Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 6, с. 391 – 396

Вынужденное рассеяние пикосекундных лазерных импульсов в металлических наноколлоидах с двухфотонным поглощением: конкуренция между комбинационным рассеянием и рассеянием Рэлея–Ми

А. И. Ерохин, И. В. Сметанин[1)]

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 декабря 2025 г.
После переработки 9 февраля 2026 г.
Принята к публикации 9 февраля 2026 г.

Представлены результаты экспериментального исследования вынужденного рассеяния пикосекундных лазерных импульсов с длиной волны 532 нм в диапазоне энергий 0.1–10 мДж в суспензиях наночастиц Ag с диаметром 2 нм и концентрацией 0.003 М в толуоле. Показано, что порог наблюдения вынужденного комбинационного рассеяния в суспензиях существенно снижается по сравнению с чистым толуолом, что может быть объяснено на основе эффекта локального усиления поля вблизи металлической наночастицы. Обнаружено, что эффективности вынужденного комбинационного и рэлеевского (Рэлея–Ми) рассеяния сравнимы при длительности импульса ~ 100 пс, при этом для более длинных лазерных импульсов преобладает рассеяние Рэлея–Ми, а комбинационное рассеяние доминирует для более коротких (< 100 пс) импульсов. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками.

DOI: 10.7868/S3034576626030126

Введение. Процессы вынужденного рассеяния света широко используются в качестве эффективных инструментов в спектроскопии, для характеристики специфических свойств новых материалов, химических и биологических процессов. Часто изучаемые вещества находятся в жидкой форме, для которых различные типы рэлеевского рассеяния реализуются в наносекундном диапазоне длительности лазерных импульсов [1-4], тогда как в пикосекундном и особенно в фемтосекундном диапазоне длительности импульсов в основном преобладает вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [5–7]. ВКР обычно используется для идентификации химической структуры, особенно для систем, в которых другие типы спектроскопии затруднительны, включая такие области, как структурное исследование наноматериалов, фармацевтика и определение структуры белков [6].

Основной причиной применения вынужденного рассеяния является многократное повышение его эффективности в сравнении со спонтанным рассеянием. Для дальнейшего увеличения эффективности вынужденных рассеяний различных типов были предложены различные методы, такие как введение распределенной обратной связи [8, 9], использование фотонных кристаллов [10] и суспензий металлических наночастиц [6, 11], облучение исследуемой жидкости мощными сверхвысокочастотными звуковыми волнами [12]. Вынужденное рассеяние Рэлея в различных наноколлоидах при доминирующем двухфотонном поглощении было подробно исследовано в наносекундном диапазоне длительности лазерных импульсов [13–15]. Недавно было экспериментально реализовано вынужденное температурное рассеяние 100-пикосекундных лазерных импульсов в суспензиях наночастиц Ag и ZnO при двухфотонном поглощении [16].

В данном письме мы сообщаем о результатах экспериментального исследования конкуренции между вынужденным рассеянием Рэлея–Ми (ВРРМ) и ВКР пикосекундных лазерных импульсов суб- мДж и мДж-диапазона на длине волны 532 нм в суспензиях наночастиц Ag в толуоле. Мы обнаружили, что для наночастиц Ag диаметром 2 нм при концентрации 0.003 М в толуоле интенсивности рассеянных назад сигналов ВКР и ВРРМ оказываются близкими при длительности импульса накачки ~ 100 пс, при большей длительности импульса преобладает ВРРМ, а при меньшей – доминирует ВКР. Мы показываем, что эти экспериментальные факты хорошо со-

[1)]e-mail: smetaniniv@lebedev.ru

гласуются с теорией пикосекундного ВРРМ, разработанной в [16]. Подчеркнем, что для наших экспериментальных условий ВКР в чистом толуоле в указанном диапазоне энергий не наблюдается. Мы связываем снижение порога наблюдения ВКР в суспензиях металлических наночастиц с эффектом усиления напряженности лазерного поля вблизи границы металлической наночастицы. Мы рассчитали усиление мощности, излучаемой молекулами толуола в сигнал ВКР в суспензии, и обнаружили, что оно пропорционально объему наночастицы и плотности числа наночастиц в суспензии, что качественно согласуется с нашими экспериментальными результатами.

