

Генерация гигантских магнитных полей в полой мезоразмерной сфере

О. В. Минин¹, С. Джоу^{*1}, И. В. Минин²

⁺Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

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

Поступила в редакцию 26 июня 2023 г.

После переработки 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 30 июня 2023 г.

На основе теории Ми представлены результаты численного моделирования эффекта суперрезонанса для полой диэлектрической сферы. Впервые показано, что слабодиссипативные мезоразмерные сферы с воздушной полостью поддерживают резонанс Фано высокого порядка, связанного с внутренними модами Ми. Достижение суперрезонанса в полой сфере обеспечивается точным выбором радиуса полости, в то время как для монолитной диэлектрической сферы он обеспечивается точным выбором внешнего диаметра частицы. При этом относительные интенсивности резонансных пиков как для магнитного, так и электрического полей в окрестности полюсов сферы в оптическом диапазоне могут достигать огромных значений порядка 10^6 – 10^7 при превышении интенсивности магнитного поля над электрическим более 15 раз для полой сферы с параметром размера Ми около 40.

DOI: 10.31857/S1234567823150090, EDN: hxosad

1. Введение. Диэлектрические сферы поддерживают широкий набор мод (множество электромагнитных резонансов, называемых модами Ми) с различными спектральными характеристиками, что делает их идеальной платформой для самых разнообразных применений. Например, в последнее десятилетие аналоги Фано резонансов наблюдались в различных плазмонных наноструктурах [1, 2] с параметром размера Ми $q = \pi D/\lambda < 1$ (D – диаметр частицы, λ – длина волны освещающего излучения). Рассеяние света сферическими наносферами, состоящими из композитов металл/диэлектрик было рассмотрено в [3]. Показано, что при оптимальных условиях свет сильнее усиливается внутри диэлектрического материала. При этом поведение резонанса Фано зависит от зазора между ядром и оболочкой сферы [4].

Резонансные свойства двуслойной наносферы диаметром 180 нм в диапазоне длин волн 320–450 нм рассмотрены в [5]. Показано что резонансы ядра и оболочки слоистой сферической частицы могут перекрываться друг с другом в энергетическом спектре, что приводит к Фано резонансам в спектрах прямого или обратного рассеяния. Неожиданные цветовые эффекты в полых наночастицах кремнезе-

ма с диаметром около 400 нм, сравнимым с длиной волны видимого света, и с тонкими оболочками (< 15 нм) были исследованы в [6], резонансные свойства мод шепчущей галереи (МШГ) внутри заполненной жидкостью полой стеклянной сферы с диаметром от 20 до 115 микрон были изучены в [7], а резонансные свойства диэлектрических сфер субволновых размеров в оптическом и терагерцевом диапазонах исследовались в [8]. Подобные диэлектрические структуры позволяют экстремально манипулировать светом, аналогично тому, как было достигнуто с помощью плазмонных наноструктур [1–4].

Интерес к диэлектрическим сферическим частицам с диаметром порядка длины волны возник еще более века назад при изучении необычных оптических эффектов рассеяния света взвесами мелкодисперсной серы [9]. Однако в последнее десятилетие для таких частиц (параметр размера Ми $q \sim 10$) был обнаружен целый ряд новых необычных оптических явлений, включая магнитный свет, фотонный наноджет, оптические нановихри, резонансы Фано высоко-го ($l > 5$) порядка и др., обзор которых дан в [10–12].

Моды шепчущей галереи в двуслойных диэлектрических частицах диаметром около 8 микрон рассматривались в [13], а в полой 90-микронной сфере с толщиной оболочки 892 нм изучались в [14]. Настраиваемый посредством изменения плазменной частоты

¹S. Zhou.

²e-mail: prof.minin@gmail.com

Фано резонанс в многослойной частице, состоящей из сферического плазменного ядра и трехслойных диэлектрических оболочек, изучался в [15]. Особенности субволновой локализации света в мезоразмерных диэлектрических сферах с полостью рассматривались в [16, 17].

Ранее в [10, 18] было продемонстрировано, что реализация Фано резонансов высокого порядка, связанных с внутренними модами Ми, возникает при определенных значениях как параметра размера частицы q , так и ее показателя преломления, и могут давать коэффициенты усиления напряженности как магнитного, так и электрического поля порядка $10^5 \dots 10^7$. Отметим, что резонансное возбуждение в диэлектрической частице внутренних существенно субволновых локализованных магнитных полей в оптике является нетривиальной задачей, поскольку при использовании природных диэлектрических материалов сильный магнетизм в оптическом диапазоне не может быть достигнут [19]. Резонансы Фано высокого порядка, для которого коэффициент усиления напряженности поля может достигать указанных выше значений, весьма чувствительны как к параметру размера частицы и диссипативным потерям в ее материале [10–12], так и характеристикам окружающей среды [20, 21].

