

Генерация плазмонных мод в сверхузкой нанощели, образованной серебряными поверхностями

А.К.Сарычев, А.В.Иванов, Г.Барбильон

Проведено теоретическое исследование плазмонной генерации гигантского электромагнитного поля в сверхузкой нанощели, образованной серебряным цилиндром и плоской зеркальной поверхностью. Показано, что по мере сближения серебряных поверхностей в зазоре между ними возбуждаются щелевые плазмоны, приводящие к резонансному усилению поля. Впервые продемонстрировано, что усиление электрического поля возрастает по мере уменьшения расстояния между цилиндрической и плоской поверхностями и выходит на насыщение, при котором интенсивность поля достигает рекордных значений, превышающих интенсивность падающей волны на десять порядков. Найденные щелевые плазмонные моды позволяют увеличить чувствительность к обнаружению малых концентраций молекул, вплоть до единичных молекул, методами гигантского комбинационного рассеяния света и плазмонно усиленной ИК спектроскопии.

Ключевые слова: плазмонный резонанс, нанощель, щелевые плазмоны, гигантское комбинационное рассеяние света.

1. Введение

Гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) является перспективным методом высокочувствительного зондирования молекул [1–5]. ГКР чрезвычайно важно для медицинской диагностики, например для выявления патологий в организме, в том числе опухолевых образований, для оптической визуализации, количественного обнаружения различных биомаркеров, включая гликированные белки, сердечно-сосудистые биомаркеры и др. [6–10]. ГКР имеет перспективы использования в современной медицинской диагностике *in vivo* в реальном масштабе времени и при диагностике на месте оказания медицинской помощи (point-of-care) [11, 12]. Кроме того, возможно применение эффекта ГКР в области экологической и пищевой безопасности для обнаружения патогенных бактерий, вирусов, бактерицидов и токсинов [13–15], а также сверхмалых концентраций нервно-паралитических газов и взрывчатых веществ [16, 17]. В настоящее время усиление локального электромагнитного поля и достижение эффекта ГКР обеспечивается как периодически, так и хаотично расположенными плазмонными нанорезонаторами в виде проводов, дисков, отверстий, димеров наночастиц различной формы, конусов, острий, зигзагообразных нанощелей и др. [18–41]. Типичные коэффициенты усиления ГКР варьируются от 10^4 до 10^9 для подложек, состоящих из кластеров наночастиц золота или серебра, инкапсулированных в диэлектрическую матрицу. Многочисленные теоретические предсказания и экспериментальные исследования указывают на существование гигантских флуктуаций электромагнитного поля в почти

соприкасающихся плазмонных наночастицах вблизи порога перколяции [42–49]. Плазмонная нанощель играет особую роль в усилении локального плазмонного поля.

В последние годы появилось много работ, посвященных почти соприкасающимся частицам с зазорами толщиной в несколько нанометров [50–67]. В работах [41, 51, 52] усиленное поле генерировалось в сверхузкой нанощели, образованной наночастицей золота, помещенной на золотое зеркало. Рассмотрена эволюция различных щелевых плазмонов с изменением толщины зазора от 1 до 5 нм. Показано, что при изменении толщины зазора и формы наночастиц от сферы к кубу изменяется связь поперечных волноводных и так называемых антенных мод, что приводит к появлению гибридных плазмонов, охватывающих всю наночастицу.

В настоящей работе мы теоретически исследовали генерацию гигантских электромагнитных полей в сверхузкой плазмонной нанощели, образованной гладкой и цилиндрической серебряными поверхностями при сближении поверхностей почти до их соприкосновения.

2. Сверхузкая нанощель, образованная серебряными поверхностями

Эффект плазмонной генерации электромагнитных полей на нанометровых масштабах представляется весьма перспективным при создании новых оптических приборов, в частности для субнанометрового зондирования молекул. Управляемые метаматериалы на основе плазмонных нанорезонаторов позволяют возбуждать усиленные электромагнитные поля на определенных частотах путем задания геометрии и пространственного расположения нанорезонаторов. В настоящей работе мы исследуем генерацию гигантских электромагнитных полей в сверхузкой нанощели, образованной гладкой и цилиндрической серебряными поверхностями (рис. 1).

