

# Управление излучением элементарных квантовых систем с помощью метаматериалов и нанометачастиц

В.В. Климов

*Важнейшим направлением развития фундаментальной и прикладной физики является изучение свойств оптических систем на наномасштабах с целью создания оптических и квантовых компьютеров, биосенсоров, источников одиночных фотонов для квантовой информатики, устройств для секвенирования ДНК, датчиков различных полей и т.д. Во всех этих случаях ключевое значение имеет наноразмерный источник света, в качестве которого рассматриваются молекулы красителей, квантовые точки (эпитаксиальные или коллоидные), центры окраски в кристаллах и наноконтакты в металлах. В нанокружении характеристики этих элементарных квантовых систем: скорости накачки, радиационные и нерадиационные скорости распада, локальная плотность состояний, время жизни, сдвиги уровней — испытывают изменения, которые можно целенаправленно использовать для создания наноразмерных источников света с нужными свойствами. Проанализированы современные теоретические и экспериментальные работы в области управления излучением элементарных квантовых систем с помощью плазмонных и диэлектрических наноструктур, метаматериалов и наночастиц из метаматериалов.*

**Ключевые слова:** спонтанное излучение, метаматериалы, киральность, гиперболичность, наночастицы, наноантенны, нанооптика, нанолазер, флуоресценция, фактор Парселла, запрещённые переходы, моды, однофотонные источники, плазмоны, отрицательное преломление

PACS numbers: 03.50.De, **32.50.+d**, 32.70.Jz, **42.25.-p**, 42.50.Pq, **42.79.-e**, **78.67.-n**, 78.67.Pt

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.01.038910>

## Содержание

1. Введение (1044).
2. Общие подходы к описанию излучения элементарной квантовой системы вблизи наночастиц и наноструктур (1045).
  - 2.1. История вопроса. 2.2. Описание процесса излучения элементарной квантовой системы в нанокружении. 2.3. Режим сильной связи элементарной квантовой системы и нанокружения. 2.4. Запрещённые переходы. 2.5. Точные решения задачи об излучении элементарной квантовой системы. 2.6. Квазистатистический случай. 2.7. Модовые разложения функции Грина и их связь с формулой Парселла. 2.8. Использование теоремы взаимности для вычисления фактора Парселла. 2.9. Интенсивность флуоресценции и другие наблюдаемые параметры излучения элементарной квантовой системы.
3. Излучение элементарной квантовой системы вблизи плазмонных наночастиц и наноструктур (1054).
4. Управление излучением элементарной квантовой системы с помощью диэлектрических наночастиц и наноструктур (1061).
5. Влияние нанометачастиц и метаматериалов на излучение элементарной квантовой системы (1065).

- 5.1. Нанометачастицы и метаматериалы с отрицательным показателем преломления. 5.2. Киральные нанометачастицы и метаматериалы. 5.3. Гиперболические нанометачастицы и метаматериалы.
  6. Управление излучением наноразмерных источников воли неэлектромагнитной природы (1072).
    - 6.1. Излучатели акустических волн. 6.2. Излучатели упругих волн.
  7. Заключение (1073).
- Список литературы (1074).

## 1. Введение

В настоящее время одним из важнейших направлений развития фундаментальной и прикладной науки является изучение свойств оптических систем на наномасштабах с целью создания нанолазеров и спазеров [1, 2], наноантенн [3–7], метаповерхностей [8–10], сенсоров [11–13], оптических систем обработки информации [14, 15], устройств на основе квантовой оптики и топологической фотоники [16–18]. Во всех этих случаях ключевое значение имеет наноразмерный источник света, в качестве которого рассматриваются молекулы красителей, эпитаксиальные или коллоидные квантовые точки, центры окраски в кристаллах или наноразмерные контакты в металлах. Скорости накачки, радиационные и нерадиационные скорости распада (эффект Парселла [19]), время жизни, сдвиги уровней, диаграммы направленности — все эти

В.В. Климов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: klimov256@gmail.com

Статья поступила 17 августа 2020 г.,  
после доработки 14 января 2021 г.

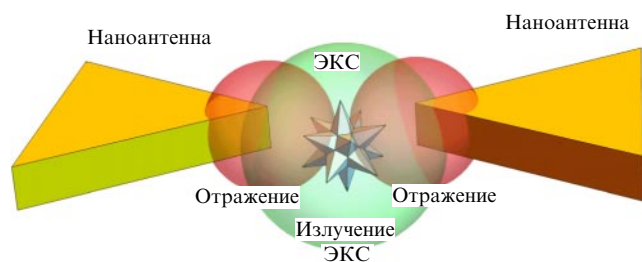
характеристики элементарных квантовых систем (ЭКС) в нанокружении испытывают изменения, которые можно целенаправленно использовать для создания наноразмерных источников излучения с нужными характеристиками. К этим характеристикам надо отнести эффективность использования накачки, высокую интенсивность флуоресценции, относительную малость потерь и диаграмму направленности излучения, позволяющую эффективно детектировать и перенаправлять фотоны. С другой стороны, для создания элементной базы квантовых компьютеров требуется длительное время жизни возбуждённых состояний ЭКС. Последнее также можно осуществить, если нет состояний света, в которые ЭКС может распасться [20–23].

В настоящее время управление спонтанным излучением на основе эффекта Парселла является ключевым элементом для множества приложений, включающих в себя однофотонные источники [24], интегральную квантовую оптику [25, 26], нанолазеры [1, 27], активные метаматериалы [28], биосенсоры на основе усиленной флуоресценции [29], сверхбыстрые модуляторы светового излучения диодов [30] и нелинейные фотонные структуры [31].

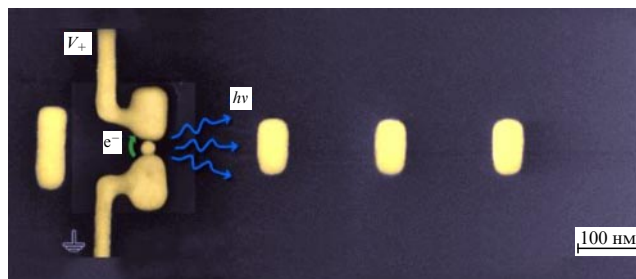
Актуальность этого направления особенно тесно связана с успехами в области нанотехнологий и нанофабрикаций "снизу вверх" (bottom-up) и "сверху вниз" (top-down). Эти технологии позволяют изготавливать наноземельники и собирать из них наноструктуры разных форм и размеров из различных материалов. Фактически можно изготовить всё, что требуется, главное — разработать физические принципы функционирования и конструкцию оптического наноустройства. Здесь основную роль играют точное описание и оптимизация, которые невозможны без глубокого понимания оптических процессов на наномасштабах.

В настоящем обзоре проанализированы как классические, так и самые современные работы в области управления излучением элементарных квантовых систем с помощью плазмонных и диэлектрических наноструктур, метаматериалов и наночастиц из метаматериалов. Рассмотрено также влияние нелокальных эффектов в метаматериалах [32] на спонтанное излучение. Типичная геометрия рассматриваемых систем состоит из управляющего элемента (наноантенны) и ЭКС (рис. 1).

На рисунке 2 показана одна из реализаций направленного наноразмерного источника света на основе электрически возбуждаемой наночастицы внутри наноконтакта [33].



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Типичная схема управления излучением ЭКС с помощью наноантенны. Излучение ЭКС отражается от антенны и оказывает на ЭКС дополнительное влияние. Если отражённое поле находится в фазе с излучением, то имеет место конструктивная интерференция и ЭКС излучает сильнее, и, наоборот, если отражённое поле находится в противофазе с излучением, то имеет место деструктивная интерференция и ЭКС излучает слабее.



**Рис. 2.** Наноразмерный источник света на основе наноантенны Яги-Уда с электрической накачкой [33].

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 представлены общие подходы к описанию спонтанного излучения и флуоресценции ЭКС в нанокружении, а также введены основные определения и приведены фундаментальные формулы, без которых невозможно понять процессы излучения атомов и молекул. Особое внимание уделено работам, в которых рассматриваются фундаментальные соотношения между радиационными и нерadiационными каналами распада возбуждённых состояний в присутствии наночастиц, что очень важно, так как в эксперименте часто можно измерить только одну из этих величин. В спектроскопии наряду с разрешёнными ("дипольными") переходами большое значение имеют и запрещённые ("мультипольные") переходы. Для последних также проведён анализ работ по эффекту Парселла.

В разделе 3 рассмотрено влияние плазмонных наночастиц и наноантенн на излучение ЭКС. В таких системах возможна реализация резонансных эффектов на субволновых размерах. В плазмонных системах потери велики, поэтому в настоящее время большое внимание уделяется способам управления излучением ЭКС с помощью диэлектрических наночастиц и наноструктур. Это направление обсуждается в разделе 4. Раздел 5 посвящён ЭКС вблизи нанометаматериалов и метаматериалов. В разделе 6 описаны процессы влияния окружения на излучение акустических и упругих волн. В заключении (раздел 7) рассматриваются практическая важность, актуальность и перспективы данного направления, при этом особое внимание уделяется его приложениям и экспериментальным достижениям.

## 2. Общие подходы к описанию излучения элементарной квантовой системы вблизи наночастиц и наноструктур

### 2.1. История вопроса

Возбуждённая квантовая система способна излучать спонтанным и стимулированным образом, как это предсказано теорией равновесного излучения Эйнштейна [34] и строго показано в квантовой теории излучения Дирака [35]. Согласно теории Дирака вероятность излучения фотона в данную моду пропорциональна  $(1 + N)$ , где первый член соответствует спонтанному, а второй — стимулированному излучению,  $N$  — число квантов излучения в рассматриваемой моде колебаний. Полная вероятность спонтанного распада в единицу времени  $\Gamma_{21} = 1/\tau_{21}$  возбуждённого состояния 2 квантовой системы в нижнее состояние 1 определяется золотым

правилом Ферми [36]:

$$\Gamma_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{21}|^2 \rho_0(\omega), \quad (1)$$

где  $H_{21}$  — матричный элемент гамильтониана взаимодействия, связывающий состояния 2 и 1,  $\rho_0(\omega)$  — плотность мод конечных состояний на частоте перехода  $\omega$  для свободного пространства (формула Рэлея–Джинса),

$$\rho_0(\omega) d\omega = 2 \frac{V d^3 k}{(2\pi)^3} = \frac{V \omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}, \quad (2)$$

$V$  — объём квантования. В случае дипольного взаимодействия атома с полем  $\hat{H} = -\hat{\mathbf{d}}\hat{\mathbf{E}}$  и соотношение (1) может быть представлено в виде

$$\Gamma_{21} = \frac{4\pi^2 \omega |\mathbf{d}_{21}|^2}{3\hbar V} \rho_0(\omega) = \frac{4|\mathbf{d}_{21}|^2 \omega^3}{3\hbar c^3}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{d}_{21}$  — матричный элемент оператора дипольного момента ЭКС.

В течение длительного времени изучались лишь свободные атомы и молекулы, поэтому считалось само собой разумеющимся, что скорость спонтанного излучения является постоянной. Однако в 1946 г. Парселл [19] обратил внимание на тот факт, что резонаторная система выделяет ограниченное число более добротных типов колебаний и можно добиться повышения скорости излучения возбуждённой квантовой системы в  $F_P$  раз, где  $F_P$  — так называемый фактор Парселла, поместив её в резонатор, частота собственных колебаний которого настроена на частоту перехода атома:

$$\Gamma_{21} = \frac{4\pi^2 \omega |\mathbf{d}_{21}|^2}{3\hbar V} \rho_0(\omega) F_P, \quad F_P = \frac{3\lambda^3 Q}{8\pi^2 V_c}, \quad (4)$$

где  $Q$  — добротность резонатора,  $V_c$  — его объём.

Выражение (4) является скорее качественным, чем количественным, так как оно не учитывает целого ряда параметров электромагнитного поля и свойств резонатора. В частности, формула Парселла не учитывает расстройки по частоте между модой резонатора и частотой излучения ЭКС. Обобщение формулы Парселла для этого случая сделано Бункиным и Ораевским [37, 38], которые вместо (4) предложили формулу, справедливую для произвольной расстройки частоты колебаний резонатора  $\omega_c$  относительно частоты квантового перехода атома  $\omega$ :

$$\Gamma_{21} = \frac{4|\mathbf{d}_{21}|^2 \omega^3}{3\hbar c^3} F_P, \quad F_P = \frac{3\lambda^3}{8\pi^2 V_c} \frac{\omega_c^2 / Q}{(\omega - \omega_c)^2 + \omega_c^2 / Q^2}. \quad (5)$$

Однако и обобщённая формула (5) не позволяет количественно описывать процессы спонтанного излучения в зависимости от положения ЭКС, ориентации её дипольного момента, частоты, пространственной структуры резонансной моды. Более того, как мы увидим в дальнейшем, скорость спонтанного излучения атома, молекулы или квантовой точки может существенно изменяться и в нерезонансных случаях. Таким образом, формулы (4), (5) не могут служить количественной основой управления процессами излучения ЭКС. По-

этому ниже представлено более точное описание влияния нанокружения на скорость спонтанного излучения. При этом мы, как правило, будем предполагать, что процесс распада происходит экспоненциально, т.е. взаимодействие атома с полем является достаточно слабым и описывается золотым правилом Ферми (1).

Заметим, что фактор Парселла может быть и меньше единицы, т.е. скорость распада может существенно уменьшаться в случае отсутствия нужных мод [20–23]. Такое уменьшение скорости распада и соответственно увеличение времени жизни ЭКС чрезвычайно важны для практической реализации квантовых компьютеров.

## 2.2. Описание процесса излучения

### элементарной квантовой системы в нанокружении

Для описания процессов излучения ЭКС, находящейся в свободном пространстве вблизи произвольного тела, можно воспользоваться наглядным классическим подходом [39–44], в рамках которого ЭКС аппроксимируется нерелятивистским осциллятором, состоящим из покоящегося заряда  $-e$  и осциллирующего вокруг него заряда  $e$ , расположенного на расстоянии  $\delta \mathbf{r}$  от покоящегося заряда. Если осциллятор находится в произвольном нанокружении в точке  $\mathbf{r}'$ , то на него воздействует дополнительное по отношению к случаю свободного пространства отражённое электрическое поле  $\mathbf{E}^R(\mathbf{r})$  (см. рис. 1) и уравнение движения осциллирующего заряда принимает вид

$$m\ddot{\mathbf{d}} + m\gamma_0 \dot{\mathbf{d}} + m\omega_0^2 \mathbf{d} = e^2 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}', t), \quad (6)$$

где  $\mathbf{d} = e\delta \mathbf{r}$  — электрический дипольный момент осциллятора,  $\gamma_0 = 2e^2\omega_0^2/(3c^3m)$  — полная ширина линии в вакууме,  $m$  — масса движущегося заряда,  $\omega_0$  — частота осцилляций в вакууме. Для нахождения отражённого поля  $\mathbf{E}^R(\mathbf{r}', t)$  необходимо решить полную систему уравнений Максвелла, в которой источником поля является дипольный момент осциллятора.

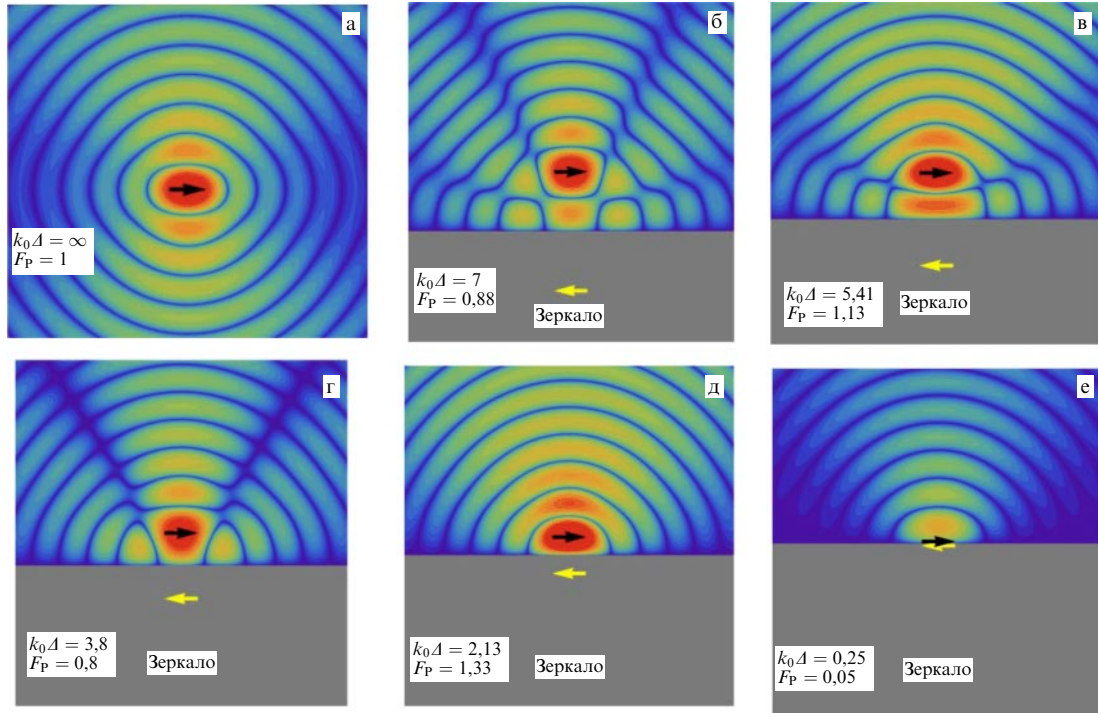
Если отражённое поле  $\mathbf{E}^R(\mathbf{r})$  находится в фазе с излучением ЭКС в свободном пространстве, то имеет место конструктивная интерференция и ЭКС излучает сильнее, и, наоборот, если поле  $\mathbf{E}^R(\mathbf{r})$  находится в противофазе с излучением ЭКС, то имеет место деструктивная интерференция и ЭКС излучает слабее. На рисунке 3 показаны интерференционные эффекты, возникающие при взаимодействии ЭКС с зеркалом.

Из рисунка 3 видно, что по мере приближения ЭКС с горизонтальной ориентацией дипольного момента к зеркалу полная излучаемая мощность, осциллируя, снижается до нуля. В работе [45] проведён наглядный анализ интерференционных эффектов на примере излучения дефекта волновода в плоском фотонном кристалле.

Предполагая, что все величины пропорциональны  $\exp(-i\omega t)$ , из (6) получим дисперсионное уравнение для ЭКС в произвольном окружении [39–44]:

$$\omega^2 + i\omega\gamma_0 - \omega_0^2 + \frac{e^2}{md_0^2} \mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}', \omega) = 0. \quad (7)$$

В случае малости поправок к частоте свободных колебаний и малости ширины линии осциллятора по сравнению с шириной линии нанорезонатора (режим слабой связи) решение уравнения (7) для частоты колебаний ЭКС



**Рис. 3.** (В цвете онлайн.) Иллюстрация интерференционной природы эффекта Парселла. Псевдоцветом показано пространственное распределение мнимой части полного поля  $\text{Im}(\mathbf{dE})$  для диполя, ориентированного параллельно зеркальной поверхности: (а) диполь в свободном пространстве, (б–е) диполь расположен на расстоянии от зеркала  $k_0\Delta = 7; 5,41; 3,8; 2,13$  и  $0,25$  соответственно. На каждом рисунке приведён фактор Парселла  $F_P$  (см. формулу (33) в разделе 2.5) в такой геометрии. Стрелками показаны реальный источник и его изображение.

можно записать в виде [39–44]

$$\omega = \omega_0 - \frac{i}{2} \gamma_0 - \frac{e^2}{2m\omega_0} \frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}', \omega_0)}{d_0^2}. \quad (8)$$

Разделяя действительные и мнимые части (8), получим выражение для скорости спонтанного излучения  $\Gamma$  (фактора Парселла) в режиме слабой связи

$$\frac{\Gamma}{\gamma_0} = F_P = 1 + \frac{3}{2} \text{Im} \frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}')}{d_0^2 k_0^3}. \quad (9)$$

Здесь и далее  $k_0 = \omega_0/c$  обозначает волновое число свободного пространства.

Электрическое поле осциллятора можно выразить через диадную функцию Грина  $\vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  уравнений Максвелла в присутствии окружения с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) &= \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{d}_0 = (\vec{G}^0(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) + \vec{G}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)) \mathbf{d}_0, \\ \mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \omega) &= \vec{G}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{d}_0, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)) - k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = 4\pi k_0^2 \vec{1} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (11)$$

В (10)  $\vec{G}^0(\mathbf{r}, \omega)$  — диадная функция Грина свободного пространства, декартовы компоненты которой имеют вид [46]

$$\begin{aligned} \vec{G}_{ij}^0(\mathbf{r}, \omega) &= \left[ k_0^2 \frac{\delta_{ij} - \mathbf{n}_i \mathbf{n}_j}{r} + \frac{3\mathbf{n}_i \mathbf{n}_j - \delta_{ij}}{r^3} (1 - ik_0 r) \right] \times \\ &\times \exp(ik_0 r), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$  — единичный вектор в направлении от ЭКС к точке наблюдения. При подстановке (10) в (9) выражение для скорости спонтанного излучения ЭКС приобретает симметричный вид:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma}{\gamma_0} = F_P &= \frac{3}{2} \text{Im} \frac{\mathbf{d}_0 \vec{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}', \omega) \mathbf{d}_0}{d_0^2 k_0^3} = \\ &= 1 + \frac{3}{2} \text{Im} \frac{\mathbf{d}_0 \vec{G}^R(\mathbf{r}', \mathbf{r}', \omega) \mathbf{d}_0}{d_0^2 k_0^3}. \end{aligned} \quad (13)$$

Важно заметить, что выше приведены выражения для полной скорости спонтанного излучения, которая включает в себя и потери энергии в веществе в случае комплексной диэлектрической проницаемости. Однако на практике нужно знать и радиационную скорость распада  $\Gamma^{\text{rad}}$ , т.е. скорость, с которой энергия от ЭКС излучается в окружающее пространство [44]. В классическом случае эта часть также может быть найдена с помощью вычисления потока энергии на бесконечности, где никаких тел уже нет:

$$\frac{\Gamma^{\text{rad}}}{\gamma_0} = F_{P, \text{rad}} = \frac{\int \text{Re}((\mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^R) \times (\mathbf{H}^0 + \mathbf{H}^R))_{r \rightarrow \infty} d\Omega}{\int \text{Re}(\mathbf{E}^0 \times \mathbf{H}^0) d\Omega}. \quad (14)$$

Здесь  $\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0$  — электрическое и магнитное поля диполя  $\mathbf{d}_0$  в свободном пространстве,  $\mathbf{E}^R, \mathbf{H}^R$  — рассеянные поля, интегрирование проводится по углу  $d\Omega$ , в котором распространяется излучение.

Разность между полной и радиационной скоростями определяет скорость поглощения окружением энергии, излучаемой молекулой (нерадиационную скорость пере-

хода  $\Gamma^{\text{nonrad}}$ ):

$$\frac{\Gamma^{\text{nonrad}}}{\gamma_0} = F_{\text{P,nonrad}} = \frac{\Gamma - \Gamma^{\text{rad}}}{\gamma_0} = F_{\text{P}} - F_{\text{P,rad}}. \quad (15)$$

Полученные в рамках классического подхода выражения полностью описывают картину спонтанного излучения.

Универсальное квантово-механическое описание спонтанного излучения ЭКС в присутствии произвольных объектов предложено в работах [47, 48]. Для полной скорости распада из состояния  $i$  в состояние  $f$  в режиме слабой связи имеет место выражение

$$\frac{\Gamma_{fi}}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \text{Im} \frac{\mathbf{d}^{fi} \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) \mathbf{d}^{fi}}{|\mathbf{d}^{fi}|^2 k^3}, \quad (16)$$

где  $\mathbf{d}^{fi}$  — матричный элемент оператора дипольного момента между состояниями  $i$  и  $f$ .

Выражение (16) точно совпадает с классическим выражением (13), если дипольный момент классического осциллятора  $\mathbf{d}_0$  и дипольный момент перехода  $\mathbf{d}^{fi}$  одинаково направлены. Такое совпадение является в высшей степени замечательным, так как позволяет заменить конкретные сложные квантово-механические вычисления нахождением классической функции Грина электромагнитного поля.

Квантовая механика, в отличие от классической теории, допускает распад начального состояния на несколько конечных. В этом случае в (16) надо провести суммирование по всем конечным состояниям.

Приведённые выше выражения для скорости излучения ЭКС справедливы для индивидуального излучателя с фиксированной ориентацией дипольного момента. Современные технологии позволяют реализовать такой режим управления излучением ЭКС и обеспечить большую гибкость при создании нанооптических устройств. Часто, однако, обеспечить фиксированную ориентацию дипольного момента трудно и не нужно, поэтому для описания экспериментов с нефиксированной ориентацией дипольного момента надо усреднить (16) по его ориентациям, в результате чего для усреднённой скорости  $\langle \Gamma \rangle$  излучения ЭКС получится выражение

$$\langle \Gamma \rangle = \frac{2|\mathbf{d}|^2}{3\hbar} \text{Im Tr } \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0). \quad (17)$$

Учитывая определения (3) или (4), выражение (17) можно представить в виде

$$\langle \Gamma \rangle = \frac{4\pi^2 \omega |\mathbf{d}|^2}{3\hbar} \rho_{\text{L}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0), \quad (18)$$

где  $\rho_{\text{L}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)$  — так называемая локальная плотность состояний (local density of states) [49, 50],

$$\rho_{\text{L}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) = \frac{\text{Im Tr } \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)}{2\pi^2 \omega}. \quad (19)$$

Выражение (18) целесообразно использовать в случаях, когда требуется реальное усреднение по ориентациям дипольных моментов или для качественной (интегральной) оценки скорости спонтанного излучения по результатам численного моделирования. В общем случае надо использовать (13) или (16).

Заметим, что непосредственное обобщение (18) для случая переходов более высокой мультипольности не тривиально и поэтому нецелесообразно.

