

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 621.378.33

Эффект суперрезонанса в мезоразмерной сфере с малым коэффициентом преломления

И.В. Минин^{✉ 1}, Song Zhou², О.В. Минин^{1*}

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, ул. Ленина, 30

²Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology,
Faculty of Mechanical and Material Engineering, Huaiyin Institute of Technology
223003, Huai'an, China

Поступила в редакцию 30.05.2022 г.;
после доработки 15.06.2022 г.;
принята к печати 15.07.2022 г.

Представлены результаты численного моделирования на основе теории Ми эффекта суперрезонанса для диэлектрической сферы с низким показателем преломления. В качестве материала мезоразмерной сферы использована вода. Впервые показано, что не только ранее изученные слабодиссипативные мезоразмерные сферы из материала со «средним» ($\sim 1,5$) и высоким (более 2) показателем преломления, но и сферы из материала с низким показателем преломления ($\sim 1,3$) поддерживают эффект резонанса Фано высокого порядка, связанного с внутренними модами Ми. При этом интенсивности резонансных пиков как для магнитного, так и для электрического полей в окрестности полюсов сферы могут достигать огромных значений порядка 10^6 – 10^7 в окрестности полюсов сферы из воды с параметром размера Ми ~ 70 , занимающими граничное положение с геометрической оптикой.

Ключевые слова: теория Ми, резонанс Фано высокого порядка, мезоразмерная сферическая частица, экстремально высокие электромагнитные поля; Mie theory, high-order Fano resonance, mesoscale spherical particle, extreme high electromagnetic fields.

Введение

Сферические диэлектрические частицы с параметром размера Ми $q = ka$ (где k и a — волновое число и радиус сферической частицы) порядка 10 [1–3] (диаметр частицы больше или равен длине волны) занимают малоисследованную нишу между наночастицами ($q < 1$) и частицами, для которых справедлива геометрическая оптика ($q \sim 100$) [1], хотя интерес к таким частицам возник еще более века назад при объяснении необычных оптических эффектов рассеяния света взвесьми мелкодисперсной серы [4].

В последнее время для сферических диэлектрических частиц обнаружен ряд важных оптических эффектов и свойств [1–3], среди которых отметим так называемый эффект суперрезонанса [5, 6]. В [6] Б.С. Лукьянчук с коллегами продемонстрировали, что слаборассеивающие мезоразмерные диэлектрические сферы, расположенные в вакууме, могут поддерживать резонансы Фано высокого порядка, связанные с внутренними модами Ми. Причем интенсивности резонансных пиков как для магнитного, так и для электрического полей в окрестности полюсов сферы могут достигать огромных значений.

Заметим, что пока эти исследования носят фундаментальный характер и их прикладное значение еще предстоит оценить.

До сих пор эффекты суперрезонанса рассматривались для сферических мезоразмерных частиц преимущественно с показателем преломления $n \sim 1,5$, характерным для диэлектриков в оптическом и ТГц-диапазонах [5–8]. Однако, насколько нам известно, не было предложено ни одного исследования, демонстрирующего эффект суперрезонанса в сферической частице с низким показателем n , особенно в видимом диапазоне частот. Отметим, что исследования особенностей рассеяния света, например на водных каплях ранее были связаны в основном с изучением атмосферного аэрозоля и им посвящено огромное количество публикаций (например, обзор [9] и [10–13]).

В настоящей работе мы рассмотрим особенности эффекта суперрезонанса для сферических частиц из воды с $n \approx 1,33$ в оптическом диапазоне [14] с целью выяснения границ существования этого эффекта для частиц с малым коэффициентом преломления.

Эффект суперрезонанса

Суть эффекта суперрезонанса заключается в том, что для сферической слабодиссипативной

* Игорь Владимирович Минин (ivminin@tpu.ru); Song Zhou (zs41080218@126.com); Олег Владимирович Минин (prof.minin@gmail.com).

диэлектрической частицы мода внутреннего резонанса высокого порядка [15] интерферирует с широким спектром всех остальных мод. Интерференция широких и узких спектральных линий приводит к характерной форме резонанса Фано [16, 17] высоких порядков [6]. Такая же форма наблюдается для спектров напряженности электрического и магнитного полей на поверхности частицы. Рассматриваемые сферические частицы имеют уникальное расположение горячих точек на полюсах сферы [5, 18], обусловленное специфическим поведением внутренних мод Ми. При этом для резонансов Фано коэффициенты усиления напряженности магнитного и электрического полей в окрестности горячих точек могут достигать экстремальных значений [2, 3, 5–8, 19]. Необходимый для существования суперрезонанса, поддерживаемого только сферическими частицами, диапазон параметров сферы зависит как от оптических свойств материала частицы, так и от параметра размера Ми [5–8]. Другая особенность исследуемого эффекта — очень сложная циркуляция энергии вблизи поверхности и внутри частицы, приводящая к возникновению оптических вихрей [20] и других особенностей векторного поля Пойнтинга [6–8]. Подробный анализ амплитуд коэффициентов рассеяния Ми (c_n , d_n) показывает, что основной фактор, ответственный за явление суперрезонанса — сильное рассеяние одиночной моды высокого порядка во внутреннем электрическом или магнитном поле частицы [5–8]. Отметим, что на удивление малая диссипация энергии в материале сферы может не ухудшать, а способствовать субдифракционной локализации поля [8].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 эффект определяющего влияния моды внутреннего резонанса высокого порядка на суперрезонанс продемонстрирован для непогло-