Резонансные моды в таком щелевом резонаторе могут быть получены в квазистатическом приближении путем решения уравнения Лапласа, поскольку предполагается,

А.К.Сарычев, А.В.Иванов. Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13; e-mail: sarychev_andrey@yahoo.com
G.Barbillon. EPF-Ecole d'Ingénieurs, 3 bis rue Lakanal, 92330 Sceaux, France

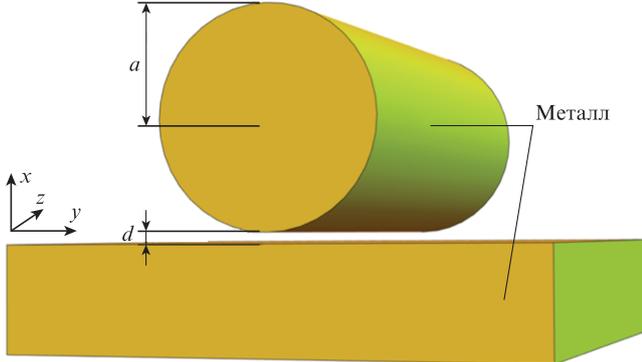


Рис.1. Серебряный цилиндр вблизи гладкой серебряной поверхности.

что толщина зазора d много меньше длины волны электромагнитного излучения. Электрическое поле, возбуждаемое падающим излучением в зазоре между цилиндром и металлической поверхностью, раскладывается по щелевым модам и может быть вычислено аналитически.

Для нахождения распределения напряженности электрического поля, воспользуемся методом конформного отображения:

$$w = u + iv = \ln[(l + x + iy)(l - x - iy)], \quad (1)$$

где $l = \sqrt{d(2a + d)}$ – размер области локализации плазмона в зазоре ($d \ll l \ll a$). Конформное отображение (1) преобразует плоскость xu в область $0 < v < 2\pi$. Правый край этой области ($u > u_1$, $u_1 = \ln[(l + d)/(l - d)]$) представляет собой цилиндр, а левый край ($u < 0$) – плоскость. Пространство между ними ($0 < u < u_1$) является зазором и играет роль емкости, тогда как цилиндр и плоскость выступают в роли индуктивности. Комплексные потенциалы в этих областях имеют вид

$$\varphi^L = \varphi_0 + \sum_{q=1}^{\infty} [B_3^{(q)} f_{Lc}^{(q)} + B_4^{(q)} f_{Ls}^{(q)}], \quad u < 0, \quad (2)$$

$$\varphi^R = \varphi_0 + \sum_{q=1}^{\infty} [B_1^{(q)} f_{Rc}^{(q)} + B_2^{(q)} f_{Rs}^{(q)}], \quad u > u_1, \quad (3)$$

$$\varphi^G = \varphi_0 + \sum_{q=1}^{\infty} [A_1^{(q)} f_{Rc}^{(q)} + A_2^{(q)} f_{Rs}^{(q)} + A_3^{(q)} f_{Lc}^{(q)} + A_4^{(q)} f_{Ls}^{(q)}], \quad (4)$$

$$0 < u < u_1,$$

где

$$f_{Rc}^{(q)} = \exp(-qu) \cos qv;$$

$$f_{Rs}^{(q)} = \exp(-qu) \sin qv;$$

$$f_{Lc}^{(q)} = \exp(qu) \cos qv;$$

$$f_{Ls}^{(q)} = \exp(qu) \sin qv.$$

Электрическое поле задается стандартным образом: $E_u = -\partial\varphi/\partial u$, $E_v = -\partial\varphi/\partial v$. Далее мы найдем коэффициенты в уравнениях (2)–(4), используя граничные условия для электрического поля. Такими граничными условиями яв-