### 2.3. Режим сильной связи

#### элементарной квантовой системы и нанокружения

Условия применимости рассмотренного в разделе 2.2 режима слабой связи, как правило, удовлетворяются, и для описания процессов спонтанного излучения можно использовать (8) и (9). Однако если резонатор или нанополость, с которыми взаимодействует ЭКС, имеют очень малую ширину линии и находятся вблизи ЭКС, то может возникнуть режим сильной связи, в котором замена частоты  $\omega \rightarrow \omega_0$  в (7) недопустима, и для определения спектра системы необходимо найти все решения (7). В случае резонансного взаимодействия ЭКС и окружения вместо (7) будем иметь [51–60]

$$\omega^2 + i\omega\gamma_0 - \omega_0^2 + \omega_0 \left( \frac{g^2}{\omega - \Omega_{\text{res}}} - \frac{g^{*2}}{\omega + \Omega_{\text{res}}} + \eta \right) = 0, \quad (20)$$

где  $\Omega_{\text{res}} = \omega_{\text{res}} - i\Gamma_{\text{res}}/2$  — комплексная величина, характеризующая частоту и скорость затухания резонансной моды,  $g$  — параметр, определяющий силу связи и зависящий от геометрии системы и расстояния от ЭКС до резонатора. Случай  $g^2/(\gamma_0 \Gamma_{\text{res}}) \ll 1$  соответствует случаю слабой связи (8). Помимо чисто резонансного члена в выражении (20) также учтён нерезонансный член

$$\eta = \frac{3}{8} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \frac{\gamma_0}{(k\Delta)^3}, \quad (21)$$

который велик в области сильного взаимодействия, т.е. когда ЭКС расположена вблизи (на расстоянии  $\Delta \ll \lambda$ ) нанорезонатора или нанополости, и соответствует чисто электростатическому взаимодействию без запаздывания, т.е. сдвигу частоты ЭКС. В случае, когда ЭКС расположена на расстоянии  $r$  от центра сферического резонатора, выражение для параметра силы связи с резонансной поперечно-магнитной (ТМ) модой  $n$ -го порядка имеет вид [51]

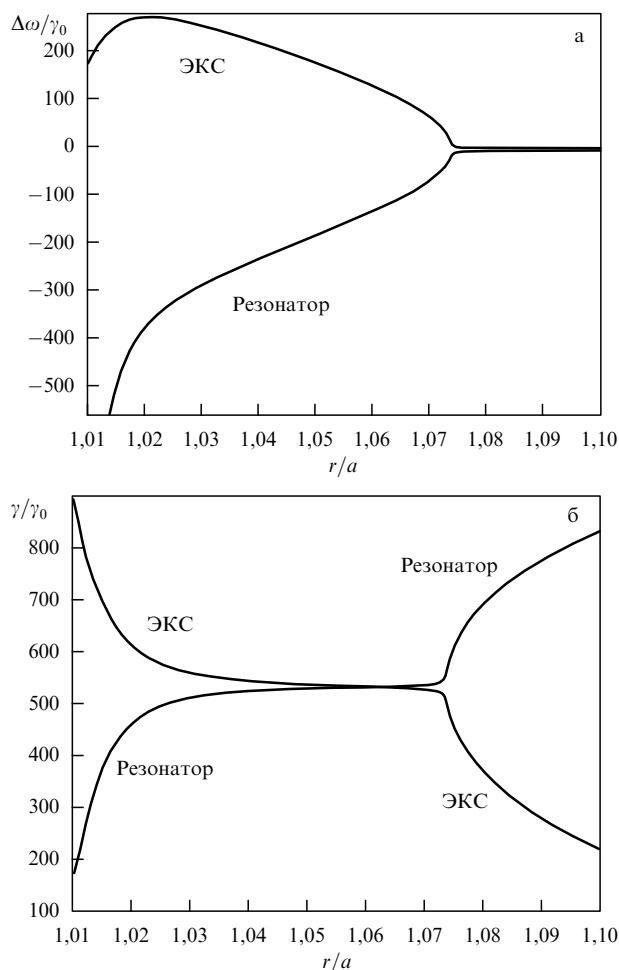
$$g^2 = \gamma_0 \Gamma_{\text{res}} \frac{3}{4} n(n+1)(2n+1) \left[ \frac{h_n^{(1)}(\omega_{\text{res}} r/c)}{\omega_{\text{res}} r/c} \right]^2, \quad (22)$$

где  $h_n^{(1)}(z)$  — сферическая функция Ханкеля.

В случае реализации режима сильной связи,  $g^2/(\gamma_0 \Gamma_{\text{res}}) \gg 1$ , спектр существенно усложняется, в нём возникают дублеты (расщепление Раби) и триплеты и само понятие скорости спонтанного распада ЭКС становится неприменимым [51–54]. На рисунке 4 показано, как изменяются с расстоянием сдвиги частот и относительные ширины линий в системе ЭКС + сферический резонатор с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 6$  (ТМ<sub>901</sub>-резонанс) [51].

Из рисунка 4 видно, что на больших расстояниях от резонатора,  $r/a > 1,1$  ( $g/\sqrt{\gamma_0 \Gamma_{\text{res}}} < 1$ ), скорость распада радиального диполя ЭКС увеличивается при приближении к поверхности нанорезонатора (эффект Парселла [19]). Именно этому эффекту и посвящён данный обзор. На расстоянии  $r/a \approx 1,07$  ( $g/\sqrt{\gamma_0 \Gamma_{\text{res}}} \approx 10$ ) режим слабого взаимодействия полностью сменяется режимом сильного взаимодействия, возникает расщепление первоначально одинаковых частот ЭКС и резонатора (расще-





**Рис. 4.** Сдвиги частот (а) и относительные ширины линий (б) системы ЭКС + сферический резонатор радиусом  $a$  ( $\varepsilon = 6$ , ТМ<sub>901</sub>-резонансная мода,  $\omega_{\text{res}}a/c = 5,548733$ ,  $\omega_0/\Gamma_{\text{res}} = 10^4$ ) как функции положения ( $r/a$ ) радиального диполя ЭКС ( $\omega_0/\gamma_0 = 10^7$ ) в случае частоты ЭКС, немного превышающей частоту точного резонанса [51].

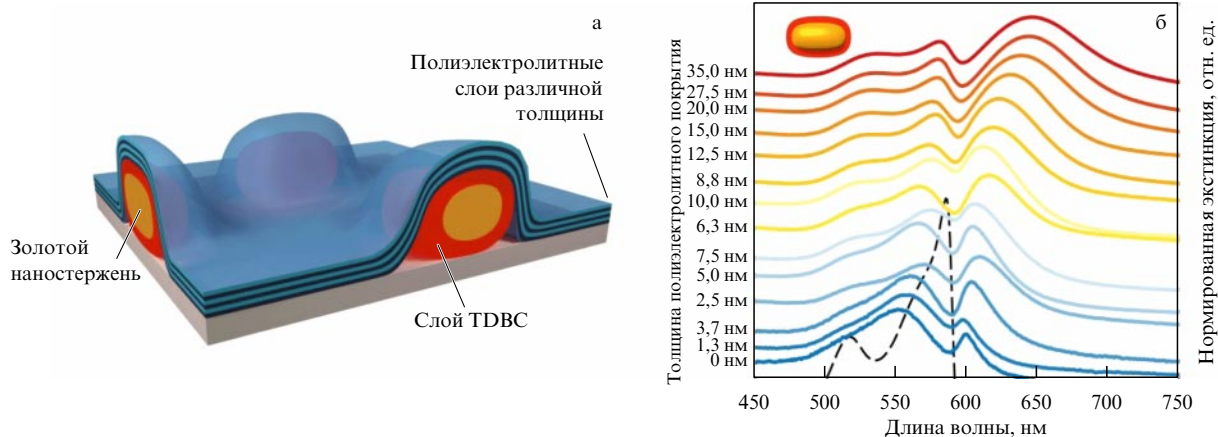
пление Раби) (рис. 4а) и происходят существенные изменения в ширинах линий ЭКС и резонатора (рис. 4б): ширина линии ЭКС продолжает увеличиваться по мере

приближения к поверхности резонатора, в то время как ширина линии, соответствующая резонатору, уменьшается. В случае, когда частота перехода ЭКС немного меньше частоты точного резонанса, ситуация меняется на противоположную: ширина линии ЭКС начинает уменьшаться по мере приближения к поверхности резонатора, тогда как ширина линии, соответствующая резонатору, становится больше [51].

Реализация режима сильного взаимодействия между эпитаксиальными InAs-квантовыми точками и микро-резонаторами на основе фотонных кристаллов продемонстрирована экспериментально в [55–57]. В работе [58] продемонстрирован режим сильной связи между кремний-вакансионными (SiV<sup>-</sup>) центрами и линейным нанорезонатором на основе перфорированного алмазного нановолновода треугольного сечения. В [59] приведён обзор работ по исследованию режима сильного взаимодействия в полупроводниках.

Недавно режим сильного взаимодействия между плазмонной наночастицей и молекулами цианового красителя TDVC был продемонстрирован в работе [60]. Использование молекул TDVC очень выгодно для достижения режима сильной связи, поскольку экситоны в формируемых этими молекулами J-агрегатах обладают намного большими дипольными моментами перехода, чем суммарные дипольные моменты составляющих молекул. На рисунке 5 показаны геометрия экспериментального образца и полученные на нём экспериментальные спектры экстинкции. На рисунке 5б хорошо видно формирование антипересечения дисперсионных кривых, что свидетельствует о переходе в режим сильного взаимодействия (рис. 4а). В [61] приведён обзор современного состояния дел в области исследования режима сильного взаимодействия.

При дальнейшем увеличении силы связи, т.е. в случае, когда скорости распадов (ширины линий) и сдвиги частот становятся сравнимыми с основной частотой, а именно при условии  $g/\sqrt{\gamma_0\Gamma_{\text{res}}} \gg 1$ ,  $g/\omega_0 \sim 1$ , наступает режим ультрасильного взаимодействия (ultrastrong coupling). Такой режим в принципе не может быть достигнут на основе систем с одиночными ЭКС, для которых можно показать [62], что  $g/\omega_0 \sim \alpha^{3/2}$ , где  $\alpha \sim 1/137$  — постоянная тонкой структуры. Поэтому для его обна-



**Рис. 5.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия экспериментального образца, демонстрирующего режим сильной связи между молекулами красителя TDVC и золотым наностержнем размером  $25 \times 57$  нм. (б) Спектры экстинкции такой системы при различных толщинах слоя полиэлектролита, регулирующих положение плазмонного резонанса и, следовательно, силу связи. Штриховой кривой показан спектр TDVC без наночастиц [60].

ружения используются системы, состоящие из множества ЭКС. В недавней работе [63] продемонстрировано достижение режима глубокого ультрасильного взаимодействия локализованных плазмонов и фотонов ( $g/\omega_0 \sim 0,55$ ) при комнатной температуре. Обзор современных работ по режиму ультрасильного взаимодействия приведён в [64, 65].

Всюду ниже условия слабой связи  $g/\sqrt{\gamma_0 \Gamma_{\text{res}}} \ll 1$ ,  $g/\omega_0 \ll 1$  будут считаться выполненными.

## 2.4. Запрещённые переходы

В разделе 2.2 рассмотрено описание спонтанного излучения при электрических дипольных (разрешённых) переходах. Однако в приложениях (спектроскопия, лазерная физика, квантовые вычисления и т.д.) большое значение имеют и запрещённые магнитно-дипольные (MD) и электрические квадрупольные (EQ) переходы, которые также испытывают влияние нанокружения. Более того, часто влияние нанокружения на эти переходы более существенно, чем на разрешённые [66]. Теория спонтанного излучения для запрещённых переходов изложена в [40, 67] для излучения молекулы вблизи плоского интерфейса и в работах [68–75] для границ произвольной формы.

Теория спонтанного излучения для произвольных запрещённых переходов строится в полной аналогии с теорией в случае разрешённых переходов [68]. Общее выражение для полной скорости распада имеет вид

$$\frac{\Gamma}{\gamma_0} = \frac{\text{Im} \int d^3 \mathbf{r} \int d^3 \mathbf{r}' \mathbf{J}^*(\mathbf{r}, \omega) \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega)}{\text{Im} \int d^3 \mathbf{r} \int d^3 \mathbf{r}' \mathbf{J}^*(\mathbf{r}, \omega) \vec{G}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega)}, \quad (23)$$

где  $J_j(\mathbf{r}, \omega)$  — классический ток, соответствующий переходу, а функции Грина  $\vec{G}$  и  $\vec{G}^{(0)}$  определены в (11) и (12).

Для EQ-переходов

$$J_i^{\text{EQ}}(\mathbf{r}) = \frac{i\omega}{3!} \sum_{i,j} Q_{ij} \nabla_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (24)$$

$$Q_{ij} = \int d\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) (3r_i r_j - r^2 \delta_{ij}),$$

отсюда имеем

$$\frac{\Gamma^{\text{EQ}}}{\gamma_0^{\text{EQ}}} = 5 \frac{\text{Im} \lim_{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'} Q_{ij}^* Q_{kl} \nabla_j \nabla'_l \vec{G}_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)}{k^5 \sum_{ij} |D_{ij}|^2}. \quad (25)$$

Для MD-переходов

$$\mathbf{J}^{\text{MD}} = -c[\mathbf{m}_0 \nabla] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad \mathbf{m}_0 = \frac{1}{2c} \int d\mathbf{r} [\mathbf{r} \mathbf{j}(\mathbf{r})], \quad (26)$$

для скорости спонтанных переходов соответственно имеем

$$\frac{\Gamma^{\text{MD}}}{\gamma_0^{\text{MD}}} = \frac{3}{2} \frac{\text{Im}(\mathbf{m}_0^* \vec{G}^{\text{MD}} \mathbf{m}_0)}{m_0^2 k_0^5}, \quad (27)$$

где  $\vec{G}^{\text{MD}}$  — функция Грина магнитного диполя,

$$k_0^2 G_{ij}^{\text{MD}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -\varepsilon_{ikl} \varepsilon_{jlm} \nabla_k \nabla'_m G_{ln}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega). \quad (28)$$

Если присутствует несколько мультипольных компонент тока (например, для киральных молекул, в которых и

электрические, и магнитные дипольные моменты перехода отличны от нуля), то возникает интерференция между различными каналами распада [69–73].

## 2.5. Точные решения задачи об излучении элементарной квантовой системы

Как показано в разделе 2.4, скорость спонтанного распада любых квантовых систем в произвольном окружении определяется классической функцией Грина системы (11) и (12). Однако, поскольку получить конкретные результаты часто затруднительно, огромную важность имеют точные аналитические решения.

Точное аналитическое описание скорости спонтанного излучения известно в трёх случаях:

- ЭКС вблизи плоских границ раздела [40];
- ЭКС вблизи сферических границ раздела [42, 43, 74, 76–78];
- ЭКС вблизи цилиндрических границ раздела [79, 80].

Геометрии этих задач показаны на рис. 6.



Рис. 6. Геометрии задачи о спонтанном излучении ЭКС, для которых имеется точное аналитическое описание: (а) плоскопараллельные (слоистые) структуры, (б) круговой цилиндр, (в) сферическое нанокружение. Звездой обозначена ЭКС.

Наиболее простым является описание излучения молекулы вблизи сферической частицы с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ , находящейся в среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ . В случае радиально ориентированного диполя возбуждаются только ТМ-моды частицы и выражение для скорости спонтанного распада имеет вид [42, 43, 74]

$$\frac{\Gamma^{\text{ED}}_{\text{rad}}}{\gamma_0} = 1 - \frac{3}{2} \text{Re} \sum_{n=0}^{\infty} n(n+1)(2n+1) q_n \left( \frac{h_n^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_2} k_0 r)}{k_0 \sqrt{\varepsilon_2} r} \right)^2, \quad (29)$$

$$q_n = \frac{\varepsilon_1 [z_2 j_n(z_2)]' j_n(z_1) - \varepsilon_2 [z_1 j_n(z_1)]' j_n(z_2)}{\varepsilon_1 [z_2 h_n^{(1)}(z_2)]' j_n^{(1)}(z_1) - \varepsilon_2 [z_1 j_n^{(1)}(z_1)]' h_n^{(1)}(z_2)},$$

где  $j_n$  и  $h_n$  — сферические функции Бесселя и Ханкеля,  $z_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{1,2}} k_0 a$ ,  $q_n$  — коэффициенты Ми. В случае тангенциальной ориентации дипольного момента выражение немного сложнее, поскольку тогда возбуждаются как поперечно-электрические (ТЕ) моды, так и ТМ-моды [42, 43, 74]. Обобщение для случая излучения ЭКС в присутствии нескольких сферических частиц можно найти в [81].

В случае ЭКС вблизи планарной системы полная скорость распада полностью определяется коэффициентом отражения плоских волн от этой поверхности [40, 41]. Для диполя, находящегося на расстоянии  $d$  от поверхности, имеем следующие выражения:

$$\frac{\Gamma_{\perp}}{\gamma_0} = 1 + \frac{3}{2k_0^3} \text{Re} \int_0^{\infty} r_{12}^p \exp(2i\beta_1 d) \frac{q^3}{\beta_1} dq, \quad (30)$$

$$\frac{\Gamma_{\parallel}}{\gamma_0} = 1 - \frac{3}{4k_0^3} \text{Re} \int_0^{\infty} (\beta_1^2 r_{12}^p - k_0^2 r_{12}^s) \exp(2i\beta_1 d) \frac{q}{\beta_1} dq. \quad (31)$$

В (30) и (31)  $r^p$  и  $r^s$  — обычные френелевские коэффициенты отражения для р- и s-поляризованных волн,

$$r_{ij}^p = \frac{\varepsilon_j \beta_i - \varepsilon_i \beta_j}{\varepsilon_j \beta_i + \varepsilon_i \beta_j}, \quad r_{ij}^s = \frac{\beta_i - \beta_j}{\beta_i + \beta_j}, \quad (32)$$

$\beta_i = (\varepsilon_i k_0^2 - q^2)^{1/2}$ , начало координат — на границе раздела.

В случае ЭКС, расположенной в вакууме на расстоянии  $d$  от идеально проводящей плоскости ("зеркала"), вместо (30) и (31) имеем

$$\frac{\Gamma_{\perp}}{\gamma_0} = \left[ 1 + 3 \left( \frac{\sin \tau}{\tau^3} - \frac{\cos \tau}{\tau^2} \right) \right]_{\tau=2k_0 d}, \quad (33)$$

$$\frac{\Gamma_{\parallel}}{\gamma_0} = \left[ 1 - \frac{3}{2} \left( \frac{\sin \tau}{\tau} + \frac{\cos \tau}{\tau^2} - \frac{\sin \tau}{\tau^3} \right) \right]_{\tau=2k_0 d}.$$

Заметим, что выражения (33) можно получить методом изображений, в рамках которого отражённое зеркалом поле равно полю фиктивного диполя, расположенного зеркально относительно реального диполя, причём ориентация фиктивного диполя совпадает с ориентацией перпендикулярного к поверхности диполя и направлена противоположно ему в случае его тангенциальной ориентации (см. рис. 3). В пределе  $d \rightarrow 0$  из (33) легко найти:  $\Gamma_{\perp}/\gamma_0 = 2$ ,  $\Gamma_{\parallel}/\gamma_0 = 0$ , что также нетрудно объяснить с помощью метода изображений.

Кроме того, в случае молекулы вблизи цилиндрического объекта тоже можно найти точные выражения для скорости спонтанного излучения, которые представлены в [79, 80], но ввиду их громоздкости здесь не приводятся.

## 2.6. Квазистатический случай

В случае нанотел или наночастиц для описания спонтанного излучения часто можно использовать теорию возмущения по малому параметру

$$ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1, \quad (34)$$

где  $a$  — характерный размер нанотела,  $\lambda$  — длина волны излучения. В этом случае выражение для отражённого поля в (7) может быть представлено в виде ряда по степеням волнового вектора  $k$  [80, 82]:

$$\frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)}{d_0^2} = a_1(\mathbf{r}) + b_1(\mathbf{r})k + c_1(\mathbf{r})k^2 + id_1(\mathbf{r})k^3 + \dots, \quad (35)$$

где  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$ ,  $d_1$  — коэффициенты, которые могут быть найдены из решения соответствующих квазистатических задач. Первые три члена в правой части (35) описывают ближнеполевые эффекты, в то время как начиная с четвёртого члена возникают эффекты излучения. Подставляя разложение (35) в (9), для полной скорости спонтанных распадов ЭКС вблизи нанотела получим

$$\frac{\Gamma}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \operatorname{Im} \left( \frac{a_1(\mathbf{r})}{k^3} + \frac{b_1(\mathbf{r})}{k^2} + \frac{c_1(\mathbf{r})}{k} \right) + 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Re} d_1(\mathbf{r}) + \dots \quad (36)$$

В (36) члены с  $a_1(\mathbf{r})$ ,  $b_1(\mathbf{r})$ ,  $c_1(\mathbf{r})$  являются отличными от нуля только для поглощающих сред и описывают нерадикационные потери, в то время как второй и третий члены отличны от нуля и в отсутствие поглощения. Эти члены описывают радиационные потери. Таким образом, для нахождения нерадикационных и радиационных

потерь в первом приближении достаточно найти  $a_1(\mathbf{r})$  и  $d_1(\mathbf{r})$  соответственно.

Для нахождения главного члена с  $a_1$  достаточно решить квазистатическую задачу с дипольным источником [82]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi(\mathbf{r}),$$

$$\nabla(\varepsilon(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r})) = 4\pi(\mathbf{d}_0 \nabla') \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (37)$$

$$a_1 = \frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}(\mathbf{r} = \mathbf{r}')}{d_0^2},$$

где  $\nabla$ ,  $\nabla'$  означают градиенты по координатам  $\mathbf{r}$  и координатам  $\mathbf{r}'$  (положения атома) соответственно. Если ЭКС расположена очень близко к поверхности (на расстоянии  $\Delta \ll \lambda$ ), то выражения для нерадикационной скорости распада имеют универсальный вид [82; 83, гл. 6]:

$$\frac{\Gamma^{\text{nonrad}}}{\gamma_0} =$$

$$= \begin{cases} \frac{3}{16(k\Delta)^3} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}, & \text{радиальная ориентация диполя,} \\ \frac{3}{32(k\Delta)^3} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}, & \text{тангенциальная ориентация диполя.} \end{cases} \quad (38)$$

Найти выражение для  $d_1(\mathbf{r})$  (последний член в правой части (36)) прямым вычислением затруднительно. Однако физические соображения позволяют понять, что он описывает дипольное излучение всей системы, т.е. радиационная скорость распада выражается как [44, 82–86]

$$\frac{\Gamma^{\text{rad}}}{\gamma_0} = \frac{|\mathbf{d}_{\text{total}}|^2}{|\mathbf{d}_0|^2} = \frac{|\mathbf{d}_0 + \delta \mathbf{d}|^2}{|\mathbf{d}_0|^2}, \quad (39)$$

где  $\mathbf{d}_{\text{total}}$  — полный дипольный момент системы ЭКС + нанотело, который находится из асимптотики решения (37)

$$\varphi(\mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{d}_{\text{total}} \mathbf{r}}{r^3}. \quad (40)$$

В результате, для того чтобы найти изменения скорости спонтанных распадов ЭКС в присутствии любого нанобъекта, все размеры которого малы по сравнению с длиной волны излучения, достаточно решить квазистатическую задачу (37) об ЭКС вблизи этого нанобъекта. Класс таких задач гораздо шире, чем в случае объектов произвольных размеров. Если условие квазистатики (34) применимо, то можно найти решения не только для сферы, плоскости и цилиндра, но и для сфероида, эллипсоида и кластера из двух сферических или сфероидальных наночастиц [80, 82–89].

## 2.7. Модовые разложения функции Грина и их связь с формулой Парселла

Взаимодействие излучения ЭКС с нанокружением фундаментально зависит от резонансных мод последнего, и именно с работы Парселла [19] по резонансному взаимодействию ЭКС с окружением и началось развитие данного направления. Поэтому для более глубокого понимания физики взаимодействия ЭКС с окружением и, следовательно, для эффективного управления её



излучением необходимо глубокое понимание резонансных свойств окружения. Здесь, однако, имеется целый ряд не решённых до конца проблем.

В обычных закрытых резонаторах собственные частоты действительны, собственные функции ортогональны [90, 91] и локализованы в объёме резонатора, что позволяет разложить любое поле в резонаторе по этим функциям и описать процесс возбуждения резонатора [90, 91].

В случае открытых резонаторов — а именно такой случай является предметом данного обзора — такое разложение не всегда возможно, так как из-за излучения собственные частоты являются комплексными числами  $\Omega_n = \omega_n + i\Gamma_n/2$ , что приводит к возрастанию полей мод на бесконечности:

$$E_n(\mathbf{r}) \sim \frac{\exp(i\Omega_n r/c)}{r} = \frac{\exp(i\omega_n r/c) \exp(\Gamma_n r/2c)}{r} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \infty. \quad (41)$$

Впервые на этот факт обратил внимание Л.А. Вайнштейн [91]. Собственные моды открытых систем также известны как распадающиеся состояния, вытекающие моды или квазимоды.

Главная проблема при описании и компьютерном моделировании квазимод или мод открытых резонаторов заключается в том, чтобы определить, как их можно нормировать. Поскольку эти моды возрастают на бесконечности, обычные процедуры нормировки неприменимы и необходимы нестандартные решения.

Целый ряд подходов к нормировке квазимод предложен в работах [92–98]. В работе [98] собственные функции, которые являются решениями уравнений Максвелла без источников

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_n) - k_{0,n}^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_n = 0, \quad (42)$$

предлагается нормировать с помощью соотношения

$$\int_V d\mathbf{r} \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_n^2(\mathbf{r}) + \frac{1}{2k_{0,n}^2} \int_S dS \left[ \mathbf{E}_n \frac{\partial \mathbf{E}_n}{\partial r} + r \mathbf{E}_n \frac{\partial^2 \mathbf{E}_n}{\partial r^2} - r \left( \frac{\partial \mathbf{E}_n}{\partial r} \right)^2 \right] = 1, \quad (43)$$

где интегрирование ведётся по объёму и поверхности сферы, в которую можно заключить нанорезонатор. В (43) каждое из слагаемых стремится к бесконечности, но их сумма остаётся конечной. При такой нормировке выражение для функции Грина в произвольном нанокружении можно выразить в виде [98]

$$G_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \frac{\omega}{2} \sum_n \frac{E_i^{(n)}(\mathbf{r}) E_j^{(n)}(\mathbf{r}')}{\omega - \omega_n}. \quad (44)$$

Если излучение происходит вблизи частоты одной высокочастотной моды, то можно воспользоваться резонансным приближением функции Грина

$$G_{ij}^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \approx \frac{\omega_n}{2} \frac{E_i^{(n)}(\mathbf{r}) E_j^{(n)}(\mathbf{r}')}{\omega - \omega_n}. \quad (45)$$

Подставляя (45) в (16), получим

$$\frac{\Gamma}{\gamma_0} = \frac{\lambda^3}{32\pi^3} \frac{3(\mathbf{nE}^{(n)})^2}{(\omega - \omega_{\text{res}}^{(n)})^2 + \Gamma_{\text{res}}^{(n)2}}, \quad (46)$$

что совпадает с формулой Парселла – Бункина – Ораевского (5), если положить

$$V_c(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{(\mathbf{nE}^{(n)}(\mathbf{r}))^2}, \quad \Gamma_{\text{res}}^{(n)} = \frac{\omega_{\text{res}}^{(n)}}{Q}. \quad (47)$$

Формула Парселла в таком виде появляется во многих работах [92–94, 96, 97]. Однако, как уже говорилось, определение модового объёма остаётся достаточно произвольной процедурой, каждый раз требующей проверки.

Для управления излучением надо уметь его не только усиливать, но и подавлять. Это важно, в частности, когда всю энергию ЭКС требуется передать в моды резонатора для возбуждения тех или иных нелинейных процессов. Причём, конечно, речь идёт не о гашении (quenching) флуоресценции, которое в нашем случае сводится к тому, что энергия возбуждения ЭКС нагревает наночастицу или наноантенну. Этот хорошо изученный процесс полностью описывается с помощью нерадиационной части скорости спонтанного распада (15), (38). Речь также не идёт о помещении ЭКС в условия, в которых отсутствуют моды излучения (в запрещённую зону фотонного кристалла [20–23]). Гораздо более интересно было бы создать условия, при которых энергия возбуждённой ЭКС эффективно возбуждает диэлектрическую частицу в свободном пространстве без потерь на излучение. Это нетривиальная задача, связанная с существующими в резонаторе неизлучающими модами, теория которых разработана только недавно в работе [99].

