

Оптомеханические эффекты нагрева и охлаждения при гигантском комбинационном рассеянии света в среде с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

А. Р. Газизов^{+*1)}, М. Х. Салахов⁺⁺, С. С. Харинцев⁺⁺

⁺ Институт физики, Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

^{*} Институт прикладных исследований, Академия наук РТ, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 2023 г.

После переработки 31 марта 2023 г.

Принята к публикации 31 марта 2023 г.

Среды, у которых диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ может достигать околонулевых значений (ENZ), позволяют создать условия для усиления взаимодействия света с веществом. В настоящей работе предлагается использовать данные среды для усиления оптомеханической связи колебательных возбуждений среды с оптическим ближнем полем нанополости. Показано, что ENZ среда существенно увеличивает оптически индуцированную скорость релаксации колебания, что может быть использовано для охлаждения (при частоте падающего света меньше частоты ENZ) или нагрева (при частоте падающего света больше частоты ENZ). Благодаря близости показателя преломления к нулю, колебания поляризации среды происходят когерентно, что еще больше усиливает оптомеханические эффекты. Получены аналитические выражения для оптического сдвига резонанса и индуцированной скорости релаксации.

DOI: 10.31857/S1234567823090057, EDN: boljpl

В настоящее время одной из задач нанофотоники является управление взаимодействием света с индивидуальными нанобъектами и его различными модами возбуждения. В частности, свет может быть использован не только в качестве спектроскопического зонда наноразмерных объектов [1], но и для поддержания определенной локальной температуры, например, с использованием явлений фотоиндуцированного нагрева и лазерного охлаждения твердого тела [2, 3]. Управление локальной температурой особенно важно для избирательного контроля над состоянием объекта, что находит применение в областях от гравитационной и квантовой сенсорики [4–6] до биотехнологий [7] и оптических интегральных схем [8].

Одним из физических механизмов лазерного охлаждения является комбинационное рассеяние света (КР), которое может рассматриваться в рамках подхода молекулярной оптомеханики [9, 10]. Для этого система с механическими степенями свободы помещается в оптический резонатор. Возникающие оптические силы ведут к когерентной перекачке энергии из механических колебаний в оптическое поле (антистоксово КР) или наоборот

(стоксово КР) [11]. Как следствие, для охлаждения используют различные внутренние и оптические резонансы, чтобы увеличить сечение антистоксова рассеяния [12] или подавить стоксово рассеяние [13]. Возможность увеличения колебательной температуры с помощью гигантского КР была известна десятилетия назад [14, 15]. Однако существующими методами колебания твердого тела были охлаждены всего на 60 К в полупроводниках при 1.1 мВт накачки [12], что рождает спрос на более эффективные методы локального охлаждения. Мы предлагаем для этого использовать субволновую локализацию световой энергии и среду с околонулевой диэлектрической проницаемостью (ENZ, англ. *epsilon-near-zero*). Это позволит уменьшить размеры оптических рефрижераторов и снизить их энергопотребление. К слову, металлические нанорезонаторы за счет уменьшения модового объема обладают параметром оптомеханической связи, который на 4–5 порядков превышает параметр традиционных оптомеханических микрорезонаторов, что теоретически позволяет добиться нелинейного колебательного отклика от одиночной молекулы при умеренных интенсивностях в 10 МВт/см² [9].

В настоящее время оптомеханические эффекты в средах с ENZ практически не изучены. Для то-