ляются непрерывность тангенциальной составляющей электрического поля и непрерывность нормальной составляющей электрической индукции. Коэффициенты $A_1^{(q)}, A_2^{(q)}, A_3^{(q)}, A_4^{(q)}, B_1^{(q)}, B_2^{(q)}, B_3^{(q)}, B_4^{(q)}$ определяются из этих условий:

$$E_v^R = E_v^G, \quad \varepsilon_m E_u^R = \varepsilon_d E_u^G \quad \text{для } u = u_1, \quad (5)$$

$$E_v^L = E_v^G, \quad \varepsilon_{m1} E_u^L = \varepsilon_d E_u^G \quad \text{для } u = 0, \quad (6)$$

где ε_d – диэлектрическая проницаемость в зазоре; ε_m и ε_{m1} – диэлектрические проницаемости плоскости и цилиндра соответственно. Обнуление детерминанта линейных уравнений для q -х коэффициентов $A_i^{(q)}$ и $B_i^{(q)}$ ($i = 1-4$), дает дисперсионное уравнение для резонансных частот, т. е. для частот щелевых плазмонов:

$$g_1^{2q} [\varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega)] [\varepsilon_d + \varepsilon_{m1}(\omega)] + [\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d] [\varepsilon_d - \varepsilon_{m1}(\omega)] = 0, \quad (7)$$

где $g_1 = (l + d)/(l - d)$. Полученное таким образом электрическое поле зависит от длины волны, угла падения излучения и отношения толщины зазора d к радиусу цилиндра a . В узкой щели, $d \ll a$, поле сосредоточено на пространственном масштабе $l \propto \sqrt{ad}$ ($d \ll l \ll a$) и осциллирует в зависимости от отношения d/a . Максимумы поля возникают, когда целое число щелевых мод укладывается на масштабе l .

Аналитические расчеты выполнены для электрического поля, локализованного в щели между металлическим цилиндром и плоской металлической или полупроводниковой поверхностью, а для численных расчетов выбрана система периодически расположенных цилиндров. Численные расчеты были проведены для периодической системы, поскольку такая постановка задачи больше соответствует реальному эксперименту. Предполагается, что мономолекулярный слой активного ГКР-вещества размещен в зазорах, образованных периодической системой серебряных цилиндров и плоской серебряной поверхностью. В реальном эксперименте мы ожидаем рекордных значений сигнала ГКР от единичных молекул, находящихся в таких нанощелях. Результаты развитой аналитической теории для одной нанощели хорошо согласуются с результатами численного эксперимента, выполненного с использованием программного пакета COMSOL путем решения полной системы уравнений Максвелла. Хорошее согласие теории и численного эксперимента не случайно, т. к. электрическое поле локализовано в нанозазорах, и, следовательно, в первом приближении можно пренебречь взаимодействием между цилиндрами. Теория позволяет аналитически рассчитать усиление поля для различных комбинаций материалов наночилиндров и гладкой подложки. Таким образом, развитая аналитическая теория дает возможность проводить эскизное проектирование эффективных ГКР-сенсоров.

При сопоставлении аналитических и численных результатов используется диэлектрическая проницаемость серебра, взятая из экспериментальных данных [68]. На рис.2 показаны аналитически и численно рассчитанные

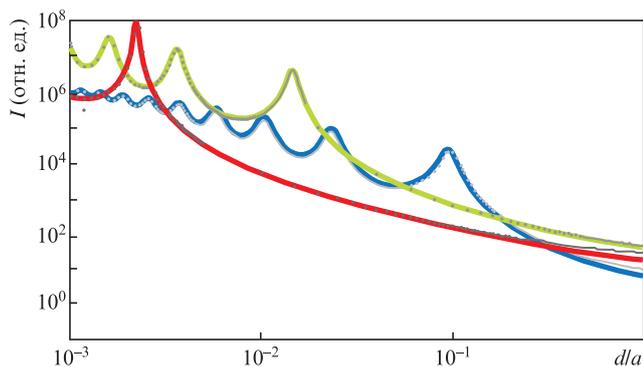


Рис.2. Относительная интенсивность электрического поля в зависимости от отношения ширины щели d к радиусу цилиндра a , при $a = 4$ нм и периоде расположения цилиндров $D = 531$ нм. Синяя, зеленая и красная кривые отвечают $\lambda = 405, 532$ и 785 нм соответственно. Угол падения излучения $\alpha = 45^\circ$ по отношению к нормали, электромагнитная волна имеет р-поляризацию. Точки – результаты численных расчетов, которые лишь немного отличаются от аналитических результатов при $d/a > 1$. Цветные варианты рис.2–5 даны на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