## 2.8. Использование теоремы взаимности для вычисления фактора Парселла

В некоторых симметричных случаях или случаях, когда основную роль играет одна мода, фактор Парселла может быть вычислен с помощью теоремы взаимности Лоренца [90]. В частности, описание излучения атома вблизи одномодового волновода может быть сведено к решению задачи о нахождении моды этого волновода [100, 101]. Теорема взаимности также может быть эффективно применена для точного вычисления фактора Парселла, усреднённого по всем ориентациям диполя [102].

## 2.9. Интенсивность флуоресценции и другие наблюдаемые параметры излучения элементарной квантовой системы

Помимо скорости спонтанного излучения для приложений важен также целый ряд других характеристик излучения ЭКС. В частности, особое значение имеет коэффициент направленности излучения ЭКС  $D$ , который описывает свойства поля в дальней зоне:

$$D = \frac{4\pi p(\theta, \varphi)}{P_{\text{rad}}}, \quad (48)$$

где  $p(\theta, \varphi)$  — угловое распределение мощности излучения,  $P_{\text{rad}}$  — полная мощность излучения, получаемая интегрированием  $p(\theta, \varphi)$  по углам  $\theta, \varphi$  сферической системы координат. Эта характеристика существенна для эффективного сбора фотонов и построения детекторов.

Другой важной характеристикой ЭКС является её энергетическая (излучательная) эффективность  $\eta$  (radia-

tion efficiency), которая определяется отношением излучаемой мощности  $P_{\text{rad}}$  к мощности, подводимой к ЭКС,

$$\eta = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{loss}}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{nonrad}} + P_{\text{loss}}^0}, \quad (49)$$

где  $P_{\text{loss}}$  и  $P_{\text{loss}}^0$  — полные потери и потери внутри ЭКС соответственно. Если внутренние потери ЭКС описывать квантовой (внутренней) эффективностью

$$\eta_q = \frac{P^0}{P^0 + P_{\text{loss}}^0}, \quad (50)$$

где  $P^0$  — мощность излучения ЭКС в вакууме, то выражение для полной излучательной эффективности ЭКС (49) принимает вид [103]

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{P_{\text{rad}}/P^0}{P_{\text{rad}}/P^0 + P_{\text{loss}}/P^0 + (1 - \eta_q)/\eta_q} = \\ &= \frac{F_{P, \text{rad}}}{F_{P, \text{rad}} + F_{P, \text{nonrad}} + (1 - \eta_q)/\eta_q}, \end{aligned} \quad (51)$$

где  $F_{P, \text{rad}}$ ,  $F_{P, \text{nonrad}}$  — радиационный и нерадиационный факторы Парселла (13)–(15).

В разделах 2.2 и 2.4 представлена теория влияния нанокружения на свойства излучения отдельно взятого оптического перехода. Однако на практике чаще приходится иметь дело с более сложными процессами, например с флуоресценцией, в которых происходит несколько различных переходов, связанных как с поглощением, так и с испусканием излучения (рис. 7). В случае флуоресценции предполагается, что возбуждение верхнего уровня  $S_2$  ЭКС происходит на частоте  $\omega_2$ , а флуоресценция происходит на частоте  $\omega_1$  с уровня  $S_1$ , на который система попадает в ходе колебательной релаксации уровня  $S_2$  со скоростью  $K$ . В разделах 2.2 и 2.4 показано, что ширины линий (скорости распадов)  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  существенно зависят от

нанокружения. Возбуждающее поле  $E_{\text{ext}}$  тоже существенно зависит от нанокружения. Таким образом, в случае ЭКС в нанокружении все величины, характеризующие флуоресценцию, вообще говоря, зависят от расположения ЭКС относительно нанокружения.

В результате решения обобщённых уравнений Блоха формула для интенсивности флуоресценции может быть записана в виде [104]

$$I_{\text{fluo}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\omega_1(\mathbf{r})}{\frac{1}{\tilde{\Gamma}_1(\mathbf{r})} + \frac{2}{K} + \frac{1}{\Gamma_{\text{pump}}(\mathbf{r})} \left(1 + \frac{\Gamma_2(\mathbf{r})}{K}\right)} \eta_{1q}(\mathbf{r}), \quad (52)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_1(\mathbf{r}) &= \Gamma_1(\mathbf{r}) + \Gamma_{1, \text{nonopt}} = \\ &= \Gamma_{1, \text{rad}}(\mathbf{r}) + \Gamma_{1, \text{nonrad}}(\mathbf{r}) + \Gamma_{1, \text{nonopt}} \end{aligned}$$

— полная скорость оптических и неоптических переходов с уровня  $S_1$  на уровень  $S_0$ ,  $1/K \sim 10^{-10} - 10^{-12}$  с — время колебательной релаксации уровня  $S_2$ ,  $\Gamma_1(\mathbf{r})$  — скорость оптических спонтанных переходов с уровня  $S_1$  на уровень  $S_0$ . Скорость накачки  $\Gamma_{\text{pump}}(\mathbf{r}) = 4|\Omega(\mathbf{r})|^2/\Gamma_2$  определяется частотой Раби  $\Omega(\mathbf{r}) = \mathbf{d}\mathbf{E}_{\text{ext}}(\mathbf{r})/\hbar$ , которая в свою очередь зависит от дипольного момента перехода и внешнего электрического поля  $\mathbf{E}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ . Коэффициент  $\eta_{1q}(\mathbf{r}) = \Gamma_{1, \text{rad}}(\mathbf{r})/\tilde{\Gamma}_1(\mathbf{r})$  определяет радиационную эффективность флуоресценции, т.е. вероятность испускания реального фотона при переходе.

Из (52) видно, что пространственная зависимость интенсивности флуоресценции от положения молекулы определяется соответствующими ширинами линий и сдвигами частоты, которые могут быть найдены с помощью методов, описанных в разделах 2.2 и 2.4. Кроме того, интенсивность флуоресценции определяется величиной локальной частоты Раби (локального электрического поля), которая также существенно изменяется в присутствии нанотел.

В случае сильного внешнего поля (случай насыщения,  $\Gamma_{\text{pump}}(\mathbf{r}) \gg \Gamma_1, K$ ) выражение (52) значительно упрощается:

$$I_{\text{fluo}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\omega_1(\mathbf{r})\Gamma_{1, \text{rad}}(\mathbf{r})}{1 + 2\tilde{\Gamma}_1/K}. \quad (53)$$

Важно заметить, что при не очень больших нерадиационных потерях ( $(\Gamma_{1, \text{nonrad}}(\mathbf{r}) + \Gamma_{1, \text{nonoptical}})/K \leq 1$ ) увеличение скорости радиационных переходов вблизи нанотел (например, вблизи плазмонных резонансов в наночастицах) приводит к пропорциональному увеличению интенсивности флуоресценции. На основе этого эффекта можно разрабатывать новые типы наносенсоров. Случай сильного внешнего поля очень важен, так как позволяет исключить из рассмотрения пространственную структуру возбуждающего поля.

В случае небольших возбуждающих полей,  $\Gamma_{\text{pump}}(\mathbf{r}) \ll \Gamma_1, K$ , вместо (52) соответственно имеем

$$I_{\text{fluo}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\omega_1(\mathbf{r})\Gamma_{\text{pump}}(\mathbf{r})}{1 + \Gamma_2(\mathbf{r})/K} \eta_{1q}(\mathbf{r}). \quad (54)$$

В этом случае интенсивность определяется нелинейной комбинацией существенно изменяющихся в пространстве факторов, которые в свою очередь могут быть тоже найдены с помощью методов, описанных в разделах 2.2 и 2.4. Комбинирование режимов сильного и

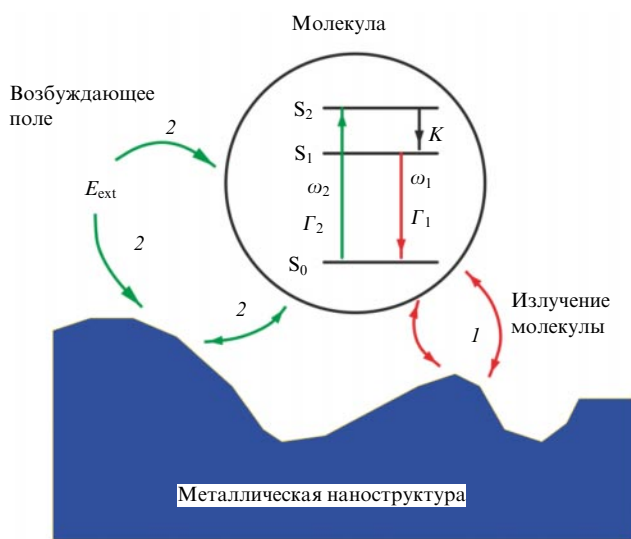


Рис. 7. Схема параметров, характеризующих флуоресценцию в присутствии нанобъектов. Возбуждение верхнего уровня  $S_2$  ЭКС происходит на частоте  $\omega_2$ , а флуоресценция — на частоте  $\omega_1$  с уровня  $S_1$ , на который система попадает в ходе колебательной релаксации уровня  $S_2$  со скоростью  $K$ . (Адаптированный рисунок из [104].)

слабого возбуждающих полей в эксперименте позволяет однозначно определить как зависимость ширины линии перехода от положения ЭКС (фактор Парселла), так и пространственную структуру локального возбуждающего поля.

### 3. Излучение элементарной квантовой системы вблизи плазмонных наночастиц и наноструктур

Несмотря на то что представленные в разделе 2 теоретические подходы основаны на фундаментальных принципах квантовой и классической электродинамики, необходима экспериментальная проверка конкретных теоретических результатов, так как процесс излучения очень сложен и, более того, концепция диэлектрической проницаемости рано или поздно становится неприменимой на наномасштабах.

Систематическое теоретическое и экспериментальное изучение влияния нанокружения на излучение ЭКС началось с рассмотрения плазмонных наноструктур, имеющих отрицательную диэлектрическую проницаемость в оптическом или ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне частот. При отрицательной диэлектрической проницаемости возможно существование поверхностных плазмонов [83, 105], что обуславливает усиление локальных полей, малые модовые объёмы и как результат — существенное ускорение процессов спонтанного излучения и увеличение интенсивности флуоресценции. В указанном диапазоне частот даже благородные металлы (золото и серебро) имеют значительные потери, что снижает долю радиационных процессов при излучении ЭКС. Тем не менее существуют веские причины как технологического, так и физического характера для управления процессами спонтанного излучения с помощью плазмонных материалов [106].

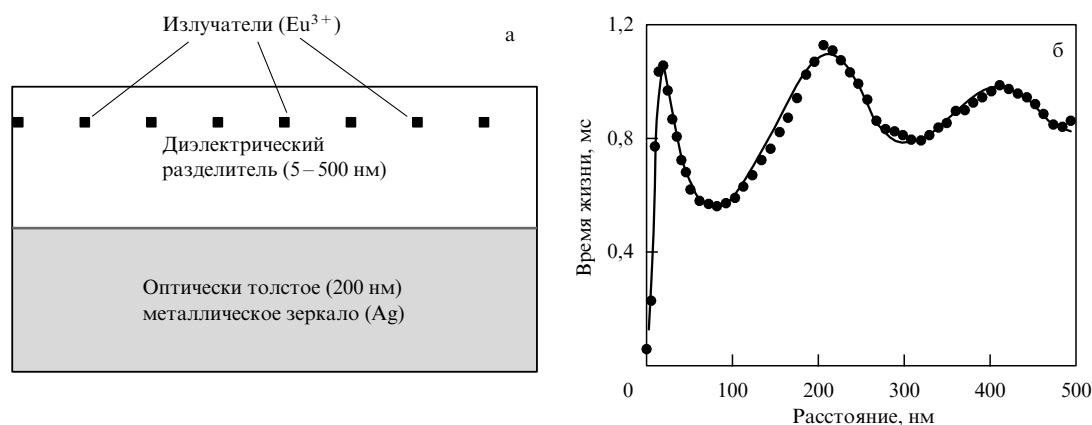
Эксперименты с индивидуальными ЭКС вблизи макроскопических тел весьма сложны, и в настоящее время наиболее надёжные экспериментальные данные имеются только для времени жизни ЭКС вблизи частично отражающей плоской поверхности [107–109] (рис. 8а). В этих экспериментах флуоресценция исследовалась в образцах с различной шириной диэлектрического слоя, отделяющего ион от зеркала. Результаты измерений показаны на рис. 8б.

Из рисунка 8б видно, как вследствие интерференции излучения иона  $\text{Eu}^{3+}$  с отражением от металлической плёнки происходят осцилляции времени жизни ионов  $\text{Eu}^{3+}$ . Другой особенностью, наблюдаемой на рис. 8б, является стремление времени жизни молекул к нулю при приближении к поверхности металла (см. рис. 3). Это хорошо известное явление называется гашением флуоресценции. Здесь проявляется чрезвычайно важный аспект описания и управления спонтанным излучением ЭКС, который заключается в наличии двух основных каналов распада возбуждённого состояния: радиационного и нерadiационного. Часто это не принимают во внимание, что приводит к некорректным выводам. В данном случае на малых расстояниях от поверхности проявляется доминирование нерadiационного канала, которое хорошо описывается выражением (38).

Сферическая геометрия наиболее глубоко исследована теоретически [42–44, 74, 76–78]. Первые эксперименты по проверке корректности теоретического описания излучения молекул красителя Nile Blue (нильский синий) вблизи плазмонной (Au) наносферы были проведены в работах [110, 111] (рис. 9). Из рисунка 9б снова видно хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными результатами даже при очень малых (несколько нанометров) расстояниях от молекулы до поверхности.

Исследование излучения CdSe-квантовых точек в присутствии серебряной нанопроволоки проведено в работе [112] (рис. 10), где продемонстрировано увеличение скорости спонтанного излучения примерно в 10–15 раз (рис. 10б). Фактически в [112] исследовались не бесконечные нанопроволоки, а удлинённые сфероиды. Аналитическая теория спонтанного излучения вблизи сфероидов и трёхосных эллипсоидов построена в работах [84–86]. Важность геометрии эллипсоида [86] обусловлена тем, что благодаря присутствию разнесённых по частоте плазмонных резонансов возможно усиление как накачки, так и излучения. Для более симметричных наночастиц такого эффекта нет.

В [94, 113, 114] предложены методы расчёта скорости спонтанного распада ЭКС вблизи плазмонных наночастиц, основанные на выделении резонансных мод или квазимод и их численного вычисления (см. раздел 2.7). В частности, на рис. 11 показана зависимость полной и нерadiационной скоростей излучения от длины волны



**Рис. 8.** (а) Геометрия задачи об излучении ионов  $\text{Eu}^{3+}$  вблизи зеркала из Ag. (б) Время жизни  $\tau = 1/\Gamma$  возбуждённого иона  $\text{Eu}^{3+}$  как функция расстояния до зеркала [109]: кружки — экспериментальные данные, кривая — теоретический результат (см. (30) и (31)).

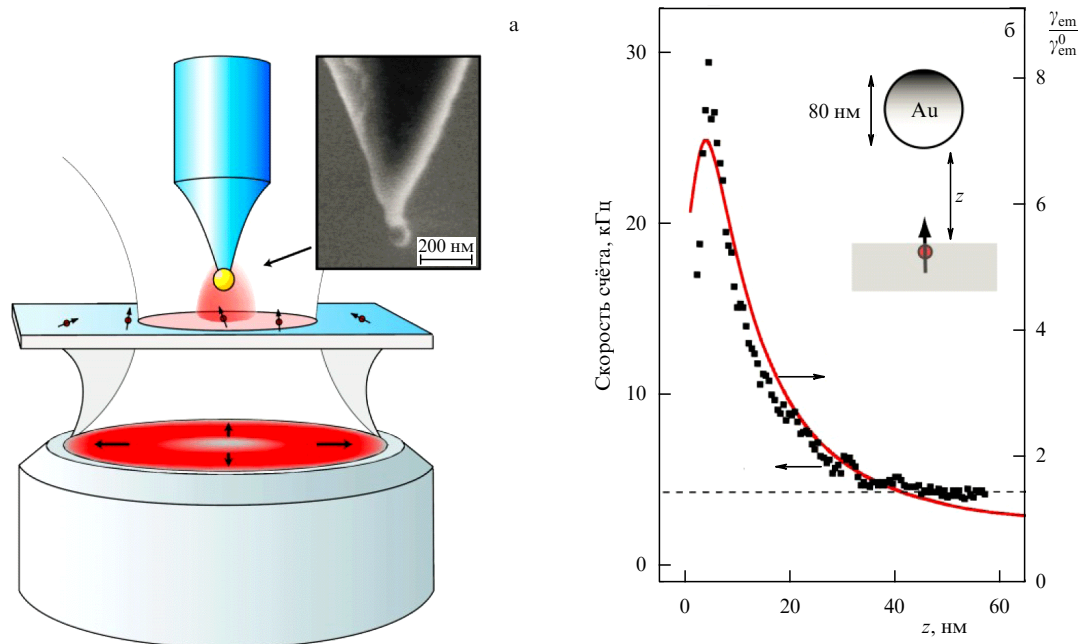


Рис. 9. (В цвете онлайн.) (а) Геометрия эксперимента. (б) Радиационная скорость спонтанного распада молекул красителя Nile Blue в зависимости от их расстояния до поверхности сферы [110, 111].

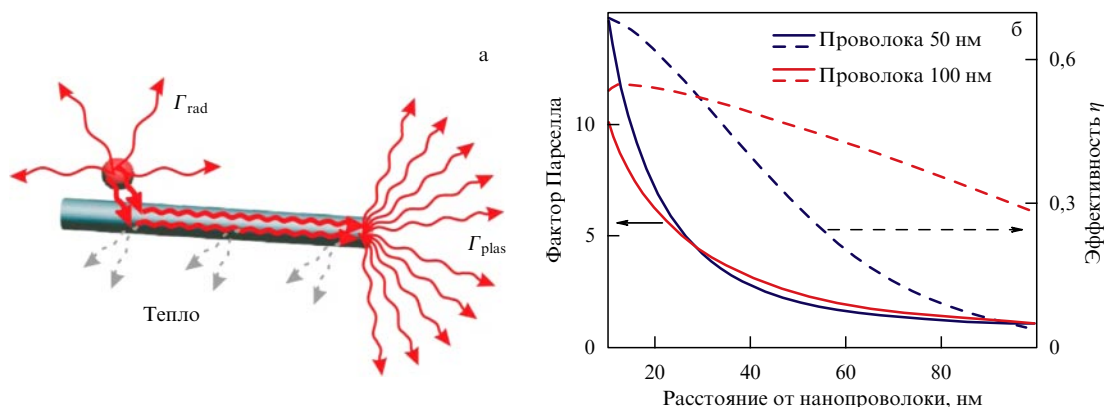


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Геометрия эксперимента по управлению излучением CdSe-квантовой точки с помощью серебряной нанопроволоки. (б) Фактор Парселла и эффективность излучения CdSe-квантовой точки [112].

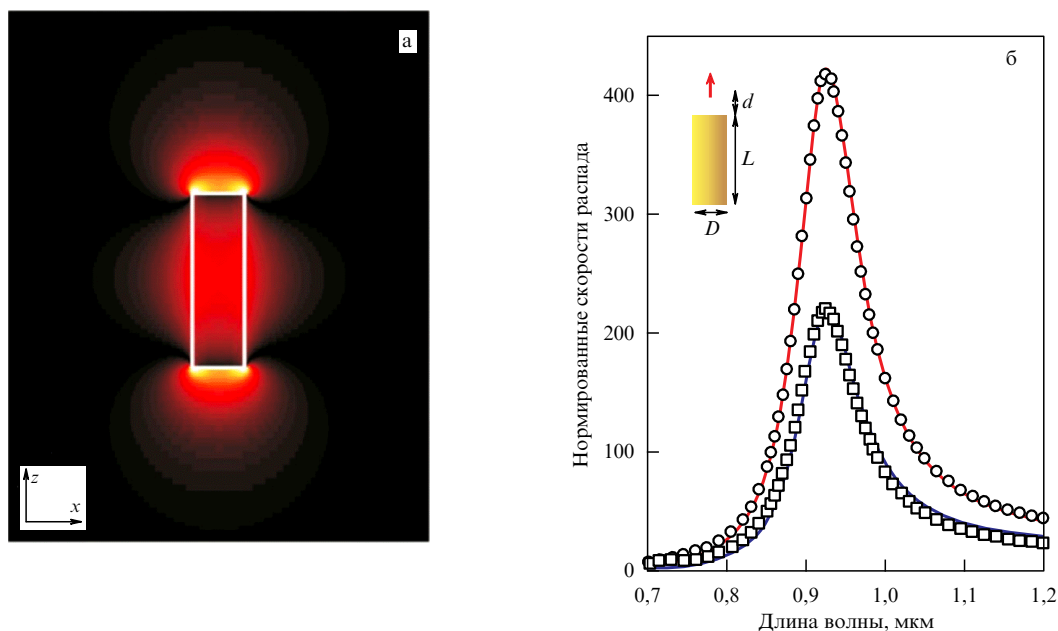
излучения диполя, расположенного вблизи наноцилиндра. Вычисление распределения поля только одной квазимоды позволяет найти очень хорошее описание скорости спонтанного распада.

Из рисунка 11б видно, что, действительно, результаты приближённого расчёта с помощью одной квазимоды очень хорошо согласуются с результатами точного численного решения уравнения Максвелла. Однако в каждом конкретном случае возникает вопрос о том, насколько этот метод удобнее прямого численного расчёта.

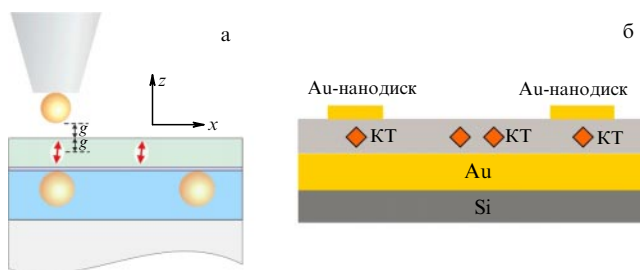
Для управления излучением ЭКС и эффективного детектирования одиночных фотонов значительный интерес представляет использование более сложных, чем одиночные наночастицы, систем — так называемых оптических наноантенн [3–7]. Оптические наноантенны являются прямыми аналогами радиочастотных антенн [115–117] и также позволяют эффективно управлять излучением ЭКС. В качестве оптических наноантенн

обычно используются две или более наночастиц различных форм. В [118–121] дано исчерпывающее аналитическое описание теории излучения ЭКС в присутствии наноантенны из двух сферических или сфероидальных наночастиц.

Экспериментальное исследование излучения молекул террилена в тонком слое р-терфинала вблизи кластера из двух наносфер проведено в работе [122] (рис. 12а), где продемонстрировано существенное увеличение как полной, так и радиационной скорости распада, а также хорошее согласие с результатами теоретических расчётов. В [123] теоретически и экспериментально исследовалось излучение CdSe/CdS-квантовых точек, расположенных в зазоре между золотой плёнкой и золотым нанодиском толщиной 20 нм и диаметром от 1,4 до 2,1 мкм (рис. 12б). Эта геометрия часто называется патч-антенной (патч — от англ. patch — заплатка, накладка). Теоретические результаты и экспериментальные измерения полной скорости спонтанного распада находятся в хо-



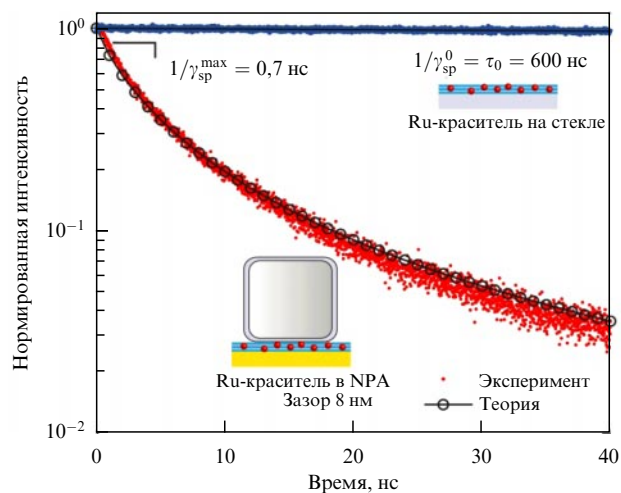
**Рис. 11.** (В цвете онлайн.) Спонтанное излучение вблизи золотого цилиндра диаметром 30 нм и длиной 100 нм в среде с  $n = 1,5$ . (а) Распределение  $|E_z|$  в квазимоде с комплексной частотой  $2\pi c/\omega = 920 + 47i$  нм. (б) Относительная скорость спонтанного распада диполя, расположенного на оси цилиндра (красная стрелка) на расстоянии  $d = 10$  нм. Кругами и квадратами показаны результаты полного векторного расчёта полной и нерадияционной скорости распада соответственно. Сплошные кривые — результаты приближённого расчёта с учётом одной квазимоды [94].



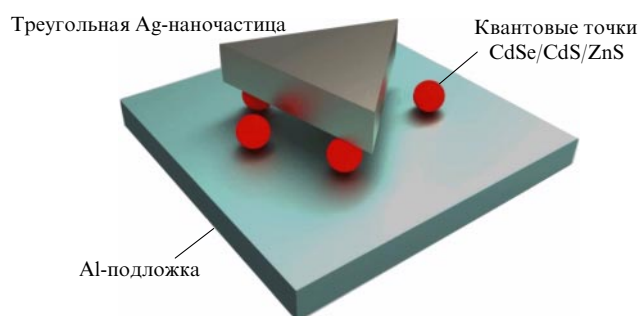
**Рис. 12.** (а) Геометрия задачи об излучении молекул террилена в тонком слое р-терфинила вблизи кластера из двух наносфер [122]. (б) Геометрия задачи об излучении CdSe/CdS-квантовых точек (КТ), расположенных в зазоре между золотой плёнкой и золотым нанодиском толщиной 20 нм и диаметром от 1,4 до 2,1 мкм [123].

рошем согласия и свидетельствуют о том, что фактор Парселла достигает величины в несколько десятков. Результаты измерений диаграммы направленности излучения также оказались в неплохом согласии с предсказаниями теории.

В [124] исследовалась аналогичная патч-наноантенна, только золотой диск был заменён серебряным нанокубиком, а вместо квантовых точек использовались молекулы красителя на основе рутения (ruthenium metal complex dye, Ru dye) с большим внутренним временем жизни  $\tau_0 = 1/\gamma_{0,sp} = 600 \pm 50$  нс (рис. 13). Как и в [123], в [124] измерялась только полная скорость распада. Увеличение радиационной скорости распада, которое определялось на основании косвенных рассуждений, оказалось порядка  $10^3$ . В этих работах продемонстрированы увеличение как полной, так и радиационной скорости распада более чем на порядок при толщине щели около 11 нм и хорошее согласие результатов теории и эксперимента.

