52. Efimkin D K, Lozovik Yu E *Fullerenes Nanotubes Carbon Nanostruct.* **20** 569 (2012)
53. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964) [Keldysh L V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. Solid Sate* **6** 2219 (1965)]
54. Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965) [Kozlov A N, Maksimov L A *Sov. Phys. JETP* **21** 790 (1965)]
55. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975) [Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 274 (1975)]
56. Efimkin D K, Lozovik Y E, Sokolik A A *Phys. Rev. B* (in print); arXiv:1207.1817
57. Lozovik Yu E, Sokolik A A *Phys. Lett. A* **374** 2785 (2010)
58. Фальковский Л А *УФН* **178** 923 (2008) [Falkovsky L A *Phys. Usp.* **51** 887 (2008)]
59. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Phys. Lett. A* **374** 3681 (2010)
60. Mikhailov S A, Ziegler K *Phys. Rev. Lett.* **99** 016803 (2007)
61. Koppens F H L, Chang D E, Javier García de Abajo F *Nano Lett.* **11** 3370 (2011)
62. Berman O L, Gumbs G, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **78** 085401 (2008)
63. Kotov O V, Lozovik Yu E *Phys. Lett. A* **375** 2573 (2011)
64. Kotov O V, Lozovik Yu E *Fullerenes Nanotubes Carbon Nanostruct.* **20** 563 (2012)
65. Kotov O V, Lozovik Yu E, to be published
66. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **82** 125307 (2010)
67. Апенко С М, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **89** 573 (1985) [Apenko S M, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **62** 328 (1985)]
68. Efimkin D K, Lozovik Yu E, Sokolik A A *Nanoscale Res. Lett.* **7** 163 (2012)
69. Tse W-K et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 057401 (2010)
70. Efimkin D K, Lozovik Yu E, Sokolik A A *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 3610 (2012); arXiv:1107.4695
71. Efimkin D K, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B*, submitted; arXiv: 1208.3320
72. Raghu S et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 116401 (2010)
73. Лозовик Ю Е, to be published

PACS numbers: 42.55.Ah, 42.70.Nq, 78.67.Bf
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210i.1116

Теория дипольного нанолазера

И.Е. Проценко

1. Введение

В статье теоретически исследуется когерентная генерация дипольного момента металлической наночастицы при возбуждении в ней локализованного плазмонного резонанса с помощью генератора (атома, квантовой точки и т.п.), в котором обеспечивается инверсная населённость электронных состояний. Генератор и наночастица взаимодействуют между собой через ближнее поле. Данная наноразмерная система — "дипольный" нанолазер (ДНЛ) — при выполнении пороговых условий излучает когерентное электромагнитное поле. Выводятся базовые и упрощённые уравнения ДНЛ, обсуждаются пороговые условия генерации, особенности ДНЛ, связанные с некогерентной генерацией дипольного момента, некоторые приборы на основе ДНЛ: широкополосные оптические модуляторы, высокоэффективные светоизлучающие устойства, а также возможные схемы ДНЛ и дальнейшие направления их теоретического исследования.

И.Е. Проценко. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; ООО "Плазмоника", Москва, РФ
E-mail: protsen@sci.lebedev.ru, protsenk@gmail.com

Исследования резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с металлическими частицами имеют давнюю историю [1 – 3]. Сейчас эти исследования переживают подъём, появился новый раздел физики — наноплазмоника [4], что связано как с развитием нанотехнологий, так и с новыми практическими задачами: по управлению светом в оптоэлектронике [5, 6], увеличению эффективности солнечных элементов с помощью металлических наночастиц [7] и т.д. Металлические наночастицы, обладающие локализованными плазмонными резонансами (ЛПР), могут использоваться как антенны оптического или ближнего инфракрасного диапазонов [8], в том числе при создании наноразмерных лазеров. Метод генерации когерентного излучения и дипольный нанолазер на его основе были предложены в [9], соответствующая теория, которая была развита в [10 – 17], использовалась, например, в [18, 19]. Независимо и практически одновременно с [9] в работе [20] были предложены метод генерации поверхностных плазмонов и устройство спазер (от англ. аббревиатуры SPASER — Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation), близкое к ДНЛ. Теория спазера разрабатывалась в [21] и в других работах. Исследовалась также возможность компенсации потерь в активных средах с металлическими наночастицами [22] — эта компенсация потерь имеет место и в ДНЛ, и в спазере. Проведён ряд экспериментов с близкими к ДНЛ устройствами, работающими как ниже [23, 24], так и выше [25, 26] порога генерации; полную библиографию исследований ДНЛ и спазера трудно изложить в короткой статье.

Целью настоящей статьи является краткое изложение теории ДНЛ и рассмотрение некоторых её новых особенностей. Теория ДНЛ основывается на известных уравнениях одномодового лазера [27], в которых мода электромагнитного поля заменяется дипольным моментом, возникающим в результате резонансных колебаний электронной плотности наночастицы. Квант линейных колебаний электронной плотности является бозоном, как и квант электромагнитного поля (ЭМП), поэтому возможна когерентная (лазерная) генерация колебаний электронной плотности, аналогичная когерентной генерации бозонов ЭМП. Возможность лазерной генерации не только квантов ЭМП, но и других бозонов, например бозе-конденсатов атомов в ловушках [28], отмечалась ранее. Базовые уравнения ДНЛ обосновывают возможность не только когерентной генерации дипольного момента и излучения, но и других лазерных эффектов в системах, аналогичных ДНЛ. Развитие базовых уравнений приводит ко всё более реалистичным моделям ДНЛ и связанных с ним устройств. При этом можно использовать известные подходы как лазерной теории, например, при описании спонтанного излучения в моду [29, 30], так и классической электродинамики, например, при описании мод ДНЛ [3]. Часто оказывается, что эффекты, малосущественные в "классической" лазерной теории, оказываются весьма важными для ДНЛ, как, например, беспороговая лазерная генерация [30] или эффекты локального поля [31]. Развитие базовых уравнений ДНЛ приводит к моделям, отличным от их аналогов в лазерной теории; например, уравнения для ДНЛ во внешнем поле с учётом спонтанного излучения в моду [17] существенно отличаются от уравнений для обычного лазера с внешним сигналом [27]. Теория ДНЛ является весьма интересной, так как естественным образом совмещает в себе классические эффекты нелинейной динамики колебательных систем (пороговые эффекты, бистабильность и т.п.) и особенности квантовой электродинамики (спонтанное излучение, квантовые шумы, излучение отдельных фотонов). Всё это делает ДНЛ интересным объектом фундаментальных исследований, но не менее интересны и практические применения ДНЛ.