Следует отметить ряд недавних работ, в которых было исследовано влияние ближнего поля на процессы усиления лазерного излучения, а также на сечения вынужденного рассеяния в коллоидных растворах диэлектрических, а также металлических, наночастиц [17–21].

Экспериментальная установка и результаты. Схема нашей экспериментальной установки показана на рис. 1. Мы используем лазер Lotis LS-2151 Nd:YAG, работающий на второй гармонике на длине волны $\lambda = 532$ нм с энергией импульса до 10 мДж и длительностью импульса, ограниченной преобразованием Фурье, и определяемой гауссовой шириной на половине максимума (FWHM), варьируемой в диапазоне от 60 до 140 пс. Длительность гауссова импульса FWHM τ_{FWHM} связана со спектральной шириной $\Delta\nu_{\mathrm{FWHM}}$ (в см$^{-1}$) как $\tau_{\mathrm{FWHM}} = 0.44/(c\Delta\nu_{\mathrm{FWHM}})$, где c – скорость света. Таким образом, измерение спектральной ширины импульса накачки позволяет нам контролировать длительность лазерного импульса. Ячейка взаимодействия C (см. рис. 1) содержит коллоидный раствор в толуоле наночастиц Ag размером 2 нм с концентрацией 0.003 M. Слабоагрегирующие суспензии наночастиц Ag были изготовлены по новому перспективному методу Н. А. Булычева, основанному на комбинированном действии высокоинтенсивных упругих ультразвуковых колебаний и импульсных (или стационарных) электрических полей в жидкой среде в условиях кавитации [16, 22]. Этот раствор характеризуется измеренным линейным поглощением $\alpha = 0.61$ см$^{-1}$ на рабочей длине волны и коэффициентом двухфотонного поглощения $\beta = 6.2 \times 10$ см/ГВт [16].

Лазерное излучение и рассеянное из кюветы C излучение попадают в разные половинки призмы Pr. Эти соприкасающиеся части, проходя через систему интерферометра Фабри–Перо толщиной 3 мм, проецируются с увеличением в плоскость цифровой ка-

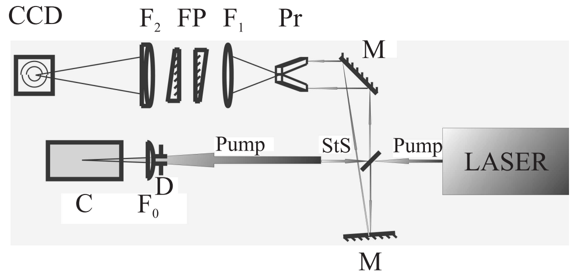

Рис. 1. Экспериментальная установка: после прохождения через диафрагму D импульсы длительностью 100-пс Nd:YAG лазера Lotis LS-2151 фокусируются линзой $F_0 = 5$ см в ячейку C длиной 3 см, заполненную коллоидным раствором наночастиц. Спектры обратно рассеянного излучения ВКР и ВРРМ, а также излучения накачки анализируются с помощью интерферометра Фабри–Перо толщиной 3 мм

меры CCD. На рисунке 2 показана принципиальная возможность разделения двух видов рассеяния.

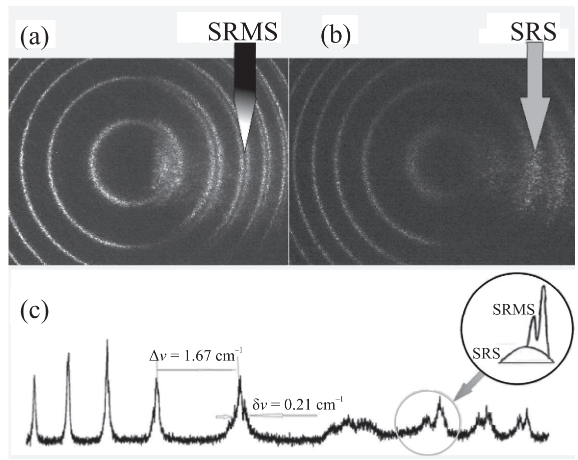

Рис. 2. Фотографии спектров, полученных с помощью интерферометра Фабри–Перо, в левой части каждой – изображение спектра накачки, в правой – спектра вынужденного рассеяния: (a) – спектр стокс – антистоксового дублета ВРРМ при длительности импульса $\tau \sim \sim 140$ пс, (b) – спектр ВКР при $\tau \sim 80$ пс. Денситограммы этих спектров при $\tau \sim 110$ пс, когда сигналы ВКР и ВРРМ сравнимы, представлены на (c). На вставке в круге схематически показано, как разделить 2 вида ВР по энергии

Было обнаружено, что при энергиях лазерных импульсов накачки от 0.1 до 10 мДж тип доминирующего нелинейного рассеяния не зависит от интенсивности лазерного импульса накачки, а только от длительности лазерного импульса.