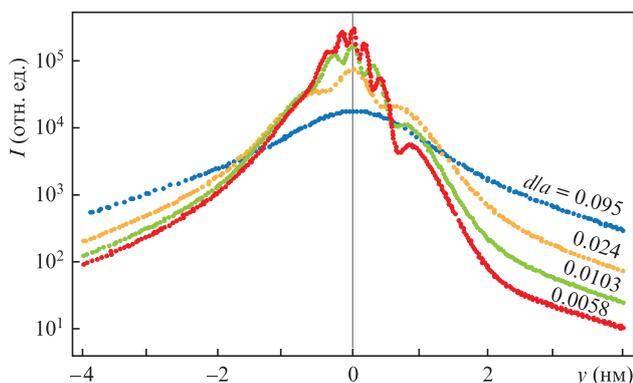
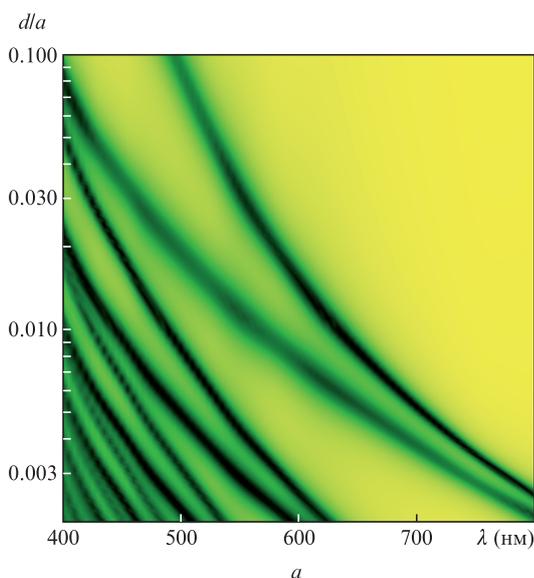


Рис.3. Пространственные распределения интенсивности электрического поля в щели на масштабе одного цилиндра с радиусом $a = 4$ нм для первых четырех резонансов при $\lambda = 405$ нм и угле падения излучения $\alpha = 45^\circ$.



зависимости усиления электрического поля в щели от отношения ширины щели d , образованной двумя поверхностями, к радиусу цилиндра a . Расчеты выполнены для длин волн лазерного излучения $\lambda = 405, 532$ и 785 нм, которые часто используются в КР-спектроскопии.

В квазистатическом приближении ($\lambda \gg a$) результаты аналитических и численных расчетов совпадают с высокой точностью. На рис.3 представлена эволюция пространственного распределения поля в щели для первых четырех резонансов при $\lambda = 405$ нм. Видно, что число максимумов поля в щели на масштабе одного цилиндра возрастает с увеличением отношения d/a . На рис.4 приведены результаты численных расчетов отражения электромагнитной волны и усиления электрического поля в системе невзаимодействующих цилиндров для широкого диапазона длин волн. Видно, что минимуму отражения соответствует максимум усиления поля. Нанощель, образованная серебряным цилиндром и поверхностью, может быть использована для зондирования молекул. Расположим между цилиндром и поверхностью диэлектрический

