазеры. Одним из возможных способов их реализации является спазер, роль резонатора в котором играет плазмонная наночастица.

Однако оказывается, что спазер может быть применен не только как отдельное сверхбыстрое (с временем срабатывания в несколько фемтосекунд) устройство, но и как активное включение в нанокompозитах, в том числе метаматериалах. Действительно, композитный материал на основе спазеров представляет собой новый нелинейный объект исследования с уникальными свойствами. Спазер при установлении стационарного режима спазирования испытывает осцилляции Раби, поэтому свойства этого материала могут управляться интенсивностью внешнего оптического возмущения. В стационарном режиме материал реагирует на частоту возмущения, переходя от стохастических колебаний к распространению плазмонных автоволн, причём амплитуда распространяющихся волн слабо зависит от амплитуды входящего сигнала и определяется в основном уровнем накачки. Такие материалы могут оказаться перспективными и найти применение в оптоэлектронике и метаплазмонике.

Авторы выражают благодарность Дж. Пендри за критическое обсуждение данной работы. Исследования частично поддержаны грантами РФФИ 10-02-92115, 10-02-91750 и грантом PSC-CUNY, а также фондом некоммерческих программ "Династия".

Список литературы

1. Bozhevolnyi S I (Ed.) *Plasmonic. Nanoguides and Circuits* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2009)
2. Chang D E et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 053002 (2006)
3. Gaponenko S V *Introduction to Nanophotonics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010)
4. Martín-Cano D et al. *Nano Lett.* **10** 3129 (2010)
5. Plum E et al. *Opt. Express* **17** 8548 (2009)
6. Premaratne M, Agrawal G P *Light Propagation in Gain Media. Optical Amplifiers* (New York: Cambridge Univ. Press, 2011)
7. Protsenko I E et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **107** 012010 (2008)
8. Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **71** 063812 (2005)
9. Ridolfo A et al. *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.* **12** 024004 (2010)
13. Wang Z M, Neogi A (Eds) *Nanoscale Photonics and Optoelectronics* (New York: Springer Science + Business Media, 2010)
14. Zheludev N I et al. *Nature Photon.* **2** 351 (2008)
15. Климов В В *УФН* **178** 875 (2008) [Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)]
16. Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) [Новотный Л, Хехт Б *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009)]
17. Maier S A *Plasmonics. Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2007) [Майер С А *Плазмоника: Теория и приложения* (М. – Ижевск: РХД, 2011)]
18. Сарычев А К, Шалаев В М *Электродинамика метаматериалов* (М.: Научный Мир, 2011); Sarychev A K, Shalaev V M *Electrodynamics of Metamaterials* (Singapore: World Scientific, 2007)
19. Shalaev V M, Kawata S (Eds) *Nanophotonics with Surface Plasmons* (Amsterdam: Elsevier, 2007)
20. Andrianov E S et al. *Opt. Lett.* **36** 4302 (2011)
21. Andrianov E S et al. *Opt. Express* **19** 24849 (2011)
22. Andrianov E S et al. *Phys. Rev. B* **85** 035405 (2012)
23. Lisyansky A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 153409 (2011)