Этот факт демонстрируется на рис. 3, где показано отношение интенсивностей сигналов ВРРМ и

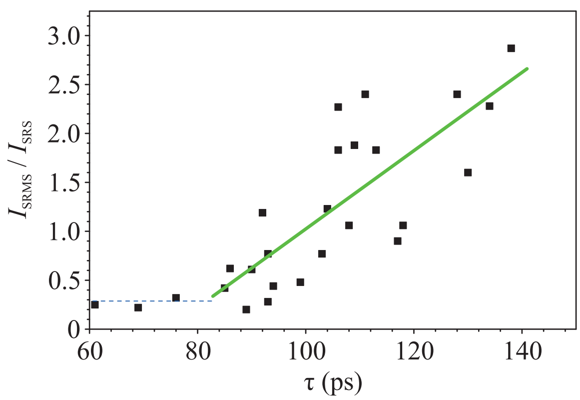

Рис. 3. (Цветной онлайн) Отношение интенсивностей сигналов ВРРМ и ВКР в зависимости от длительности импульса накачки. Черные квадраты представляют экспериментальные данные, зеленые и пунктирные линии соответствуют линейным приближениям

ВКР в зависимости от длительности импульса накачки, которое измерялось как отношение площадей соответствующих спектров, см. вставку на рис. 2с. Легко заметить, что интенсивности сигналов близки при длительности импульса $\tau = 100$ пс. ВРРМ доминирует при длительности импульсов накачки более 100 пс, в то время как ВКР доминирует при более коротких импульсах накачки.

Обсуждение результатов и теоретические оценки. Ниже мы приводим качественное объяснение вышеприведенных экспериментальных результатов. Прежде всего отметим, что в эксперименте наблюдалось существенное снижение порога наблюдения ВКР в суспензии металлических наночастиц по сравнению с чистым толуолом. Ниже показано, что это может быть связано с увеличением коэффициента усиления ВКР за счет эффекта усиления напряженности лазерного поля вблизи границы металлической наночастицы.

Рассмотрим достаточно малый объем V, содержащий большое количество наночастиц серебра $n_sV \gg \gg 1$, где n_s – плотность числа наночастиц в суспензии, но при этом макроскопические амплитуды накачки и стоксовых волн существенно не изменяются по всему объему. В чистом толуоле амплитуда нелинейной рамановской поляризации молекулы толуола на стоксовой частоте равна $P^R(\omega_s) = \chi(E_pE_s^*)E_p^*$ [23], где χ – нелинейная поляризуемость молекулы толуола, E_p, E_s и ω_p, ω_s – макроскопические амплитуды и частоты лазерного излучения накачки и стоксовых волн соответственно. Мощность стимулированного излучения в стоксову компоненту в малом объеме V равна

$$P_0 = \int_V (jE_s)dV \simeq VN\,\mathrm{Re}(i\omega_s)P^R(\omega_s)E_s) = $$
$$= VN\,\mathrm{Re}(i\omega_s\chi)|E_p|^2|E_s|^2, \quad (1)$$

где $j = -\partial P^R/\partial t$ – плотность рамановского тока, соответствующая молекулярной поляризации, N – числовая плотность молекул толуола.

В суспензии наночастиц рамановская поляризация молекулы толуола вблизи наночастицы серебра равна $\tilde{P}^R(\omega_s) = \chi(\tilde{E}_p\tilde{E}_s^*)\tilde{E}_p^*$, где макроскопические амплитуды поля заменяются их локальными значениями $\tilde{E}_p$, $\tilde{E}_s$, которые зависят от расстояния r между молекулой и ближайшей наночастицей. В рамках квазистатического приближения локальные амплитуды накачки и стоксовых волн $\tilde{E}_s(r)$ равны [24]

$$\tilde{E}_{p,s}(r) = E_{p,s}[\hat{e}_r\cos\vartheta - \hat{e}_\vartheta\sin\vartheta +$$
$$+ \xi(\omega_{p,s})\frac{a^3}{r^3}(2\hat{e}_r\cos\vartheta + \hat{e}_\vartheta\sin\vartheta)]. \quad (2)$$