щающей сферической капли с $n = 1,33$ и $q = 70,6$. Эти значения соответствуют резонансной моде $l = 86$. На рис. 1, а показано распределение электрического и магнитного полей в двух плоскостях, когда при моделировании были учтены все моды $1 < l < 100$. На рис. 1, б представлена эта же картина, где учтены все члены, кроме единственного резонансного члена с $l = 86$. В этом случае область локализации излучения в теневой части частицы имеет вид, характерный для фотонной струи [1–3]. Таким образом, единственный член $l = 86$ в этом случае приводит к увеличению интенсивности рассеянного излучения более чем в 4000 раз. Аналогичный вывод был ранее сделан для сферической частицы с $n = 1,5$, вдвое меньшим параметром размера и, следовательно, на порядок меньшим усилением [6].

Отметим, что без учета резонансной моды $l = 86$ распределение интенсивности в области локализации излучения (фотонной струе) примерно одинаковое как для магнитного ((1, 2) на рис. 1), так и для электрического полей (3, 4) и симметрично в двух плоскостях. В то же время в условиях суперрезонанса интенсивность магнитного поля на порядок превышает интенсивность электрического поля, а соответствующие горячие точки в двух плоскостях имеют разную пространственную структуру.

Напомним, что в соответствии с теорией Лоренца–Ми [21, 22] рассеяние плоской линейно поляризованной электромагнитной волны на сферической частице представляется в виде медленно сходящегося бесконечного ряда парциальных составляющих. При этом каждая парциальная волна представляется в виде суммы двух мод — магнитной и электрической [21–24]. Соответствующие эффективности внешнего и внутреннего рассеяний математически связаны с выражениями для двух пар комплексных коэффициентов рассеяния (a_l , b_l) и (c_l , d_l) соответственно, которые, в свою очередь, выражаются через

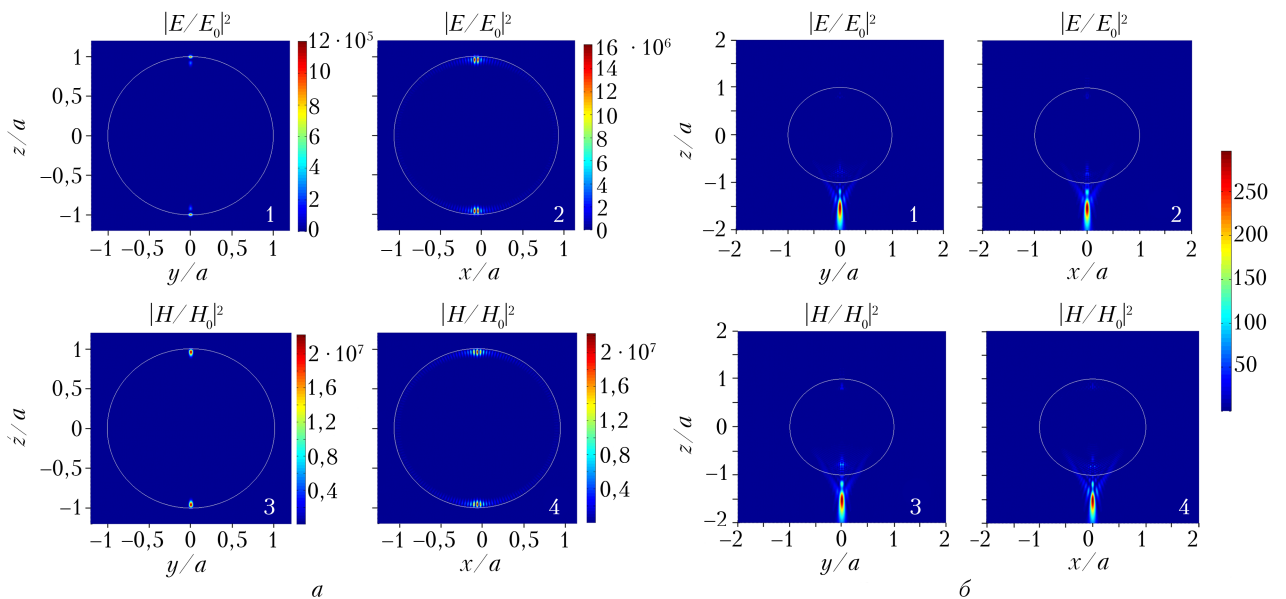


Рис. 1. Интенсивности электрического (1, 2) и магнитного (3, 4) полей в двух плоскостях для капли воды в случаях: когда учтены все моды $1 < l < 100$ (а); учтены все моды, кроме $l = 86$ (б). Плоская линейно поляризованная волна падает сверху вниз