В разделе 2 даётся вывод уравнений ДНЛ, более общий, чем в [10], без привлечения квазистатического приближения и предположения о пренебрежимо малых размерах наночастицы. В разделе 3 выполняется упрощение базовых уравнений — они приводятся к виду [10], удобному для приложений; обсуждаются условия применимости уравнений, рассматриваются уравнения ДНЛ со многими атомами. В разделах 4, 5 оцениваются условия генерации ДНЛ и указывается на возможность бифуркации в генерации, когда скачкообразно изменяется направление диполей; учитывается также некогерентная (спонтанная) генерация дипольного момента ДНЛ с несколькими атомами. В заключении обсуждаются перспективы развития теории ДНЛ.

2. Базовые уравнения дипольного нанолазера

Простая схема ДНЛ — металлическая наночастица и расположенная вблизи неё излучающая двухуровневая система (атом, молекула, квантовая точка и т.п.), в которой инверсная населённость состояний обеспечивается с помощью некогерентной внешней накачки: широкополосного светового импульса, тока инжекции и т.д. (рис. 1а). Частота ω_{LPR} локализованного плазмонного резонанса металлической наночастицы близка к частоте ω_2 перехода двухуровневой системы, и между частицами существует резонансное взаимодействие через ЭМП.

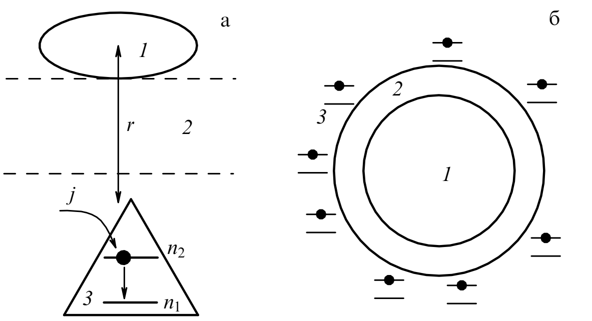

Рис. 1. Схемы ДНЛ. (а) Металлическая наночастица *1* отделена диэлектрическим подслоем *2* от двухуровневой системы — квантовой точки *3*. (б) ДНЛ типа "ядро – оболочка".

Известны уравнения для двухуровневой системы [32] во внешнем резонансном поле $\mathcal{E} = \mathbf{e}[E(t)\exp(-\mathrm{i}\omega t)+ +E^+(t)\exp(\mathrm{i}\omega t)]$, где $\mathbf{e}$ — единичный вектор, амплитуда $E(t)$ изменяется медленнее, чем $\exp(-\mathrm{i}\omega t)$. В приближении медленно изменяющихся амплитуд

$$\dot{D} = \frac{2\mathrm{i}\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}}{\hbar}(E\sigma^+ - E^+\sigma) - \tau^{-1}(D - D_0)\,, \tag{1}$$

$$\dot{\sigma} = (\mathrm{i}\delta_2 - \Gamma_2)\sigma - \mathrm{i}\,\frac{\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}}{\hbar}\,ED\,, \tag{2}$$

где D — инверсия населённостей, $\boldsymbol{\mu}$ — действительный матричный элемент дипольного момента, τ^{-1}, Γ_2 — скорости релаксации населённости верхнего уровня двухуровневой системы и её дипольного момента соответственно, D_0 — равновесное значение инверсии населённостей в отсутствие поля, обусловленное накачкой, $\delta_2 = \omega - \omega_2 \ll \omega_2$; дипольный момент двухуровневой системы $\hat{\mathbf{d}}_2 = \boldsymbol{\mu}[\sigma\exp(\mathrm{i}\omega t) + \sigma^+\exp(-\mathrm{i}\omega t)]$, её магнитный момент полагается равным нулю; резонансная частота перехода между состояниями $\omega_2 \approx \omega_{\text{LPR}}$.

При замене в (2) σ бозе-оператором a, $[a^+, a] = 1$ и при $D = -1$ получается уравнение движения для дипольного момента $\hat{\mathbf{d}}_0 = \boldsymbol{\mu}_0[a\exp(\mathrm{i}\omega t)+ +a^+\exp(-\mathrm{i}\omega t)]$ наночастицы — линейного диполя (гармонического осциллятора) в резонансном ЭМП:

$$\dot{a} = (\mathrm{i}\delta - \Gamma_{\text{LPR}})a + \mathrm{i}\,\frac{\boldsymbol{\mu}_0\mathbf{e}}{\hbar}\,E\,, \tag{3}$$

где $\delta = \omega - \omega_{\text{LPR}} \ll \omega_{\text{LPR}}$, Γ_{LPR} — ширина линии ЛПР, a можно назвать оператором уничтожения плазмонов.

Двухуровневая система рассматривается как точечный диполь. Следует принять во внимание конечные размеры наночастицы: двухуровневая система может быть расположена близко к наночастице, так что поле системы заметно изменяется в области, которую занимает наночастица. Как правило, размеры наночастицы меньше длины волны ЭМП, поэтому внутри наночастицы применимо квазистатическое приближение и поляризация (дипольный момент единицы объёма) там везде одинакова [4]. Введём бозе-оператор $p(\mathbf{r})$ амплитуды поляризации, $a = \int_V p(\mathbf{r})\,\mathrm{d}V$, где V — объём наночастицы. Коммутационные соотношения $[p(\mathbf{r}), p^+(\mathbf{r}')] = = V\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ обеспечивают выполнение $[a, a^+] = 1$ для бозе-оператора a; $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}'$ — радиусы-векторы точек внутри наночастицы. Уравнение движения для $p(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\dot{p}(\mathbf{r}) = (\mathrm{i}\delta - \Gamma_{\text{LPR}})\,p(\mathbf{r}) + \mathrm{i}\,\frac{\boldsymbol{\mu}_0\mathbf{e}}{V\hbar}\,E(\mathbf{r})\,.$$

Интегрируя обе части этого уравнения по объёму наночастицы, находим

$$\begin{aligned} &\dot{a} = (\mathrm{i}\delta - \Gamma_{\text{LPR}})a + \mathrm{i}\,\frac{\mu_0}{\hbar}\,\bar{E}_\mu\,, \\ &\bar{E}_\mu(r) = V^{-1}\int_V \mathbf{e}_\mu\mathbf{e}(\mathbf{r}')\,E(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3r'\,, \end{aligned} \tag{4}$$

где $\bar{E}_\mu$ — средняя по объёму наночастицы проекция амплитуды внешнего поля на возбуждаемую моду поляризации, в рассматриваемом случае — на направление дипольного момента наночастицы, $\mathbf{e}_\mu$ — единичный вектор в направлении дипольного момента наночастицы, r — расстояние от центра наночастицы до двухуровневой системы. Для сферической наночастицы в квазистатическом приближении $\bar{E}_\mu(r) = E(\mathbf{r})$, в чём можно убедиться непосредственно.