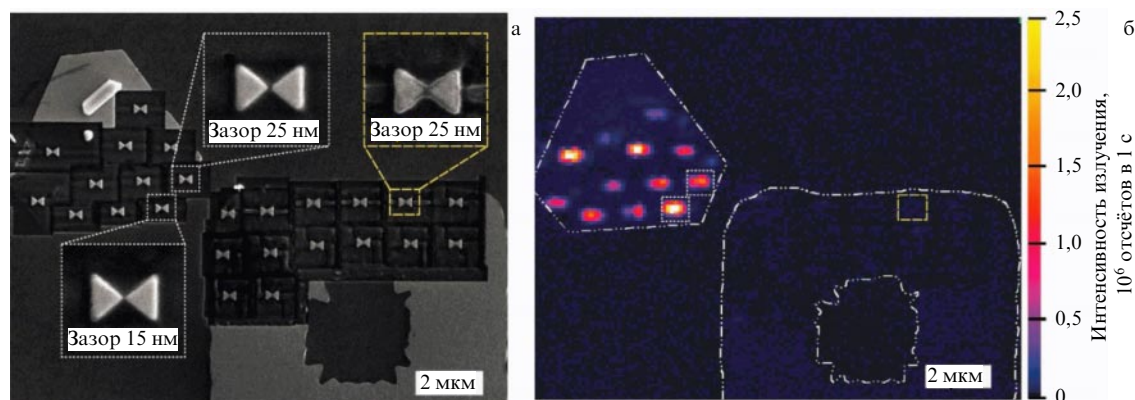


**Рис. 13.** (В цвете онлайн.) Геометрия задачи и кривая распада для молекул красителя на основе рутения, расположенных под серебряным кубиком [124]. NPA (Nanoscale Patch Antenna) — патч-наноантенна.

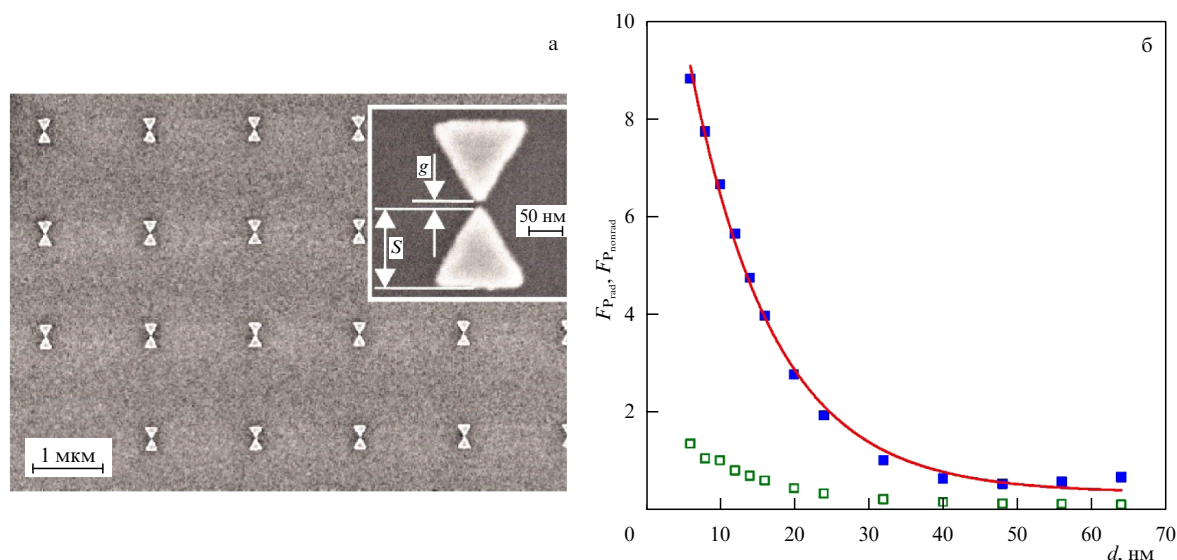


**Рис. 14.** Геометрия задачи о флуоресценции CdSe/CdS/ZnS-коллоидных квантовых точек в присутствии патч-наноантенны на основе серебряной треугольной нанопризмы [125, 126].





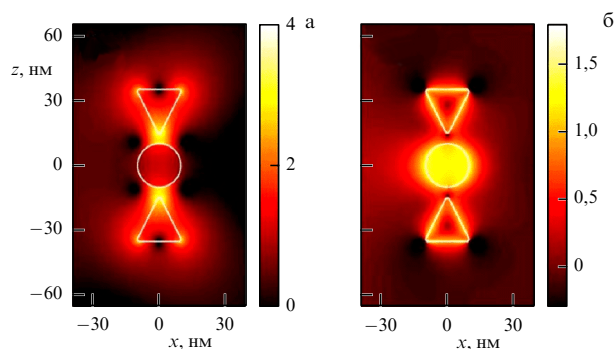
**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) (а) Полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) изображение золотых наноплазмонных антенн типа "галстук-бабочка", изготовленных на основе монокристалла (левый верхний угол) и поликристаллической плёнки (правый верхний угол). (б) Изображение карты двухфотонной фотолюминесценции (Two-Photon PhotoLuminescence — TPPL) образца, показанного на рис. а [127].



**Рис. 16.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия плазмонных наноплазмонных антенн типа "галстук-бабочка". (б) Результаты теоретического расчёта радиационного  $F_{\text{rad}}$  (синие квадраты) и нерадиационного  $F_{\text{nonrad}}$  (зелёные квадраты) факторов Парселла [128, 129].  $d$  — расстояние от квантовой точки до поверхности.

Теоретическое и экспериментальное исследование флуоресценции CdSe/CdS/ZnS-коллоидных квантовых точек в присутствии патч-наноплазмонной антенны на основе серебряной треугольной нанопризмы (рис. 14) проведено в работах [125, 126], где продемонстрировано увеличение как полной, так и радиационной скоростей распада более чем на порядок.

Важным типом оптических наноплазмонных антенн являются состоящие из двух элементов наноплазмонной антенны в виде галстука-бабочки (bow-tie) (см. рис. 1). Синтез высококачественных плазмонных наноплазмонных антенн-бабочек впервые был продемонстрирован в [127], где они вытравливались из золотого монокристалла с помощью сфокусированного ионного пучка. Использование монокристалла золота позволило не только существенно улучшить геометрию наноплазмонной антенны (ср. два изображения в верхнем правом углу рис. 15а), но и намного (на два порядка) увеличить её фотолюминесценцию (рис. 15б), что свидетельствует о значительном усилении локальных полей и, следовательно, добротности плазмонных колебаний в наноплазмонной антенне.



**Рис. 17.** (В цвете онлайн.) Плазмонные моды тримера из золотых нанопроволок [130]. Распределение интенсивности ближнего электрического поля, нормированной на интенсивность  $p$  поляризованного падающего поля (в логарифмическом масштабе), при плазмонных резонансах  $\lambda = 390$  нм (а) и  $\lambda = 334$  нм (б) [130].

В [128, 129] исследовалось влияние золотой наноплазмонной антенны-бабочки на излучение одиночной InGaAs-квантовой точки, расположенной на расстоянии 25 нм от неё (рис. 16а). Теоретический расчёт показал (рис. 16б), что

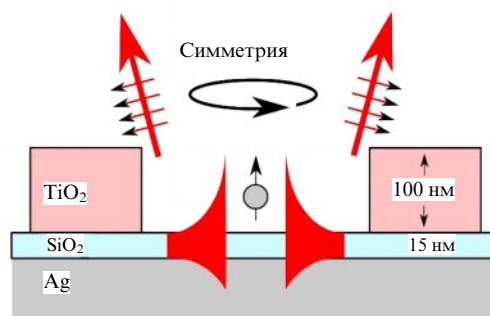
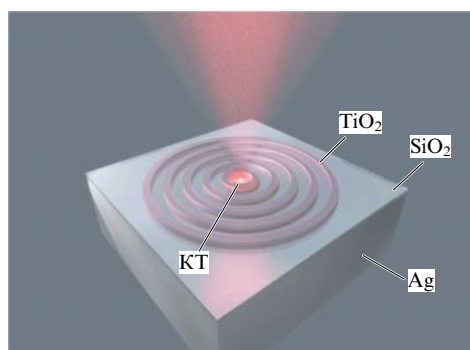


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Геометрия задачи о влиянии гибридной антенны в виде бычьего глаза на излучение NV-центра в наноалмазе [131].

радиационная скорость распада должна возрасти на порядок, в то время как нерadiационная скорость распада должна быть на порядок меньше. Однако в эксперименте изменения полной скорости распада зафиксировано не было.

Излучение ЭКС вблизи тримера из цилиндра и двух треугольных призм (рис. 17) теоретически изучено в [130], где продемонстрировано усиление радиационной скорости распада более чем на два порядка. При этом излучательная эффективность (49) ЭКС с плохой ( $\sim 1\%$ ) внутренней квантовой эффективностью (50) повышается за счёт возрастания радиационной скорости (см. раздел 2.9) до 30 %! [130]. Замечательной особенностью данной системы является также то, что наличие нескольких плазмонных резонансов позволяет как эффективно возбуждать ЭКС, так и существенно увеличивать радиационный фактор Парселла.

Влияние более сложной плазмонной наноантенны на излучение азотно-замещённых вакансий (NV-центров) в наноалмазах размером 100 нм, содержащих в среднем 400 NV-центров на кристалл, изучено в [131, 132]. В качестве антенны в [131] использовался набор концентрических гребней из  $\text{TiO}_2$ , периоды которых подбирались так, чтобы возбуждённые излучением NV-центра плазмоны резонансно рассеивались на гребнях и происходило направленное излучение вверх (рис. 18). При этом скорость спонтанного излучения увеличивалась примерно в 20 раз. В аналогичной работе [132] использовались неконцентрические гребни, что приводило к смещению направления излучения от оси системы на  $17,3^\circ$ , и это было очень удобно с экспериментальной точки зрения. В обоих случаях достигнута высокая эффективность сбора фотонов.

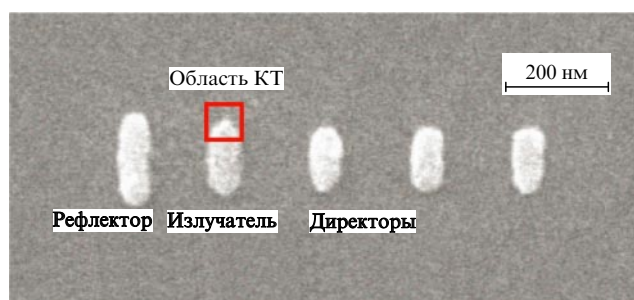


Рис. 19. Оптическая наноантенна типа Яги–Уда на основе золотых наночастиц. Квадратом показана область, в которой нанесены излучающие CdSeTe/ZnS-квантовые точки (КТ) [133].

Значительная часть работ по управлению излучением ЭКС с помощью плазмонных наноструктур основывается на аналогии с обычными радиочастотными антеннами, классическим примером которых является антенна Яги–Уда [115–117], состоящая из излучателя, рефлектора и нескольких директоров (рис. 19). Рефлектор позволяет подавить излучение назад за счёт деструктивной интерференции, а директоры формируют диаграмму направленности вперёд за счёт конструктивной интерференции. Целью таких наноантенн является не только повышение скорости спонтанного распада и флуоресценции ЭКС, но и достижение высокой направленности излучения фотонов для их эффективного детектирования.

В нанооптике первые антенны типа Яги–Уда были представлены в [133], где продемонстрировано преобразование ненаправленного излучения CdSeTe/ZnS-квантовых точек в направленное. Затем последовал ряд

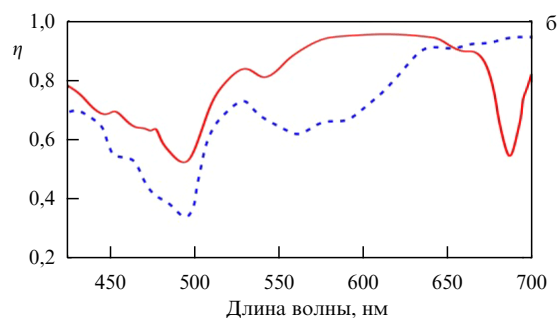
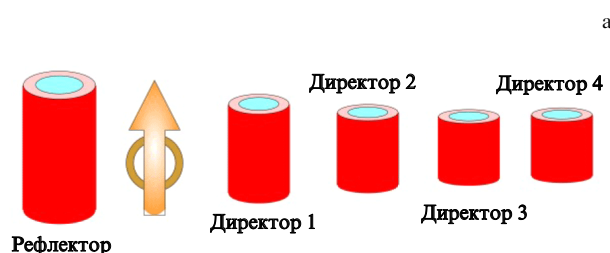
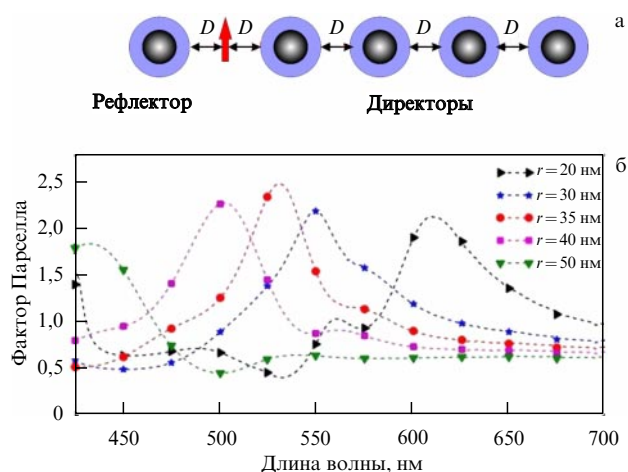


Рис. 20. (а) Геометрия гибридной плазмонно-диэлектрической антенны [137]. (б) Излучательная эффективность  $\eta$  гибридной наноантенны (сплошная кривая, [137]) в сравнении с излучательной эффективностью диэлектрической наноантенны (штриховая кривая [3]).



**Рис. 21.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия гибридной плазмонно-диэлектрической антенны на основе слоистых сферических наночастиц. (б) Фактор Парселла для такой антенны для различных радиусов ядра при фиксированном расстоянии между элементами наномантенны  $D = 70$  нм [138].

работ по управлению излучением ЭКС с помощью плазмонных и диэлектрических антенн [134–136].

В последнее время были предложены гибридные плазмонно-диэлектрические наномантенны Яги–Уда, в которых эффективно сочетаются достоинства как плазмонных, так и диэлектрических наномантенн [137, 138]. В [137] в качестве элементов наномантенны предлагается использовать серебряные нанополосы, покрытые кремниевой оболочкой (рис. 20а). Такая конструкция позволяет добиться излучательной эффективности (см. (49)), близкой к единице в широком диапазоне частот, что существенно превосходит эффективность полностью диэлектрических наномантенн [3] (рис. 20б).

В [138] предложена конструкция гибридной плазмонно-диэлектрической антенны на основе серебряных наносфер, покрытых кремниевой оболочкой (рис. 21).

Недавно появилась очень интересная экспериментальная работа по реализации и исследованию гибридной наноструктуры, состоящей из кубического нанокри-

сталла золота со стороной 100 нм, на противоположные ребра которого нанесены диэлектрические полимерные "крылья" ( $n = 1,5$ ), допированные коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/Zn (ядро/оболочка/оболочка) [139] (рис. 22а). Для такой структуры проведён полный комплекс спектроскопических исследований, включая измерения фотолюминесценции с разрешением по времени (рис. 22б). Анализируя времена распада квантовых точек в присутствии и в отсутствие золотого нанокубика, можно оценить фактор Парселла, который оказывается порядка 30 [139].

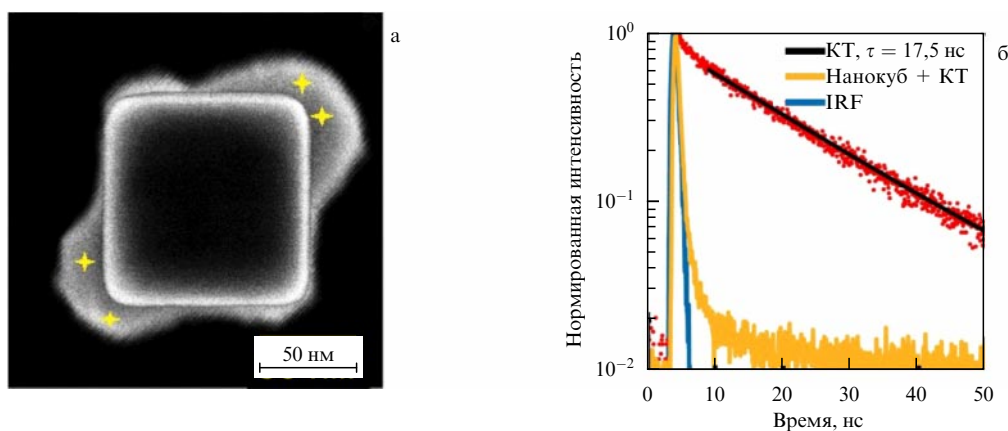
Проведённое в той же работе [139] исследование автокорреляционной функции испущенных фотонов  $g^{(2)}(0) \sim 0,35$  показало, что имеет место испускание одиночных фотонов. Интересно, что излучение фотонов прекращалось, если поляризация возбуждающего поля становилась перпендикулярной направлению, в котором нанесены полимерные "крылья" с квантовыми точками (см. рис. 22). Авторы [139] показали, что в таком случае плазмонного усиления полей вблизи квантовых точек не происходит и квантовые точки не возбуждаются (см. (54)).

Более детальную информацию по управлению излучением ЭКС с помощью гибридных наномантенн можно найти в [6].

Авторы [140] пошли дальше и предложили на основе приёмной и передающих наномантенн создать оптический интерконнектор для следующего поколения компьютеров.

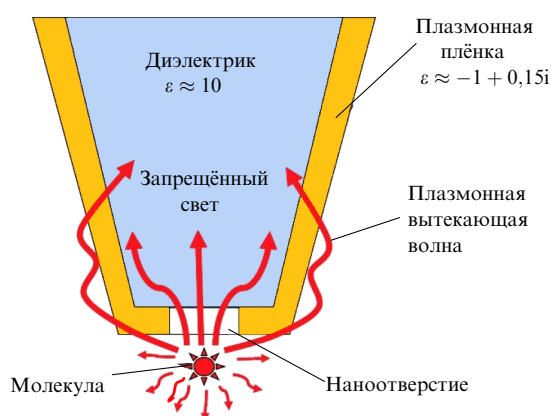
При исследовании одиночных молекул с помощью апертурных сканирующих микроскопов важное значение имеет задача об излучении ЭКС вблизи нанотверстия в металлической плёнке (рис. 23). В [141–143] такая задача решена как аналитически — для отверстия в идеально проводящей плёнке, так и численно — для отверстия в наноплёнке из реального металла. В [143] предложены конструкция и материалы, позволяющие существенно увеличить скорость спонтанного излучения фотона в иглу сканирующего микроскопа с целью его последующего детектирования.

Выше рассмотрены примеры управления излучением ЭКС с разрешёнными электрическими дипольными (ED)



**Рис. 22.** (В цвете онлайн.) (а) SEM-изображение золотого монокристаллического нанокубика с ребром 100 нм, на противоположные стороны которого нанесён полимер, допированный коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/Zn (ядро/оболочка/оболочка) (жёлтые крестики). (б) Результаты измерений с разрешением по времени фотолюминесценции квантовых точек (КТ) в полимере (красные точки,  $\tau = 17,5$  нс) и КТ в полимерных "крыльях" на золотом нанокубике (жёлтые точки,  $\tau = 0,63$  нс) [139]. IRF (Instrument Response Function) — функция отклика прибора.





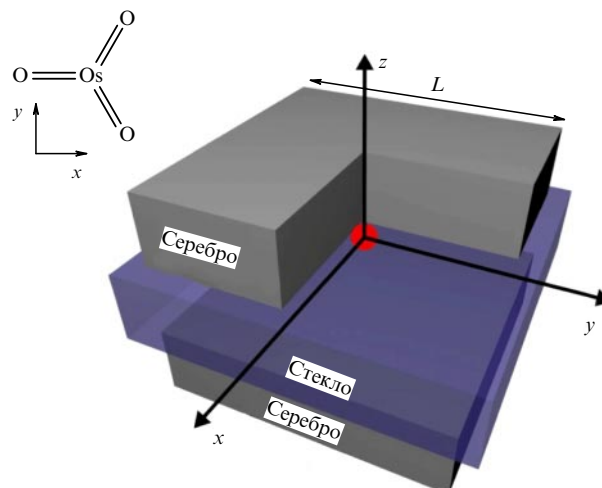
**Рис. 23.** Геометрия задачи об излучении ЭКС при наличии наноотверстия в игле сканирующего микроскопа (Scanning Near-Field Optical Microscope — SNOM).

переходами. Однако для многих приложений запрещенные магнитные дипольные (MD) и электрические квадрупольные (EQ) переходы также представляют интерес.

Теоретически влияние планарного нанорезонатора и димера из плазмонных наночастиц на излучение EQ-переходов рассмотрено в [68, 144]. В частности, в [144] показано, что димер (наноантенна) из плазмонных наночастиц позволяет существенно увеличить скорость квадрупольных запрещенных переходов по сравнению с таковой как в случае свободного пространства, так и в случае одной сферической плазмонной наночастицы.

В [145] теоретически изучена система полного управления как разрешенными, так и запрещенными переходами молекулы  $\text{OsO}_3$  с помощью патч-наноантенны, показанной на рис. 24.

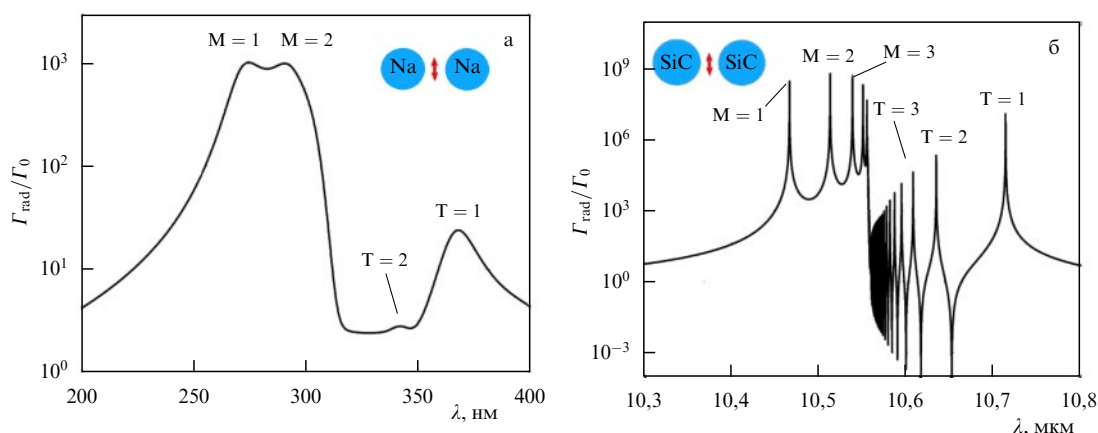
Изменяя размер  $L$  стороны серебряных наночастиц, можно управлять интерференцией разрешенных и запрещенных переходов, от существенного усиления (более двух порядков для случая MD-переходов и более четырех порядков для случая EQ-переходов) до полного подавления излучения. В работе [145] рассмотрен ряд вопросов, от которых зависит скорая эксперименталь-



**Рис. 24.** Геометрия патч-наноантенны для управления разрешенными и запрещенными переходами в  $\text{OsO}_3$ . Наноантенна состоит из двух серебряных кубовидов толщиной 50 нм со стороной  $L$ . Кубовиды разделены диэлектрическим слоем ( $\epsilon = 2,25$ ) толщиной 30 нм со стороной  $L + 20$  нм. Излучающая молекула  $\text{OsO}_3$  размещена в центре антенны [145].

ная реализация такой системы управления излучением ЭКС.

Выше представлены методы управления процессами излучения с помощью металлов, которые имеют отрицательную диэлектрическую проницаемость и поэтому обладают плазмонными свойствами, т.е. допускают существование поверхностных и локализованных колебаний. Однако отрицательная диэлектрическая проницаемость может быть обусловлена не только плазмонными колебаниями электронов проводимости в металлах и их сплавах. Для более длинных волн, особенно в очень важной средней ИК-области спектра (3–20 мкм), существуют альтернативные материалы, в которых диэлектрическая проницаемость имеет отрицательные значения. Эти материалы включают в себя полярные диэлектрики в рестстральной зоне (reststrahlen band), где существуют фонон-поляритоны [146], и сильно легиро-



**Рис. 25.** Относительная радиационная скорость излучения ЭКС, расположенных в зазоре между двумя наносферами, в зависимости от длины волны излучения [120]. (а) Наносферы из Na. (б) Наносферы из SiC. В обоих случаях радиус наночастиц  $R_0 = 50$  нм и расстояние между их центрами  $R_{12} = 105$  нм. Направление и положение ЭКС показано стрелками. Буквами Т и М обозначены соответственно обычные поперечные (transversal) колебания кластера из двух наносфер и связанные моды, возникающие в режиме ультрасильного взаимодействия (см. раздел 2.3) между сферами (М — от слова "молекула").

ванные полупроводники с высокой подвижностью носителей [147]. Внутренние потери в указанных материалах существенно (на порядок и более) ниже, чем в благородных металлах, в видимом диапазоне и ближнем ИК-диапазоне спектра, поэтому с их помощью можно обеспечить более высокие скорости спонтанного излучения. Сравнение влияния наночастиц из плазмонных материалов (Ag, Na) и полярных диэлектриков (SiC) на радиационную скорость спонтанного излучения проведено в работах [118–120].

На рисунке 25 показаны скорости спонтанного распада ЭКС вблизи кластера из двух наносфер, изготовленных из Na и SiC [120], в режиме ультрасильного взаимодействия (см. раздел 2.3). Как видно из рисунка, скорости спонтанного излучения вблизи нанокластеры из SiC существенно выше, чем для нанокластеры из Na. Для нанокластеры из серебряных наночастиц ситуация аналогична.

С другой стороны, высокая добротность фонон-поляритонных колебаний ограничивает спектральный диапазон работы нанокластеры, и в каждом случае выбор материала будет зависеть от поставленной задачи и имеющихся в лаборатории ресурсов [148–150].

#### 4. Управление излучением элементарной квантовой системы с помощью диэлектрических наночастиц и наноструктур

Несмотря на интересные результаты использования плазмонных наноструктур для управления излучением ЭКС, развитие плазмонного направления в целом имеет ряд существенных сложностей, связанных как со значительными потерями (если говорить о видимом и ближнем инфракрасном диапазонах), так и с недостаточной совместимостью процесса изготовления плазмонных наноструктур с современными технологиями производства электронных микро- и наносхем. Последние основаны на кремниевой технологии, которая плохо согласуется с использованием таких плазмонных материалов, как Au и Ag.

С другой стороны, современные кремниевые технологии позволяют изготавливать кремниевые наноструктуры, которые практически не имеют потерь в ближнем ИК-диапазоне [14, 151, 152]. Большая диэлектрическая проницаемость кремния ( $\epsilon \approx 16$ ) даёт локализации и усиления электрических полей, вполне сравнимые с таковыми в случае плазмонных наноструктур.

Последнее обстоятельство делает очень перспективным использование диэлектрических наноструктур для управления излучением ЭКС и создание на этой основе новых нанооптических устройств, совмещённых с электронными наноструктурами [153–155].