Здесь $\hat{e}_r$ и $\hat{e}_\vartheta$ – единичные векторы сферической системы координат с началом, расположенным в центре наночастицы, ϑ – азимутальный угол относительно поляризации падающей плоской волны, и a – радиус наночастицы. Мы при этом предполагаем, что накачка и стоксова волна имеют одинаковую линейную поляризацию. Коэффициент усиления поля $\xi(\omega) = (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_s)/(\varepsilon_m(\omega) + 2\varepsilon_s)$ определяется диэлектрической проницаемостью металла $\varepsilon_m(\omega)$, которая зависит от частоты падающей электромагнитной волны ω, и диэлектрической проницаемостью растворителя ε_s, которая для толуола на оптических частотах равна $\varepsilon_s \approx 2.25$. Мощность стимулированного излучения в стоксову компоненту в объеме V в суспензии наночастиц равна

$$P_{nc} \approx VN\left[1 + \left(\frac{4}{3}\pi a^3 n_s\right)F(\omega_p, \omega_s)\right] \times$$
$$\times\,\mathrm{Re}(i\omega_s\chi)|E_p|^2|E_s|^2, \quad (3)$$

где функция $F(\omega_p, \omega_s)$ представляет собой следующую комбинацию коэффициентов усиления поля для накачки и сигнала ВКР

$$F(\omega_p, \omega_s) = \frac{4}{5}(2|\xi(\omega_p)|^2|\xi(\omega_s)|^2 +$$
$$+ |\xi(\omega_p)|^2\mathrm{Re}(\xi(\omega_s)) + |\xi(\omega_s)|^2\mathrm{Re}(\xi(\omega_p)) +$$
$$+ |\xi(\omega_p) + \xi^*(\omega_s)|^2 + 5\mathrm{Re}(\xi(\omega_p)\xi^*(\omega_s)). \quad (4)$$

Предполагая стоксовский сдвиг частоты малым, так что коэффициенты усиления поля для накачки и сигнала равны $\xi(\omega_p) \approx \xi(\omega_s) = \xi(\omega)$, функцию $F(\omega_p, \omega_s)$ можно свести к выражению

$$F_1(\omega) = (8/5)[|\xi|^4 + |\xi|^2(2.5 + \mathrm{Re}(\xi)) + 2|\mathrm{Re}(\xi)|^2].$$

Для оценки величины F_1 на длине волны $\lambda = 0.532$ мкм, использованной в наших экспериментах, мы воспользовались двумя различными аппроксимациями диэлектрической проницаемости объемного серебра. Согласно работе Джонсона и Кристи [25], диэлектрическая проницаемость объемного серебра в диапазоне частот 1–5 эВ описывается формулой Друде $\varepsilon_m(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega(\omega + i/\tau)$ с параметрами $\tau = (31 \pm 12)fs$ и $\omega_p = 8.9eV$. Экспериментальные результаты [26] описываются аппроксимацией $\varepsilon_m = \varepsilon_L - \omega_p^2(\omega - i\Gamma)/(\omega^2 + \Gamma^2)$ с параметрами $\varepsilon_L = 5 \pm 2$ и $\Gamma^{-1} = (17 \pm 3)fs$. Для наночастиц следует учесть поправку Крейбига к характеристической частоте релаксации путем добавления члена Av_F/a [27-29], который фактически представляет собой частоту столкновений электронов с границей наночастицы. Здесь A – коэффициент Крейбига (который обычно считается порядка единицы), $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с – фермиевская скорость для серебра. Результаты оценки фактора F_1 согласно указанным аппроксимациям варьируются в широком диапазоне значений, от $\sim$40 до $\sim$250 в зависимости от выбора параметров.