¹⁾ e-mail: almargazizov@kpfu.ru

го чтобы реализовать оптическое охлаждение, антистоксово КР должно не только превосходить стоксово КР, но и быть эффективнее поглощения. В отличие от обычной плазмоники, материалы с ENZ и гибридные оптоплазмонные структуры обладают гораздо меньшими оптическими потерями [16–18], что позволяет их рассматривать и как перспективную платформу для реализации охлаждения. Например, в оптоплазмонных резонаторах с ENZ показана возможность реализации ультрасильной колебательной связи [19]. Среда с ENZ усиливает продольные поля, внутри такой среды свет ведет себя “электростатически”, что выражается в малой групповой и расходящейся фазовой скорости [20, 21]. В модели свободного электронного газа Друде, условие $\text{Re}[\varepsilon] = 0$ соответствует объемному плазмонному резонансу на частоте ω_p . Поэтому такие среды приближенно можно рассматривать как оптический резонатор продольных волн [22] или туннелирующих волн [23]. Более того, из-за малого показателя преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$ в таких средах дополнительно усиливаются нелинейные эффекты [17, 21, 24, 25], в том числе нелинейное КР [26, 27]. Дополнительный интерес в использовании этих материалов связан с развитием методов их синтеза и возможностью настраивания их оптических свойств [21].

В данной работе исследуется оптомеханическое взаимодействие колебательных мод среды с ENZ с полем, усиленным с помощью оптической плазмонной нанополосы. Рассматривая оптический фонon и ближнее поле нанополосы в среде с ENZ совместно как оптомеханическую систему, получены выражения для оптически индуцированных сдвига частоты резонанса $\Delta\Omega$ и скорости затухания Γ_{opt} . Исследованы условия достижения режима, при котором происходит усиленное антистоксово рассеяние, и оно приобретает когерентный характер. С помощью численного моделирования определены локальные плотности состояний внутри такой среды вблизи ее границы для области частот КР.

На рисунке 1 изображена геометрия рассматриваемой оптомеханической системы: коническая нанополоса подведена к подложке с ENZ на расстояние d . Нанополоса наклонена на некоторый угол θ , для того чтобы повернуть поляризацию падающего поля (параллельную поверхности подложки) и появились нормальные к подложке компоненты. Более того, из-за близости показателя преломления нулю подложка имеет высокий коэффициент отражения, нанополоса используется для согласования поверхностных импедансов и увеличения передачи энергии внутрь ENZ среды [28]. Рассмотрим взаимодействие поля с

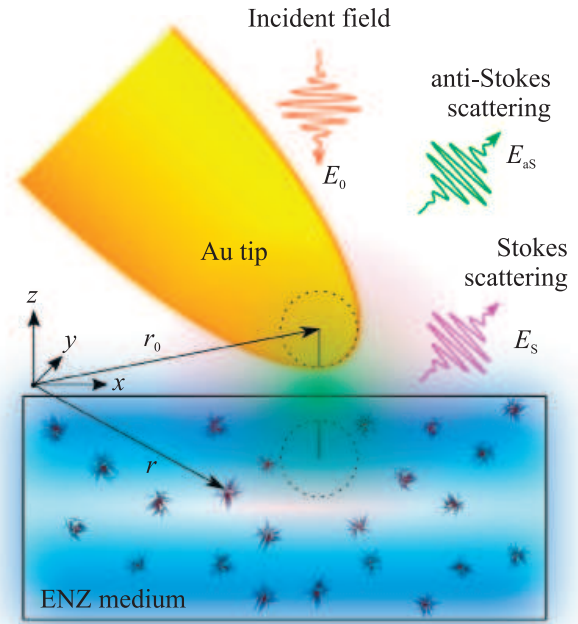


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение рассматриваемой системы: золотое острие поднесено близко к подложке из материала с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью $\text{Re}[\varepsilon] \approx 0$. Внутри среды изображены активные центры КР. Штриховой линией показано сечение соприкасающейся сферической поверхности острия и ее изображения

одной колебательной модой. В данной работе мы используем подход, при котором фононы описываются квантовым гармоническим осциллятором, а электромагнитное поле описывается в терминах полевых операторов $\hat{\mathbf{E}}$ напряженности поля. Запишем гамильтониан оптомеханической системы в приближении Борна–Оппенгеймера в виде, аналогичном представленному в статьях [9–12]:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{EM}} + \hbar\Omega_0\hat{b}^\dagger\hat{b} - \frac{1}{2}\hat{\mathbf{E}}\frac{\partial\vec{\alpha}}{\partial Q}\hat{\mathbf{E}}Q_0(\hat{b}^\dagger + \hat{b}), \quad (1)$$