Как и в случае плазмонных наноструктур, наиболее исследовано влияние диэлектрических сферических наночастиц на излучение ЭКС. Так, в [42–44, 74, 75, 82] исследовано излучение ЭКС, расположенной вблизи или внутри диэлектрической микросферы с большим показателем преломления. В этих работах найдены все особенности наночастиц с большими показателями преломления и показано, что они могут эффективно использоваться для управления излучением ЭКС, в частности, с помощью диэлектрических наночастиц скорость спонтанного излучения может быть увеличена более чем в 500 раз (рис. 26).

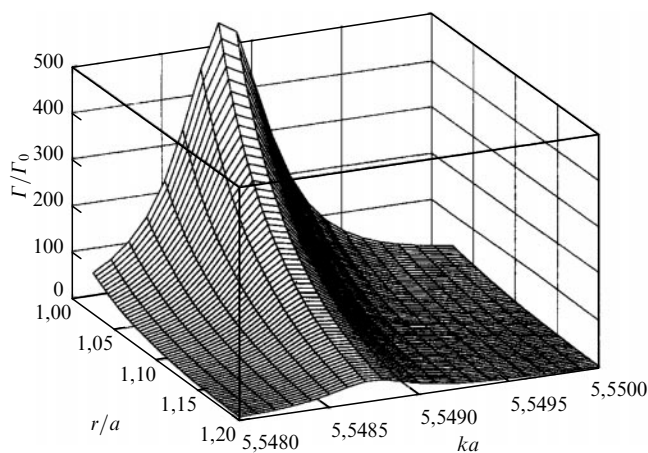


Рис. 26. Относительная скорость спонтанного излучения (фактор Парселла) ЭКС, расположенной вблизи диэлектрической микросферы с  $\epsilon = 6$  (алмаз), в зависимости от положения  $r/a$  и размерного параметра  $ka$  (радиальная ориентация дипольного момента) [42].

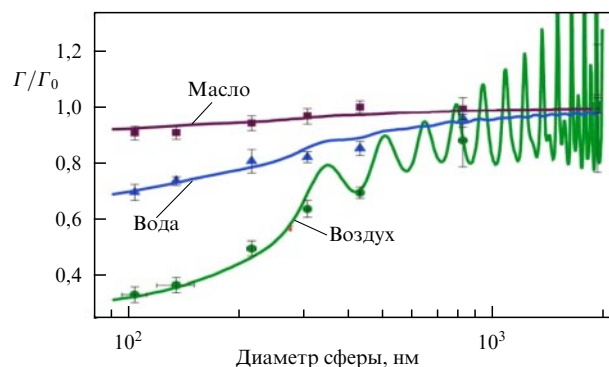


Рис. 27. Результаты экспериментальных измерений скорости распада  $\text{Eu}^{3+}$ -комплекса (ТТА) в полистироновых наносферах, помещённых в воздух, воду и иммерсионное масло [156]. Сплошные кривые — результаты теории [43].

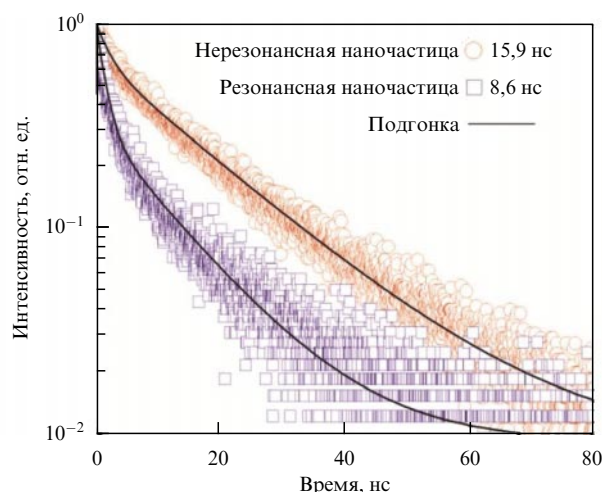
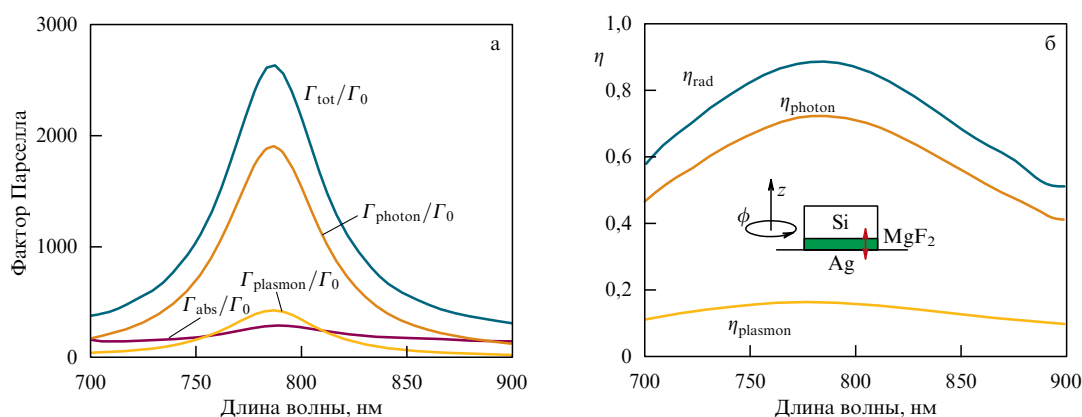


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Измерения фотолюминесценции с разрешением по времени для двух случаев перекрытия резонансов типа Ми со спектром NV-центров [157].

Экспериментально выводы теории проверены в работе [156], где исследовалась скорость распада  $\text{Eu}^{3+}$ -комплекса ТТА (thenoyltrifluoroacetone), добавленного в





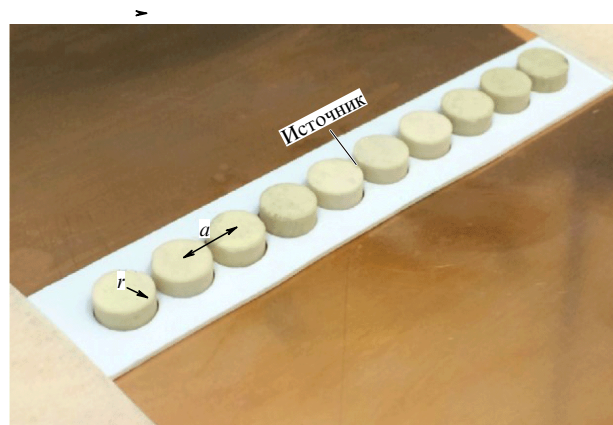
**Рис. 29.** (В цвете онлайн.) Усиление спонтанного излучения ЭКС кремниевым наноцилиндром на оптических частотах. Наноцилиндр, показанный на вставке рис. б, отделён от серебряной плёнки 2-нанометровым слоем  $\text{MgF}_2$  ( $n \approx 1,375$ ). (а) Факторы усиления полной и нерадикационной скоростей распада и скоростей спонтанного распада в фотоны и плазмоны. (б) Излучательные эффективности  $\eta$  в различные каналы. На вставке показана геометрия структуры кремниевого наноцилиндра радиусом 72 нм и высотой 100 нм над серебряной плёнкой. Излучающая  $z$ -ориентированная ЭКС расположена на расстоянии 60 нм от оси в центре 2-нанометрового слоя  $\text{MgF}_2$  (красная стрелка) [158].

полистереновые сферы ( $n = 1,59$ ) в весовой концентрации 5 %. Результаты измерения скорости распада  $\text{Eu}^{3+}$  на длине волны  $\lambda = 615$  нм, нормированные на скорости распада в сплошном полистерене, показаны на рис. 27.

Аналогичные результаты получены в [157], где измерялась фотолуминесценция NV-центров в наноплазмах сферической формы размерами от 300 до 1000 нм. Из рисунка 28 видно, что в случае резонанса наночастицы и NV-центра скорость распада увеличивается примерно в два раза.

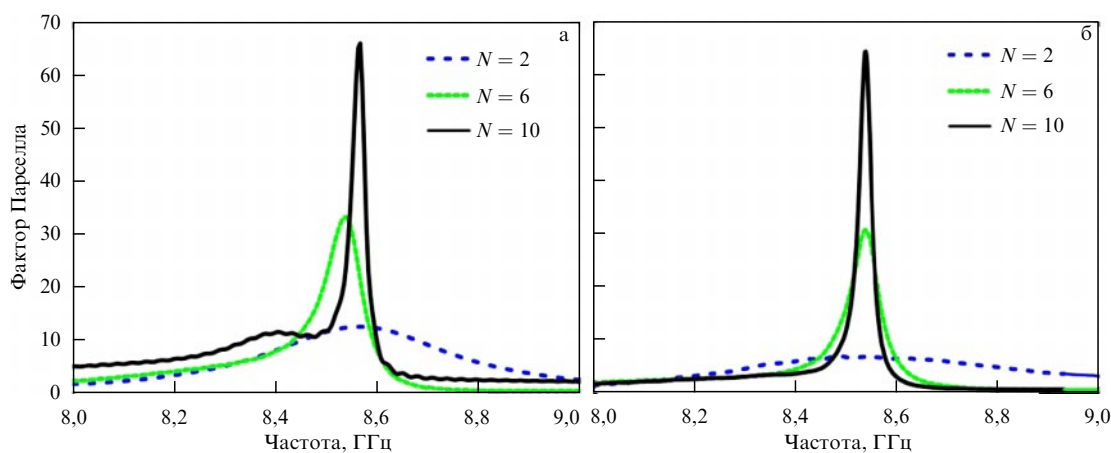
В [158] показано, что квантовую эффективность излучения и фактор Парселла ЭКС в присутствии одиночной цилиндрической диэлектрической наночастицы можно существенно увеличить, если поместить её над серебряной наноплёнкой. В такой системе образуется сложная система высокостепенных плазмонно-диэлектрических резонансов, которые и позволяют эффективно управлять излучением ЭКС. В частности, в [158] теоретически показано (рис. 29), что при высокой ( $> 90\%$ ) эффективности полного (в плазмоны и фотоны) излучения и излучения в фотоны ( $> 70\%$ ) фактор Парселла достигает величины 2600!

В [159] для ускорения спонтанных переходов ЭКС рассматривались кластеры кремниевых ( $\epsilon = 16$ ) наносфер радиусом  $r = 70$  нм и периодом  $a = 200$  нм; ЭКС

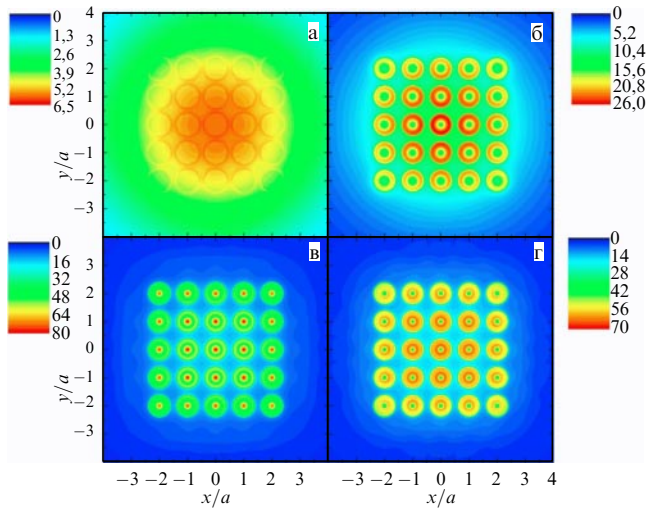


**Рис. 30.** Геометрия СВЧ-образца из дисков радиусом  $r = 4$  мм, высотой  $H = 4$  мм и периодом  $a = 5$  мм для экспериментальной проверки теории ( $\epsilon = 16$ ) [159].

помещалась в центр кластера. Аппроксимируя сферы диполями, авторы теоретически и экспериментально (перенес измерения в сверхвысокочастотный (СВЧ) диапазон) показали, что скорость спонтанного излучения может быть увеличена почти в 70 раз для поперечной ориентации диполя (рис. 30, 31). Для продольной ориен-



**Рис. 31.** (В цвете онлайн.) Фактор Парселла для системы, масштабированной в СВЧ-диапазон (см. рис. 30). (а) Теоретические результаты. (б) Результаты СВЧ-эксперимента [159].  $N$  — число дисков в образце.



**Рис. 32.** (В цвете онлайн.) Зависимость от положения в решётке усреднённой по ориентациям ЭКС скорости спонтанного распада, нормированной на вакуумное значение, для решётки с периодом  $a$  из 25 наносфер радиусом  $0,4a$  и проницаемостью 7,35 ( $\text{TiO}_2$ ), для разных частот: (а)  $\omega a/c = 1,5$ , (б)  $\omega a/c = 2,5$ , (в)  $\omega a/c = 3,85$ , (г)  $\omega a/c = 5$  [160].

тации эффекта усиления обнаружено не было. Такой результат отличается от результата в случае плазменной антенны, где ситуация прямо противоположная: продольные колебания ускоряются, а поперечные — замедляются [118–120].

В [160] на основе разложения по локальным сферическим гармоникам вычислены скорости спонтанного распада, усреднённые по направлениям дипольного момента (см. (19)), для кластера из 25 наносфер с  $\varepsilon = 7,35$  ( $\text{TiO}_2$ ). Результаты расчёта для фиксированной геометрии, различных положений ЭКС и различных частот показаны на рис. 32. Из рисунка 32 видно, что для малых по сравнению с длиной волны периодов изменение невелико, если нормировать на скорость распада в среде (ср. с рис. 27), но по мере уменьшения длины волны в системе появляются решёточные резонансы и скорость спонтанного излучения увеличивается на два порядка при нормировании на вакуумное значение и на один порядок, если влияние сферы нормировать на

скорость распада в сплошной среде с проницаемостью сферы.

Влияние одиночных диэлектрических сфер на излучение запрещённых (MD и EQ) переходов исследовано в [74, 75], где показано, что на такие переходы нанообъекты с размерным параметром  $ka \ll 1$  влияют гораздо сильнее, чем на разрешённые (ED) переходы. В частности, для EQ-переходов фактор Парселла  $F_P^{\text{EQ}}$  можно оценить как

$$F_P^{\text{EQ}} \sim \frac{F_P^{\text{ED}}}{(ka)^2} \gg 1, \quad (55)$$

в связи с тем что запрещённые переходы "чувствуют" не само поле, а его градиенты (см. (25)). На рисунке 33 показаны относительные скорости спонтанного распада (факторы Парселла) для квадрупольных переходов (рис. 33а) и проведено их сравнение со скоростями дипольных переходов (рис. 33б) вблизи диэлектрической наносферы.

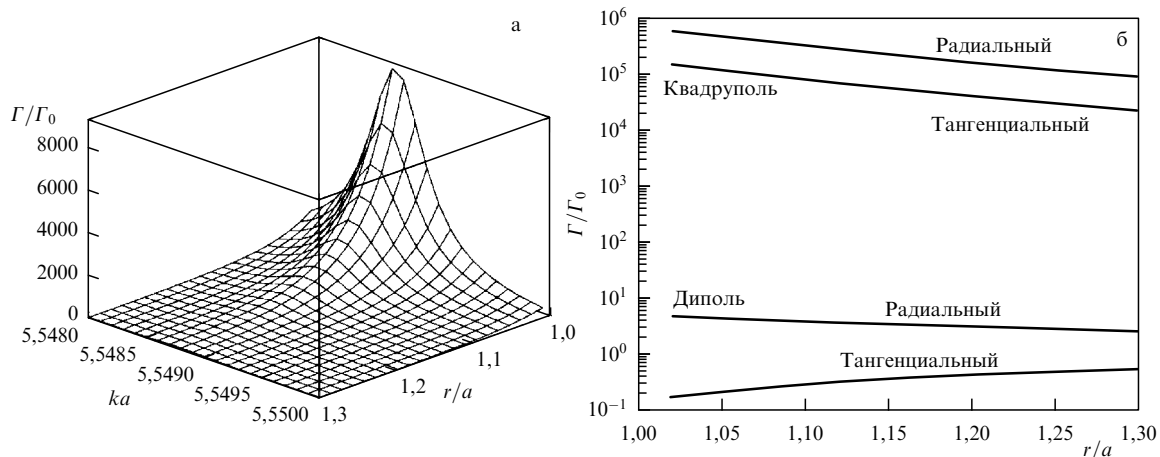
Из этих рисунков действительно видно, что на запрещённые переходы нанообъекты влияют сильнее, чем на разрешённые.

В [161] для управления излучением ED- и MD-переходов предложена более сложная, чем сфера, система, состоящая из полого кремниевого наноцилиндра (рис. 34).

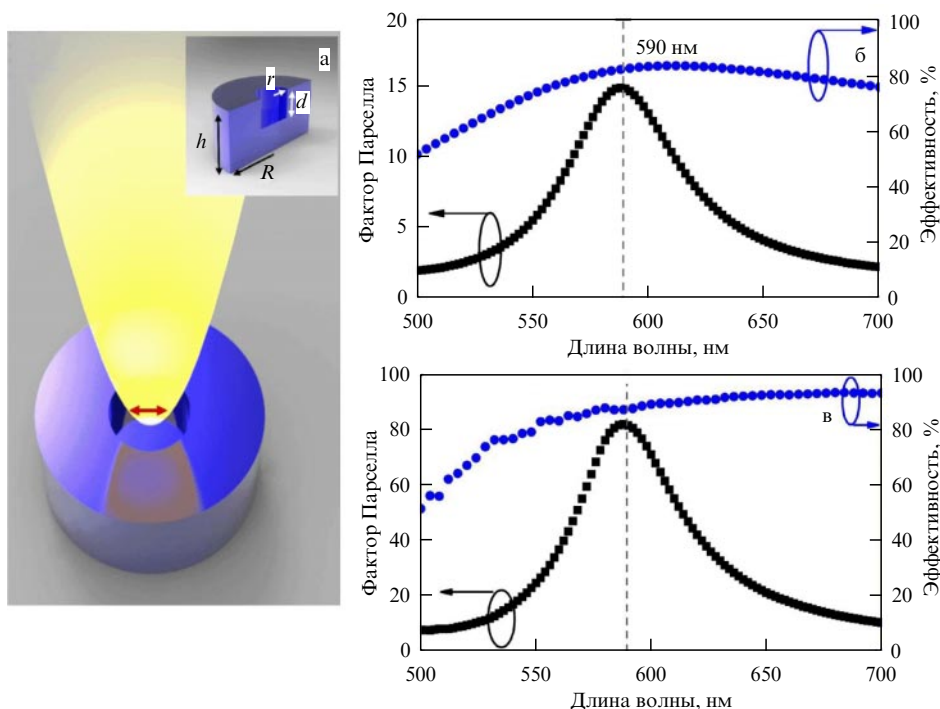
Теоретические расчёты показали [161], что такая система может обеспечить усиление спонтанных ED-переходов в 15 раз при эффективности излучения 80 % и усиление спонтанных MD-переходов в 80 раз при эффективности излучения 85 %.

Экспериментальное исследование влияния диэлектрической наноструктуры на излучение как разрешённых (ED), так и запрещённых (MD) переходов проведено в [162]. Исследовалось влияние димера из кремниевых кубоидов размером  $300 \times 300 \times 90$  нм на фотolumинесценцию слоя  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  толщиной 30 нм, допированного ионами  $\text{Eu}^{3+}$ . Геометрия эксперимента показана на рис. 35а.

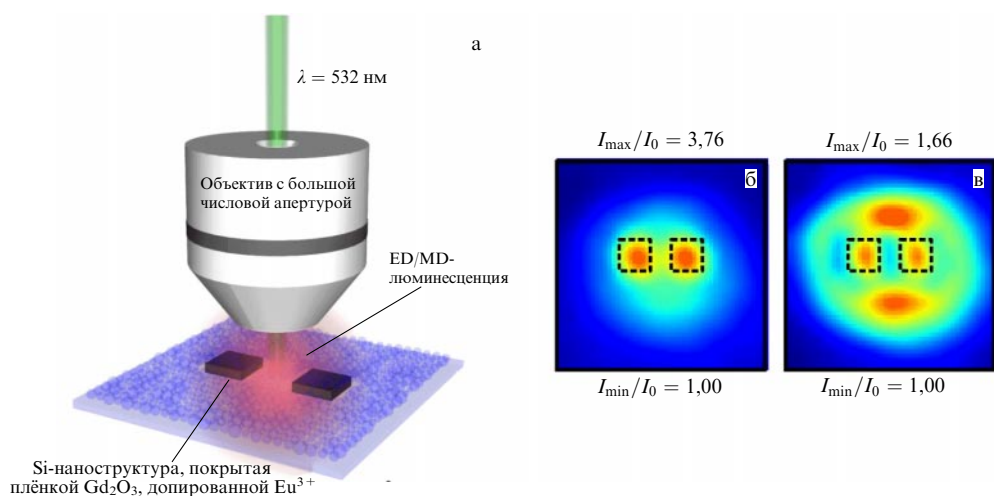
Магнитные (MD) или электрические (ED) переходы в  $\text{Eu}^{3+}$  происходят на длинах волн  $\lambda = 590 \pm 10$  нм и  $\lambda = 610 \pm 10$  нм соответственно. В этих же диапазонах частот измерялась интенсивность фотolumинесценции, которая оказывается пропорциональной усреднённому по ориентациям фактору Парселла на этих длинах волн.



**Рис. 33.** Относительные скорости спонтанного распада (факторы Парселла) для квадрупольных переходов (а) и их сравнение со скоростями дипольных переходов (б) вблизи диэлектрической наносферы с  $\varepsilon = 6$  и  $ka = 0,01$ .



**Рис. 34.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия диэлектрической наноструктуры в виде кремниевого цилиндра с выемкой для управления излучением запрещённых переходов. (б, в) Факторы Парселла и эффективности излучения для ED- и MD-переходов соответственно, на рис. б  $R = 110$  нм,  $h = 86$  нм,  $d = 19$  нм,  $r = 25$  нм; на рис. в  $R = 110$  нм,  $h = 80$  нм,  $d = 30$  нм,  $r = 25$  нм [161].



**Рис. 35.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия эксперимента. Типичные измеренные распределения локальной фотолуминесценции: (б) MD-переходы, (в) ED-переходы. Ширина щели между кубоидами 200 нм [162].

Интересно, что усиление магнитных дипольных переходов оказалось более существенным по сравнению с усилением электрических дипольных переходов. Это согласуется с общими результатами [66, 74, 75]. Согласие теории с экспериментом для MD-переходов неплохое, но для ED-переходов, возможно, требуется уточнение модели.

До сих пор основное внимание уделялось работам, посвящённым ускорению процессов излучения и повышению фактора Парселла. Однако, как говорилось в разделе 2, не менее важной характеристикой влияния диэлектрических наночастиц на излучение ЭКС является результирующая диаграмма направленности излучения.

В области диэлектрических наноантенн управление излучением становится более перспективным, благодаря тому что в таких системах можно совместить спектральные положения ED- и MD-резонансов Ми, в результате чего даже отдельная наночастица может приводить к направленному излучению ЭКС за счёт полного подавления излучения назад (элемент Гюйгенса) [4, 163, 164]. В наночастице из Si радиусом 65 нм такой эффект достигается, так как в некоторой области частот ( $\lambda = 570$  нм) можно обеспечить одинаковые по амплитуде и фазе индуцированные в частице электрический и магнитный дипольные моменты. В этом случае излучение ЭКС будет направлено от диполя в сторону распо-



ложения наночастицы. При  $\lambda = 490$  нм индуцированные в этой же частице электрический и магнитный дипольный моменты будут иметь одинаковые амплитуды, но фазы будут сдвинуты на 1,3 рад, что приведёт к смене направления излучения рассматриваемой системы на противоположное. Ещё большей направленности можно добиться с помощью антенны Яги–Уда из кремниевых наносфер [4, 163, 164]. Использование диэлектрической нанополосной антенны в виде сферы с выемкой позволяет эффективно и направленно извлекать излучение из нанокристаллов алмаза с NV-центрами [165].

## 5. Влияние нанометастабильных и метаматериалов на излучение элементарной квантовой системы

В разделах 2–4 рассматривались способы управления излучением ЭКС с помощью наноструктур из традиционных материалов — металлов и диэлектриков, а также из их комбинаций — гибридных систем. Однако в настоящее время нанотехнологии позволяют синтезировать материалы с принципиально иными свойствами. Речь идёт о наноструктурах, состоящих из искусственных метаатомов, размеры которых много меньше длины волны, характерной для рассматриваемой задачи.

### 5.1. Нанометастабильные и метаматериалы с отрицательным показателем преломления

История метаматериалов начинается с опубликованной в 1967 г. в журнале *Успехи физических наук* (УФН) работы В.Г. Веселаго [166], в которой было показано, что вещество (тогда гипотетическое) с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями допускает, в отличие от металлов, распространение волн с отрицательным показателем преломления, т.е. с противоположно направленными фазовыми и групповыми скоростями волн.

Бурное развитие этого направления началось с работ [167, 168], в которых метаматериалы с отрицательным показателем преломления были реализованы в СВЧ-диапазоне. Потом метаматериалы были реализованы в инфракрасном и видимом диапазонах (более подробно см., например, в [10, 169, 170]). Такие материалы сейчас называются материалами с отрицательным показателем (Negative Index Materials — NIM) или материалами с двойным отрицательным (Double Negative — DNG) показателем. На рисунке 36 как пример реализации показан дизайн метаматериала с отрицательным показателем преломления в видимом диапазоне частот [171].

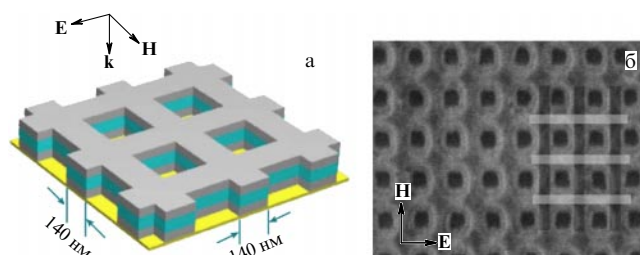


Рис. 36. (а) Схема и (б) SEM-изображение метаматериала с отрицательным показателем преломления при  $\lambda = 580$  нм, образованного перфорированными слоями  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (45 нм, посередине) и Ag (43 нм, сверху и снизу) [171].