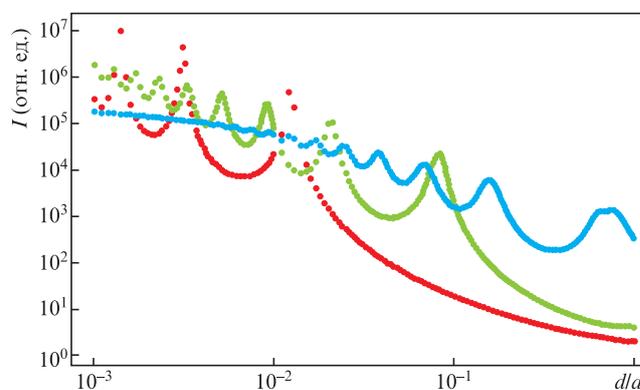


Рис.5. Относительная интенсивность электрического поля в зависимости от отношения d/a при $a = 4$ нм, $D = 300$ нм и показателе преломления слоя в щели $n = 1.534$. Синяя, зеленая и красная зависимости отвечают $\lambda = 405, 532$ и 785 нм соответственно. Угол падения излучения $\alpha = 45^\circ$, электромагнитная волна имеет р-поляризацию.

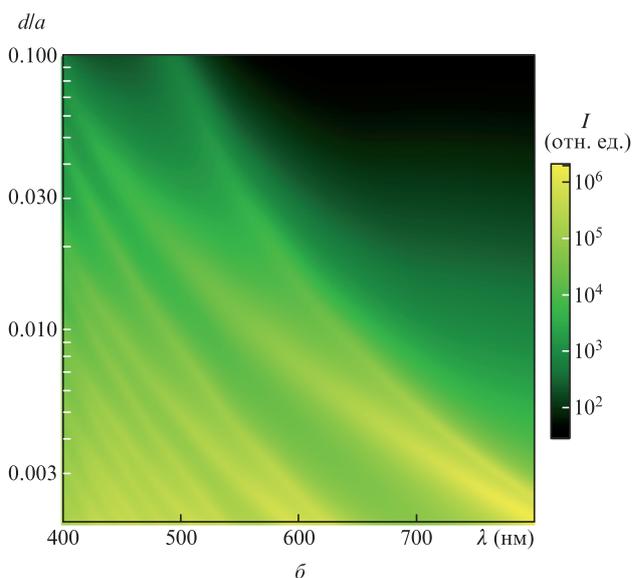


Рис.4. Коэффициент отражения (a) и относительная интенсивность электрического поля (b) в зависимости от длины волны и отношения d/a при $a = 50$ нм и $D = 200$ нм.

слоем с показателем преломления $n = 1.534$, имитирующий молекулярный слой. Численно рассчитанная интенсивность электрического поля в этом случае представлена на рис.5. Дополнительная диэлектрическая прослойка приводит к смещению всех резонансов в красную область спектра. Это обстоятельство упрощает экспериментальную реализацию рассматриваемого эффекта.

3. Заключение

Таким образом, исследовано плазмонное поле, возбуждаемое лазерным излучением в нанощели между металлическим цилиндром и металлической зеркальной поверхностью. Показано, что по мере уменьшения ширины нанощели происходит рост резонансного усиления поля в зазоре между поверхностями вплоть до его насыщения, при котором плазмонные моды начинают сливаться в зазоре (это отчетливо видно на рис.2 и 3 при $\lambda = 405$ нм). Интенсивность электрического поля в щели при насыщении увеличивается более чем в 10^6 раз при $\lambda = 405$ нм, более чем в 10^8 раз при $\lambda = 532$ нм и более чем в 10^9 раз при $\lambda = 785$ нм по сравнению с интенсивностью падающей волны.

Размещение молекулярного слоя с показателем преломления $n = 1.534$ в нанощели приводит к смещению резонансов в красную область. Полученное усиление электрического поля достигает рекордных значений, что дает возможность регистрировать малые концентрации молекул методом ГКР и другими спектральными методами. Рассматриваемые щелевые резонаторы с управляемой толщиной щели могут использоваться для создания связанных состояний плазмона и колебаний молекул, помещенных в зазор. Обнаружение и исследование такого гибридного состояния позволит оценить и понять многие особенности ГКР и других плазмонных эффектов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-21-00080 и гранта РНФ №16-14-00209.