где \hat{H}_{EM} – гамильтониан электромагнитного поля в среде, Ω_0 – собственная частота гармонического осциллятора, \hat{b}^\dagger и \hat{b} – операторы рождения и уничтожения фонона, Q_0 – амплитуда нулевых колебаний, $\vec{R}_Q = (\partial\vec{\alpha}/\partial Q)$ – тензор КР данного нормального колебания. Обозначим через $\hat{F}_Q = \frac{1}{2}\hat{\mathbf{E}}\vec{R}_Q\hat{\mathbf{E}}$ вынуждающую оптическую силу, соответствующую координате Q . Из гамильтониана (1) можно получить уравнения движения в представлении Гейзенберга, считая полевые и фононные операторы коммутирующими.

Уравнение Гейзенберга для оператора числа фононов имеет вид:

$$\hat{n} = \frac{iQ_0}{\hbar} \hat{F}_Q (\hat{b}^\dagger - \hat{b}) + \hat{O}[\hat{n}], \quad (2)$$

где посредством $\hat{O}[\hat{n}]$ обозначены члены, отвечающие за взаимодействие фононов с резервуаром. При этом уравнение Гейзенберга для электромагнитного поля в частотной области приобретает вид уравнения Гельмгольца в операторной форме, где роль внешних токов играет наведенная фононом в среде поляризация [29, 30]:

$$\nabla \times \nabla \times \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) - \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} N \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \hat{Q} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega), \quad (3)$$

где $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость среды, активной в КР, $\hat{Q} = Q_0(\hat{b}^\dagger + \hat{b})$ – оператор координаты колебания, N – концентрация рассеивателей.

Поле в среде представим в виде суммы локальных полей на падающей ω_L , стоксовой ω_S и антистоксовой ω_{aS} частоте, для каждого из которых справедливо уравнение (3). При этом поле на падающей частоте считается классическим. Это соответствует традиционному подходу резонаторной оптики, в котором нелинейность является возмущением [11]. В комплексных амплитудах вынуждающая сила примет вид (оставлены лишь резонансные члены):

$$\hat{F}_Q = \hat{\mathbf{E}}_S^\dagger \vec{R}_Q \hat{\mathbf{E}}_L + \hat{\mathbf{E}}_L^\dagger \vec{R}_Q \mathbf{E}_{aS} + \mathbf{E}_L^* \vec{R}_Q \hat{\mathbf{E}}_S + \hat{\mathbf{E}}_{aS}^\dagger \vec{R}_Q \mathbf{E}_L, \quad (4)$$

где \mathbf{E}_L , $\hat{\mathbf{E}}_S$ и $\hat{\mathbf{E}}_{aS}$ – комплексные амплитуды падающего, стоксова и антистоксова поля в среде соответственно. Для того чтобы определить локальные поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ на частотах падающего излучения и смещенных КР в различных точках ENZ подложки, можно использовать метод тензорной функции Грина, причем сам тензор Грина не является квантовомеханическим оператором [30–32]. Отметим, что при ультрасильной связи решение нелинейной задачи не может быть записано с помощью функции Грина, так как не выполняется принцип суперпозиции.

В нашей модели оптическая нанополость представляется в виде элементарных диполей, в то время как взаимодействие с подложкой описывается в рамках приближения сплошной среды [33]. Определить локальное поле можно численно, используя метод дискретно-дипольной аппроксимации [34]. Однако в отличие от него в нашей модели при взаимодействии с падающим светом нанополость рассматривается как единый точечный диполь с поляризуемостью наносфероида, расположенный в центре кри-

сталины вершины. В то же время, индукция ближнего поля на нанополости определяется по квазистатической теории изображений для поляризуемого шара [33, 35]. Локальное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_L)$ в точке \mathbf{r} в этой модели записывается в виде:

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{\omega_L^2}{\varepsilon_0 c^2} \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \vec{\alpha}_{\text{tip}} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0), \quad (5)$$

где \mathbf{E}_0 – падающее поле, $\vec{\alpha}_{\text{tip}}$ – поляризуемость нанополости в точке \mathbf{r}_0 , \vec{G} – полная тензорная функция Грина для системы поляризуемого шара и подложки [33], которая является решением интегрального уравнения типа Дайсона.