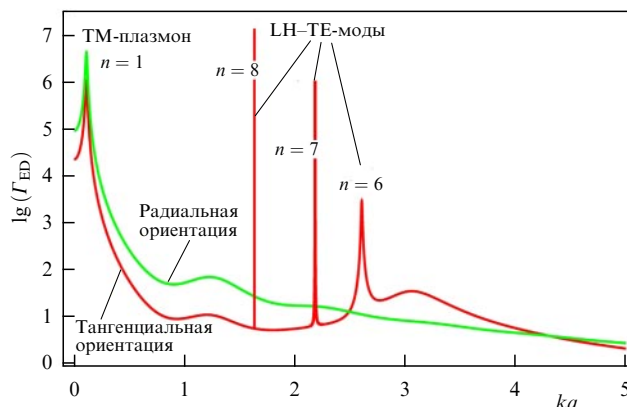


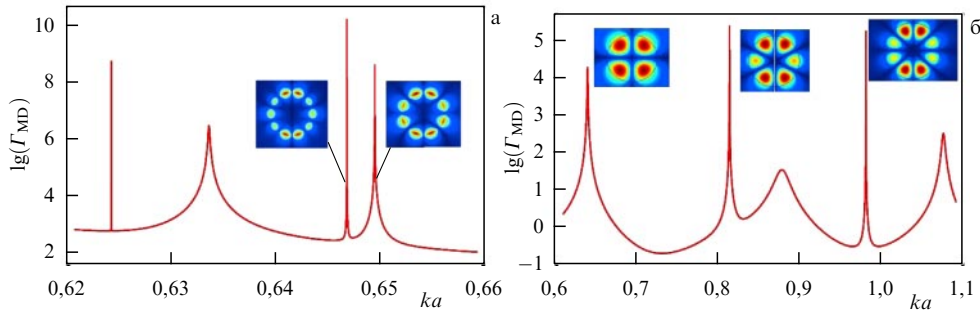
Рис. 37. (В цвете онлайн.) Зависимость скорости ED-спонтанного излучения ЭКС, расположенной вблизи сферической наночастицы с  $\epsilon = -2,02$ ,  $\mu = -1,11$ , от размерного параметра  $ka$  [172].

В [172] детально исследовано влияние сферы из метаматериала с произвольными отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями на скорости распада разрешённых (ED) и запрещённых (MD) переходов в ЭКС. Показано, что такие наночастицы позволяют управлять спонтанным излучением в гораздо более широких диапазонах, чем диэлектрические или плазмонные наночастицы. В частности, при использовании DNG-метаматериалов огромные значения фактора Парселла возможны уже в частицах с размерным параметром  $ka \approx 2$ , которые можно изготовить реально (рис. 37).

Этот эффект связан с модами нового типа — так называемыми левосторонними (Left Handed — LH) модами, возникающими в DNG-наночастицах наряду с модами, аналогичными плазмонным модам и модам шепчущих галерей. Эти сверхвысокодобротные моды являются поверхностными модами и возникают в результате фазового перехода из обычных плазмонных мод.

На рисунке 38 показаны графики скоростей распада ЭКС вблизи обычных и DNG-наночастиц и распределения полей мод шепчущей галереи и LH-мод, соответствующие максимумам фактора Парселла. Из рисунка 38 видно, что огромный фактор Парселла ( $F_p \sim 10^{10}$ ) для сфер с  $\epsilon = -15$ ,  $\mu = -1,1$ ,  $n = -4$  связан с поверхностным характером LH-мод. Для диэлектрической сферы с более высоким показателем преломления,  $n = 7$ , моды имеют объёмный характер, что приводит к уменьшению фактора Парселла на несколько порядков ( $F_p \sim 10^5$ ) по сравнению с  $F_p$  в случае LH-мод.

Интересным примером являются метаматериалы с показателем преломления, близким к нулю (Epsilon Near Zero — ENZ) [173]. Их влияние на скорость спонтанного излучения теоретически рассмотрено в [174] на примере обычных материалов в области частот, где их диэлектрическая проницаемость близка или равна нулю. В качестве таких материалов были взяты SiC и ITO (Indium Tin Oxide), у которых диэлектрическая проницаемость равна нулю при  $\lambda = 10,3$  мкм и 1,223 мкм соответственно. Посредством вычисления мнимой части функции Грина (13) для ENZ-полупространства найдены полная и радиационные скорости распадов и показано, что при расстояниях ЭКС от поверхности менее 475 нм (для SiC) и 129 нм (для ITO) доминируют нерадиационные распады, в то время как на больших расстояниях излучение идёт по радиационному каналу.



**Рис. 38.** (В цвете онлайн.) Относительная скорость спонтанного излучения радиально ориентированного магнитного диполя в зависимости от размерного параметра и распределения интенсивности электрического поля для ТЕ-мод для сферы из метаматериала с  $\varepsilon = -15$ ,  $\mu = -1,1$  (а) и для диэлектрической сферы с  $\varepsilon = 50$ ,  $\mu = 1$  (б).

В работе [175] рассматривалось спонтанное излучение вблизи полупространства, заполненного случайным металло-диэлектрическим (Au – polystyrene) нанокомпозитом. Такой нанокомпозит при некотором факторе заполнения  $f$  испытывает перколяционный переход, и композит из диэлектрика становится проводником. В точке перколяционного перехода диэлектрическая проницаемость обращается в нуль и композит становится ENZ-материалом. Как и в [174], в области ENZ-материала происходит огромное увеличение полной скорости распада — на 5–6 порядков, в зависимости от ориентации диполя.

Возможно, не вполне корректно использовать локальные эффективные значения диэлектрических проницаемостей для вычисления скорости распада в присутствии ENZ-метаматериалов, так как в области нулевой диэлектрической проницаемости длина волны в веществе становится очень большой и необходимо учитывать нелокальные эффекты [176] (см. также экспериментальную работу [32]).

В любом случае в области ENZ-материалов происходят существенные изменения скорости спонтанного излучения, и на основе этого факта в работе [177] предложено использовать сильную нелинейную зависимость свойств ENZ-метаматериала от внешнего поля для управления скоростью спонтанного излучения.

## 5.2. Киральные нанометастастицы и метаматериалы

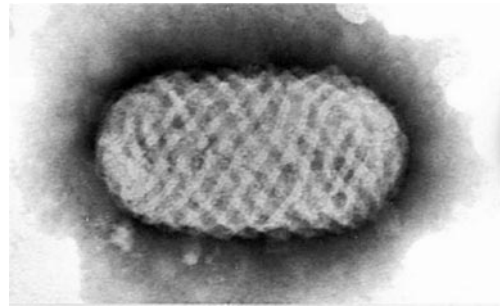
Непосредственно связаны с DNG-материалами и киральные метаматериалы, в которых поляризация зависит как от электрического, так и от магнитного полей. Материальные уравнения таких сред могут быть выражены в виде [178, 179]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \left( \mathbf{E} + \frac{\chi \operatorname{rot} \mathbf{E}}{k_0} \right), \quad \mathbf{B} = \mu \left( \mathbf{H} + \frac{\chi \operatorname{rot} \mathbf{E}}{k_0} \right), \quad (56)$$

где  $\chi$  — безразмерный параметр киральности. В биизотропных киральных метаматериалах, где  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $\chi$  — скалярные величины, показатели преломления  $n_R$ ,  $n_L$  для право- и левополяризованных волн различны:

$$k_L = k_0 \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{1 - \chi\sqrt{\varepsilon\mu}} = k_0 n_L, \quad k_R = k_0 \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{1 + \chi\sqrt{\varepsilon\mu}} = k_0 n_R. \quad (57)$$

Из выражений (57) видно, что при достаточно большой величине  $\chi\sqrt{\varepsilon\mu}$  один из показателей преломления ( $n_R$  или  $n_L$ ) обязательно станет отрицательным. В [180] предложено использовать этот факт для реализации сред с отрицательным показателем преломления. Киральные



**Рис. 39.** Электронная микрография *Parapoxvirus* с отчётливыми спиральными структурами на поверхности. Приблизительные размеры вируса: 160 нм в диаметре и 260 нм в длину. (Адаптированное изображение из [185].)

среды могут быть реализованы рядом способов [181–184]. Более того, киральные свойства присущи всему живому. В частности, ДНК имеет спиральную структуру. На рисунке 39 показан вирус из рода *Parapoxvirus*, который фактически является киральной наночастицей.

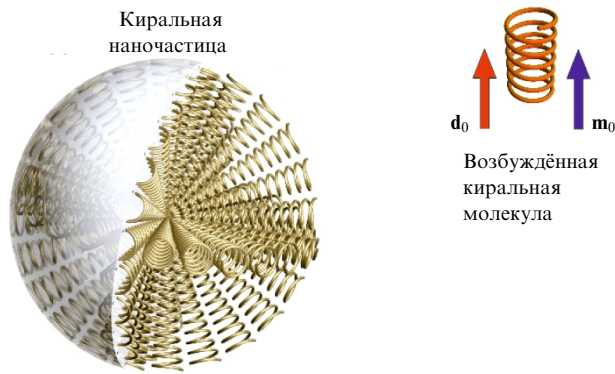
Ввиду вышесказанного чрезвычайно интересно и важно выяснить, как киральные наноструктуры влияют на излучение ЭКС. При этом под ЭКС в данном случае естественно понимать не только системы с простыми электрическими или магнитными переходами, но и киральные ЭКС, которые могут иметь одновременно и электрический, и магнитный дипольные моменты перехода (рис. 40).

Квантовая и классическая теории излучения произвольных ЭКС в присутствии произвольных киральных биизотропных метаматериалов развиты в работах [69, 70, 72, 73, 186–189]. Так как произвольный биизотропный метаматериал описывается тремя независимыми параметрами ( $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $\chi$ ), влияние наночастиц из этого материала на излучение ЭКС становится более эффективным, чем влияние простых диэлектрических или плазмонных наночастиц.

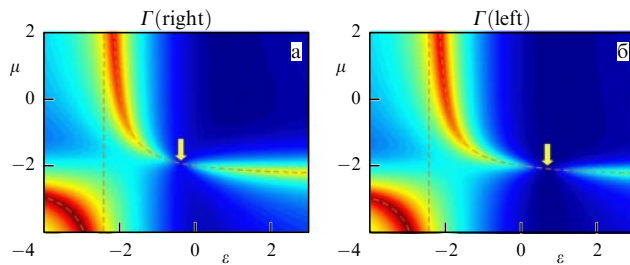
В частности, в [70] в рамках квазистатического приближения показано, что скорости распада правых и левых энантиомеров могут существенно увеличиваться и уменьшаться в присутствии одной и той же киральной наночастицы. В [70] продемонстрировано, что скорости распада могут существенно увеличиваться при соблюдении условия кирально-плазмонного резонанса

$$(\varepsilon + 2)(\mu + 2) = 4\varepsilon\mu\chi^2. \quad (58)$$



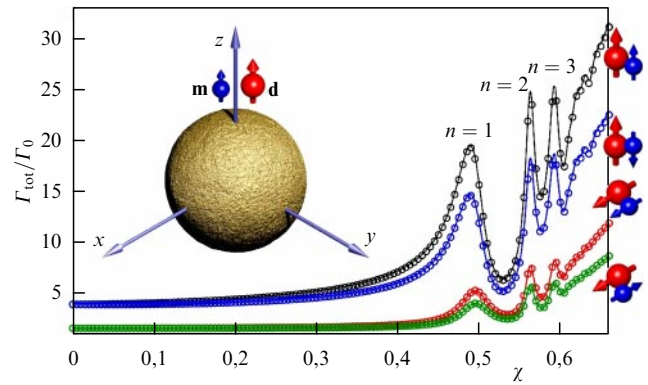


**Рис. 40.** (В цвете онлайн.) Геометрия задачи об излучении киральной наночастицы. Киральная молекула обладает одновременно и электрическим, и магнитным дипольными моментами (красная и синяя стрелки).



**Рис. 41.** (В цвете онлайн.) Усреднённая по ориентациям радиационная скорость спонтанного излучения молекул вблизи киральной наночастицы с киральностью  $\chi = 0,2$  в зависимости от  $\varepsilon$  и  $\mu$ . (а) Случай правой молекулы,  $m_0/d_0 = 0,1$ . (б) Случай левой молекулы,  $m_0/d_0 = -0,1$ . Мнимые части проницаемостей  $\varepsilon'' = \mu'' = 0,1$ . Штриховая кривая соответствует кирально-плазмонному резонансу (58). Жёлтая стрелка показывает минимальное значение на кривой.

На рисунке 41 приведены скорости распада правого и левого энантиомера молекулы, усреднённые по её ориентациям, при различных значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей. Из рисунка 41 видно, что при  $\mu \approx -2$  и  $\varepsilon \approx -0,5$  скорость распада правых молекул близка к нулю, а при  $\mu \approx -2$  и  $\varepsilon \approx 0,5$  в нуль обращается



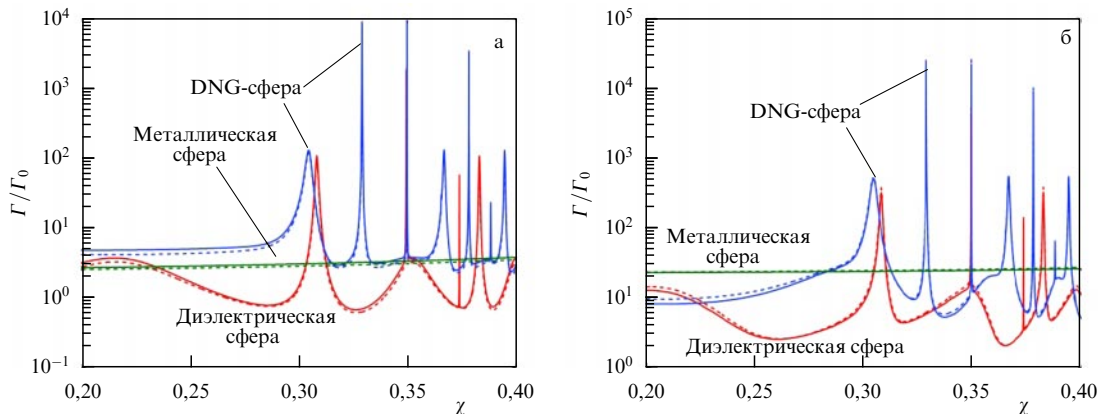
**Рис. 42.** (В цвете онлайн.) Полная скорость распада киральных молекул, расположенных вблизи киральной диэлектрической сферы радиусом  $a = 70$  нм с  $\varepsilon = 2 + 0,04i$ , на длине волны  $\lambda = 570$  нм в зависимости от безразмерного параметра киральности  $\chi$ . Сплошная кривая — аналитическое решение [72], кружки — численное решение [186].

скорость распада левых молекул. Обращение скоростей распада в нуль, которое связано с деструктивной интерференцией излучений электрического  $d_0$  и магнитного  $m_0$  диполей, в общем случае происходит при

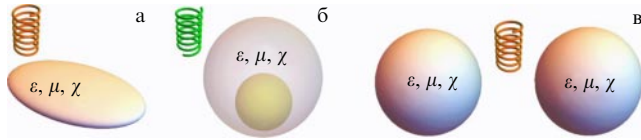
$$\mu = -\frac{2d_0}{d_0 + 2\chi m_0}, \quad \varepsilon = -\frac{2m_0}{m_0 + 2\chi d_0}. \quad (59)$$

Полная электродинамическая теория излучения киральных молекул в присутствии киральных наночастиц произвольных размеров построена в [69, 72, 186, 187]. На рисунке 42 показана зависимость скорости распада киральных молекул различных ориентаций в присутствии диэлектрической киральной сферы от параметра киральности последней.

Ещё большего усиления скоростей переходов можно добиться, используя для управления киральную сферу с одновременно отрицательными диэлектрическими и магнитными проницаемостями. Из рисунка 43 видно, что при приближении значения кирального параметра к критическому ( $\chi\sqrt{\varepsilon\mu} = 1$ ), при котором один из показателей преломления стремится к бесконечности и затем



**Рис. 43.** Радиационная скорость спонтанного излучения киральной молекулы, расположенной вблизи киральной сферической наночастицы ( $k_0 a = 1$ ), в зависимости от кирального параметра  $\chi$ . Параметры диэлектрической, металлической сфер и DNG-сферы:  $\varepsilon = 4$ ,  $\mu = 1$ ;  $\varepsilon = -4$ ,  $\mu = 1$  и  $\varepsilon = -4$ ,  $\mu = -1,11$  соответственно. (а) Вектор  $\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_x$  параллелен поверхности частицы, (б)  $\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_z$  перпендикулярен поверхности частицы. Сплошная кривая соответствует  $\mathbf{m}_0 = m_0 \mathbf{e}_x$ , пунктирная —  $\mathbf{m}_0 = m_0 \mathbf{e}_z$  ( $m_0 = 0,1 d_0$ ) [72].



**Рис. 44.** Геометрии более сложных киральных наноструктур для управления излучением киральных молекул: (а) трёхосный эллипсоид [88], (б) асимметричная наночастица с диэлектрическим ядром и киральной оболочкой [187], (в) киральная наноантенна [89].

меняет знак (см. (57)), моды колебаний киральной сферы становятся более добротными, так как соответствующая длина волны в сфере стремится к нулю, а скорость распада может увеличиваться неограниченно, без учёта потерь и эффектов сильного взаимодействия, конечно.

Использование для управления более сложных по геометрии киральных наночастиц (эллипсоидов, кластеров из двух наночастиц или асимметричной наночастицы с киральным ядром и некиральной оболочкой) рассмотрено в работах [69, 73, 88, 89, 187] (рис. 44). В [188, 189] изучены излучение ЭКС и его фокусировка киральным слоем с отрицательным показателем преломления.

Дополнительные параметры в этих геометриях приводят к ещё большему разнообразию способов управления излучением ЭКС. В частности, скорости спонтанного излучения в киральной наноантенне могут существенно превышать скорости для изолированной наночастицы из-за усиления локальных полей в зазоре. Асимметрия между излучением правых и левых энантиомеров также может быть ещё больше, чем в случае одной киральной наночастицы (рис. 45).

### 5.3. Гиперболические нанометачастицы и метаматериалы

До сих пор мы рассматривали изотропные и биизотропные среды, т.е. среды, в которых распространение волн не зависит от направления распространения. Однако, поскольку как в природе, так и при нанотехнологиях очень часто, даже почти всегда, возникают анизотропные метаматериалы, важно выяснить, как они влияют на излучение ЭКС.

Материалы такого рода в самом общем (линейном) случае описываются материальными уравнениями [190,

191]:

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E} + \hat{\xi}\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} + \hat{\eta}\mathbf{E}, \quad (60)$$

где материальные параметры  $\hat{\epsilon}$ ,  $\hat{\mu}$ ,  $\hat{\xi}$ ,  $\hat{\eta}$  уже являются произвольными тензорами. Исключая из уравнений Максвелла электрическое или магнитное поле, получим уравнения, которые определяют распространение плоских волн [191]:

$$\begin{aligned} [(\tilde{\mathbf{k}} + \hat{\xi})\hat{\mu}^{-1}(\tilde{\mathbf{k}} - \hat{\eta}) + k_0^2\hat{\epsilon}]\mathbf{E} &= N\mathbf{E} = 0, \\ [(\tilde{\mathbf{k}} - \hat{\eta})\hat{\epsilon}^{-1}(\tilde{\mathbf{k}} + \hat{\xi}) + k_0^2\hat{\mu}]\mathbf{H} &= M\mathbf{H} = 0, \\ \tilde{\mathbf{k}}_{ij} &= \epsilon_{ijl}k_l. \end{aligned} \quad (61)$$

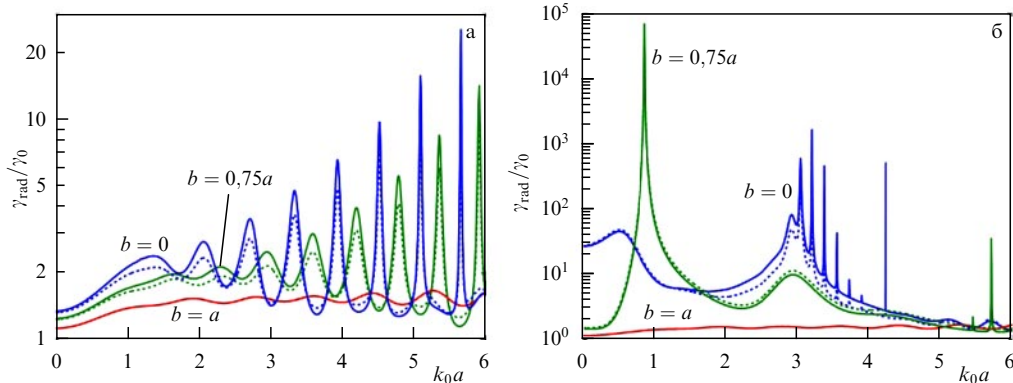
Дисперсионные уравнения получаются из условий  $\det N = 0$  или  $\det M = 0$ . Можно показать, что дисперсионным уравнениям (61) соответствуют изочастотные поверхности четвёртого порядка по  $k_x, k_y, k_z$ . Такие материалы могут обладать очень сложными и интересными топологическими свойствами изочастотных поверхностей [191], и их изучение применительно к управлению излучением ЭКС только начинается, и в основном оно ограничено гиперболическими метаматериалами (ГММ), в которых тензор диэлектрической проницаемости содержит на диагонали компоненты разных знаков:

$$\hat{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_{\perp}, \epsilon_{\perp}, \epsilon_{\parallel}), \quad \epsilon_{\perp}\epsilon_{\parallel} < 0. \quad (62)$$

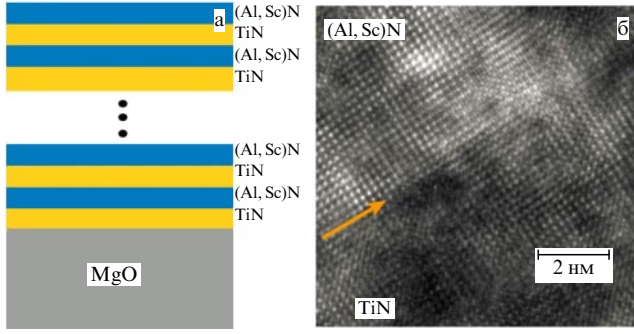
Такие метаматериалы, как правило, состоят из металло-диэлектрических слоёв, перпендикулярных оси  $z$ , или нанопроволок, параллельных оси  $z$ . Эффективные диэлектрические проницаемости слоистого ГММ можно оценить из соотношений

$$\epsilon_{\perp} = \frac{a\epsilon_a + b\epsilon_b}{a + b}, \quad \frac{1}{\epsilon_{\parallel}} = \frac{1}{a + b} \left( \frac{a}{\epsilon_a} + \frac{b}{\epsilon_b} \right), \quad (63)$$

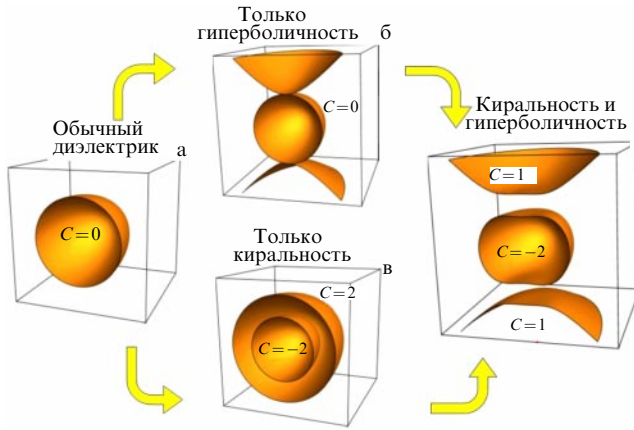
где  $a, b, \epsilon_a, \epsilon_b$  — толщины слоёв и их диэлектрические проницаемости соответственно. Технология производства ГММ хорошо отработана [192]. На рисунке 46 приведён пример ГММ, который состоит из монокристаллических слоёв толщиной 5 нм! Более того, целый ряд материалов, встречающихся в природе, также имеет



**Рис. 45.** Радиационная скорость спонтанного распада киральной молекулы, расположенной вблизи поверхности сферической частицы с диэлектрическим ядром радиусом  $b$  ( $\epsilon_2 = 2, \mu_2 = 1$ ) и концентрической сферической оболочкой радиусом  $a > b$ , в зависимости от размерного параметра  $k_0 a$ . (а) Оболочка из кирального диэлектрика ( $\epsilon_1 = 3, \mu_1 = 1, \chi_1 = 0,1$ ). (б) Оболочка из кирального DNG-метаматериала ( $\epsilon_1 = -3, \mu_1 = -1, \chi_1 = 0,1$ ). Сплошная кривая соответствует правой молекуле ( $\mathbf{m}_0 = 0, \mathbf{ld}_0$ ), а пунктирная — левой молекуле ( $\mathbf{m}_0 = -0, \mathbf{ld}_0, \mathbf{d}_0 = (1, 1, 1)$ ) [187].



**Рис. 46.** Гиперболический метаматериал, образованный слоями  $\text{TiN}-\text{Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$  толщиной 5 нм. (а) Схема слоёв. (б) Изображение интерфейса между слоями, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии с высоким разрешением (High Resolution Transmission Electron Microscopy — HRTEM). (Адаптированный рисунок из [192].)



**Рис. 47.** Изочастотные поверхности: (а) обычного диэлектрика,  $\varepsilon > 0$ , сфера, топологическое число Черна  $C = 0$ ; (б) анизотропного метаматериала со знакопеременным тензором диэлектрической проницаемости,  $\varepsilon_{\perp} > 0$ ,  $\varepsilon_{\parallel} < 0$ ,  $C = 0$ ; (в) кирального материала (57),  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} > 0$ ,  $\chi \neq 0$ , числа Черна равны  $\pm 2$ ; (г) кирально-гиперболического метаматериала,  $\varepsilon_{\perp} > 0$ ,  $\varepsilon_{\parallel} < 0$ ,  $\chi \neq 0$  (см. (61)), числа Черна равны 1, 1, -2.

гиперболическую анизотропию [193]. Анизотропный тензор диэлектрической проницаемости характерен и для холодной намагниченной плазмы [194, 195]. Более детально свойства ГММ рассмотрены в [196].

Изочастотная поверхность для гиперболического метаматериала с тензором диэлектрической проницаемости (62) состоит из двух ветвей, сферы и гиперболоида:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\perp}}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = k_0^2 \quad (\text{ТЕ-волны}), \quad (64)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{\parallel}}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + \frac{1}{\varepsilon_{\perp}}k_z^2 = k_0^2 \quad (\text{ТМ-волны}).$$

На рисунке 47 показаны изочастотные поверхности изотропных и некоторых бианизотропных материалов. Из рисунка 47б видно, что изочастотные поверхности гиперболического метаматериала допускают распространение волн с  $k > k_0 = \omega/c$  (high- $k$ -моды) и поэтому имеют бесконечный объём в  $k$ -пространстве и, следовательно, бесконечную плотность состояний. Так как скорость спонтанного излучения прямо пропорциональна плотности фотонных состояний (см. (1)), можно ожидать, что скорость распадов будет неограниченно возрастать в присутствии ГММ.