При фиксированном показателе преломления материала сферы, ранее условия суперрезонанса [10, 18] достигались в указанных выше работах за счет выбора точного внешнего размера (радиуса) сплошной частицы. В то же время, насколько нам известно, до сих пор не было предложено ни одного исследования, демонстрирующего эффект суперрезонанса в диэлектрической полой сфере с фиксированными, заранее заданными показателем преломления и внешним диаметром частицы.

С целью расширения границ и механизмов существования данного эффекта для частиц с заданными показателем преломления и внешним размером, в этом письме мы используем наш более ранний подход [10, 18] для возбуждения Фано резонансов высокого порядка в полой мезоразмерной диэлектрической сферической частице. На примере частицы с показателем преломления 1.5, характерного для диэлектриков в оптическом диапазоне, мы показываем, что при оптимальном выборе размера сферической полости, в окрестности полюсов полой диэлектрической сферы также наблюдается гигантское локальное усиление магнитного и электрического полей. Как и ранее, мы проводим наши исследования на основе строгой теории Ми [22] и выявляем вклад отдельной моды, а также подтверждаем, что в полой сферической ча-

стице с параметром размера $q \sim 40$ возможно возбуждение Фано резонансов высокого порядка (номер моды 52) с существенным усилением (до 10^8) интенсивностей магнитного и электрического полей.

2. Модель. Структура волн внутри и вблизи поверхности полой сферической частицы может быть точно определена с использованием теории рассеяния Ми с точки зрения свойств материала частицы и окружающей среды, параметра размера этой частицы и размера полости. Для сферы с полостью рассеянное поле вне частицы также представляется в виде мультипольного разложения, в котором выражения, связывающие различные парциальные сечения с коэффициентами рассеяния, формально совпадают с таковыми для однослойной частицы [22, 23, 24]. Однако сами коэффициенты рассеяния определяются через рекуррентные соотношения [24]. В то же время, в такой конфигурации появляется дополнительная степень свободы: меняя пространственный размер полости, можно управлять положением различных резонансов. Не снижая общности задачи в качестве примера, в соответствии с теорией Ми [22] мы рассматриваем рассеяние плоской, линейно поляризованной электромагнитной волны на полой сферической частице с показателем преломления 1.5, характерного для большинства диэлектриков в оптическом диапазоне [10], параметром размера $q \sim 10$ (с фиксированном внешним диаметром 5, 6 и 8 микрон) на длине волны гелий-неонового лазера ($\lambda = 632.8$ нм [24]). Предполагается, что полость и сфера находится в вакууме с показателем $n = 1$. Эффекты диссипации энергии внутри материала сферы считались пренебрежительно малыми [10, 21]. Более подробно методика проведения моделирования описана в [10, 18, 21]. Использовался алгоритм [24] для моделирования рассеяния на сфере с полостью. Геометрия задачи показана на вставке к рис. 1а.

3. Результаты моделирования и обсуждения. На рисунке 1 приведены спектры рассеяния на полых диэлектрических сферах с внешним диаметром 5, 6 и 8 мкм в зависимости от параметра δ , который определяет соотношение внешнего диаметра сферы и размера полости в ней в соответствии с выражением: $R_{\text{core}} = \delta R$ (рис. 1а). Резонансное значение размера полости δ в данном случае выбиралось исходя из максимального значения относительной интенсивности резонансных пиков в теновом полюсе сферы (точка “А” на вставке к рис. 1а).

На рисунках 2 и 3 показаны распределение интенсивностей электрического и магнитного полей для сфер различного внешнего диаметра с оптимальной