С использованием этого подхода полевые операторы стоксова и антистоксова поля приобретают вид:

$$\hat{\mathbf{E}}_S(\mathbf{r}) = \frac{\omega_S^2 N}{\varepsilon_0 c^2} \int' \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_S) \frac{\partial \alpha}{\partial Q} Q_0 \hat{b}^\dagger \mathbf{E}_L(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}',$$

$$\hat{\mathbf{E}}_{aS}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_{aS}^2 N}{\varepsilon_0 c^2} \int' \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_{aS}) \frac{\partial \alpha}{\partial Q} Q_0 \hat{b} \mathbf{E}_L(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}'. \quad (6)$$

Штрих около знака интеграла в уравнении (6) означает частичное интегрирование. Связано оно с частичной когерентностью полей на смещенной КР частоте.

В микроскопии гигантского КР известно, что спонтанное рассеяние приобретает когерентный характер благодаря локализации оптического поля в пределах объема когерентности фонона [36]. Оптические силы, действующие со стороны полей, образованных от множества некогерентных рассеивающих центров, складываясь, компенсируют друг друга. Поэтому оптико-механическое взаимодействие так же происходит преимущественно внутри объема когерентности фонона. Оптическая сила с учетом этих рассуждений и уравнений (4) и (6) принимает вид:

$$\hat{F}_Q(\mathbf{r}) = Q_0 \int' [f(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{b} + f^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{b}^\dagger] d^3 \mathbf{r}', \quad (7)$$

где функция $f(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (N/\varepsilon_0 c^2) \mathbf{E}_L^* \vec{R}_Q [\omega_S^2 \vec{G}^\dagger(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_S) + \omega_{aS}^2 \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_{aS})] \vec{R}_Q \mathbf{E}_L$ имеет смысл индуцированной ближним оптическим полем “силовой постоянной” гармонического осциллятора (более строго: плотность производной силы по координате нормального колебания). Согласно данному физическому смыслу, действительная часть этой величины вносит вклад в квадрат собственной частоты нормального колебания (эффект оптической пружины), а мнимая часть является оптически индуцированной скоростью затухания [11]. В самом деле, решая

уравнение (2) для средней населенности, можно получить:

$$\Gamma_{\text{opt}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Omega_0} \int' \text{Im}[f(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] d^3 \mathbf{r}'. \quad (8)$$

Аналогично уравнению (2), можно получить уравнение Гейзенберга для оператора координаты \hat{Q} , откуда получается оптически индуцированный сдвиг частоты резонанса:

$$\Omega_{\text{opt}}^2(\mathbf{r}) = \Omega_0^2 - \int' \text{Re}[f(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] d^3 \mathbf{r}'. \quad (9)$$

Подобный эффект сдвига частоты КР предсказывался нами ранее в случае вынужденного комбинационного рассеяния в среде ENZ [37].

Режиму охлаждения соответствует $\Gamma_{\text{opt}} > 0$, при этом также наблюдается сдвиг линии в спектре КР. Важно отметить, что описываемые эффекты происходят в пространстве неоднородно – скорость релаксации фонона зависит от точки в пространстве. В полностью некогерентном случае на рассеивающий центр действует оптическая сила, порожденная самим рассеивателем, поэтому тензор Грина в выражении для $f(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ следует определять в самом месте нахождения рассеивателя. Учитывая, что частичная локальная плотность электромагнитных состояний $\rho_p(\mathbf{r}, \omega) = (6\omega/\pi c^2) \text{Im}[G_{pp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \omega)]$ определяется через мнимую часть проекции тензора Грина на направление дипольного момента рассеивателя, выражение (8) можно переписать в виде:

$$\Gamma_{\text{opt}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi \mathbf{E}_L^* \vec{R}_Q \vec{R}_Q \mathbf{E}_L}{6\epsilon_0 \Omega_0} [\omega_{\text{aS}} \rho_p(\mathbf{r}, \omega_{\text{aS}}) - \omega_S \rho_p(\mathbf{r}, \omega_S)]. \quad (10)$$