Отношение мощностей ВКР, излучаемых малым объемом V в суспензии (3) и в чистом толуоле (1), равно $P_{nc}/P_0 = 1 + \kappa$, где добавка

$$\kappa = (4/3)\pi a^3 m_s F_1(\omega_p) \tag{5}$$

характеризует увеличение коэффициента усиления ВКР за счет эффекта локального усиления поля вблизи металлической наночастицы. Имея в виду параметры нашего эксперимента, нетрудно оценить, что величина может достигать нескольких десятков. Поскольку $g = P_0/I_0$ есть экспоненциальный коэффициент усиления ВКР в чистом толуоле, его эффективное значение в суспензии металлических наночастиц возрастает в $(1+\kappa)$ раз, что отвечает существенному снижению порога наблюдения ВКР в таких наноколлоидных растворах и согласуется с данными наших экспериментов.

Экспериментальные данные, показанные на рис. 3, демонстрируют, что сигналы ВКР и ВРРМ в коллоидном растворе 0.003 М наночастиц Ag диаметром 2 нм сближаются при длительности импульса накачки $\sim$100 пс, при этом ВРРМ преобладает при большей длительности импульса накачки, а ВКР – при более коротких импульсах накачки. Этот экспериментальный факт можно качественно объяснить на основе теории пикосекундного вынужденного температурного рассеяния, разработанной в [16]. Согласно этой теории, амплитуда рассеянного сигнала a_s усиливается вдоль области взаимодействия как $|a_s/a_0|^2 \approx (1/\sqrt{2}\pi\Gamma)\exp[\Gamma]$, где a_0 – начальная амплитуда. Характеристический коэффициент усиления равен $\Gamma = 16\pi\sqrt{2k_0BL\tau_p}I_0$, где I_0 – интенсивность импульса лазера накачки, L – длина взаимодействия, а τ_p и k_0 – ширина и волновое число импульса накачки, коэффициент $B = (3/8)\beta(\beta_T\gamma^e - (\partial\varepsilon/\partial\rho)_\rho)/[(4\pi)^2(2-\gamma)\rho_0 C_\nu]$ определяется параметрами материала, а именно: ρ_0 – плотность рассеивающей среды, β – коэффициент двухфотонного поглощения, β_T – коэффициенты теплового расширения при постоянном давлении, $\gamma = C_p/C_\nu$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, $\gamma^e = \rho_0(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T$ – коэффициент электрострикции, ε – диэлектрическая восприимчивость. Время поперечной релаксации в толуоле значительно короче ширины импульса накачки в нашем эксперименте, $T_2 \sim 10$ пс, поэтому процесс ВКР характеризуется экспоненциальным коэффициентом усиления $G_{\text{SRS}} = gI_0L$. Отметим, что поскольку оба коэффициента усиления линейны по интенсивности I_0, они модифицируются (см. анализ выше) за счет локального усиления лазерного поля вблизи поверхности металлических наночастиц одинаковым образом, так что их отношение не изменяется. Таким образом, отношение коэффициентов усиления ВРРМ к ВКР оценивается как

$$\frac{\Gamma}{G_{\text{SRS}}} = 16\pi g^{-1}\sqrt{2k_0B\tau_p/L}. \tag{6}$$

Оценим ширину импульса τ_0, при которой коэффициенты усиления ВРРМ и ВКР становятся равными друг другу. Предположим, что коэффициент усиления ВКР в толуоле на длине волны $\lambda = 0.532$ мкм равен $g = 4.7 \times 10^{-9}$ см/Вт [30], длина взаимодействия в наших экспериментах равна $L = 0.3$ см, измеренный коэффициент двухфотонного поглощения равен $\beta = 6.2 \times 10^{-2}$ см/ГВт [16], а характерные параметры толуола составляют $\rho_0 = 92.141$ г/моль $= 0.8623$ г/см^3, $\beta_T = 1.07 \times 10^{-4}$ К$^{-1}$, $C_p = 157.3$ Дж/(моль $\times$ К). Подстановка в (6) дает $\tau_0 \sim 100$ пс, что хорошо коррелирует с экспериментальными результатами на рис. 3. С увеличением ширины импульса $\tau_p > \tau_0$ из (6) следует $\Gamma > G_{\text{SRS}}$, что означает увеличение выхода ВРРМ по сравнению с ВКР, в то время как при малых ширинах импульса $\tau_p < \tau_0$ преобладает выход ВКР сигнала, что полностью соответствует экспериментальным результатам, показанным на рис. 3.