- Zong C., Xu M., Xu L.-J., Wei T., Ma X., Zheng X.-S., Hu R., Ren B. *Chem. Rev.*, **118**, 4946 (2018).
- Ding S.-Y., Yi J., Li J.-F., Ren B., Wu D.-Y., Panneerselvam R., Tian Z.-Q. *Nat. Rev.*, **1**, 1 (2016).
- Ding S.-Y., You E.-M., Tian Z.-Q., Moskovits M. *Chem. Soc. Rev.*, **46**, 4042 (2017).
- Itoh T., Yamamoto Y.S., Ozaki Y. *Chem. Soc. Rev.*, **46**, 3904 (2017).
- Sharma B., Frontiera R.R., Henry A.-I., Ringe E., Van Duyne R.P. *Mater. Today*, **15**, 16 (2012).
- Kneipp J. *ACS Nano*, **11**, 1136 (2017).
- Hu Y., Cheng H., Zhao X., Wu J., Muhammad F., Lin S., He J., Zhou L., Zhang C., Deng Y., Wang P., Zhou Z., Nie S. Wei H. *ACS Nano*, **11**, 5558 (2017).
- Andreou C., Neuschmelting V., Tschaharganeh D.-F., Huang C.-H., Oseledchik A., Iacono P., Karabeber H., Colen R.R., Mannelli L., Lowe S.W., Kircher M.F. *ACS Nano*, **10**, 5015 (2016).
- Nechaeva N.L., Boginskaya I.A., Ivanov A.V., Sarychev A.K., Eremenko A.V., Ryzhikov I.A., Lagarkov A.N., Kurochkin I.N. *Anal. Chim. Acta*, **1100**, 250 (2020).
- Chon H., Lee S., Yoon S.-Y., Lee E.K., Chang S.-I., Choo J. *Chem. Commun.*, **50**, 1058 (2014).
- Laing S., Jamieson L.E., Faulds K., Graham D. *Nat. Rev. Chem.*, **1**, 1 (2017).
- Maiti K.K., Dinis U.S., Samanta A., Vendrell M., Soh K.-S., Park S.-J., Olivo M., Chang Y.-T. *Nano Today*, **7**, 85 (2012).
- Liu Y., Zhou H., Hu Z., Yu G., Yang D., Zhao J. *Biosens. Bioelectron.*, **94**, 131 (2017).
- Yang T., Zhang Z., Zhao B., Hou R.-Y., Kinchla A., Clark J.M., He L. *Anal. Chem.*, **88**, 5243 (2016).
- Durmanov N., Guliev R.R., Eremenko A.V., Boginskaya I.A., Ryzhikov I.A., Trifonova E.A., Putlyaev E.V., Kalnov S.L., Balandina M.V., Tkachuk A.P., Gushchin V.A., Sarychev A.K., Lagarkov A.N., Rodionov I.A., Gabidullin A.R., Kurochkin I.N. *Sens. Actuators, B*, **257**, 37 (2018).
- Chen N., Ding P., Shi Y., Jin T., Su Y., Wang H., He Y. *Anal. Chem.*, **89**, 5072 (2017).
- Hakonen A., Rindcevicus T., Schmidt M.S., Andresson P.O., Juhlin L., Svedendahl M., Boisen A., Kall M. *Nanoscale*, **8**, 1305 (2016).
- Zhang Y., Wang G., Yang L., Wang F., Liu A. *Coord. Chem. Rev.*, **370**, 1 (2018).
- Qiao P., Yang W., Chang-Hasnain C.J. *Adv. Opt. Photonics*, **10**, 180 (2018).
- Xavier J., Vincent S., Meder F., Vollmer F. *Nanophotonics*, **7**, 1 (2018).
- Bandarenka H.V., Girel K.V., Bondarenko V.P., Khodasevich I.A., Panarin A.Y., Terekhov S.N. *Nanoscale Res. Lett.*, **11**, 262 (2016).
- Кукушкин В.И., Гришина Я.В., Соловьев В.В., Кукушкин И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 637 (2017) [*JETP Lett.*, **105**, 677 (2017)].
- Fedotova Ya.V., Kukushkin V.I., Solovvey V.V., Kukushkin I.V. *Opt. Express*, **27**, 32578 (2019).
- Barbillon G., Ivanov A., Sarychev A.K. *Nanomaterials*, **9**, 1 (2019).