Данная запись наглядно демонстрирует основную закономерность – усиление антистоксова рассеяния приводит к охлаждению осциллятора, усиление стоксова КР – к колебательной накачке. Известно, что локальная плотность состояний диссипативной среды содержит сингулярность в точке источника, однако ее устраняют методами регуляризации [38]. Регуляризация в данном случае означает интегрирование функции Грина в малом объеме, что может быть интерпретировано как физическая невозможность равенства нулю объема когерентности. На рисунке 2 изображены частичные локальные плотности состояний внутри ENZ подложки для двух различных ориентаций диполя относительно поверхности в присутствии острия нанопластины. Численное моделирование проведено в конечных разностях во временной области [39]. Видно, что на частоте ω_{ENZ} около нулевого значения проницаемости имеется макси-

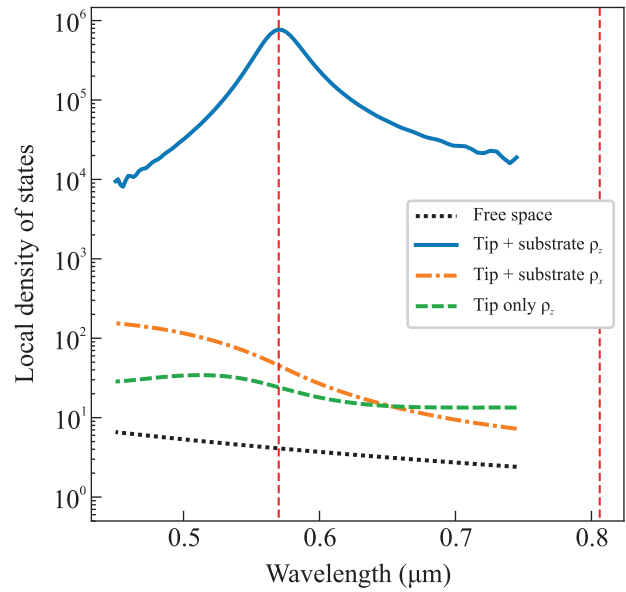


Рис. 2. (Цветной онлайн) Вид зависимости частичной локальной плотности состояний ρ_p от длины волны внутри ENZ подложки в присутствии золотой нанопластины, построенной для диполя, ориентированного по оси Z (синяя сплошная) и ориентированного по оси X (оранжевый штрих-пунктир). Отдельно показаны плотности состояний вблизи золотой нанопластины без ENZ подложки (зеленая штриховая) и в вакууме (черный пунктир). В модели Друде для ENZ среды выбраны $\lambda_p = 0.57$ мкм, $\gamma_p = 0.033$ фс $^{-1}$. Параметры острия: радиус $r_{\text{tip}} = 12$ нм, центр кривизны $z = 15$ нм выше подложки. Диполь находился на 20 нм в глубине подложки. Красными штриховыми линиями показаны положения объемного и поверхностного плазмонных резонансов. Моделирование выполнено в пакете МEEP [39]

мум плотности, связанный с плазменными колебаниями. Конечность и усиление плотности состояний для ENZ подложек была показана нами в работе [40]. Более того, нанопластина практически не влияет на положение резонанса внутри среды. Подобные результаты были известны и ранее [28]. Назначение антенны в том, что она локализует энергию оптического поля в объеме, сравнимом с объемом когерентности фононной моды материала ENZ. Также если ее плазмонный резонанс настроен на частоту ω_{aS} антистоксова КР, то она способствует эвакуации излучения в дальнюю зону [1], тем самым предотвращая повторное поглощение на антистоксовой частоте.