комбинации сферических функций Бесселя и Неймана и их производных [1–4]. В данном случае нас интересуют коэффициенты Ми, связанные с внутренним рассеянием полей в уравнениях для компонент поля, которые можно записать в виде

$${}^e A_l = i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} c_l, \quad {}^m A_l = i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} d_l, \quad (1)$$

где

$$c_l = \frac{y \zeta_l'(x) \psi_l'(x) - y \zeta_l'(x) \psi_l(x)}{y \zeta_l'(x) \psi_l(y) - x \zeta_l(x) \psi_l'(y)},$$

$$d_l = \frac{y \zeta_l'(x) \psi_l(x) - y \zeta_l(x) \psi_l'(x)}{y \zeta_l(x) \psi_l'(y) - x \zeta_l'(x) \psi_l(y)}. \quad (2)$$

Здесь $x = k_m a$ и $y = k_p a$ (m, p – индексы, означающие среду и частицу),

$$\zeta_l(\rho) = \rho h_l^{(1)}(\rho) = \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(\rho),$$

$$\psi_l(\rho) = \rho j_l(\rho) = \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(\rho),$$

$$\zeta_l'(\rho) = \frac{\partial \zeta_l(\rho)}{\partial \rho}, \quad \psi_l'(\rho) = \frac{\partial \psi_l(\rho)}{\partial \rho},$$

Подробные уравнения и их детальное описание для рассеянной волны как в среде, так и внутри немагнитной сферы можно найти, например, в [24, 25]. Из (1, 2) следует, что значения соответствующих амплитуд уменьшаются с ростом n и q .

На рис. 2 показаны коэффициенты $|{}^e A_l|$ и $|{}^m A_l|$ (1) для рассматриваемого случая в условиях суперрезонанса. Видно, что коэффициент резонансного рассеяния $|{}^e A_{86}|$ по величине намного больше (более чем в 40 раз) остальных коэффициентов. Такое аномально высокое значение объясняется конструктивной интерференцией одной парциальной волны с модой высокого порядка $l = 86$ с широким спектром всех остальных мод внутри мезоразмерной капли воды.

Параметр размера $q = 70,6$ сферической капли воды в оптическом диапазоне в данном случае был выбран исходя из того, что для меньших значений

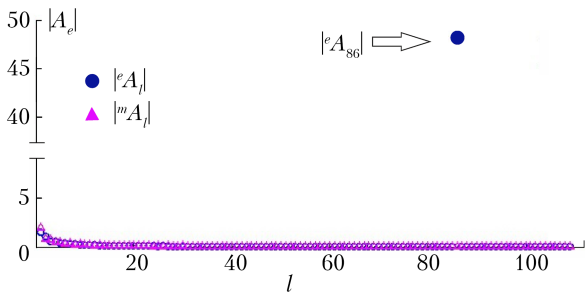


Рис. 2. Распределение коэффициентов рассеяния внутри сферической капли воды в условиях суперрезонанса. Стрелкой показано положение резонансного коэффициента рассеяния

этой величины резонансные пики рассеяния имеют существенно меньшую интенсивность (рис. 3).

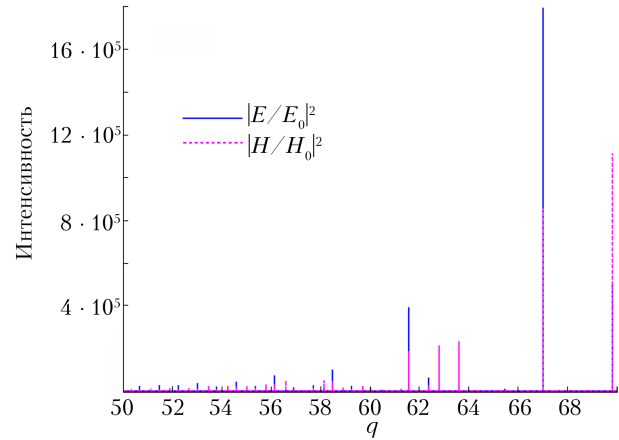


Рис. 3. Спектр резонансных мод для капли воды при $q = 50–70$; сплошная линия соответствует электрическому полю, штриховая – магнитному

Учитывая результаты работ [5–8], следует отметить, что с уменьшением показателя преломления материала сферы увеличивается как номер резонансной моды, требуемый для возникновения суперрезонанса, так и параметр размера (диаметр) частицы. Так, для частицы с $n = 1,5$ резонансное значение $q = 26,9419$ $l = 35$ [6]. При уменьшении n до 1,43 значение $q = 28,64159$ [5, 8], а при $n = 1,33$, как было упомянуто выше, q увеличивается до 70,6 $l = 86$. Соответствующие зависимости приведены на рис. 4. При $n > 2$ область локализации поля смещается от границы частицы к ее центру (внутри сферы), но качественно тенденция сохраняется.