Теперь можно описать взаимодействие через переменное электрическое поле двухуровневой системы и металлической наночастицы, расположенных на некотором расстоянии друг от друга в однородной прозрачной среде с показателем преломления n_2. Обозначим электрическое поле, создаваемое частицей в области расположения двухуровневой системы, индексом 02, а поле, создаваемое двухуровневой системой в области расположения частицы, — индексом 20. Используя уравнения (1)–(3), приходим к системе уравнений движения для обоих диполей — частицы и двухуровневой системы —

с учётом их диполь-дипольного взаимодействия:

$$\dot{D} = 2\mathrm{i}\,\frac{\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}_{02}}{\hbar}\,(\sigma^+ E_{02} - E_{02}^+\sigma) - \tau^{-1}(D - D_0)\,, \tag{5}$$

$$\dot{\sigma} = (\mathrm{i}\delta_2 - \Gamma_2)\sigma - \mathrm{i}\,\frac{\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}_{02}}{\hbar}\,E_{02}D\,, \tag{6}$$

$$\dot{a} = (\mathrm{i}\delta - \Gamma_{\mathrm{LPR}})a + \mathrm{i}\,\frac{\langle \boldsymbol{\mu}_0\mathbf{e}_{20}E_{20}\rangle_V}{\hbar}\,, \tag{7}$$

здесь $\langle\ldots\rangle_V$ означает усреднение по объёму наночастицы. Используя выражение для фурье-компоненты излучения диполя [33], приближение медленно изменяющихся амплитуд и спектральные разложения $E_{02}(t)$ и $E_{20}(t)$ в интегралы Фурье, можно показать, что амплитуды электрических полей, входящие в уравнения (5)–(7), записываются как

$$\begin{gathered}\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}_{02}E_{02}(t) = -\frac{\mu_0\mu}{r^3}\,\xi(k_2 r)\sigma\left(t - \frac{n_2 r}{c_0}\right), \\ \boldsymbol{\mu}_0\mathbf{e}_{20}E_{20}(t) = -\frac{\mu_0\mu}{r^3}\,\xi^*(k_2 r)a\left(t - \frac{n_2 r}{c_0}\right), \\ \xi(\rho) = \exp(\mathrm{i}\rho)\left[(1 - \rho^2 - \mathrm{i}\rho) + \cos^2\theta_{\mathrm{r}}(\rho^2 + 3\mathrm{i}\rho - 3)\right],\end{gathered} \tag{8}$$

где $\rho = k_2 r$, r — расстояние от диполя до точки наблюдения, $k_2 = n_2\omega/c_0$, $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении от диполя к точке наблюдения, θ_{r} — угол между $\mathbf{n}$ и параллельными друг другу $\mathbf{d}_{0,2}$, который будет определён ниже. Во второе выражение в (8) входит ξ^*, в то время как в первое — ξ, поскольку поля от частицы 0 к частице 2 и наоборот распространяются в противоположных направлениях. В правой части (8) находятся величины поляризаций диполей, запаздывающие на время $n_2 r/c_0$ распространения ЭМП между частицами.

Уравнения (5)–(8) представляют собой базовые уравнения ДНЛ. Переменными в них являются инверсия населённостей D и дипольные моменты σ и a. Электромагнитные поля в уравнения не входят, поля вне ДНЛ могут быть определены из (8) и соответствующих выражений для магнитных полей диполей. В ДНЛ место моды поля занимает мода a поляризации (дипольного момента) наночастицы, что и обусловило название "дипольный" нанолазер. Вместо поляризации наночастицы можно рассматривать поле внутри её, которое в квазистатическом приближении и при возбуждении "дипольной" моды отличается от поляризации лишь множителем: электрической восприимчивостью материала наночастицы. Аналогичным способом могут быть выведены уравнения в случае, если возбуждается не дипольная, а другая, например квадрупольная, мода колебаний электронной плотности наночастицы, которая имеет и другую частоту ЛПР. Точно известны моды колебаний поля (или поляризации) внутри и вне сферических частиц [3], их можно использовать для анализа ДНЛ с большими сферическими частицами, когда квазистатическое приближение внутри них неприменимо. В случае небольших несферических наночастиц можно использовать квазистатическое приближение для описания поляризаций частиц (полей внутри частиц) и мультипольные разложения для описания полей вне частиц [33].

Уравнения (5)–(8) — операторные, переменные в них — флуктуирующие величины с собственными квантовыми флуктуациями и флуктуациями, обусловленными диссипацией. Один из способов решения таких уравнений заключается в использовании спектральных разложений и добавлении в уравнения ланжевеновских сил, как это сделано в [30]. Ниже для анализа ДНЛ уравнения (5)–(8) заменяются уравнениями для средних и выполняется "расцепление" корелляций (аналог метода моментов статистической теории): моменты высокого порядка, т.е. средние от произведений флуктуирующих величин, заменяются моментами низкого порядка — произведениями средних.