- Sarychev A.K., Ivanov A., Lagarkov A., Barbillon G. *Materials*, **12**, 103 (2019).
- Barbillon G., Ivanov A., Sarychev A.K. *Symmetry*, **12**, 896 (2020).
- Ivanov A., Sarychev A.K., Bykov I., Boginskaya I., Lagarkov A., Ryzhikov I., Nechaeva N., Kurochkin I. *J. Phys. Conf. Ser.*, **1461**, 012057 (2020).
- Barbillon G. *Coatings*, **9**, 86 (2019).
- Lee H.K., Lee Y.H., Koh C., Phan-Quang G.C., Han X., Lay C.L., Sim H.Y.F., Kao Y.-C., An Q., Ling X. *Chem. Soc. Rev.*, **48**, 731 (2019).
- Hong Y., Pourmand M., Boriskina S.V., Reinhard B.M. *Adv. Mater.*, **25**, 115 (2013).
- Gu P., Zhou Z., Zhao Z., Mohwald H., Li C., Chiechi R.C., Shi Z., Zhang G. *Nanoscale*, **11**, 3583 (2019).
- Lagarkov A., Boginskaya I., Bykov I., Budashov I., Ivanov A., Kurochkin I., Ryzhikov I., Rodionov I., Sedova M., Zverev A., Sarychev A.K. *Opt. Express*, **25**, 17021 (2017).
- Lagarkov A., Budashov I., Chistyayev V., Ezhov A., Fedyanin A., Ivanov A., Kurochkin I., Kosolobov S., Latyshev A., Nasimov D., Ryzhikov I., Shcherbakov M., Vaskin A., Sarychev A.K. *Opt. Express*, **24**, 7133 (2016).
- Lee H.K., Lee Y.H., Lin Koh C.S., et al. *Chem. Soc. Rev.*, **48**, 731 (2018).
- Lyu S., Lei D.Y., Liu W., Yao H., Mo D., Chen Y., Hu P., Sun Y., Liu J., Duan J.L. *RSC Advances*, **5**, 32103 (2015).
- Matricardi C., Hanske C., Garcia-Pomar J.L., Langer J., Mihi A., Liz-Marzan L.M. *ACS Nano*, **12**, 8531 (2018).
- Su J., Wang D., Norbel L., Shen J., Zhao Z., Dou Y., Peng T., Shi J., Mathur S., Fan C., Song S. *Anal. Chem.*, **89**, 2531 (2017).
- Yan X., Wang M., Sun X., Wang Y., Shi G., Ma W., Hou P. *Appl. Surf. Sci.*, **479**, 879 (2019).
- Zhang J., Li J., Tang S., Fang Y., Wang J., Huang G., Liu R., Zheng L., Cui X., Mei Y. *Sci. Rep.*, **5**, 1 (2015).
- Yoon J.H., Selbach F., Langolf L., Schlucker S. *Small*, **14**, 1702754 (2018).
- Wang X., Bai X., Pang Z., Yang H., Qi Y. *Results Phys.*, **12**, 1866 (2019).
- Kuttner C., Mayer M., Dulle M., Moscoso A., Lopez-Romero J.M., Forster S., Fery A., Perez-Juste J., Contreras-Caceres R. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **10**, 11152 (2018).
- Demetriadou A., Hamm J.M., Luo Y., Pendry J.B., Baumberg J.J., Hess O. *ACS Photonics*, **4**, 2410 (2017).
- Ivanov A., Shalygin A., Lebedev V., Vorobev V., Vergiles S., Sarychev A.K. *Appl. Phys. A*, **107**, 17 (2012).
- Frumin L.L., Nemykin A.V., Perminov S.V., Shapiro D.A. *J. Opt.*, **30**, 2048 (2013).
- Liu Z.-Q., Liu G.-Q., Liu X.-S., Huang K., Chen Y.-H., Hu Y., Fu G.L. *Plasmonics*, **8**, 1285 (2013).
- Liu G.-Q., Hu Y., Liu Z.-Q., Chen Y.-H., Cai Z.-J., Zhang X.-N., Huang K. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, 4320 (2014).
- Liu G.-Q., Hu Y., Liu Z.-Q., Cai Z.-J., Zhang X.-N., Chen Y.-H., Huang K. *Opt. Commun.*, **316**, 111 (2014).