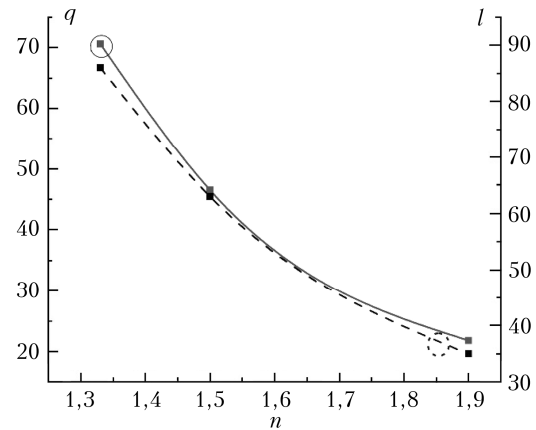


Рис. 4. Зависимость параметра размера диэлектрической сферы (сплошная кривая) и резонансной моды (штриховая кривая) от показателя преломления материала частицы в области генерации максимальных относительных магнитных $|H/H_0|^2$ и электрических $|E/E_0|^2$ полей порядка $10^6–10^7$

Объяснить качественно эту тенденцию можно следующим образом. Длина волны излучения в непоглощающем диэлектрике меньше, чем в вакууме, в n раз. Следовательно, чтобы частица была

резонатором, при уменьшении показателя преломления слабодиссипативной сферы необходимо увеличить ее диаметр, чтобы длина волны излучения внутри частицы была сопоставимой с ее размером.

Из рис. 4 видно строгое соответствие резонансного значения параметра размера сферы и резонансной моды в зависимости от показателя преломления при фиксированном уровне интенсивности поля.

Как уже упоминалось, интерференция широких и узких спектральных линий приводит к характерной форме резонанса Фано [5–8, 17, 25, 26] высоких порядков. Аналогичная асимметричная форма наблюдается и для спектров напряженности электрического и магнитного полей на поверхности капли, в точках $x = 0$; $y = 0$; $z = a$. На рис. 5 приведен спектр резонансов для капли воды диаметром 12 мкм в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм. Для таких резонансов Фано коэффициенты усиления напряженности поля в рассматриваемом случае могут достигать экстремальных значений порядка 10^6 – 10^7 , что связано с резким сужением ширины резонансной линии. Более детально характерные резонансные линии показаны на рис. 6.

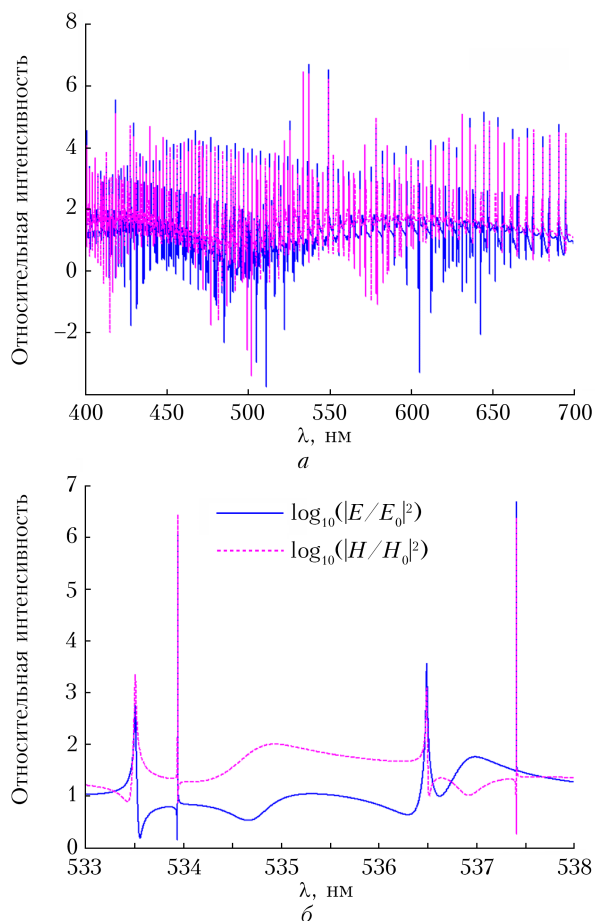


Рис. 5. Спектр интенсивностей резонансов для капли воды диаметром 12 мкм в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм (а); фрагмент двух суперрезонансных мод с максимальной интенсивностью магнитного и электрического полей (б)