3. Упрощённые уравнения, условия их применимости и условия генерации дипольного нанолазера

Предположим, что расстояние между частицами невелико, так что время запаздывания распространения ЭМП между частицами $\tau_{\mathrm{r}} = n_2 r/c_0$ мало по сравнению с характерным временем изменения переменных и в (8) можно записать

$$\sigma\left(t - \frac{n_2 r}{c_0}\right) \approx \sigma(t) - \tau_{\mathrm{r}}\,\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}\,, \qquad a\left(t - \frac{n_2 r}{c_0}\right) \approx a(t) - \tau_{\mathrm{r}}\,\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}\,. \tag{9}$$

При достаточно малых r, когда $\tau_{\mathrm{r}}\,\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \ll \sigma(t)$, $\tau_{\mathrm{r}}\,\mathrm{d}a/\mathrm{d}t \ll a(t)$, в правых частях (9) можно пренебречь производными, и тогда система уравнений (5)–(7) примет вид

$$\dot{D} = 2\mathrm{i}(\Omega_{\mathrm{int}}^* a^+\sigma - \Omega_{\mathrm{int}}\sigma^+ a) - \tau^{-1}(D - D_0)\,, \tag{10}$$

$$\dot{\sigma} = (\mathrm{i}\delta_2 - \Gamma_2)\sigma + \mathrm{i}\Omega_{\mathrm{int}}aD\,, \tag{11}$$

$$\dot{a} = (\mathrm{i}\delta - \Gamma_{\mathrm{LPR}})a - \mathrm{i}\bar{\Omega}_{\mathrm{int}}^*\sigma\,, \tag{12}$$

где константа связи

$$\Omega_{\mathrm{int}} = \xi(k_2 r)\,\frac{\mu_0\,\mu}{\hbar r^3}\,, \qquad \bar{\Omega}_{\mathrm{int}}^* = \frac{1}{V}\int_V \Omega_{\mathrm{int}}^*\,\mathrm{d}V\,, \tag{13}$$

$\Omega_{\mathrm{int}} = \Omega_{\mathrm{int}}(r)$, $\bar{\Omega}_{\mathrm{int}}^* = \bar{\Omega}_{\mathrm{int}}^*(r)$, r — расстояние между двухуровневой системой и центром наночастицы. Для сферической наночастицы радиусом a в квазистатическом приближении, когда $k_2 a < k_2 r \ll 1$, оказывается, что $\bar{\Omega}_{\mathrm{int}}^* = \Omega_{\mathrm{int}}^*$. С другой стороны, вне квазистатического приближения и для малых частиц, когда $k_2 a \ll 1$ и $k_2 r \geqslant 1$, можно положить $\bar{\Omega}_{\mathrm{int}} = \Omega_{\mathrm{int}}$, по крайней мере с точностью $\sim a/r \ll 1$. Таким образом, по крайней мере для сферических малых наночастиц можно с хорошей точностью считать, что условие $\bar{\Omega}_{\mathrm{int}} = \Omega_{\mathrm{int}}$ всегда выполнено.

Уравнения ДНЛ (10)–(13) совпадают с уравнениями одномодового лазера, например (после переобозначений) с уравнениями (3.2) из [27]. Это означает, что при анализе ДНЛ можно непосредственно использовать ряд результатов теории лазеров, в том числе возможность когерентной генерации дипольного момента наночастицы, по аналогии с когерентной генерацией моды ЭМП в обычном лазере. Как и в обычном лазере, в ДНЛ может существовать порог генерации, хотя ДНЛ часто оказывается "беспороговым" (см. ниже), в отличие от обычного лазера, который является беспороговым только в специальных условиях [30].

Оценим, когда в (8) можно пренебречь запаздыванием. ДНЛ работает (выходит на стационарный режим и т.д.) с характерной скоростью $\sim \Gamma_{\mathrm{LPR}}$, т.е. $\dot{\sigma}/\sigma \sim \dot{a}/a \sim \Gamma_{\mathrm{LPR}}$. Добротность ЛПР $Q = \omega_{\mathrm{LPR}}/(2\Gamma_{\mathrm{LPR}})$. Учитывая эти соотношения, находим условия малости

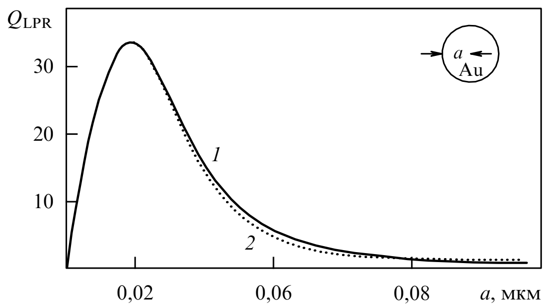

Рис. 2. Зависимость добротности ЛПР от радиуса сферической золотой наночастицы в воде. *1* — результат приближённого решения дисперсионного уравнения [3], *2* — точное решение этого уравнения.

времени запаздывания $\tau_{\rm r} = n_2 r/c_0$:

$$\frac{n_2 r}{c_0}\,\Gamma_{\rm LPR} = \frac{n_2 r}{c_0}\,\frac{\omega_{\rm LPR}}{2Q} = \frac{k_2 r}{2Q} \ll 1\,, \text{ или } r \ll r_{\rm cr} = \frac{2Q}{k_2}\,. \qquad (14)$$

На рисунке 2 показана зависимость Q от радиуса a сферической золотой наночастицы в воде, $n_2 = 1{,}33$. Для максимума $Q = 33{,}8$ при $a = 19$ нм и $\lambda_{\rm LPR} \equiv \omega_{\rm LPR}/c_0 = 560$ нм получаем условие применимости уравнений (10)–(12) $r \ll r_{\rm cr} = 4{,}53$ мкм. Таким образом, если атом расположен на расстоянии, например, в 40 нм от поверхности частицы (хотя такое большое расстояние и необязательно), то, пренебрегая малыми размерами атома, имеем $r = 0{,}06$ мкм $\ll r_{\rm cr} = 4{,}53$ мкм. Даже при $Q_{\rm LPR} = 10$ (что часто имеет место в эксперименте) $r = 0{,}06 \ll r_{\rm cr} = 1{,}34$, т.е. существует запас в 1,5 порядка величины. Это означает, что запаздыванием в уравнениях (10)–(12) можно пренебречь.