24. Андрианов Е С и др. *Радиотехника и электроника* **56** 1501 (2011) [Andrianov E S et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **56** 1471 (2011)]
25. Андрианов Е С и др. *Радиотехника и электроника* **57** 114 (2012) [Andrianov E S et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **57** 106 (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. Le Ru E C et al. *J. Phys. Chem. C* **111** 13794 (2007)
29. Kneipp K, Moskovits M, Kneipp H (Eds) *Surface-Enhanced Raman Scattering. Physics and Applications* (Berlin: Springer, 2006)
30. Schlücker S (Ed.) *Surface Enhanced Raman Spectroscopy: Analytical, Biophysical and Life Science Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2011)
31. Cai W, Shalae V *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (New York: 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 et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 063903 (2007)
35. Cummer S A et al. *Phys. Rev. E* **74** 036621 (2006)
36. Leonhardt U *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9** 102 (2003)
37. Liu Z et al. *Science* **315** 1686 (2007)
38. Pendry J B, Schurig D, Smith D R *Science* **312** 1780 (2006)
39. Schurig D et al. *Science* **314** 977 (2006)
40. Yang J et al. *Opt. Express* **17** 19656 (2009)
41. Колоколов А А, Скродский Г В *УФН* **162** (12) 165 (1992) [Kolokolov A A, Skrotskii G V *Sov. Phys. Usp.* **35** 1089 (1992)]
42. Vinogradov A P, Dorofeenko A V *Opt. Commun.* **256** 333 (2005)
43. Лагарьков А Н и др. *УФН* **179** 1018 (2009) [Lagarkov A N et al. *Phys. Usp.* **52** 959 (2009)]
44. Noginov M A et al. *Opt. Express* **16** 1385 (2008)
45. Noginov M A et al. *Opt. Lett.* **31** 3022 (2006)
46. Popov A K, Shalae V M *Opt. Lett.* **31** 2169 (2006)
47. Anantha Ramakrishna S, Pendry J B *Phys. Rev. B* **67** 201101(R) (2003)
48. Sarychev A K, Pukhov A A, Tartakovsky G *PIERS Online* **3** 1264 (2007)
49. Sarychev A K, Tartakovsky G *Proc. SPIE* **6320** 63200A (2006)
50. Wuestner S et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 127401 (2010)
51. Yu Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 041117 (2008)
52. Шатров А Д *Радиотехника и электроника* **52** 909 (2007) [Shatrov A D *J. Commun. Technol. Electron.* **52** 842 (2007)]
53. Шатров А Д *Радиотехника и электроника* **52** 1430 (2007) [Shatrov A D *J. Commun. Technol. Electron.* **52** 1324 (2007)]
54. Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
55. Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
56. Fang A, Koschny T, Soukoulis C M *J. Opt.* **12** 024013 (2010)
57. Fang A et al. *Phys. Rev. B* **79** 241104(R) (2009)
58. Gabitov I R, Kennedy B, Maimistov A I *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **16** 401 (2010)
59. Быков В П *Лазерная электродинамика. Элементарные и когерентные процессы при взаимодействии лазерного излучения с веществом* (М.: Физматлит, 2006)
60. Климов В В *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2010)
61. Davis L C *Phys. Rev. B* **14** 5523 (1976)
62. Eguiluz A, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **14** 5526 (1976)
63. Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I *Nature Photon.* **4** 83 (2010)
64. Novikov I V, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **66** 035403 (2002)
65. Hill M T et al. *Opt. Express* **17** 11107 (2009)
66. Зуев В С, Препринт № 3 (М.: ФИАН им. П.Н. Лебедева, 2006)
67. Зуев В С, Зуева Г Я *Оптика и спектроскопия* **107** 648 (2009) [Zuev V S, Zueva G Ya *Opt. Spectrosc.* **107** 614 (2009)]
68. Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando: Academic Press, 1985)
69. Muller A et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 981 (2004)
70. Scully M O, Zubairy M S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997) [Скалли М О, Зубайри М С *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003)]
71. Milonni P W *J. Mod. Opt.* **42** 1991 (1995)
72. Ландау Л Д, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2003) [Landau L D, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
73. Sarychev A K, Tartakovsky G *Phys. Rev. B* **75** 085436 (2007)
74. Pantell R H, Puthoff H E *Fundamentals of Quantum Electronics* (New York: Wiley, 1969) [Пантел Р, Путхоф Г *Основы квантовой электроники* (М.: Мир, 1972)]
75. Li K et al. *Phys. Rev. B* **71** 115409 (2005)
76. Stietz F et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5644 (2000)
77. Bayer M, Forchel A *Phys. Rev. B* **65** 041308(R) (2002)
78. Harbold J M et al. *Phys. Rev. B* **72** 195312 (2005)
79. Sosnowski T S et al. *Phys. Rev. B* **57** R9423 (1998)
80. Анищенко В С, Астахов В В, Вадивасова Т Е *Регулярные и хаотические автоколебания. Синхронизация и влияние флуктуаций* (Долгопрудный: Интеллект, 2009)
81. Кузнецов А П, Кузнецов С П, Рыскин Н М *Нелинейные колебания* (М.: Физматлит, 2002)
82. Pikovsky A, Rosenblum M, Kurths J *Synchronization. A Universal Concept in Nonlinear Sciences* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001) [Пиковский А, Розенблум М, Куртс Ю *Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление* (М.: Техносфера, 2003)]
83. Fedyanin D Yu, Arsenin A V *Opt. Express* **19** 12524 (2011)
84. Flynn R A et al. *Opt. Express* **19** 8954 (2011)
85. Вайнштейн Л А *Электромагнитные волны* (М.: Радио и связь, 1988)
86. Scott A *Nonlinear Science. Emergence and Dynamics of Coherent Structures* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2003) [Скотт Э *Нелинейная наука: рождение и развитие когерентных структур* (М.: Физматлит, 2007)]

PACS numbers: 33.50.Dq, 73.20.Mf, 78.20.Ek
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210k.1130

Управление излучением киральных молекул с помощью киральных нанометастастиц

В.В. Климов, Д.В. Гузатов

1. Введение

В настоящее время благодаря развитию нанотехнологий появились новые области оптики — нанооптика и наноплазмоника, предметом которых являются весьма нетривиальные свойства оптических полей на наномасштабах и их практические приложения [1, 2]. Одним из важнейших достижений в этой области является возможность эффективно управлять излучением обычных атомов и молекул с помощью наночастиц (Surface Enhanced Raman Scattering (SERS), Surface Enhanced Fluorescence (SEF)) [3–6]. Интересные эффекты были также обнаружены при исследовании влияния киральных наночастиц или наночастиц из метаматериалов с отрицательным показателем преломления на излучение обычных молекул [7, 8].

Более сложные оптически активные (киральные) молекулы значительно интереснее, так как именно они составляют основу жизни. При этом возникает естественный вопрос: можно ли эффективно и произвольно управлять излучением киральных молекул и использовать это для различных биомедицинских приложений (например, разделения рацемических смесей)? В настоящей статье будет показано, что это возможно, если для управления использовать наночастицы, изготовленные из метаматериалов (см., например, [9, 10]).

В.В. Климов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; ООО "Фотонные наноматехнологии", Москва, РФ
E-mail: vklim@sci.lebedev.ru
Д.В. Гузатов. Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно, Белоруссия