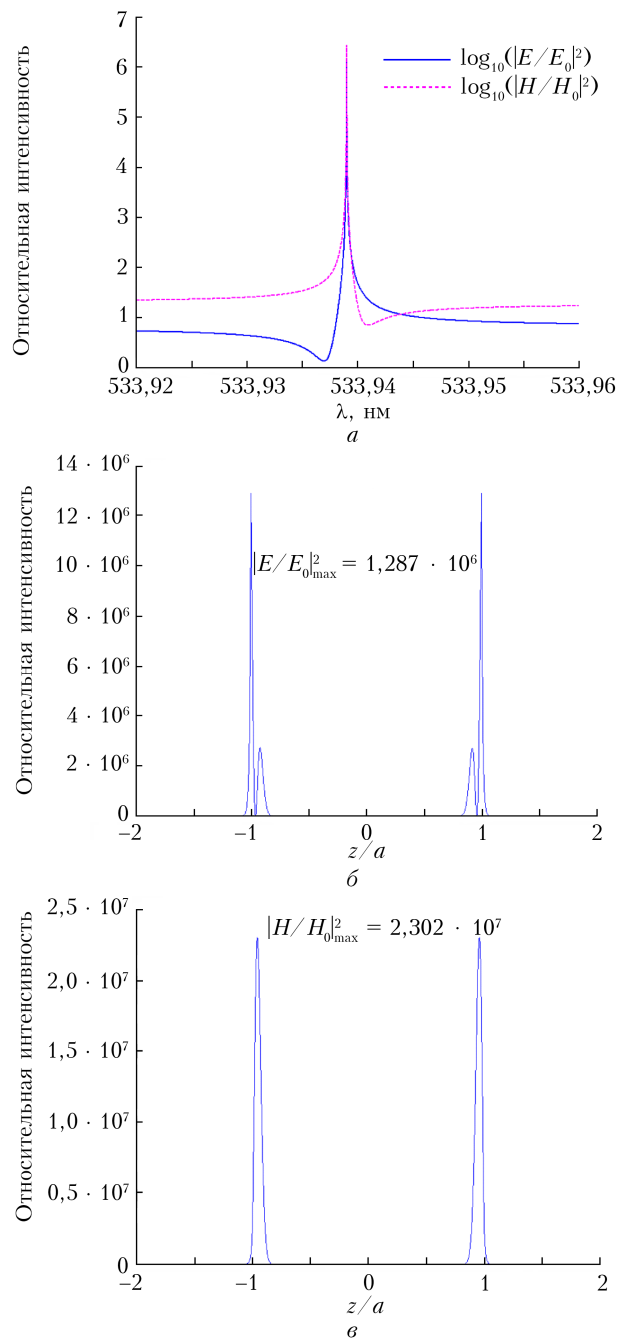


Рис. 6. Структура резонанса Фано на $\lambda = 533,939$ нм (а); пики относительных интенсивностей электрического (б) и магнитного полей (в); распределения (б, в) построены вдоль диаметра капли в линейном масштабе

Как видно, все резонансные линии достаточно узкие. Спектральная узость собственных возбуждений частицы и, следовательно, узость излучаемых резонансных полос является одним из определяющих параметров эффективности резонатора. Согласно определению добротности резонатора можно оценить с помощью выражения $Q = \lambda/\Delta\lambda$ [27], где λ – резонансная длина волны; $\Delta\lambda$ – ширина резонансной линии на полувысоте [28]. Из рис. 6, а (в логарифмическом масштабе) следует, что в рас-

считаемых условиях добротность капли воды $Q = 6 \cdot 10^8$ на $\lambda = 533,939$ нм. Ширина линий для интенсивностей E^2 и H^2 на полувысоте и, следовательно, добротности примерно одинаковы.

Из рис. 6, а также отчетливо видно, что асимметрия интенсивностей резонансов для магнитного и электрического полей зеркальна. С учетом того, что решающую роль в возникновении резонансов Фано играют магнитные дипольные резонансы изолированных диэлектрических частиц [3, 6, 7], возбужденная на длине волны магнитного резонанса амплитуда дипольной моды диэлектрической частицы может быть более сильной, чем отклик электрического диполя, и тем самым вносить основной вклад в эффективность рассеяния (см. рис. 6, б–в). В данном случае интенсивность магнитного пика примерно на порядок больше, чем электрического. Интересно, что $\lambda = 533,939$ нм для капли с указанным значением q лежит близко к длине волны второй гармоники Nd:YAG-лазера [29].

Другими особенностями сопровождения резонансов Фано, наблюдаемых при рассеянии Ми на диэлектрической сфере [30] в условиях суперрезонанса [5–8, 25, 26], являются сингулярные фазовые эффекты [1–3, 5–8, 20] с огромными значениями локального волнового вектора [2, 3, 31] и генерация оптических вихрей [1, 5–8, 20, 32] с характерным пространственным размером, значительно меньше дифракционного предела [2, 3, 5–8, 25, 26]. Отметим, что образование областей с гигантскими значениями локальных волновых векторов аналогично эффектам суперосцилляции [5, 6, 33–36]. Возникновение оптических вихрей в соответствии с законом Био–Савара создает кольцевые токи [6], которые и приводят к генерации экстремально высоких магнитных полей (рис. 6, в). В целом в режиме суперрезонанса может генерироваться рекордно высокий уровень напряженности как электрического, так и магнитного полей, не уступающий таковому для плазмонных структур [37–39], но без использования соответствующих плазмонных эффектов и материалов.

В то же время «недостатком» суперрезонанса является его высокая чувствительность к величине диссипативных потерь в материале частицы [5–8] и параметрам окружающей среды [25, 26]. Так, для воздуха [26] при изменении показателя преломления среды на величину порядка 10^{-7} наблюдается двукратное падение интенсивности магнитного и электрического полей в «горячих точках». При этом резонансные значения параметра размера частицы не совпадают с таковыми для вакуума и смещаются в синюю область [25, 26]. Для скорректированных с учетом окружающей среды резонансных значений параметра размера частицы максимальные интенсивности магнитного и электрического полей могут быть такими же, как в вакууме [25, 26].