Уравнения (10)–(12) могут быть обобщены для описания ДНЛ различных конструкций: например, когда имеется не одна, а $N > 1$ двухуровневых систем (атомов), каждая из которых находится на расстоянии r_m от центра наночастицы, как на рис. 1б. Отмечая индексом m переменные и параметры, относящиеся к соответствующему атому, и вводя переменные $\bar{D} = N^{-1}\sum_{m=1}^{N} D_m$ и $\Sigma = N^{-1}\sum_{m=1}^{N} \Omega_m^* \sigma_m$, усреднённые по ансамблю атомов, где Ω_m определяется (13) с $r = r_m$, можно получить вместо (10)–(12)

$$\dot{\bar{D}} = 2{\rm i}(a^+\Sigma - \Sigma^+ a) - \tau^{-1}(\bar{D} - D_0)\,, \qquad (15)$$

$$\dot{\Sigma} = \left[{\rm i}(\delta_2 + \Omega_{dd}\bar{D}) - \Gamma_2\right]\Sigma + {\rm i}|\bar{\Omega}|^2 a\bar{D}\,, \qquad (16)$$

$$\dot{a} = ({\rm i}\delta - \Gamma_{\rm LPR})a - {\rm i}N\Sigma\,. \qquad (17)$$

Множитель N в последнем слагаемом правой части (17) указывает на вклад N атомов в генерацию дипольного момента наночастицы. Особенностью уравнения (16) является нелинейный сдвиг резонанса $\Omega_{dd}\bar{D}$, где величина Ω_{dd}, которая описывает эффекты "локального поля" в ДНЛ, связанные со взаимодействием между атомами через ЭМП [31], определяется усреднённым по всем атомам выражением (13), в котором r — расстояние между атомами. Можно показать, что Ω_{dd} — действительная величина. Учёт флуктуаций Ω_{dd} позволяет описать эффекты неоднородного уширения ("самоуширения") в ДНЛ со многими атомами.

4. Условия генерации дипольного нанолазера

Вернёмся к уравнениям (10)–(12). В выражение (13) для константы связи входят матричные элементы дипольных моментов $\mu_{0,2}$, но удобнее использовать не $\mu_{0,2}$, а поляризуемости, расчёт которых для металлических наночастиц хорошо известен. В [10] показано, что $|\mu_0|^2 = \alpha_{0\rm r}\hbar\Gamma_{\rm LPR}$ и $|\mu_2|^2 = \alpha_{2\rm r}\hbar\Gamma_2$, где $\alpha_{0\rm r}$, $\alpha_{2\rm r}$ — резонансные поляризуемости соответственно наночастицы и двухуровневой системы. Отсюда и из (13) можно получить $|\Omega_{\rm int}|^2/(\Gamma_2\Gamma) = |\xi|^2|\alpha_{0\rm r}\alpha_{2\rm r}|/r^6$.

Нетривиальное стационарное решение уравнений (10)–(12) хорошо известно, в частности $D = D_{\rm th} \equiv (1 + \delta^2/\Gamma_{\rm LPR}^2)\Gamma_2\Gamma_{\rm LPR}/|\Omega_{\rm int}|^2$. Кроме нетривиального решения есть тривиальное стационарное решение $a = \sigma = 0$, $D = D_0$. При превышении накачкой порогового значения $D_0 > D_{\rm th}$ тривиальное решение становится неустойчивым, реализуется нетривиальное решение и возникает когерентная генерация дипольного момента. Поскольку населённость верхнего состояния двухуровневой системы не превышает единицы, необходимым условием генерации оказывается $D_{\rm th} < 1$, что выполняется при достаточно сильном взаимодействии частиц. Для точного резонанса $\omega = \omega_2 = \omega_{\rm LPR}$ необходимое условие генерации ДНЛ выражается как

$$D_{\rm th}^{-1} = \frac{|\Omega_{\rm int}|^2}{\Gamma_2\Gamma_{\rm LPR}} > 1$$

или

$$|\xi|^2\,\frac{|\alpha_{0\rm r}\alpha_{2\rm r}|}{r^6} > 1\,, \qquad (18)$$

т.е. двухуровневая система должна находиться достаточно близко к наночастице, так чтобы расстояние r между их центрами оказывалось $r < r_{\rm cr} = |\xi|^{1/3}|\alpha_{0\rm r}\alpha_{2\rm r}|^{1/6}$.

Порог ДНЛ соответствует максимальному взаимодействию между частицами, т.е., согласно (18), максимуму величины $|\xi|^2/r^6$ по $\theta_{\rm r}$, при фиксированном r. Анализ с использованием (8) показывает, что для сферической наночастицы значение $|\xi|^2/r^6$ максимально, если $\cos\theta_{\rm r}$ равен 1 или 0, т.е. если диполи направлены параллельно либо перпендикулярно отрезку, их соединяющему; это следует также из соображений симметрии. Максимум при $\cos\theta_{\rm r} = 1$ соответствует $0 < k_2 r < \rho_{\rm bif}$, в этом случае взаимодействие диполей через ближнее поле доминирует над их взаимодействием через дальнее, а максимум при $\cos\theta_{\rm r} = 0$ соответствует $k_2 r > \rho_{\rm bif}$ — преимущественному взаимодействию диполей через дальнее поле. В точке $k_2 r = \rho_{\rm bif} = (5 + \sqrt{37})^{1/2}/\sqrt{2} \approx 2{,}35$ энергии взаимодействия диполей при $\cos\theta_{\rm r} = 1$ и при $\cos\theta_{\rm r} = 0$ одинаковы и $|\xi(\rho_{\rm bif})|^2/\rho_{\rm bif}^6 \approx 0{,}154$. Таким образом, если изменять $k_2 r$, то при переходе через $k_2 r = \rho_{\rm bif}$ происходит бифуркация: скачкообразное изменение направления поляризации диполей и диаграммы направленности излучения ДНЛ. Если использовать переменную $\rho = k_2 r$, то условие (18) генерации ДНЛ удобно записать в безразмерных величинах:

$$A\,\frac{|\xi(\rho)|^2}{\rho^6} > 1\,,$$
$$\xi(\rho) = \begin{cases} 2\exp({\rm i}\rho)({\rm i}\rho - 1)\,, & 0 < \rho \leqslant \rho_{\rm bif}\,, \\ \exp({\rm i}\rho)(1 - \rho^2 + {\rm i}\rho)\,, & \rho_{\rm bif} < \rho < \rho_{\rm cr} = k_2 r_{\rm cr}\,, \end{cases} \qquad (19)$$

где $A = |\alpha_{0\rm r}\alpha_{2\rm r}|k_2^6$. На рисунке 3 показана зависимость $\rho_{\rm cr}(A)$. Генерация возможна, если $0 < \rho < \rho_{\rm cr}$. При этом, если $A > A_{\rm bif}$, то возможны два режима генерации ДНЛ. Первый — в случае, когда $0 < \rho < \rho_{\rm bif}$ и диполи парал-