В когерентном же случае интегрирование функции Грина происходит в существенно большем объеме. На рисунке 3 приведены результаты моделирования оптомеханических эффектов в двух режимах. Для определения функций Грина в ближнем

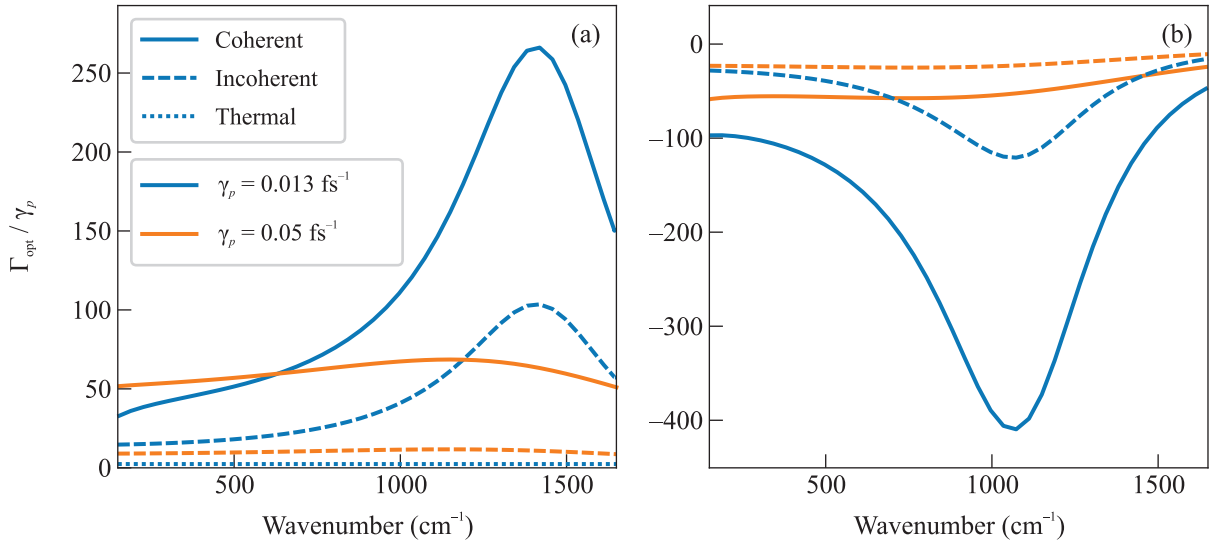


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость Γ_{opt} от волнового числа КР, рассчитанная при длине волны накачки $\lambda = 632.8$ нм для (а) – $\lambda_p = 0.58$ мкм и (б) – $\lambda_p = 0.68$ мкм в когерентном (сплошные кривые) и некогерентном случае (штриховые линии) для сред с параметром модели Друде $\gamma_p = 0.013 \text{ фс}^{-1}$ (синие кривые) и $\gamma_p = 0.05 \text{ фс}^{-1}$ (оранжевые кривые). Отдельно отмечена величина Γ_{therm} при $\gamma_p = 0.013 \text{ фс}^{-1}$ (пунктир) для соответствующей напряженности поля

поле, использовался квазистатический вариант методов дискретно-дипольной аппроксимации и изображений [33, 34]. Это оправдано тем, что длина волны в среде ENZ много больше размеров моделируемой области. Упрощая картину, в когерентном случае интегрирование велось по всем дискретным диполям, в некогерентном – по одному. Для заданного положения частоты ω_{ENZ} определена зависимость оптически индуцированной скорости затухания от волнового числа КР. Для простоты был взят изотропный тензор КР. В области волновых чисел вблизи ω_{ENZ} в спектре КР имеется полоса оптомеханического резонанса. Видно, что в когерентном случае абсолютная величина Γ_{opt} больше, чем в некогерентном. Однако точное отношение двух величин зависит от параметров моделирования – плотности дискретных диполей и размеров области моделирования. Связано это с тем, что оба параметра связаны с объемом интегрирования в некогерентном и когерентном случаях соответственно. Важно отметить, что оптически индуцированная скорость релаксации Γ_{opt} фонона на порядки превосходит скорость релаксации объемного плазмона γ_p в среде ENZ.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости так же влияет на оптомеханическую связь. Во-первых, она приводит к модификации условия на $\varepsilon(\omega)$, при котором усиление электрического поля в среде ENZ наибольшее, что ведет к смещению резонанса [41]. Во-вторых, как видно из рис. 3, при увеличении параметра γ_p ожидаемо падает добротность.