Заключение. В заключение, нами описаны результаты экспериментов по вынужденному рассеянию лазерных импульсов с длительностью $\sim$100 пс на длине волны 532 нм в диапазоне энергий импульса 0.1–10 мДж в наноколлоидных растворах наночастиц Ag диаметром 2 нм и концентрацией 0.003 М в толуоле. Было продемонстрировано, что порог наблюдения ВКР назад в чистом толуоле при указанных параметрах не достигается, однако в суспензии ВКР назад наблюдается уже для суб-мДж энергиях лазерных импульсов. Показано, что такое значительное снижение может быть объяснено локальным усилением лазерного поля вблизи поверхности металлических наночастиц. Экспериментально показано, что процессы ВКР конкурируют с вынужденным рэлеевским рассеянием ВРРМ, обладая равной эффективностью при длительности импульса ~ 100 пс с преобладанием ВКР для более коротких импульсов, и преобладанием ВРРМ для более длинных, вне зависимости от энергии импульса в указанном диапазоне. Эти экспериментальные результаты хорошо соответствуют оценкам, основанным на теории ВРРМ, которую мы разработали ранее в [16].

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, fourth ed. (Academic Press, Cambridge, 2020).
2. И. Л. Фабелинский, *Избранные труды*, (Физматлит, М., 2005) [I. L. Fabelinskii, *Izbrannye trudy* (Fizmatlit, Moscow, 2005)].
3. V. S. Starunov and I. L. Fabelinskii, Usp. Fiz. Nauk **98**, 441 (1969) [V. S. Starunov and I. L. Fabelinskii, "Stimulated Mandel'shtam-Brillouin Scattering and Stimulated Entropy (Temperature) Scattering of Light", Sov. Phys.-Uspekhi **12**, 463 (1970)].
4. O. P. Zaskal'ko, Yu. N. Serdyuchenko, V. S. Starunov, and I. L. Fabelinskii, "Stimulated Mandel'shtam-Brillouin scattering in an external transverse cavity", JETP Lett. **31**, 103 (1980).
5. N. N. Zhukov, O. P. Zaskalko, V. S. Starunov, and I. L. Fabelinskii, "Generation of picosecond pulses of stimulated Raman scattering of light in an external cavity", JETP **58**(1), 29 (1983).
6. R. C. Prince, R. R. Frontiera, and E. O. Potma, "Stimulated Raman scattering: from bulk to nano", Chem. Rev. **117**, 5070 (2017).
7. A. V. Gladyshev, M. S. Astapovich, Yu. P. Yatsenko, A. F. Kosolapov, A. G. Okhrimchuk, and I. A. Bufetov, "SRS generation of femtosecond pulses in a methane-filled revolver hollow-core optical fibre", Quantum Electron. **49**, 1089 (2019).
8. S. Loranger and R. Kashyap, "Efficiency increase of distributed feedback Raman fiber lasers by dynamic control of the phase shift", Opt. Lett. **43**, 5705 (2018).
9. S. A. Akhmanov and G. A. Lyakhov, "Effects of inhomogeneity of optical pumping in lasers and in stimulated scattering. Self-excitation due to distributed feedback", ZhETF **66**, 96 (1974) [S. A. Akhmanov and G. A. Lyakhov, "Effects of inhomogeneity of optical pumping in lasers and in stimulated scattering. Self-excitation due to distributed feedback", Sov. Phys. JETP **39**, 43 (1974)].
10. В. С. Горелик, В. В. Капаев, "Усиление электромагнитного поля в ограниченных одномерных фотонных кристаллах", ЖЭТФ **150**, 435 (2016) [V. S. Gorelik and V. V. Kapaev, "Electromagnetic-field amplification in finite one-dimensional photonic crystals", JETP **123**(3), 373 (2016)].
11. R. R. Frontiera, A. I. Henry, N. L. Gruenke, and R. P. van Duyne, "Surface-enhanced femtosecond stimulated Raman spectroscopy", J. Phys. Chem. Lett. **2**, 1199 (2011).
12. М. А. Карпов, А. Д. Кудрявцева, Т. В. Миронова, А. Б. Надыкто, М. А. Шевченко, Н. В. Чернега, С. Ф. Уманская, Письма в ЖЭТФ **121**, 932 (2025) [M. A. Karpov, A. D. Kudryavtseva, T. V. Mironova, A. B. Nadykto, M. A. Shevchenko, N. V. Tcherniega, and S. F. Umanskaya, "Stimulated Raman Scattering Amplification under Ultrasound", JETP Lett. **121**(12), 890 (2025)].
13. G. S. He, L.-S. Tan, Q. Zheng, and P. N. Prasad, "Multiphoton absorbing materials: molecular designs, characterizations, and applications", Chem. Rev. **108**, 1245 (2008).
14. G. S. He, C. Lu, Q. Zhen, P. N. Prasad, P. Zerom, R. W. Boyd, and M. Samoc, "Stimulated Rayleigh-Bragg scattering in two-photon absorbing media", Phys. Rev. A **71**, 063810 (2005).
15. A. I. Erokhin, I. V. Smetanin, S. I. Mikhailov, and N. A. Bulychev, "Spectral shifts of stimulated Rayleigh-Mie scattering in Ag nanoparticle colloids", Opt. Lett. **43**, 1570 (2018).
16. A. I. Erokhin, N. A. Bulychev, E. V. Parkevich, and M. A. Medvedev, and I. V. Smetanin, "Stimulated thermal scattering in two-photon absorbing nanocolloids under laser radiation of nanosecond-to-picosecond pulse widths", Nanomaterials **12**, 2567 (2022).
17. M. E. Stepanov, S. A. Khorkina, A. I. Arzhanov, A. V. Karabulin, V. I. Matyushenko, and A. V. Naumov, "Near-Field Effects at the Nodes of a Gold Nanonetwork Grown by Laser Ablation in Superfluid Helium: Crossover between "Tip and Gap Hot Spots", JETP Lett. **120**(4), 223 (2024).