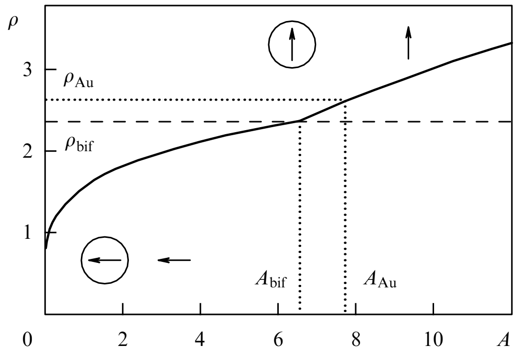

Рис. 3. Для данной величины A генерация ДНЛ возможна, если $\rho < \rho_{\mathrm{cr}}(A)$, показанного сплошной кривой. Излом соответствует ρ_{bif}, при превышении которого направление диполей становится перпендикулярным прямой, их соединяющей. Величина A_{Au} и критическое значение ρ_{Au} соответствуют ДНЛ, изготовленному из сферической золотой наночастицы и квантовой точки в кремнии.

лельны отрезку, их соединяющему, и второй — когда $\rho_{\mathrm{bif}} < \rho < \rho_{\mathrm{cr}}$ и диполи перпендикулярны соединяющему их отрезку. Соответственно, диаграммы направленности излучения диполей в дальней зоне для этих режимов будут повёрнуты относительно друг друга — это свойство можно использовать для управления излучением ДНЛ. Несколько режимов генерации и соответствующие бифуркации могут существовать и для несферических наночастиц. Для $\rho_{\mathrm{bif}} < \rho < \rho_{\mathrm{cr}}$ имеется вырождение по направлениям диполей в плоскости, перпендикулярной отрезку, соединяющему центры частиц; в этом случае атом должен описываться не как двухуровневая, а как трёхуровневая система.

Оценим величину A для сферической золотой наночастицы радиусом 7 нм. Допустим, что двухуровневая система (молекула) находится на диэлектрической оболочке наночастицы в воде; показатель преломления оболочки не сильно отличается от показателя преломления воды $n_2 = 1{,}33$; эти условия близки к условиям эксперимента [25]. Используем параметры двухуровневой системы, как в [10], и те же параметры и формулы для вычисления диэлектрической функции золота и поляризуемости золотой наночастицы, что и в [34]. В данном случае $\lambda_{\mathrm{LPR}} = 525$ нм (в вакууме), $A = 6{,}28 \times 10^{-4}$, что соответствует $\rho_{\mathrm{cr}} = 0{,}378$. Максимальное расстояние между центрами частиц $r_{\mathrm{cr}} = \rho_{\mathrm{cr}}\lambda_{\mathrm{LPR}}/(2\pi n_2) = 24$ нм. В [25] при $\lambda_{\mathrm{LPR}} = 520$ нм расстояние между оболочкой, окружающей золотую сферическую частицу радиусом 7 нм, и центром этой частицы составляло 22 нм, т.е. оценки подтверждают возможность генерации в [25].

В качестве второго примера рассмотрим ДНЛ из золотой (или серебряной) сферической наночастицы радиусом 10 нм и квантовой точки в кремнии. Используя диэлектрическую функцию кремния [35], находим $\lambda_{\mathrm{LPR}} = 876$ (804) нм, $A = 7{,}8$ (6,7), и диполи могут располагаться на расстоянии $r < r_{\mathrm{cr}} = 100$ (83) нм между их центрами. Соответствующие точки для золотой наночастицы отмечены на рис. 3; для этой частицы $A = A_{\mathrm{Au}} > A_{\mathrm{bif}} \approx 7$, и, следовательно, при генерации диполи могут быть направлены как вдоль, так и поперёк прямой, их соединяющей. Эти оценки показывают, что необходимое условие генерации ДНЛ может быть выполнено в реальных системах.

5. Учёт некогерентной генерации дипольного нанолазера

В этом разделе, следуя [14], рассмотрим уравнения ДНЛ в следующем приближении метода моментов, учитывая средние от квадратичных величин, что позволит описать некогерентную генерацию дипольного момента — аналог некогерентной, в том числе подпороговой, генерации в обычном лазере [29]. В условиях некогерентной генерации средние значения дипольных моментов $\langle\sigma\rangle = \langle a\rangle = 0$, но соответствующие энергии, или квадраты модулей дипольных моментов, $\langle\sigma^+\sigma\rangle \neq 0$ и $\langle a^+a\rangle \neq 0$.

Перейдём в уравнениях (10)–(12) от операторов a, σ к их бинарным комбинациям: оператору числа плазмонов $n_0 = a^+a$ и $G = \mathrm{i}\Gamma_{\mathrm{tot}}^{-1}(\Omega_{\mathrm{int}}\sigma^+a - \Omega_{\mathrm{int}}^*a^+\sigma)$, где $\Gamma_{\mathrm{tot}} = \Gamma_{\mathrm{LPR}} + \Gamma_2$. Вместо D удобнее использовать оператор n_2 населённости верхнего уровня двухуровневой системы, $D = 2(n_2 - 1/2)$. Рассмотрим резонансный (полагая $\delta_0, \delta \ll \Gamma_{\mathrm{LPR}}, \Gamma_2$), но более общий, чем в [14], случай, предположив, что имеется N атомов, находящихся на одинаковом расстоянии от металлической наночастицы, например, на диэлектрической оболочке (рис. 1б). Дифференцируя произведения операторов и используя (10)–(12), можно найти

$$\dot{G} = -2\Gamma_{\mathrm{tot}}G + 2g_{\mathrm{pl}}N\left[n_0\left(n_2 - \frac{1}{2}\right) + \frac{n_2}{2N}\right], \tag{20}$$

$$\dot{n}_0 = -2\Gamma_{\mathrm{LPR}}n_0 + \Gamma_{\mathrm{tot}}G, \tag{21}$$

$$\dot{n}_2 = -\Gamma_{\mathrm{tot}}G - \frac{n_2}{\tau} + j, \tag{22}$$

здесь j — скорость накачки отдельного атома, $g_{\mathrm{pl}} = 2|\Omega_{\mathrm{int}}|^2/\Gamma_{\mathrm{tot}} \equiv 4\Gamma_2\Gamma_{\mathrm{LPR}}/(D_{\mathrm{th}}\Gamma_{\mathrm{tot}})$, n_0 — число плазмонов на атом, а полное число генерируемых плазмонов Nn_0. В (20)–(22) переменные представляют собой средние от операторов; корреляциями пренебрегается, т.е. средние $\langle n_0n_2\rangle \approx \langle n_0\rangle\langle n_2\rangle$. При выводе (20)–(22) использовалось квантово-механическое тождество $\sigma^+\sigma = n_2$ [36], вследствие которого в квадратных скобках в правой части (20) возникло слагаемое $n_2/(2N)$, ответственное за некогерентную генерацию дипольного момента наночастицы. Это слагаемое, пропорциональное n_2, даёт вклад в генерацию плазмонов независимо от существования инверсии населённостей, т.е. чем больше N, тем меньше это слагаемое.