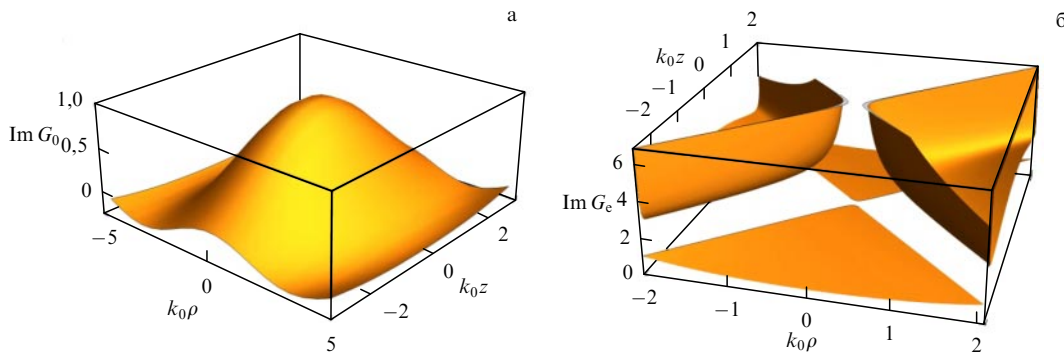
Чтобы убедиться в этом непосредственно, можно, как обычно (см. (9)), исследовать мнимую часть электрической функции Грина для анизотропного материала [194, 195, 197]:

$$G(R) = \hat{A}G_o(R) + \hat{B}G_e(R), \quad G_{o,e}(R) = \frac{\exp(ik_0 R_{o,e})}{R_{o,e}}, \quad (65)$$

$$R_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}(\rho^2 + z^2)}, \quad R_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}\rho^2 + \varepsilon_{\perp}z^2},$$

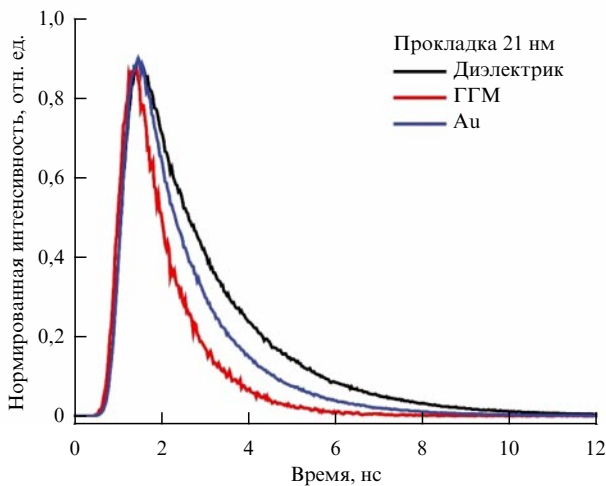
где  $G_o(R)$  и  $G_e(R)$  — скалярные функции Грина обыкновенных и необыкновенных волн. Конкретные выражения для несингулярных тензоров  $\hat{A}$ ,  $\hat{B}$  можно найти в [195, 197].

На рисунке 48 показано пространственное распределение мнимой части функции Грина, которая определяет фактор Парселла, в окрестности точки расположения дипольного источника. Из этих распределений видно, что мнимая часть функции Грина в вакууме несингулярна вблизи точки расположения диполя и её значение равно 1 в этой точке, т.е. фактор Парселла равен 1. Для гиперболического материала функция Грина имеет существенно сингулярный характер — она обращается в бесконечность на линии  $\varepsilon_{\perp}z^2 + \varepsilon_{\parallel}\rho^2 = 0$ . В области  $\varepsilon_{\perp}z^2 + \varepsilon_{\parallel}\rho^2 > 0$  её поведение сходно с поведением мнимой части функции Грина в вакууме (рис. 48а), но в области  $\varepsilon_{\perp}z^2 + \varepsilon_{\parallel}\rho^2 < 0$  она неограниченно возрастает, что приводит к бесконечно большому фактору Парселла.



**Рис. 48.** Пространственное распределение  $\text{Im} G(\rho, z)$  вблизи точки расположения дипольного источника в вакууме (а) и в гиперболической среде с  $\varepsilon_{\perp} = 1$ ,  $\varepsilon_{\parallel} = -1$  (б).





**Рис. 49.** (В цвете онлайн.) Интенсивность флуоресценции молекул красителя Rh800 ( $\lambda_{\text{peak}} = 715$  нм) в эпоксидной матрице ( $n = 1,58$ ), расположенной на расстоянии 21 нм от диэлектрика, металла (Au) и ГММ, состоящего из 16 слоёв  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и Au толщиной 19 нм [198].

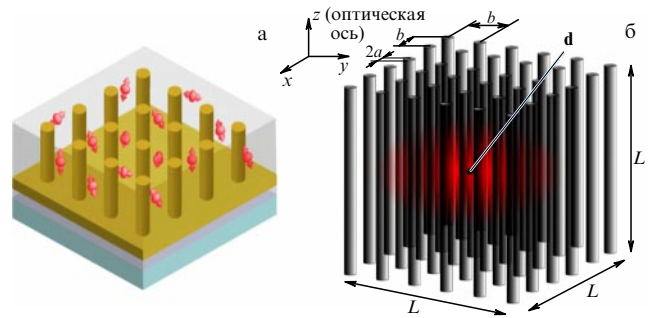
Конечно, в реальных ситуациях фактор Парселла в бесконечность не обращается, так как геометрия образца или физика задачи не допускают появления бесконечно больших векторов high- $k$ -мод.

В работах [198, 199] теоретически и экспериментально исследовалось излучение молекул красителя Rh800 вблизи поверхности ГММ. В этих работах максимальное значение волнового вектора high- $k$ -мод было связано с периодичностью слоёв метаматериала и расстоянием от ЭКС до поверхности ГММ. Несмотря на эти ограничения, в эксперименте [198] показано, что полная скорость распада вблизи ГММ превышает скорости распада вблизи металлической поверхности, где имеет место гашение флуоресценции вследствие потерь в металле (рис. 49). Это является ярким подтверждением фактически большой плотности состояний в ГММ.

Заметим, что аналогичное ускорение имеет место и при приближении ЭКС к поверхности диэлектрика, так как и в этом случае высокочастотные компоненты ближних полей преобразуются в волны, которые распространяются в диэлектрике, — так называемый запрещённый свет (forbidden light) [200, 201]. Однако в случае диэлектрика фактор ускорения ограничен его показателем преломления, в то время как для ГММ ускорение может быть гораздо большим.

В теоретических работах [202–204] исследовано влияние размера ЭКС и фактической структуры ГММ на полную скорость излучения и количественно подтверждено наличие ограничений на максимальные значения волновых векторов high- $k$ -мод и фактора Парселла, обусловленное конечностью размера ЭКС, толщиной слоёв ГММ и их последовательностью в случае мультипериодических ГММ [205].

Излучение CdSe/ZnS-квантовых точек на поверхности аперидического ГММ — метаматериала Туэ–Морса (Thue–Morse) ( $\text{Au-SiO}_2$ ) — исследовано в работе [206], авторы которой теоретически и экспериментально показали, что полная скорость распада в аперидической многослойной структуре может на 10–15 % превышать полную скорость распада в присутствии периодического ГММ с тем же параметром заполнения металлом.



**Рис. 50.** (В цвете онлайн.) (а) ГММ-волновод из золотых наностержней ( $d = 38$  нм,  $H = 150$  нм, период  $P = 80$  нм), пространство между которыми заполнено одним из четырёх красителей (Rh590, Rh610, Rh640, LD700), в матрице из полиметилметакрилата (ПММА) [207]. (б) Излучающий диполь  $\mathbf{d}$  в конечной решётке бесконечных (по оси  $z$ ) нанопроволок из  $\text{LiTaO}_3$  радиусом  $a = 32$  нм, период  $b = 200$  нм [208].

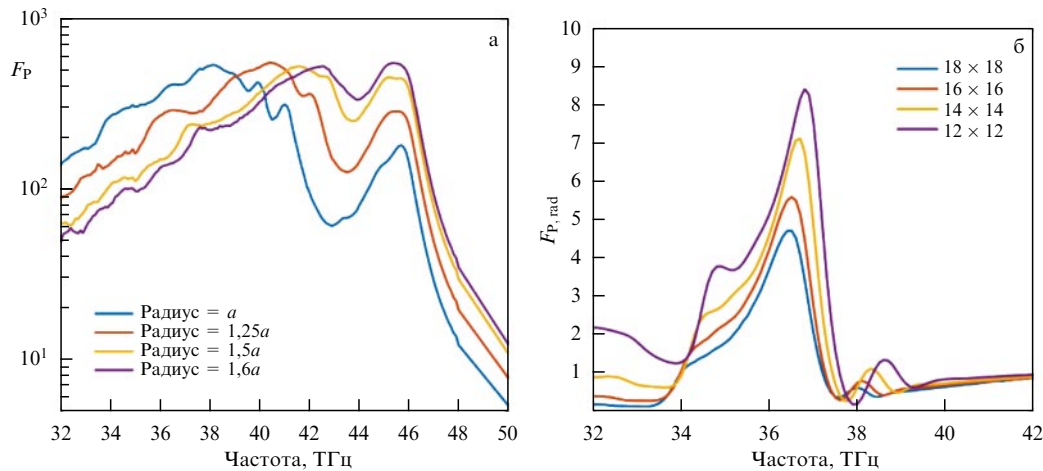
В работе [207] экспериментально исследовано влияние планарного ГММ-волновода (рис. 50а) на спонтанное излучение молекул различных красителей (Rh590, Rh610, Rh640, LD700). Волновод наполнялся такими молекулами для исследования всех режимов его работы, от гиперболического до эллиптического, включая и режим ENZ. В результате измерений фотолюминесценции с разрешением по времени показано, что полная скорость увеличивается примерно в 50 раз, в то время как увеличение радиационной скорости (в подложку + в надложку) оказывается существенно меньшим (около 18 % от полной скорости). Впрочем, авторы надеются, что захваченное волноводом излучение можно также использовать в оптических наноустройствах на основе кремниевой фотоники.

Экспериментальное исследование влияния на спонтанное излучение нелокальных эффектов (эффектов пространственной дисперсии), которые становятся существенными вблизи области, где диэлектрическая проницаемость необыкновенных волн  $\varepsilon_{\parallel}$  обращается в нуль (ENZ-метаматериал), проведено в [32] на примере метаматериала из золотых наностержней, аналогичного метаматериалу, представленному на рис. 50а, но с диаметром  $d = 50$  нм, высотой  $H = 250$  нм и периодом  $P = 100$  нм. В работе [32] показано, что в ENZ-области ( $\lambda = 575$  нм) предсказанное локальной теорией увеличение полной скорости распада более чем на три порядка не подтверждается экспериментом.

В нелокальной теории, учитывающей пространственную дисперсию, диэлектрическая проницаемость вдоль оптической оси принимает вид [32]

$$\varepsilon_{\parallel}(k_z) = \pi \left( \frac{d}{2P} \right)^2 \left( k_z^2 \frac{c^2}{\omega^2} - (n_z^1)^2 \right) \frac{\varepsilon_{\text{Au}} - \varepsilon_{\text{host}}}{\varepsilon_{\text{host}} - (n_{\infty}^1)^2}, \quad (66)$$

где  $n_z^1, n_{\infty}^1$  — эффективные показатели преломления волн, распространяющихся по цилиндру из Au и из идеального проводника соответственно. Расчёты скорости спонтанного излучения с учётом (66) уже неплохо согласуются с результатами эксперимента. Интересно, что нелокальная теория, в которой благодаря пространственной дисперсии появляется новый тип волн — продольные волны, приводит к тому, что в гиперболической изочастотной поверхности (рис. 47б) возникает щель, изменяется её топология и она становится похожей на изочастотные

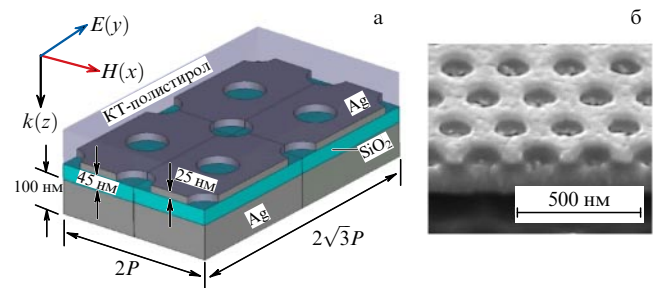


**Рис. 51.** (В цвете онлайн.) Полный ( $F_p$ ) и радиационный ( $F_{p,rad}$ ) факторы Парселла для конечного ГММ-массива нанопроволок. (а) Исходный радиус  $a = 32$  нм, период  $b = 200$  нм, решётка  $18 \times 18$ . (б) Фиксированный радиус  $a = 32$  нм, период  $b = 200$  нм, различные размерности решёток. ЭКС расположена в центре системы, показанной на рис. 50б, а её дипольный момент параллелен нанопроволокам [208].

поверхности кирально-гиперболических метаматериалов, в которых вместо появления продольных волн происходит расщепление волн на право- и левополяризованные (рис. 47г).

Влияние гиперболического метаматериала в виде конечного массива параллельных нанопроволок из LiTaO на спонтанное излучение ЭКС теоретически изучено в [208] (геометрия представлена на рис. 50б). На рисунке 51 показаны полный фактор Парселла и его радиационная часть в зависимости от параметров системы. Хорошо видно, что полная скорость спонтанного излучения увеличивается более чем на два порядка, но её радиационная часть испытывает гораздо меньшее влияние и радиационный фактор Парселла быстро уменьшается с увеличением размера решётки и стремится к нулю в случае бесконечной решётки, так как всё излучение поглощается в проволоках.

Такое существенное различие между полным и радиационным факторами Парселла часто не принимается во внимание и неявно считается, что радиационный фактор Парселла по порядку величины равен полному фактору Парселла. Строгие ограничения на радиационный фактор Парселла в присутствии произвольного одноосного слоя ГММ без потерь найдены в [209] для разрешённых переходов и в [210] для запрещённых. В этих работах строго показано, что радиационная скорость спонтанного распада в полупространство, в котором расположен ЭКС, не может быть более 2, т.е.  $F_{p,rad}^{\uparrow} \leq 2$  для любого ГММ. Скорость распада в пространство за слоем ГММ существенно зависит от того, какой материал расположен за ГММ. Если это та же среда, что и среда, в которой находится ЭКС, то фактор Парселла для излучения за слой ГММ не может быть более 1/2,  $F_{p,rad}^{\downarrow} \leq 1/2$ . Если за слоем метаматериала расположен диэлектрик с достаточно большим показателем преломления, то радиационный фактор Парселла может увеличиться на несколько порядков, причём максимальное увеличение достигается не для ГММ, а для изотропного металла со специально подобранными параметрами [209, 210]. Ограничения на радиационную скорость распада, установленные в указанных работах, должны служить исходной точкой для планирования любых экспериментов со сложными ГММ.



**Рис. 52.** (а) Геометрия экспериментального образца с CdSe/ZnS-квантовыми точками в полистирольной наноплёнке на метаматериале с импедансом, равным импедансу свободного пространства. (б) SEM-изображение экспериментального образца [212].

Ограничения на полную скорость распада, связанные с потерями в металле, проанализированы в работе [211], авторы которой пришли к заключению, что нельзя существенно (на несколько порядков) увеличить скорость спонтанных распадов. Этот результат согласуется с результатами [198], но не вполне согласуется с экспериментальными данными [32, 207].

Интересным примером метаматериалов являются наноструктуры, которые из-за одновременного существования электрических и магнитных резонансов имеют эффективный импеданс  $Z = \sqrt{\mu_{eff}/\epsilon_{eff}} = 1$ , равный импедансу свободного пространства. В этом случае, как известно, не происходит отражения при нормальном падении, и излучение может полностью поглотиться в метаматериале. В [212] такой метаматериал был реализован экспериментально (рис. 52) и исследовано его влияние на скорость излучения CdSe/ZnS-квантовых точек в полистирольной наноплёнке. Результаты исследования показывают, что при оптимальной геометрии, обеспечивающей минимальный коэффициент отражения, полный фактор Парселла достигает величины  $F_p \approx 5$ , причём фотолюминесценция также увеличивается в 3,6 раза. Это говорит о том, что метаматериалы такого рода также весьма перспективны для управления излучением ЭКС. Заметим, что аналогичная система (см. рис. 36) является метаматериалом с отрицательным показателем преломления (NIM).



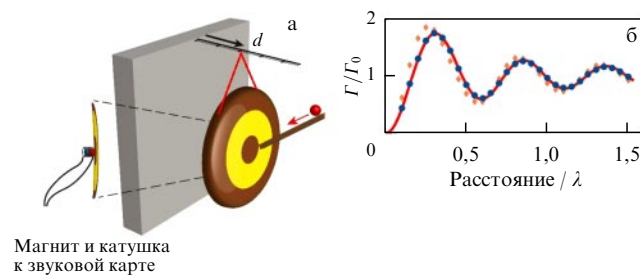
## 6. Управление излучением наноразмерных источников волн неэлектромагнитной природы

В разделах 2–5 рассматривалось влияние окружения на излучение электромагнитных волн. Однако при излучении волн любой другой природы окружение будет оказывать влияние, аналогичное влиянию в электромагнитном случае.

### 6.1. Излучатели акустических волн

Наиболее близким к случаю электромагнитных волн является случай акустических волн. Существует очень много акустических систем, и управление звуком в них достигло совершенства, хотя их размер, как правило, гораздо меньше длины волны. Однако работ о влиянии окружения на излучение акустических волн в том аспекте, в котором это имеет место для электромагнитных волн, пока немного [213–215], хотя такие исследования очень важны для создания эффективных малоразмерных источников низкочастотного звука.

В [213] исследовалось изменение ширины линии (обратно пропорциональной скорости излучения) китайского гонга, возбуждаемого ударом деревянного шарика при наличии жёсткой отражающей поверхности (рис. 53а), и обнаружено хорошее согласие результатов теории и эксперимента (рис. 53б) (ср. с рис. 8).



**Рис. 53.** (В цвете онлайн.) (а) Схема эксперимента по измерению ширины линии звука китайского гонга из латуни радиусом 10 см и толщиной 0,5 мм в зависимости от расстояния до стены. (б) Ширина линии моды 306 Гц в зависимости от расстояния от гонга до стены. Оранжевые ромбы — индивидуальные измерения, синие кружки — усреднение по пяти измерениям, сплошная кривая — теоретический результат [213].

Более интересное исследование эффекта Парселла в акустике проведено в работе [215], где рассматривалось влияние нанометадиска диаметром 10 см из акустического метаматериала с низкой эффективной скоростью звука (аналог большого показателя преломления в оптике) на излучение монополярного звукового источника диаметром 1 мм. Геометрия эксперимента и нанометадиска показана на рис. 54а, б.

Как видно из рис. 54в, результаты теории и эксперимента хорошо согласуются, что неудивительно, так как потери в системе малы, а акустические волны являются скалярными. Исследование аналогичной, но более сложной по геометрии системы проведено в [214], где также предсказаны высокие значения фактора Парселла.

Для акустических волн, так же как и для электромагнитных, существуют среды (акустические кристаллы или метаматериалы), в которых их показатель преломления является отрицательным или обладает другими аномалиями (см., например, [216]). В данном случае также можно ожидать проявления сильного эффекта Парселла, как это было в случае электромагнитных волн.

### 6.2. Излучатели упругих волн

Влияние окружения на излучение упругих волн является гораздо более сложным по сравнению с таковым в случае электромагнитных или акустических волн, так как упругие волны имеют три независимые компоненты (одна продольная и две поперечные) и волновое уравнение для упругих волн даже в изотропной среде описывается тремя независимыми параметрами (плотностью  $\rho$  и параметрами Ламе  $\lambda, \mu$ ):

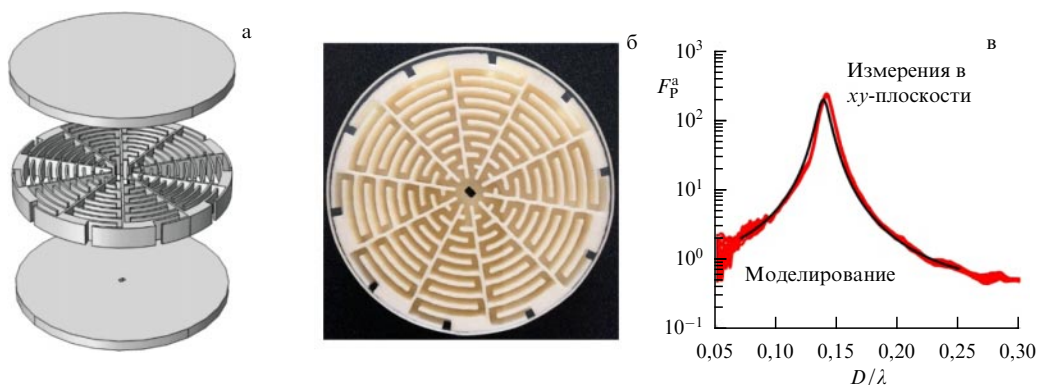
$$\mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} - (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \rho \omega^2 \mathbf{u} = 0, \quad (67)$$

где  $\mathbf{u}$  — поле смещений.

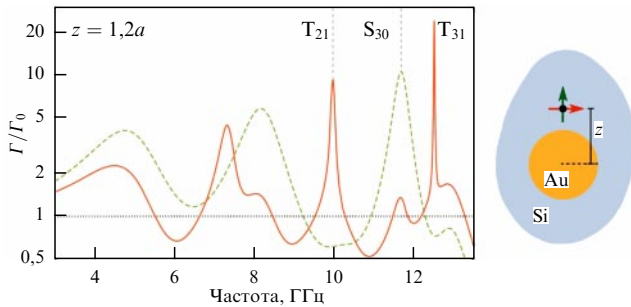
Изочастотные поверхности, соответствующие (67), имеют вид трёх концентрических сфер:

$$\left( \mathbf{k}^2 - \frac{\rho}{\mu} \omega^2 \right)^2 \left( \mathbf{k}^2 - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \omega^2 \right) = 0, \quad (68)$$

две из которых совпадают друг с другом, но описывают разные поляризации, что отличает их от внешне похожих изочастотных поверхностей киральных метаматериалов (рис. 47в).



**Рис. 54.** (В цвете онлайн.) (а) Геометрия экспериментального образца, основным элементом которого является нанометадиск диаметром 10 см из пластика с зигзагообразными наноканалами, возбуждаемый снизу монополярным источником диаметром 1 мм. (б) Фотография нанометадиска. (в) Зависимость акустического фактора Парселла  $F_p^a$  от длины волны (красный цвет — измерения в плоскости диска на расстоянии 15 см от центра, чёрный цвет — расчёт через мнимую часть функции Грина) [215].



**Рис. 55.** (В цвете онлайн.) Зависимость относительной скорости спонтанного распада для линейно поляризованного упругого источника вблизи золотой наносферы радиусом 100 нм, расположенной в кремниевой матрице на расстоянии 120 нм от центра наносферы. Красным и зелёным цветом показаны результаты для различных поляризаций силы  $\mathbf{f}$  в источнике.  $T_{21}$ ,  $T_{31}$  и  $S_{30}$  обозначают чисто поперечные и гибридные моды упругих колебаний соответственно [217].

Граничные условия в случае упругих волн тоже являются более сложными и включают в себя непрерывность вектора смещений и нормальной компоненты тензора напряжений, т.е. в общем случае упругих волн имеется шесть граничных условий вместо четырёх в электромагнитном случае. Тем не менее задача об излучении точечного упругого источника в присутствии золотой микросферы аналитически решена в [217], где найдены резонансные моды такой системы и вычислен фактор Парселла, который в случае упругих волн описывается выражением, аналогичным выражению в электромагнитном случае [217]:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \frac{6\pi}{|\mathbf{f}|^2} \frac{\text{Im} [\mathbf{f}^* \vec{G}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \mathbf{f}]}{k_{11}/[2(\lambda_1 + 2\mu_1)] + k_{s1}/\mu_1}, \quad (69)$$

где  $\vec{G}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r})$  — рассеянная часть функции Грина упругого источника в точке  $\mathbf{r}$  его расположения,  $k_{11} = \omega\sqrt{\rho_1/(\lambda_1 + 2\mu_1)}$ ,  $k_{s1} = \omega\sqrt{\rho_1/\mu_1}$  — волновые векторы продольных и поперечных волн в окружающем пространстве,  $\mathbf{f}$  — амплитуда силы линейного упругого источника. На рисунке 55 показана зависимость фактора Парселла для излучения упругих волн точечным источником, рассчитанная с помощью точного выражения (69).

Результаты [217] могут оказаться очень полезными для описания как уже существующих микроэлектромеханических систем (МЭМС) и нанoeлектромеханических систем (НЭМС) на основе обычных материалов, так и излучения в присутствии более сложных упругих метаматериалов, свойства которых далеки от свойств обычных материалов и в которых эффективные плотности и коэффициенты жёсткости могут принимать отрицательные значения [218–220]. Возникающие при этом эффекты будут весьма интересными, как это уже было при создании DNG-метаматериалов в электродинамическом случае.

## 7. Заключение

В обзоре в основном обсуждались фундаментальные аспекты методов управления излучением с помощью наноразмерных структур и метаматериалов, но результаты их исследования имеют непосредственное отно-

шение к реальной жизни. В настоящее время методы управления излучением уже нашли или находят практическое применение в ряде областей.

Прежде всего, метаматериалы и наноструктуры широко используются для управления излучением СВЧ-антенн как для снижения их массо-габаритных характеристик, так и для повышения устойчивости их работы в современных системах [221, 222]. Это важное направление применения эффекта Парселла и метаматериалов — например, на современных самолётах устанавливаются несколько десятков, если не сотен, антенн, и все они должны иметь малый вес и не испытывать сильного взаимодействия.

С другой стороны, представленные выше подходы для уменьшения размеров низкочастотных динамиков активно используются на практике в музыкальных и других приложениях для повышения их эффективности и мощности. Для подавления низкочастотных звуков на производстве и в оборонных изделиях также используются метаматериалы (хотя они не всегда так называются).

В НЭМС и МЭМС [223, 224] основным элементом являются наноразмерные источники упругих колебаний, и, как показано в разделе 6, излучением упругих волн также можно эффективно управлять.

Зависимость скорости излучения квантовых точек и молекул красителей от нанокружения широко применяется в сенсорах и детекторах различного вида. Так, в [29, 225, 226] усиление флуоресценции вблизи плазмонных наночастиц предложено использовать как для визуализации клеток маркированных красителями, так и для оперативной дешифровки структуры ДНК [29]. Специальная структура наноиглы апертурных сканирующих микроскопов существенно увеличивает скорость излучения обнаруживаемых молекул, что позволяет гораздо эффективнее использовать SNOM [143].

Радикальное изменение скорости спонтанных распадов при фазовом переходе металл–диэлектрик можно использовать для контроля за такими фазовыми переходами [227]. В [228] предложено использовать эффект Парселла для характеристики потоков жидкости вблизи наноразмерных объектов.

Зависимость излучения энантиомеров киральных молекул от кирального окружения позволяет создавать эффективные системы разделения рацемических смесей без использования дополнительных химических агентов, существенно улучшая качество изготавливаемых лекарств [70, 72, 73].

Предложенные методы [86] позволяют создавать искусственные флуоресцентные маркеры, более эффективные и яркие, чем имеющиеся, во всех диапазонах длин волн.

В наступивший век информационных технологий особую важность приобретает проблема создания новой элементной базы для компьютеров и других систем обработки информации. Размер и энергопотребление таких систем должны уменьшаться, а скорости их работы — увеличиваться. Считается, что решение проблемы элементной базы систем обработки информации лежит в области нанооптики и квантовой оптики. Для создания нанооптической элементной базы информационных систем необходимы наноразмерные источники света и способы эффективного управления их излучением.

Для развития нанооптической элементной базы есть все предпосылки.

1. Современные нанотехнологии, в особенности технологии КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) и КНИ (кремний на изоляторе), позволяют изготавливать практически произвольные наноструктуры и метаматериалы [151–153, 229–231].