Необходимо отметить, что экстремальный уровень генерируемых электрических и магнитных полей может приводить к разрушению частицы, что ранее наблюдалось в экспериментах [8]. Разрушению и взрыву капли воды посвящено достаточно

много работ, в первую очередь связанных с взаимодействием капли и мощного лазерного излучения [27, 40–44]. В прозрачной водной капле лазерный импульс фокусируется за счет оптических рефракционных эффектов. Локальная интенсивность внутри сферы при определенных условиях может вызывать образование плазмы, которая поглощает оставшуюся лазерную энергию, что при определенных уровнях и приводит к ее разрушению и взрывному распаду [27, 40–45]. Такой распад сопровождается рядом интересных эффектов, включая образование кумулятивной струи, обнаруженное в [45] и независимо подтвержденное более 20 лет спустя [46]. В частности, известно, что взрыв капель воды радиусом $a = 10\text{--}30$ мкм происходит при достижении локальной температуры $T \sim 580$ К, при этом соответствующие локальные максимумы температуры располагаются в окрестности полюсов сферы. В режиме суперрезонанса механизм образования «горячих точек» и характеристики субволновых областей локализации излучения отличаются от упомянутых выше [6, 47]. Поэтому необходимо изучение динамики и особенностей разрушения материала сферической частицы в этих условиях. Нужно отметить, что прямая экспериментальная диагностика подобных процессов является нетривиальной задачей даже с использованием современных диагностических методов [48–50] и скоростной визуализации протекающих процессов [51].

Таким образом, с учетом ранее опубликованных результатов [5–8, 25, 26] мы показали, что реализация резонансов Фано высокого порядка (в данном случае $l = 86$) возможна в мезоразмерных сферических частицах [50] не только из материала с высоким ($n \sim 4$) и средним ($n \sim 1,5$), но и с низким ($n \sim 1,3$) показателем преломления с генерацией резонансных интенсивностей электрического и магнитного полей порядка $10^6\text{--}10^8$ в области полюсов сферы.

Заключение

Значительное усиление поля в диэлектрических структурах с низким показателем преломления имеет большое значение для многих приложений фотоники, мезотроники [47] и квантовой оптики. Однако локализация света в этих материалах является сложной задачей [52]. На основании приведенных результатов можно заключить, что слабодиссипативные мезоразмерные диэлектрические сферические частицы как с малым, так и с высокими показателями преломления позволяют эффективно управлять магнитной и электрической компонентами одновременно, поддерживают как нерезонансный режим локализации поля (формирование фотонной струи), так и суперрезонансный эффект. Показатель преломления сферической частицы в условиях суперрезонанса однозначно связан с параметром размера частицы и номером возбуждаемой в ней резонансной моды высокого (иногда экстремально высокого, как в нашей работе) порядка. При этом возможности генерации [53] экстремально высоких интенсивностей (относительно соответствующих

интенсивностей в падающей волне) магнитного и электрического полей порядка 10^6 – 10^8 ставит задачу исследования особенностей возможного разрушения водяных и других частиц в рассматриваемом режиме. Поскольку в таком режиме демонстрируются резкие и чрезвычайно узкие оптические резонансы, эффект суперрезонанса в перспективе может быть применен для обнаружения малых отклонений показателя преломления среды [25, 26, 53] или различных видов биомаркеров без использования специальных меток и может открыть путь для практической реализации фотонных устройств на основе диэлектрических материалов с низким показателем преломления.

Финансирование. Работа выполнена в рамках Программы развития Томского политехнического университета и Программы естественнонаучных исследований Хуайань (№ НАВ202153).