На рисунке 4 показаны зависимости числа плазмонов, генерируемых ДНЛ с $N = 100$ атомами, от скорости накачки, выраженной в единицах Γ_{LPR}, если $D_{\mathrm{th}} = 0{,}9$, при том же Γ_2, что и в [10], т.е. $\Gamma_2 = \Gamma_{2\mathrm{R}} + \Gamma_{2\mathrm{NR}}$, где радиационная ширина линии двухуровневой системы (квантовой точки) $\Gamma_{2\mathrm{R}} \equiv 1/\tau = 1$ нс, нерадиационная ширина линии $\hbar\Gamma_{2\mathrm{NR}} = \bar{e}\gamma_{\mathrm{ac}}T$, $\bar{e}$ — заряд электрона, T — температура [К], $\gamma_{\mathrm{ac}} = 0{,}5 \times 10^{-6}$ эВ К$^{-1}$; $T = 300$ К и $\Gamma_{\mathrm{LPR}} = 300\Gamma_{2\mathrm{R}}$ (кривая *1*), $\Gamma_{\mathrm{LPR}} = 10\Gamma_{2\mathrm{R}}$ (кривая *2*) и $\Gamma_{\mathrm{LPR}} = 3\Gamma_{2\mathrm{R}}$ (кривая *3*).

Если рассматривать порог лазерной генерации как резкое ускорение возрастания числа плазмонов с увеличением тока накачки (порог по числу плазмонов), то такой порог оказывается заметным только в случае кривой *3*, когда добротность ЛПР весьма высока. Случаи кривых *1* и *2* соответствуют "беспороговой" генерации. Но не менее, чем существование или отсутствие порога по числу плазмонов, важны условия сужения линии генерации до величины, меньшей Γ_{LPR}, которые пока не исследованы, но могут быть найдены с использованием

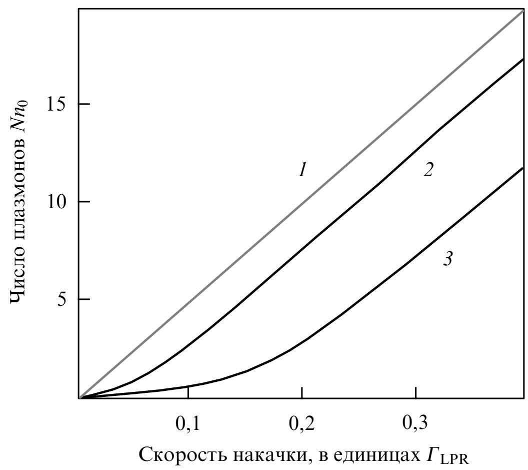

Рис. 4. Зависимости числа плазмонов, генерируемых ДНЛ, от скорости накачки каждого из $N = 100$ атомов при условии, что инверсия населённостей равна 0,9 и ширина линии ЛПР составляет 300 (кривая *1*), 30 (кривая *2*) и 3 (кривая *3*) радиационные ширины линии атомов. Пороговый характер генерации заметен в случае кривой *3*.

подхода [30]. Учитывая результаты [30], можно предположить, что необходимым условием сужения линии останется (18), даже для "беспороговых" ДНЛ, которые описываются кривыми типа *1* и *2* на рис. 4. Существенно, что (20)–(22) предсказывают гораздо более высокую скорость накачки вблизи порога: $j \sim \Gamma_{\text{LPR}}$ вместо $j \sim \sim 1/\tau \ll \Gamma_{\text{LPR}}$ в случае уравнений (10)–(12), которые не учитывают потери энергии на некогерентную генерацию ниже порога.

В условиях $N \sim 1$ и $\Gamma_{\text{LPR}} \geqslant \Gamma_2$ (низкодобротный ЛПР) $\Gamma_{\text{tot}} \gg 1/\tau$, число плазмонов $n_0 \ll 1$ и не слишком большой скорости накачки, $j \ll \Gamma_{\text{LPR}}$, в (20) можно пренебречь слагаемым $\sim n_0$ и адиабатически исключить G из (20)–(22), положив там $\dot{G} = 0$. После этого остаётся единственное уравнение: $\dot{n}_2 = -(\tau^{-1} + g_{\text{pl}}/2)n_2 + j$. Из него видно, что из-за наличия металлической наночастицы существенно уменьшается время жизни электрона в верхнем состоянии двухуровневой системы: в обычных условиях $g_{\text{pl}} \sim \Gamma_{\text{LPR}} \gg \tau^{-1}$. Этот факт можно использовать для создания широкополосных оптических модуляторов с металлическими наночастицами [16].

В условиях $g_{\text{pl}} \sim \Gamma_{\text{LPR}} \gg \tau^{-1}$ после адиабатического исключения G в уравнении для n_2 можно пренебречь слагаемым n_2/τ. Это означает, что атом излучает преимущественно в "дипольную" моду наночастицы и пренебрежимо мало — в её другие моды с частотами, отличными от частоты "дипольной" моды. Таким образом, число мод, в которые возможно спонтанное излучение атома, ограничено, в этом смысле наночастица похожа на фотонный кристалл. При этом стационарное число плазмонов $n_0 = j/(2\Gamma_{\text{LPR}})$ линейно возрастает с увеличением тока накачки, порога генерации по числу плазмонов нет, но ширина линии ДНЛ может быть уменьшена до значений, меньших Γ_{LPR}, как и у беспорогового лазера [30]. Следует отметить, что хотя в металлической наночастице есть поглощение, число фотонов, поступающих от двухуровневой системы и переизлучаемых частицей, будет не слишком мало по сравнению с числом фотонов, излучаемых двухуровневой системой без наночастицы, при одинаковой скорости накачки в обоих случаях. Действительно, величины сечений поглощения и рассеяния металлической наночастицы в условиях ЛПР могут относиться как 1:2 [4], т.е. только каждый третий фотон, поступающий от атома, будет участвовать в нагреве наночастицы, а остальные будут уходить в её дипольное излучение. При этом скорость переизлучения будет примерно в $\tau\Gamma_{\text{LPR}}$ (т.е. на порядок и более) раз выше скорости излучения атома в отсутствие наночастицы. Таким образом, система атомов вблизи наночастицы — весьма эффективное, с точки зрения преобразования мощного тока накачки, наноразмерное светоизлучающее устройство.