49. Рассказов И.Л., Маркель В.А., Карпов С.В. *Оптика и спектроскопия*, **115**, 753 (2013) [*Opt. Spectrosc.*, **115**, 666 (2013)].
50. Seal K., Sarychev A.K., Noh H., Genov D.A., Yamilov A., Shalaev V.M., Ying Z.C., Cao H. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 226101 (2005).
51. Genov D., Shalaev V., Sarychev A. *Phys. Rev. B*, **72**, 113102 (2005).
52. Cai H., Wu Y., Dai Y., Pan N., Tian Y., Luo Y., Wang X. *Opt. Express*, **24**, 20808 (2016).
53. Chikkaraddy R., Zheng X., Benz F., Brooks L.J., de Nijs B., Carnegie C., Kleemann M.-E., Mertens J., Bowman R.W., Vandenbosch G., Moshchalkov V.V., Baumberg J.J. *ACS Photonics*, **4**, 469 (2017).
54. Chikkaraddy R., Turek V.A., Kongsuwan N., Benz F., Carnegie C., van de Goor T., de Nijs B., Demetriadou A., Hess O., Keyser U.F., Baumberg J.J. *Nano Lett.*, **18**, 405 (2018).
55. Fu Q., Zhan Z., Dou J., Zheng X., Xu R., Wu M., Lei Y. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **7**, 13322 (2015).
56. Jiang T., Chen G., Tian X., Tang S., Zhou J., Feng Y., Chen H. *J. Am. Chem. Soc.*, **140**, 15560 (2018).
57. Liu G., Liu Y., Liu X., Chen J., Fu G., Liu Z. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **186**, 142 (2018).
58. Lu X., Huang Y., Liu B., Zhang L., Song L., Zhang J., Zhang A., Chen T. *Chem. Mater.*, **30**, 1989 (2018).
59. Ma C., Gao Q., Hong W., Fan J., Fang J. *Adv. Funct. Mater.*, **27**, 1 (2016).
60. Nam J.-M., Oh J.-W., Lee H., Suh Y.D. *Acc. Chem. Res.*, **49**, 2746 (2016).
61. Pan R., Yang Y., Wang Y., Li S., Liu Z., Su Y., Quan B., Li Y., Gu C., Li J. *Nanoscale*, **10**, 3171 (2018).
62. Shin Y., Song J., Kim D., Kang T. *Adv. Mater.*, **27**, 4344 (2015).
63. Sigle D.O., Mertens J., Herrmann L.O., Bowman R.W., Ithurria S., Dubertret B., Shi Y., Yang H., Tserkezis C., Aizpurua J., Baumberg J.J. *ACS Nano*, **9**, 825 (2015).
64. Yoo D., Mohr D.A., Vidal-Codina F., John-Herpin A., Jo M., Kim S., Matson J., Caldwell J.D., Jeon H., Nguyen N.C., Martin-Moreno L., Peraire J., Altug H., Oh S.H. *Nano Lett.*, **18**, 1930 (2018).
65. Zhou J., Xiong Q., Ma J., Ren J., Messersmith P.B., Chen P., Duan H. *ACS Nano*, **10**, 11066 (2016).
66. Сарычев А.К., Иванов А.В., Афанасьев К.Н., Быков И.В., Богинская И.А., Курочкин И.Н., Лагарков А.Н., Мерзликин А.М., Михеев В.В., Негров Д.В., Рыжиков И.А., Седова М.В. *Квантовая электроника*, **48** (12), 1147 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (12), 1147 (2018)].
67. Sarychev A.K., Bykov I.V., Boginskaya I.A., Ivanov A.V., Kurochkin I.N., Lagarkov A.N., Nechaeva N.L., Ryzhikov I.A. *Opt. Quantum Electron.*, **52**, 26 (2019).
68. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).