Список литературы

1. Luk'yanchuk B., Paniagua-Dominguez R., Minin I.V., Minin O.V., Wang Z. Refractive index less than two: Photonic nanojets yesterday, today and tomorrow // *Opt. Mat. Express*. 2017. V. 7, N 6. P. 1820–1847.
2. Minin O.V., Minin I.V. Optical phenomena in meso-scale dielectric particles // *Photonics*. 2021. V. 8, N 12.
3. Luk'yanchuk B., Bekirov A., Wang Z., Minin I.V., Minin O.V., Fedyanin A. Optical phenomena in dielectric spheres with the size of several light wavelength (Review) // *Phys. Wave Phenom.* 2022. V.30. N.4. P. 217–241.
4. Keen B., Porter A. On the diffraction of light by particles comparable with the wave-length // *Roy. Soc. Proc. A*. 1913. V. 89. P. 370.
5. Yue L., Yan B., Monks J., Wang Z., Minin I.V., Minin O.V. Loss impact on super resolution photonic jet produced by a Teflon sphere // *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium, St Petersburg, 22–25 May 2017, Russia*. 2017. P. 1377.
6. Wang Z., Luk'yanchuk B., Yue L., Yan B., Monks J., Dhama R., Minin O.V., Minin I.V., Huang S., Fedyanin A. High order Fano resonances and giant magnetic fields in dielectric microspheres // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 20293.
7. Yue L., Yan B., Monks J., Dhama R., Jiang C., Minin O.V., Minin I.V., Wang Z. Full three-dimensional Poynting vector flow analysis of great field-intensity enhancement in specifically sized spherical-particles // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 20224.
8. Yue L., Wang Z., Yan B., Monks J., Joya Y., Dhama R., Minin O.V., Minin I.V. Super-enhancement focusing of teflon spheres // *Ann. Phys.* 2020. V. 532. P. 2000373.
9. Kolwas M. Scattering of light on droplets and spherical objects: 100 years of Mie scattering // *Comp. Meth. Sci. Tech.* 2010. V. 2. P. 107–113.
10. Penndorf R. Mie scattering coefficient for water droplets in air // *J. Metrology*. 1956. V. 13. P. 219.
11. Glantschnig W., Chen S. Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. P. 2499–2509.
12. Laven P. Time domain analysis of scattering by a water droplet // *Appl. Opt.* 2011. V. 50, N 28. P. F29.
13. Lock J., Woodruff J. Non-Debye enhancements in the Mie scattering of light from a single water droplet // *Appl. Opt.* 1989. V. 28, N 3. P. 523.
14. Hale G., Querry M. Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. P. 555–563.
15. Hoang T., Duan Y., Chen X., Barbastathis G. Focusing and imaging in microsphere-based microscopy // *Opt. Express*. 2015. V. 23. P. 12337–12353.
16. Kong X., Xiao G. Fano resonance in high-permittivity dielectric spheres // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2016. V. 33. P. 707–711.
17. Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. P. 1866–1878.
18. Conwell P., Barber P., Rushforth C. Resonant spectra of dielectric spheres // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1984. V. 1, N 1. P. 62.
19. Tribelsky M., Miroshnichenko A. Giant in-particle field concentration and Fano resonances at light scattering by high-refractive index particles // *Phys. Rev. A*. 2016. V. 93. P. 053837.
20. Luk'yanchuk B., Miroshnichenko A., Kivshar Y. Fano resonances and topological optics: an interplay of far- and near-field interference phenomena // *J. Opt.* 2013. V. 15. P. 073001.
21. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien speziell kolloidaler Goldlösungen (Contributions to the optics of diffuse media, especially colloid metal solutions) // *Ann. Phys.* 1908. V. 25. P. 377–445.
22. Gouesbet G., Gréhan G. Generalized Lorenz-Mie Theories. Berlin: Springer, 2011. 360 p.
23. Kerker M. The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. Berlin: Elsevier, 2013. 121 p.
24. Bohren C., Huffman D. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Berlin: Wiley, 1998.
25. Minin I.V., Zhou S., Minin O.V. Super-resonance effect for high-index sphere immersed in water // *arXiv:2205.03863* (May 8). 2022.
26. Минин И.В., Минин О.В., Zhou S. Особенности генерации экстремальных электромагнитных полей в диэлектрической мезоразмерной сфере с учетом окружающей среды // *Письма в ЖТФ*. 2022. Т. 48, вып. 18. С. 41–44.
27. Green E. The story of Q // *Am. Scientist*. 1955. V. 43. P. 584–594.
28. Houston W.V. A compound interferometer for fine structure work // *Phys. Rev.* 1927. V. 29. P. 0478–0484.
29. Chýlek P., Jarzembski M., Srivastava V., Pinnick R., Pendleton J., Cruncheon J. Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 760–762.
30. Tzarouchis D., Sihvola A. Light scattering by a dielectric sphere: Perspectives on the Mie resonances // *Appl. Sci.* 2018. V. 8. P. 184.
31. Minin O.V., Minin I.V. Unusual optical effects in dielectric mesoscale particles // *Proc. SPIE*. 2022. N 121930E. DOI: 10.1117/12.2634315.
32. Vasnetsov M.V., Staliunas K. Optical Vortices. V. 228), Commack, New York: Nova Science Publishers, 1999. 279 p.
33. Berry M.V. Superoscillations and leaky spectra // *J. Phys. A Math. Theor.* 2018. V. 52. P. 015202.
34. Berry M., Zheludev N., Aharonov Y., Colombo F., Sabadini I., Struppa D., Tollaksen J., Rogers E., Qin F., Hong M., Luo X., Remez R., Arie A., Götte J., Dennis M., Wong A., Eleftheriades G., Eliezer Y., Bahabad A., Chen G., Wen Z., Liang G., Hao C., Qiu C., Kempf A., Katzav E., Schwartz M. Roadmap on superoscillations // *J. Opt.* 2019. V. 21. P. 053002.