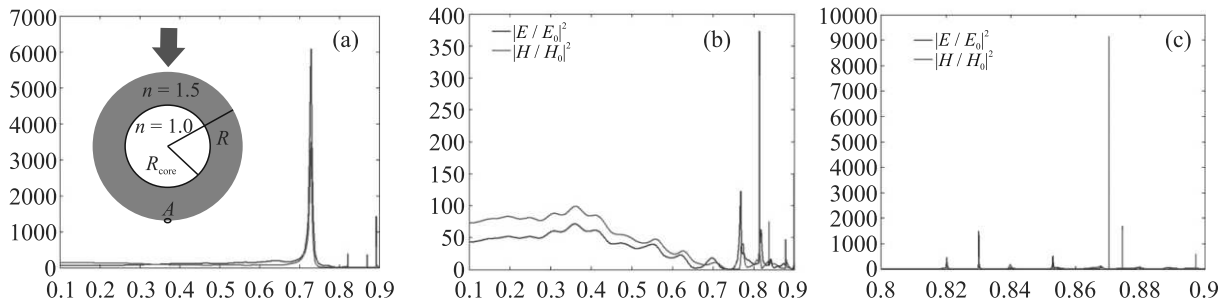


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры рассеяния на полой сфере внешним диаметром: (а) – 5 мкм; (б) – 6 мкм; (с) – 8 мкм, соответственно, от относительного радиуса полости δ

Таблица 1. Резонансные характеристики мезоразмерных полых сфер

Внешний диаметр (мкм)/ параметр q	Резонансный параметр δ	Max ($ E/E_0 ^2$)	Max ($ H/H_0 ^2$)	Коэффициент резонансной моды [21]
5/24.8	0.7291	$1.55 \cdot 10^4$	3388.9	$ ^m A_{32} $
6/29.8	0.8137542	$1.80 \cdot 10^5$	$4.214 \cdot 10^4$	$ ^m A_{39} $
8/39.75	0.8702807	$9.57 \cdot 10^5$	$1.438 \cdot 10^7$	$ ^m A_{52} $

полостью. При этом соответствующие распределения интенсивности на рис. 2 показаны в линейной, а на рис. 3 – в логарифмической шкале. Как видно из рис. 2, 3, как и в случае сплошной сферы [10, 18, 21], в условиях суперрезонанса поле внутри сферической частицы приобретает форму, характерную для распределения поля одиночной собственной моды, находящейся в резонансе. Такая структура поля в теории Ми [22] соответствует существенному преобладанию только одного члена в ряду внутренних полей (коэффициентов c_n или d_n Ми [22] в зависимости от типа резонанса – электрического или магнитного), ответственного за возбужденную резонансную моду [10, 26].

Для суперрезонанса [10, 18, 21] характерно наличие двух “горячих точек” в полюсах сферы вдоль направления распространения излучения (на освещенной и теневой частях соответственно – рис. 2). В этих точках резко возрастает амплитуда внутреннего магнитного и электрического полей благодаря конструктивной интерференции одной резонансной моды с широким спектром мод внутри частицы [10, 18]. Кроме того, конфигурация полей, соответствующих модам шепчущей галереи [27, 28] (рис. 3) сохраняется, но их интенсивность на 4–5 порядков меньше интенсивности поля в горячих точках, что характерно для резонансов Фано [10, 18] и не наблюдается в структуре поля, характерного для резонанса МШГ [27], а также для цилиндрических частиц. Как видно (рис. 2с, 3с), в условиях суперрезонанса интенсивность магнитного поля в рассматриваемом случае бо-

лее чем на порядок превышает интенсивность электрического поля.

Следуя идеологии ранее выполненных работ [10, 18, 21, 26], проведенный анализ внутренних коэффициентов Ми для полых сфер показал, что амплитуды всех мод достаточно малы, за исключением единственной резонансной моды, номер которой зависит от внешнего размера сферы и резонансного диаметра полости. Эффект определяющего влияния моды внутреннего резонанса высокого порядка на суперрезонанс продемонстрирован на рис. 4 для непоглощающей сферической частицы с показателем преломления $n = 1.5$ и внешним диаметром 5, 6 и 8 мкм, соответственно. В таблице 1 представлены сводные резонансные характеристики полых диэлектрических сфер (здесь $|^e A_n|$ и $|^m A_n|$ – значения амплитуд коэффициентов компонент электромагнитного поля в условиях суперрезонанса, пропорциональных коэффициентам Ми c_n и d_n [21, 24]).