2. В настоящее время, как правило, экспериментаторы могут эффективно позиционировать излучатели в слое с нанометровой точностью по вертикали, однако методы истинно трёхмерного позиционирования ЭКС (по вертикали и по горизонтали) с нанометровой точностью тоже развиваются [232], поскольку точное позиционирование наноизлучателей в нужном месте наноструктуры очень важно.

Заметный прогресс на пути формирования элементной базы нанооптики уже достигнут в области создания нанолазеров [233–235] и некогерентных наноразмерных источников света с электрическим возбуждением [33, 236]. При этом критически важным для их создания является точный подбор условий для эффективного извлечения света из наноразмерных источников.

В качестве значимого элемента квантовой нанооптики, необходимой для создания квантовых компьютеров, с помощью оптимизации фактора Парселла разработано несколько типов эффективных источников одиночных фотонов (см., например, [157, 237–240]) и даже запутанных фотонных пар [241]. Эффект Парселла также может быть применён для управления излучением (подавления излучения) систем из нескольких кубитов [242].

Источники света на основе светоизлучающих диодов стали частью нашей повседневной жизни. Повысить эффективность экстракции их спонтанного излучения нельзя без использования методов оптимизации фактора Парселла [243–245].

В настоящее время активно развивается новый тип оптоэлектронных устройств, основанных на электронной структуре двумерных материалов. Этот тип наноразмерных устройств по аналогии с электроникой обозначается общим термином валлитроника (valleytronics) (см., например, [246–248]). Методы управления киральным фактором Парселла [249], приведённые в данном обзоре, позволяют также эффективно управлять состоянием электронов в разных энергетических долинах.

Таким образом, предсказанный более 70 лет назад эффект влияния окружения на скорость излучения ЭКС в настоящее время динамично изучается, его возможности реализованы далеко не полностью, и активность исследований в этом направлении будет только нарастать.

## Благодарность

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-12-50157.

## Список литературы

- Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
- Балыкин В И *УФН* **188** 935 (2018); Balykin V I *Phys. Usp.* **61** 846 (2018)
- Krasnok A E et al. *Opt. Express* **20** 20599 (2012)
- Краснок А Е и др. *УФН* **183** 561 (2013); Krasnok A E et al. *Phys. Usp.* **56** 539 (2013)
- Балыкин В И, Мелентьев П Н *УФН* **188** 143 (2018); Balykin V I, Melentiev P N *Phys. Usp.* **61** 133 (2018)
- Лепешов С И и др. *УФН* **188** 1137 (2018); Lepeshov S I et al. *Phys. Usp.* **61** 1035 (2018)
- Agio M, Alù A (Eds) *Optical Antennas* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013)
- Kivshar Yu, Miroshnichenko A *Opt. Photon. News* **28** (1) 24 (2017)
- Byrnes S J et al. *Opt. Express* **24** 5110 (2016)
- Ремнев М А, Климов В В *УФН* **188** 169 (2018); Remnev M A, Klimov V V *Phys. Usp.* **61** 157 (2018)
- Yesilkoy F et al. *Nat. Photon.* **13** 390 (2019)
- Rodionov S A, Remnev M A, Klimov V V *Sens. Bio-Sens. Res.* **22** 100263 (2019)
- Baburin A S et al. *Opt. Mater. Express* **9** 1173 (2019)
- Staudt I, Schilling J *Nat. Photon.* **11** 274 (2017)
- Sun C et al. *Nature* **528** 534 (2015)
- Wang K et al. *Science* **361** 1104 (2018)
- Stav T et al. *Science* **361** 1101 (2018)
- Kruk S et al. *Nat. Nanotechnol.* **14** 126 (2019)
- Purcell E M *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
- Быков В П *Квантовая электроника* **1** 1557 (1974); Bykov V P *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 861 (1974)
- Быков В П, Шепелев Г В *Излучение атомов вблизи материальных тел: некоторые вопросы квантовой теории* (М.: Наука, 1986)
- Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
- John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
- Shields A J *Nat. Photon.* **1** 215 (2007)
- Mahmoodian S, Lodahl P, Sørensen A S *Phys. Rev. Lett.* **117** 240501 (2016)
- Daveau R S et al. *Optica* **4** (2) 178 (2017)
- Oulton R F et al. *Nature* **461** 629 (2009)
- Schulz K M et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 085503 (2016)
- Lakowicz J R et al. *J. Phys. D* **36** R240 (2003)
- Shambat G et al. *Nat. Commun.* **2** 539 (2011)
- Hamam R E et al. *Opt. Express* **16** 12523 (2008)
- Ginzburg P et al. *Light Sci. Appl.* **6** e16273 (2017)
- Kullock R et al. *Nat. Commun.* **11** 115 (2020)
- Einstein A *Mitt. Phys. Ges. Zürich* (18) 47 (1916); *Phys. Z.* **18** 121 (1917); Пер. на русск. яз.: Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 3 (М.: Наука, 1966) с. 393
- Dirac P A M *The Principles of Quantum Mechanics* 4th ed. (Oxford: Clarendon Press, 1958)
- Fermi E *Rev. Mod. Phys.* **4** 87 (1932)
- Бункин Ф В, Ораевский А Н *Изв. вузов. Радиофизика* **2** 181 (1959)
- Ораевский А Н *УФН* **164** 415 (1994); Oraevskii A N *Phys. Usp.* **37** 393 (1994)
- Kuhn H J *Chem. Phys.* **53** 101 (1970)
- Chance R R, Prock A, Silbey, in *Advances in Chemical Physics* (Vol. 37, Eds I Prigogine, S A Rice) (New York: John Wiley, 1978) p. 1
- Sullivan K G, Hall D G *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1149 (1997)
- Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *J. Mod. Opt.* **43** 2251 (1996)
- Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *J. Mod. Opt.* **43** 549 (1996)
- Климов В В, Дюкло М, Летохов В С *Квантовая электроника* **31** 569 (2001); Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Quantum Electron.* **31** 569 (2001)
- Rybin M V et al. *Sci. Rep.* **6** 20599 (2016)
- Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006); Пер. на русск. яз.: Новотный Л, Хехт Б *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009)
- Wylie J M, Sipe J E *Phys. Rev. A* **30** 1185 (1984)
- Wylie J M, Sipe J E *Phys. Rev. A* **32** 2030 (1985)
- Snoeks E, Lagendijk A, Polman A *Phys. Rev. Lett.* **74** 2459 (1995)
- Sprink R, van Tiggelen B A, Lagendijk A *Europhys. Lett.* **35** 265 (1996)
- Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *J. Mod. Opt.* **44** 1081 (1997)
- Климов В В, Летохов В С *ЖЭТФ* **111** 44 (1997); Klimov V V, Letokhov V S *J. Exp. Theor. Phys.* **84** 24 (1997)
- Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Phys. Rev. A* **59** 2996 (1999)
- Klimov V V, Letokhov V S, Ducloy M *Laser Phys.* **17** 912 (2007)
- Yoshie T et al. *Nature* **432** 200 (2004)
- Press D et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 117402 (2007)
- Hennessy K et al. *Nature* **445** 896 (2007)
- Zhang J L et al. *Nano Lett.* **18** 1360 (2018)
- Khitrova G et al. *Nat. Phys.* **2** 81 (2006)
- Stete F, Koopman W, Bargheer M *ACS Photon.* **4** 1669 (2017)
- Pelton M, Storm S D, Leng H *Nanoscale* **11** 14540 (2019)
- Devoret M H, Girvin S, Schoelkopf R *Ann. Physik* **16** 767 (2007)
- Baranov D G et al. *Nat. Commun.* **11** 2715 (2020)

64. Forn-Díaz P et al. *Rev. Mod. Phys.* **91** 025005 (2019)
65. Kockum A F et al. *Nat. Rev. Phys.* **1** 19 (2019)
66. Klimov V V, Letokhov V S *Comments Mod. Phys.* **2** D15 (2000)
67. Chance R R, Prock A, Silbey R J. *Chem. Phys.* **65** 2527 (1976); *J. Chem. Phys.* **66** 1765 (1977) Erratum
68. Klimov V V, Ducloy M *Phys. Rev. A* **72** 043809 (2005)
69. Klimov V, Guzатов D, in *Singular and Chiral Nanoplasmonics* (Eds S V Boriskina, N I Zheludev) (Singapore: Pan Stanford Publ., 2014) p. 121
70. Klimov V V, Guzатов D V, Ducloy M *Europhys. Lett.* **97** 47004 (2012)
71. Гузатов Д В, Климов В В, Попрукайло Н С *ЖЭТФ* **143** 611 (2013); Guzатов D V, Klimov V V, Poprukailo N S *J. Exp. Theor. Phys.* **116** 531 (2013)
72. Guzатов D V, Klimov V V *New J. Phys.* **14** 123009 (2012)
73. Климов В В, Гузатов Д В *УФН* **182** 1130 (2012); Klimov V V, Guzатов D V *Phys. Usp.* **55** 1054 (2012)
74. Klimov V V, Letokhov V S *Laser Phys.* **15** 61 (2005)
75. Klimov V V, Letokhov V S *Phys. Rev. A* **54** 4408 (1996)
76. Chew H *Phys. Rev. A* **38** 3410 (1988)
77. Chew H J. *Chem. Phys.* **87** 1355 (1987)
78. Chew H, McNulty P J, Kerker M *Phys. Rev. A* **13** 396 (1976)
79. Klimov V V, Ducloy M *Phys. Rev. A* **62** 043818 (2000)
80. Klimov V V, Ducloy M *Phys. Rev. A* **69** 013812 (2004)
81. Yannopoulos V, Vitanov N V *Phys. Rev. B* **75** 115124 (2007)
82. Климов В В *УФН* **173** 1008 (2003); Klimov V V *Phys. Usp.* **46** 979 (2003)
83. Klimov V *Nanoplasmonics* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2014)
84. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Eur. Phys. J. D* **20** 133 (2002)
85. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Chem. Phys. Lett.* **358** 192 (2002)
86. Guzатов D V, Klimov V V *Chem. Phys. Lett.* **412** 341 (2005)
87. Guzатов D V, Klimov V V, Pikhota M Yu *Laser Phys.* **20** 85 (2010)
88. Guzатов D V, Klimov V V *Phys. Rev. A* **98** 013823 (2018)
89. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **45** 250 (2015); Guzатов D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **45** 250 (2015)
90. Вайнштейн Л А *Электромагнитные волны* (М.: Радио и связь, 1988)
91. Вайнштейн Л А *Открытые резонаторы и открытые волноводы* (М.: Сов. радио, 1966); Пер. на англ. яз.: Weinstein L A *Open Resonators and Open Waveguides* (Golem Ser. in Electromagnetics, Vol. 2) (Boulder, CO: Golem Press, 1969)
92. Kristensen P T, Van Vlack C, Hughes S *AIP Conf. Proc.* **1398** 100 (2011)
93. Kristensen P T, Hughes S *ACS Photon.* **1** 2 (2014)
94. Sauvan C et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 237401 (2013)
95. Lalanne P et al. *Laser Photon. Rev.* **12** 1700113 (2018)
96. Muljarov E A, Langbein W *Phys. Rev. B* **94** 235438 (2016)
97. Coccioni R et al. *IEEE Proc. Optoelectron.* **145** 391 (1998)
98. Muljarov E A, Langbein W, Zimmermann R *Europhys. Lett.* **92** 50010 (2011)
99. Klimov V *Opt. Lett.* **45** 4300 (2020); arXiv:2108.04038
100. Schulz K M et al. *Opt. Express* **26** 19247 (2018)
101. Then P et al. *Phys. Rev. A* **89** 053801 (2014)
102. Maslovski S I, Simovski C R *Nanophotonics* **8** 429 (2019)
103. Bharadwaj P, Deutsch B, Novotny L *Adv. Opt. Photon.* **1** 438 (2009)
104. Girard C et al. *Chem. Phys. Lett.* **404** 44 (2005)
105. Климов В В *УФН* **178** 875 (2008); Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)
106. Bozhevolnyi S I, Khurgin J B *Optica* **3** 1418 (2016)
107. Drexhage K H, Kuhn H, Schäfer F P *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* **72** 329 (1968)
108. Drexhage K H J. *Lumin.* **1–2** 693 (1970)
109. Amos R, Barnes W L *Phys. Rev. B* **55** 7249 (1997)
110. Anger P, Bharadwaj P, Novotny L *Phys. Rev. Lett.* **96** 113002 (2006)
111. Bharadwaj P, Anger P, Novotny L *Nanotechnology* **18** 044017 (2006)
112. Akimov A V et al. *Nature* **450** 402 (2007)
113. Shahbazyan T V *Phys. Rev. Lett.* **117** 207401 (2016)
114. Shahbazyan T V *Phys. Rev. B* **98** 115401 (2018)
115. Айзенберг Г З *Антенны ультракоротких волн* (М.: Связьиздат, 1957)
116. Надененко С И *Антенны* (М.: Связьиздат, 1959)
117. Марков Г Т, Сазонов Д М *Антенны* 2-е изд., перераб. и доп. (М.: Энергия, 1975)
118. Климов В В, Гузатов Д В *Квантовая электроника* **37** 209 (2007); Klimov V V, Guzатов D V *Quantum Electron.* **37** 209 (2007)
119. Klimov V V, Guzатов D V *Phys. Rev. B* **75** 024303 (2007)
120. Klimov V V, Guzатов D V *Appl. Phys. A* **89** 305 (2007)
121. Guzатов D V, Klimov V V *New J. Phys.* **13** 053034 (2011)
122. Lee K-G et al. *Opt. Express* **20** 23331 (2012)
123. Belacel C et al. *Nano Lett.* **13** 1516 (2013)
124. Akselrod G M et al. *Nat. Photon.* **8** 835 (2014)
125. Елисеев С П и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 545 (2017); Eliseev S P et al. *JETP Lett.* **105** 577 (2017)
126. Елисеев С П и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 88 (2016); Eliseev S P et al. *JETP Lett.* **103** 82 (2016)
127. Huang J-S et al. *Nat. Commun.* **1** 150 (2010)
128. Regler A et al. *J. Nanophoton.* **10** 033509 (2016)
129. Лямкина А А "Структуры металлический кластер – квантовая точка, выращенные нанокластерной молекулярно-лучевой эпитаксией", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: Ин-т физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 2015)
130. Giannini V, Sánchez-Gil J A *Opt. Lett.* **33** 899 (2008)
131. Andersen S K H et al. *ACS Photon.* **5** 692 (2018)
132. Kan Y et al. *ACS Photon.* **7** 1111 (2020)
133. Curto A G et al. *Science* **329** 930 (2010)
134. Novotny L, van Hulst N *Nat. Photon.* **5** 83 (2011)
135. Biagioni P, Huang J-S, Hecht B *Rep. Prog. Phys.* **75** 024402 (2012)
136. Filonov D S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 201113 (2012)
137. Ghanim A M et al. *IEEE Photon. J.* **8** 5501712 (2016)
138. Meng Z et al. *J. Nanophoton.* **11** 016005 (2017)
139. Ge D et al. *Nat. Commun.* **11** 3414 (2020)
140. Queiroz da Costa K et al. "Wireless optical nanolinks with Yagi-Uda and dipoles plasmonic nanoantennas", in *Nanoplasmonics* (Ed. C J Bueno-Alejo) (Zaragoza: IntechOpen, 2020) Ch. 1
141. Климов В В *Письма в ЖЭТФ* **78** 943 (2003); Klimov V V *JETP Lett.* **78** 471 (2003)
142. Klimov V V, Guzатов D V, Treshin I V *Phys. Rev.* **91** 023834 (2015)
143. Klimov V V *Phys. Rev. Appl.* **12** 014049 (2019)
144. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **46** 634 (2016); Guzатов D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **46** 634 (2016)
145. Rusak E et al. *Nat. Commun.* **10** 5775 (2019)
146. Caldwell J D et al. *Nanophotonics* **4** 44 (2015)
147. Tassin P et al. *Nat. Photon.* **6** 259 (2012)
148. Hsieh W T et al. *ACS Photon.* **5** 2541 (2018)
149. Li T et al. *Opt. Lett.* **43** 4465 (2018)
150. Khurgin J B *Nanophotonics* **7** 305 (2018)
151. Silicon Photonics, Business Situation Report, Prepared by EAF LLC, February, 2017, [https://www.academia.edu/35334885/Silicon\\_Photonics\\_Business\\_Situation\\_Report](https://www.academia.edu/35334885/Silicon_Photonics_Business_Situation_Report)
152. Pavesi L, Lockwood D J (Eds) *Silicon Photonics* (Berlin: Springer, 2004)
153. Atabaki A H et al. *Nature* **556** 349 (2018)
154. Koch U et al. *Nat. Electron.* **3** 338 (2020)
155. Tower Semiconductor: Where Analog and Value Meet. Silicon Photonics (SiPho), <https://towersemi.com/technology/rf-and-hpa/silicon-photonics-rf/>
156. Schniepp H, Sandoghdar V *Phys. Rev. Lett.* **89** 257403 (2002)
157. Zalogina A S et al. *Nanoscale* **10** 8721 (2018)
158. Yang Y et al. *Nano Lett.* **17** 3238 (2017)
159. Krasnok A et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 211105 (2016)
160. Yannopoulos V, Vitanov N V *Phys. Rev. B* **75** 115124 (2007)
161. Feng T et al. *J. Phys. Condens. Matter* **30** 124002 (2018)
162. Wiecha P R et al. *Appl. Opt.* **58** 1682 (2019)
163. Краснок А Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 635 (2011); Krasnok A E et al. *JETP Lett.* **94** 593 (2011)
164. Filonov D S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 201113 (2012)
165. Krasnok A E et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 385 (2015)
166. Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
167. Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
168. Shelby R A et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 489 (2001)
169. Веселаго В Г *УФН* **181** 1201 (2011); Veselago V G *Phys. Usp.* **54** 1161 (2011)
170. Кильдишев А В, Шалаев В М *УФН* **181** 59 (2011); Kildishev A V, Shalaev V M *Phys. Usp.* **54** 53 (2011)
171. Xiao S et al. *Opt. Lett.* **34** 3478 (2009)
172. Klimov V V *Opt. Commun.* **211** 183 (2002)
173. Maas R et al. *Nat. Photon.* **7** 907 (2013)
174. Silvestre Castro C et al. *Opt. Lett.* **45** 3593 (2020)
175. Szilard D et al. *Phys. Rev. B* **94** 134204 (2016)
176. David C, Mortensen N A, Christensen J *Sci. Rep.* **3** 2526 (2013)
177. Jahani S, Zhao H, Jacob Z *Appl. Phys. Lett.* **113** 021103 (2018)



178. Бокуть Б В, Сердюков А Н, Федров Ф И *Кристаллография* **15** 1002 (1970); Bokut' B V, Serdyukov A N, Fedorov F I *Sov. Phys. Crystallogr.* **15** 871 (1971)
179. Lindell I V et al. *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media* (Boston: Artech House, 1994)
180. Pendry J B *Science* **306** 1353 (2004)
181. Zhang S et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 023901 (2009)
182. Dong J et al. *Opt. Express* **17** 14172 (2009)
183. "Chiral metamaterials", US patent 8271241B2, 18.09.2012; <http://www.google.ch/patents/US8271241>
184. Wongkasem N, Akyurtlu A, Marx K, in *2006 IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp.* (Piscataway, NJ: IEEE) p. 757
185. Carroll K C, Butel J, Morse S Jawetz, *Melnick and Adelberg's Medical Microbiology* 27th ed. (New York: McGraw-Hill, 2015)
186. Klimov V V et al. *Opt. Express* **22** 18564 (2014)
187. Guzatov D V et al. *Opt. Express* **25** 6036 (2017)
188. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **44** 873 (2014); Guzatov D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **44** 873 (2014)
189. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **44** 1112 (2014); Guzatov D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **44** 1112 (2014)
190. Asadchy V S, Diaz-Rubio A, Tretyakov S A *Nanophotonics* **7** 1069 (2018)
191. Graglia R D, Uslenghi P L E, Zich R E *IEEE Trans. Antennas Propag.* **39** 83 (1991)
192. Naik G V et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **111** 7546 (2014)
193. Korzeb K, Gajc M, Pawlak D A *Opt. Express* **23** 25406 (2015)
194. Fisher R K, Gould R W *Phys. Rev. Lett.* **22** 1093 (1969)
195. Kuehl H H *Phys. Fluids* **5** 1095 (1962)
196. Давидович М В *УФН* **189** 1249 (2019); Davidovich M V *Phys. Usp.* **62** 1173 (2019)
197. Lakhtakia A, Varadan V K, Varadan V V *Int. J. Electron.* **65** 1171 (1988)
198. Jacob Z et al. *Appl. Phys. B* **100** 215 (2010)
199. Jacob Z, Smolyaninov I I, Narimanov E E *Appl. Phys. Lett.* **100** 181105 (2012)
200. Janowicz M, Żakowicz W *Phys. Rev. A* **50** 4350 (1994)
201. Novotny L J. *Opt. Soc. Am. A* **14** 91 (1997)
202. Poddubny A N, Belov P A, Kivshar Yu S *Phys. Rev. A* **84** 023807 (2011)
203. Iorsh I et al. *Phys. Lett. A* **376** 185 (2012)
204. Kidwai O, Zhukovsky S V, Sipe J E *Phys. Rev. A* **85** 053842 (2012)
205. Chebykin A V et al. *Phys. Rev. A* **93** 033855 (2016)
206. Li L et al. *Sci. Rep.* **9** 8473 (2019)
207. Roth D J et al. *ACS Photon.* **4** 2513 (2017)
208. Mirmoosa M S, Kosulnikov S Yu, Simovski C R J. *Opt.* **18** 095101 (2016)
209. Klimov V V et al. *Phys. Rev. A* **93** 033831 (2016)
210. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **47** 730 (2017); Guzatov D V, Klimov V V *Quant. Electron.* **47** 730 (2017)
211. Morozov K M et al. *Sci. Rep.* **9** 9604 (2019)
212. Wang W et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 021103 (2019)
213. Langguth L et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 224301 (2016)
214. Jia Y et al. *Adv. Mater. Technol.* **5** 1900970 (2020)
215. Landi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 114301 (2018)
216. Буров В А и др. *УФН* **181** 1205 (2011); Burov V A et al. *Phys. Usp.* **54** 1165 (2011)
217. Schmidt M K et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 064301 (2018)
218. Zhou X, Liu X, Hu G *Theor. Appl. Mech. Lett.* **2** 041001 (2012)
219. Oh J H et al. *Sci. Rep.* **6** 23630 (2016)
220. Chen Y et al. *Nat. Commun.* **11** 3681 (2020)
221. MIMiCRA: Metamaterial Inspired Microwave Conformal Radar Antenna, <https://www.eda.europa.eu/info-hub/press-centre/latest-news/2014/09/15/eda-project-shows-how-metamaterials-can-boost-the-performance-of-antennas>
222. Tayfeh Aligodarz M, Rashidian A, Klymyshyn D "Meta-material resonator antennas", Patent WO2014117259A1 (2014)
223. Chowdhury A et al. *Nat. Commun.* **11** 2400 (2020)
224. Sansa M et al. *Nat. Commun.* **11** 3781 (2020)
225. Zhang J et al. *Nano Lett.* **7** 2101 (2007)
226. Badugu R, Descrovi E, Lakowicz J R *Anal. Biochem.* **445** 1 (2014)
227. Silva Neto M B et al. *Phys. Rev. B* **96** 235143 (2017)
228. Kadochkin A S et al. *Laser Photon. Rev.* **12** 1800042 (2018)
229. Siew S Y et al. *J. Lightwave Technol.* **39** 4374 (2021)
230. Reed G T, Knights A P *Silicon Photonics: An Introduction* (Chichester: John Wiley, 2004)
231. Inphi Qualified TowerJazz for Production of Advanced Silicon Photonics Integrated Circuits (PICS) for Data Center Connectivity, <https://towersemi.com/2019/12/04/04122019/>
232. Cui R, Shalaginov M, Shalae V, in *Proc. of the Summer Undergraduate Research Fellowship, SURF, Symp., 6 August 2015, Purdue Univ., West Lafayette, Indiana, USA*; [https://pdfs.semanticscholar.org/b52a/7c863464a158b72e8a024ff56e5ea3b1a928.pdf?\\_ga=2.206728723.1487149390.1595760370-1282702488.1595760370](https://pdfs.semanticscholar.org/b52a/7c863464a158b72e8a024ff56e5ea3b1a928.pdf?_ga=2.206728723.1487149390.1595760370-1282702488.1595760370)
233. Wu H et al. *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900334 (2019)
234. Wu S et al. *Nature* **520** 69 (2015)
235. Ramezani M et al. *Optica* **4** 31 (2017)
236. Huang K C Y et al. *Nat. Photon.* **8** 244 (2014)
237. Bozhevolnyi S I, Khurgin J B *Optica* **3** 1418 (2016)
238. Kaupp H et al. *Phys. Rev. Appl.* **6** 054010 (2016)
239. Gallego J et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 173603 (2018)
240. Riedel D et al. *Phys. Rev. X* **7** 031040 (2017)
241. Dousse A et al. *Nature* **466** 217 (2010)
242. Mok W-K et al. *Phys. Rev. A* **99** 053847 (2019)
243. Furno M et al. *Phys. Rev. B* **85** 115205 (2012)
244. Valenta J et al. *Sci. Rep.* **9** 11214 (2019)
245. Tsakmakidis K L et al. *Opt. Express* **24** 17916 (2016)
246. Чернозатонский Л А, Артыух А А *УФН* **188** 3 (2018); Chernozatonski L A, Artyukh A A *Phys. Usp.* **61** 2 (2018)
247. Behnia K *Nat. Nanotechnol.* **7** 488 (2012)
248. Molina-Sánchez A et al. *Nano Lett.* **17** 4549 (2017)
249. Wu Z et al. *Adv. Mater.* **31** 1904132 (2019)

## Control of the emission of elementary quantum systems using metamaterials and nanometaparticles

V.V. Klimov

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: klimov256@gmail.com

The most important direction in the development of fundamental and applied physics is the study of the properties of optical systems at nanoscales for creating optical and quantum computers, biosensors, single-photon sources for quantum informatics, DNA sequencing devices, detectors of various fields, etc. In all these cases, nanosize light sources such as dye molecules, quantum dots (epitaxial or colloidal), color centers in crystals, and nanocontacts in metals are of utmost importance. In the nanoenvironment, the characteristics of these elementary quantum systems—pumping rates, radiative and nonradiative decay rates, the local density of states, lifetimes, level shifts—experience changes, which can be used to create nanosize light sources with the desired properties. Modern theoretical and experimental works on controlling the emission of elementary quantum systems with the help of plasmonic and dielectric nanostructures, metamaterials, and metamaterial nanoparticles are analyzed.

**Keywords:** spontaneous emission, metamaterials, chirality, hyperbolicity, nanoparticles, nanoantennas, nanooptics, nanolaser, fluorescence, Parcell factor, forbidden transitions, modes, single-photon sources, plasmons, negative refraction

PACS numbers: 03.50.De, **32.50.+d**, 32.70.Jz, **42.25.-p**, 42.50.Pq, **42.79.-e**, **78.67.-n**, 78.67.Pt

Bibliography — 249 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **191** (10) 1044–1076 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.01.038910>

Received 17 August 2020, revised 14 January 2021

*Physics—Uspekhi* **64** (10) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.01.038910>