35. Zheludev N., Yuan G. Optical superoscillation technologies beyond the diffraction limit // *Nature Rev. Phys.* 2021. V. 4. P. 16.
36. Yuan G., Rogers E., Zheludev N. "Plasmonics" in free space: observation of giant wavevectors, vortices, and energy backflow in superoscillatory optical fields // *Light: Sci. Applicat.* 2019. V. 8. DOI: 10.1038/s41377-018-0112-z.
37. Schuller J., Barnard E., Cai W., Jun Y., White J., Brongersma M. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation // *Nat. Mater.* 2010. V. 9. P. 193.
38. Cao S., Xing Y., Sun Y., Liu Z., He S. Strong coupling between a single quantum emitter and a plasmonic nanoantenna on a metallic film // *Nanomaterials.* 2022. V. 12. P. 1440.
39. Hsu L., Baida F., Ndao A. Local field enhancement using a photonic-plasmonic nanostructure // *Opt. Express.* 2021. V. 29. P. 1102–1108.
40. Chýlek P., Jarzembki M., Srivastava V., Pinnick R., Pendleton J., Cruncleton J. Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 760–762.
41. Schnürer M., Hilscher D., Jahnke U., Ter-Avetisyan S., Busch S., Kalachnikov M., Stiel H., Nickles P., Sandner W. Explosion characteristics of intense femtosecond-laser-driven water droplets // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70. P. 056401.
42. Lindinger A., Hagen J., Socaciu L., Bernhardt M., Wöste L., Duft D., Leisner T. Time-resolved explosion dynamics of H₂O droplets induced by femtosecond laser pulses // *Appl. Opt.* 2004. V. 43. P. 5263.
43. Алексимов Д.В., Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошляков В.К., Соколова Е.Б. Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с жидкими средами. Часть 1. Взрывное вскипание крупных изолированных водных капель // *Оптика атмосф. и океана.* 2010. Т. 23, № 7. С. 536–542; Apeksimov D.V., Bukin O.A., Bykova E.E., Geints Yu.E., Golik S.S., Zemlyanov A.A., Zemlyanov Al.A., Ilyin A.A., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Sokolova E.B. Interaction of GW laser pulses with liquid media. Part 1. Explosive boiling up of large isolated water droplets // *Atmos. Ocean. Opt.* 2010. V. 23, N 6. P. 448–454.
44. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Фазовый взрыв водной капли фемтосекундным лазерным импульсом: I. Динамика оптического пробоя // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22, № 8. С. 725–733; Geints Y., Zemlyanov A. Phase explosion of a water drop by a femtosecond laser pulse: I. Dynamics of optical breakdown // *Atmos. Ocean. Opt.* 2009. V. 22, N 6. P. 581–589.
45. Минин В.Ф. Взаимодействие подводной ударной волны с пузырьковой завесой: дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1961. С. 106–107.
46. Zhang J., Chang R. Shape distortion of a single water droplet by laser-induced electrostriction // *Opt. Lett.* 1988. V. 13. P. 916–918.
47. Minin I.V., Minin O.V., Luk'yanchuk B.S. Mesotronic era of dielectric photonics // *Proc. SPIE.* 2022. N 121520D. DOI: 10.1117/12.2634133.
48. Тригуб М.В., Торзаев С.Н., Евтушенко Г.С., Троцкий В.О., Шиянов Д.В. Бистатический лазерный монитор // *Письма в ЖТФ.* 2016. Т. 42, вып. 12. С. 51–56.
49. Trigub M.V., Platonov V.V., Evtusheko G.S., Osipov V.V., Evtusheko T.G. Laser monitors for high speed imaging of materials modification and production // *Vacuum.* 2017. V. 143. P. 486–490.
50. Trigub M.V., Agapov N.A., Evtushenko G.S., Gubarev F.A. A computational algorithm for designing an active optical system with an image intensifier // *Rus. Phys. J.* 2013. V. 56, N 5. P. 588–591.
51. Тригуб М.В., Платонов В.В., Федоров К.В., Евтушенко Г.С., Осипов В.В. CuBr-лазер в задачах визуализации процессов получения наноматериалов // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 3. С. 249–253; Trigub M.V., Platonov V.V., Fedorov K.V., Evtushenko G.S., Osipov V.V. CuBr laser for nanopowder production visualization // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 4. P. 376–380.
52. Wang W., Ma X. Achieving extreme light confinement in low-index dielectric resonators through quasi-bound states in the continuum // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. P. 6087–6090.
53. Minin O.V., Minin I.V., Zhou S. The super resonance effect paves the way for a new type of refractive index sensor concept based on a mesoscale dielectric sphere // *arXiv:2204.09175* (April 20). 2022.

I.V. Minin, Song Zhou, O.V. Minin. Superresonance effect in a mesoscale sphere with a low refractive index.

The results of numerical simulation based on the Mie theory of the superresonance effect in a dielectric sphere with a low refractive index are presented. Water was used as the material of the mesoscale sphere. It is shown that not only the previously studied weakly dissipative mesoscale spheres made of a material with "medium" (~ 1.5) and high (> 2) refractive indices, but also with a low one (~ 1.3) support the high-order Fano resonance effect associated with internal Mie modes. In this case, the intensities of resonant peaks for both magnetic and electric fields can attain extremely high values on the order of 10^6 – 10^7 in the vicinity of the poles of a water droplet with a Mie size parameter of ~ 70 .