Это ведет к уменьшению оптомеханической связи и низким скоростям релаксации. Более того, поглощение света приводит к дополнительному нагреву, что приближенно можно представить как увеличение средней населенности со скоростью:

$$\Gamma_{\text{therm}} = \frac{\omega_L}{2NkT} \varepsilon'' \varepsilon_0 |\mathbf{E}_L|^2, \quad (11)$$

где k – постоянная Больцмана. Отметим, что поглощенная энергия распределяется по всем степеням свободы колебаний. Для осуществления охлаждения необходимо выполнение условия $\Gamma_{\text{opt}} > \Gamma_{\text{therm}}$. Это возможно при достаточно маленьких значениях мнимой части $\varepsilon(\omega)$ в зависимости от величины R_Q .

В заключение отметим, что в данной работе теоретически проанализированы и продемонстрированы оптомеханические эффекты нагрева и охлаждения в средах с околонулевыми значениями диэлектрической проницаемости. Используя подход вторичного квантования и тензорной функции Грина, получены выражения для оптического сдвига частоты колебания и индуцированной скорости релаксации Γ_{opt} . Выражение для Γ_{opt} связывает оптомеханические эффекты с локальной плотностью состояний, а также открывает путь для моделирования этих эффектов. Развитый подход позволяет учитывать эффекты деполяризации ближнего поля и исследовать оптомеханику колебаний с различной структурой тензора КР. Присутствие наноантенны позволяет локализовать оптическое поле в масштабах объема когерентности фонона (зависит от материала) и

перейти в режим сильной оптомеханической связи. Эффект носит резонансный характер, причем ширина резонанса в случае наличия большого поглощения света в среде оказывается больше, что приводит к ослаблению оптомеханической связи и дополнительному нагреву среды.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (# 21-72-00052).

Авторы благодарят н.с. А. И. Гарифуллина и с.н.с. А. В. Харитонову (Казанский федеральный университет) за ценные замечания к работе.