18. N. P. Kovalets, I. V. Razumovskaya, S. A. Bedin, and A. V. Naumov, "Giant Raman scattering on plasmon metal surfaces as a method to control their functional and supramolecular structural characteristics", JETP Lett. **118**(4), 249 (2023).
19. S. M. Pershin, A. F. Bunkin, M. A. Davydov, A. N. Fedorov, and M. Y. Grishin, "Ice-Like Structure of the Hydrate Shell of Quartz Nanoparticles in an Aqueous Suspension", JETP Lett. **121**(2), 84 (2025).
20. I. A. Kovalev, I. Y. Eremchev, D. Roesel, and M. Eremchev, "Hidden Metastable States, Hysteresis and Slow Dynamics of Silica-aqueous Interface Revealed with Second Harmonic Microscopy", JETP Lett. **122**, 576 (2025).
21. I. A. Khodasevich, A. I. Vodchits, S. M. Pershin, V. A. Orlovich, and M. Y. Grishin, "Multiple increase in the efficiency of picosecond stimulated Raman scattering excited by Bessel laser beams in water", JETP Lett. **119**(2), 89 (2024).
22. A. I. Ivanov, V. N. Nikiforov, S. V. Shevchenko, V. Yu. Nimoshenko, V. V. Pryadin, N. A. Bulychev, A. B. Bychenko, and M. A. Kazaryan, "Properties of metal oxide nanoparticles prepared by plasma discharge in water with ultrasonic cavitation", Int. J. Nanotechnology **14**, 618 (2017).
23. R. Pantell and H. Puthoff, *Fundamentals of quantum electronics* (Wiley, N.Y., 1969).
24. L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012).
25. P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals", Phys. Rev. B **6**(12), 4370 (1972).
26. H. U. Yang, J. D'Archangel, M. L. Sundheimer, E. Tucker, G. D. Boreman, and M. B. Raschke, "Optical dielectric function of silver", Phys. Rev. B **91**(23), 235137 (2015).
27. M. Vollmer and U. Kreibig, "Optical Properties of Metal Clusters" (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1995), Section 2.2.1 (theory) and Section 4.1.2c (experiment).
28. A. V. Uskov, I. E. Protsenko, N. A. Mortensen, and E. P. O'Reilly, "Broadening of Plasmonic Resonance Due to Electron Collisions with Nanoparticle Boundary: a Quantum Mechanical Consideration", Plasmonics **9**, 185 (2014).
29. R. S. Ikhsanov, I. E. Protsenko, I. V. Smetanin, and A. V. Uskov, "Landau broadening of plasmonic resonances in the Mie theory", Opt. Lett. **45**(9), 2644 (2020).
30. Y. Kato and H. Takumo, "Experimental study on the wavelength dependence of the Raman scattering cross sections", J. Chem. Phys. **54**(12), 5398 (1971).