6. Заключение

Дипольный нанолазер — интересная как по своим фундаментальным свойствам, так и по возможным практическим приложениям система квантовой электроники. Уникальность ДНЛ состоит, в частности, в том, что он находится "на границе" области, в которой существенны квантовые эффекты, такие как спонтанное излучение в моду генерации, и классические нелинейные эффекты, такие как возбуждение автоколебаний и т.п. Выше невозможно было рассмотреть все квантовые эффекты, связанные с ДНЛ, например, сверхизлучение в ансамблях ДНЛ, сужение линии генерации при переходе через порог и др. Не рассматривались и многие классические нелинейные эффекты, такие как, например, бистабильность ДНЛ во внешнем резонансном поле [14, 15]. Представляет интерес анализ ДНЛ с несколькими атомами — как логической ячейки (qbit) для квантового компьютера, например типа "управляемое НЕ" [37]. ДНЛ при генерации ниже пороговой могут применяться как эффективные наноразмерные светоизлучатели. Для увеличения эффективности солнечных батарей и фотоприёмников можно использовать прибор, "обратный" ДНЛ: когда наночастица — антенна оптического диапазона — принимает фотон и передаёт его через ближнее поле, например, квантовой точке, вырабатывающей фототок. Исследованиям повышения эффективности солнечных элементов с помощью металлических наночастиц посвящена обширная литература [7], фотопреобразователи на квантовых точках даже без наноантенн считаются весьма перспективными [38], но ДНЛ-фотоприёмники пока не рассматривались. Трудно заранее предвидеть все перспективные применения ДНЛ.

Возможны различные схемы практической реализации ДНЛ: в частности, в виде металлической наночастицы в диэлектрической оболочке, на поверхности которой имеются активные атомы или молекулы, например красителя, адсорбированные из раствора, в котором находятся наночастицы (рис. 1б). ДНЛ по такой схеме реализован в эксперименте [25]. Расчёт ДНЛ такого типа может быть осуществлён также в рамках модели наночастицы "ядро–оболочки". Оболочки рассматриваются как сплошные среды с соответствующими (комплексными) показателями преломления. Для случая сферических наночастиц расчёт может быть проведён с использованием известных мод сферического резонатора [3] и без привлечения квазиклассического приближения. Возможно и использование модели "наночастица–двухуровневая система", наподобие представленной выше, с несколькими излучающими атомами (молекулами). Другая схема ДНЛ: наночастица-антенна помещается на поверхность, например, полупроводника, под которой на небольшой (до нескольких десятков нанометров) 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

1. Mie G *Ann. Physik* **330** 377 (1908)
2. Maxwell Garnett J C *Philos. Trans. R. Soc. London A* **203** 385 (1904)
3. Stratton J A *Electromagnetic Theory* (New York: McGraw-Hill, 1941) [Стрэттон Дж А *Теория электромагнетизма* (М.–Л.: Гостехиздат, 1948)]
4. Климов В В *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009)
5. Orrit M *Nature Phys.* **3** 755 (2007)
6. Akimov A V et al. *Nature* **450** 402 (2007)
7. Catchpole K R, Polman A *Opt. Express* **16** 21793 (2008)
8. Mühlschlegel P et al. *Science* **308** 1607 (2005)
9. Займидорога О А, Проценко И Е, Самойлов В Н, Патент РФ RU 2249278 C2 от 21.04.2003
10. Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **73** 069902(E) (2006)
11. Protsenko I E, O'Reilly E P *Phys. Rev. A* **74** 033815 (2006)
12. Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Научная сессия МИФИ. Сб. трудов* Т. 4 (М.: МИФИ, 2007) с. 47
13. Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Научная сессия МИФИ. Сб. трудов* Т. 2 (М.: МИФИ, 2008) с. 61
14. Protsenko I E et al. *Proc. SPIE* **6889** 68890U (2008)
15. Protsenko I E et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **107** 012010 (2008)
16. 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 Gaponenko, V S Gurin) (Singapore: World Scientific, 2009) p. 561
17. Кротова К Е, Проценко И Е, в сб. *Труды научной сессии МИФИ-2010* Т. 4 (М.: НИЯУ МИФИ, 2010) с. 189
18. Andrianov E S et al. *Opt. Lett.* **36** 4302 (2011)
19. Lisyansky A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 153409 (2011)
20. Stockman M, Bergman D, Patent US2009236539 (A1) 2009-09-24 appl on Jan 3, 2003
21. Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
22. Lawandy N M *Appl. Phys. Lett.* **85** 5040 (2004)
23. Pillai S et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 161102 (2006)
24. Biteen J S et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 131109 (2006)
25. Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
26. Oulton R F et al. *Nature Lett.* **461** 629 (2009)
27. Ханин Я И *Основы динамики лазеров* (М.: Физматлит, 1999)
28. Ораевский А Н *УФН* **171** 681 (2001) [Oraevskii A N *Phys. Usp.* **44** 647 (2001)]
29. Siegman A E *Lasers* (Mill Valley, Calif.: Univ. Sci. Books, 1986)
30. Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **59** 1667 (1999)
31. Girard C *Rep. Prog. Phys.* **68** 1883 (2005)
32. 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)]
33. 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)]
34. Проценко И Е, Усков А В *УФН* **182** 543 (2012) [Protsenko I E, Uskov A V *Phys. Usp.* **55** 508 (2012)]
35. Adachi S, Mori H, Ozaki S *Phys. Rev. B* **66** 153201 (2002)
36. Protsenko I E, Lugiato L A *Quantum Semiclass. Opt.* **8** 1067 (1996)
37. Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **66** 062306 (2002)
38. Nozik A J *Physica E* **14** 115 (2002)
39. 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. Дорофеенко, 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. Дорофеенко. 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