1. P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny, *Adv. Opt. Photonics* **1**, 438 (2009).
2. G. Baffou, F. Cichos, and R. Quidant, *Nat. Mater.* **19**, 946 (2020).
3. D. V. Seletskiy, R. Epstein, and M. Sheik-Bahae, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 096401 (2016).
4. V. B. Braginsky, S. E. Strigin, and S. P. Vyatchanin, *Phys. Lett. A* **305**, 111 (2002).
5. J. Chan, T. P. M. Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, S. Groblacher, M. Aspelmeyer, and O. Painter, *Nature* **478**, 89 (2011).
6. D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, and B. W. Chui, *Nature* **430**, 329 (2004).
7. E. Gil-Santos, J. J. Ruz, O. Malvar, I. Favero, A. Lemaitre, P. M. Kosaka, S. García-López, M. Calleja, and J. Tamayo, *Nat. Nanotechnol.* **15**, 469 (2020).
8. А. В. Пуканов, И. Ю. Катеев, *Квантовая электроника* **50**, 291 (2020) [*Quantum Electron.* **50**, 291 (2020)].
9. P. Roelli, C. Galland, N. Piro, and T. J. Kippenberg, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 164 (2016).
10. Y. Zhang, R. Esteban, R. A. Boto, M. Urbiet, X. Arrieta, C. Shan, S. Li, J. J. Baumberg, and J. Aizpurua, *Nanoscale* **13**, 1938 (2021).
11. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1391 (2014).
12. J. Zhang, Q. Zhang, X. Wang, L. C. Kwek, and Q. Xiong, *Nature Photon.* **10**, 600 (2016).
13. Y.-C. Chen and G. Bahl, *Optica* **2**, 893 (2015).
14. K. Kneipp and H. Kneipp, *Faraday Discuss.* **132**, 27 (2006).
15. R. C. Maher, P. G. Etchegoin, E. C. Le Ru, and L. F. Cohen, *J. Phys. Chem. B* **110**, 11757 (2006).
16. Y. Hong and B. M. Reinhard, *J. Opt.* **21**, 113001 (2019).
17. M. Scalora, J. Trull, D. de Ceglia, M. A. Vincenti, N. Akozbek, Z. Coppens, L. Rodríguez-Suné, and C. Cojocaru, *Phys. Rev. A* **101**, 053828 (2020).
18. I. M. Palstra, H. M. Doeleman, and A. F. Koenderink, *Nanophotonics* **8**, 1513 (2019).
19. D. Yoo, F. de León-Pérez, M. Pelton, I.-H. Lee, D. A. Mohr, M. B. Raschke, J. D. Caldwell, L. Martín-Moreno, and S.-H. Oh, *Nature Photon.* **15**, 125 (2021).
20. I. Liberal and N. Engheta, *Science* **358**, 1540 (2017).
21. N. Kinsey, C. DeVault, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, *Nat. Rev. Mater.* **4**, 742 (2019).
22. B. C. Yildiz and H. Caglayan, *Phys. Rev. B* **102**, 165303 (2020).
23. V. Caligiuri, M. Palei, G. Biffi, S. Artyukhin, and R. Krahne, *Nano Lett.* **19**, 3151 (2019).
24. N. Kinsey and J. Khurgin, *Opt. Mater. Express* **9**, 2793 (2019).
25. W. D. Tian, F. Liang, S. M. Chi, C. Li, H. H. Yu, H. Zhang, and H. J. Zhang, *ACS Omega* **5**, 2458 (2020).
26. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. R. Gazizov, and S. G. Kazarian, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12**, 3862 (2020).
27. А. Р. Газизов, А. В. Харитонов, С. С. Харинцев, Письма в ЖЭТФ **113**, 152 (2021) [*JETP Lett.* **113**, 140 (2021)].
28. J. Kim, A. Dutta, G. V. Naik, A. J. Giles, F. J. Bezares, C. T. Ellis, J. G. Tischler, A. M. Mahmoud, H. Caglayan, O. J. Glembocki, A. V. Kildishev, J. D. Caldwell, A. Boltasseva, and N. Engheta, *Optica* **3**, 339 (2016).
29. B. Huttner and S. M. Barnett, *Phys. Rev. A* **46**, 4306 (1992).
30. H. T. Dung, L. Knöll, and D.-G. Welsch, *Phys. Rev. A* **57**, 3931 (1998).
31. T. Gruner and D.-G. Welsch, *Phys. Rev. A* **53**, 1818 (1996).
32. M. K. Dezfouli and S. Hughes, *ACS Photonics* **4**, 1245 (2017).
33. A. R. Gazizov, M. Kh. Salakhov, and S. S. Kharintsev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **2015**, 012044 (2021).
34. M. A. Yurkin and M. Huntemann, *J. Phys. Chem. C* **119**, 29088 (2015).
35. I. V. Lindell, J. C.-E. Sten, and R. E. Kleinman, *J. Electromagnet. Wave.* **8**, 295 (1994).
36. L. G. Cançado, R. Beams, A. Jorio, and L. Novotny, *Phys. Rev. X* **4**, 031054 (2014).
37. A. R. Gazizov and S. S. Kharintsev, in: *15th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials)*, IEEE, N.Y. (2021), X-132.
38. C. van Vlack and S. Hughes, *Opt. Lett.* **37**, 2880 (2012).
39. A. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, *Comp. Phys. Commun.* **181**, 687 (2010).
40. A. R. Gazizov, M. Kh. Salakhov, and S. S. Kharintsev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **86**, S71 (2022).
41. А. В. Харитонов, А. Р. Газизов, С. С. Харинцев, Письма в ЖЭТФ **114**, 756 (2021) [*JETP Lett.* **114**, 687 (2021)].