С возрастанием внешнего диаметра сферы от 5 до 8 микрон возрастает как резонансный внутренний диаметр полости, так и номер резонансной моды, аналогично сплошной сфере [18]. Если для полой сферы с параметром размера $q \sim 24$ амплитуда резонансной моды с номером 32 выше остальных мод примерно в 5 раз, то для частицы с $q \sim 39$ амплитуда резонансной моды с номером 52 больше остальных мод уже примерно в 60 раз – такое высокое значение коэффициента Ми обусловлено конструктивной интерференцией единственной парциальной вол-

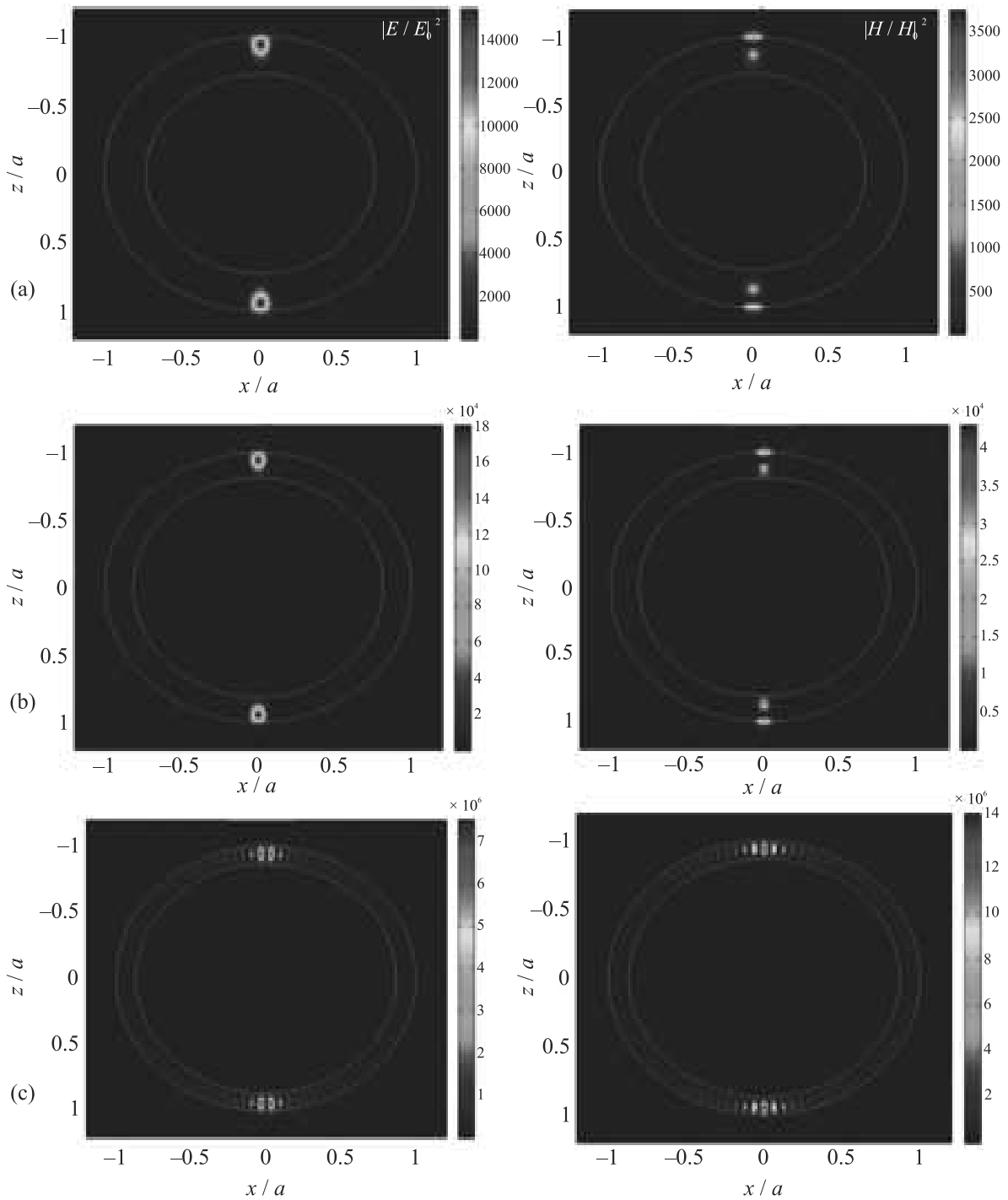


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение относительных интенсивностей электрического (левая колонка) и магнитного (правая колонка) полей в полых сферах внешним диаметром: ;(a) – 5 мкм, (b) – 6 мкм и (c) – 8 мкм в линейном масштабе

ны внутри полой сферы. При этом если для частицы с $q = 24.8$ превышение относительной интенсивности магнитного поля над электрическим составляет всего около 2, то для частицы с $q = 39.75$ это превышение составляет уже более 15 раз. Таким образом, мы

можем контролировать взаимодействие между модами, регулируя размер внутренней полости.

Заметим, что высокочастотные резонансы достаточно требовательны к точности изготовления поверхности сферической частицы. Как объемные

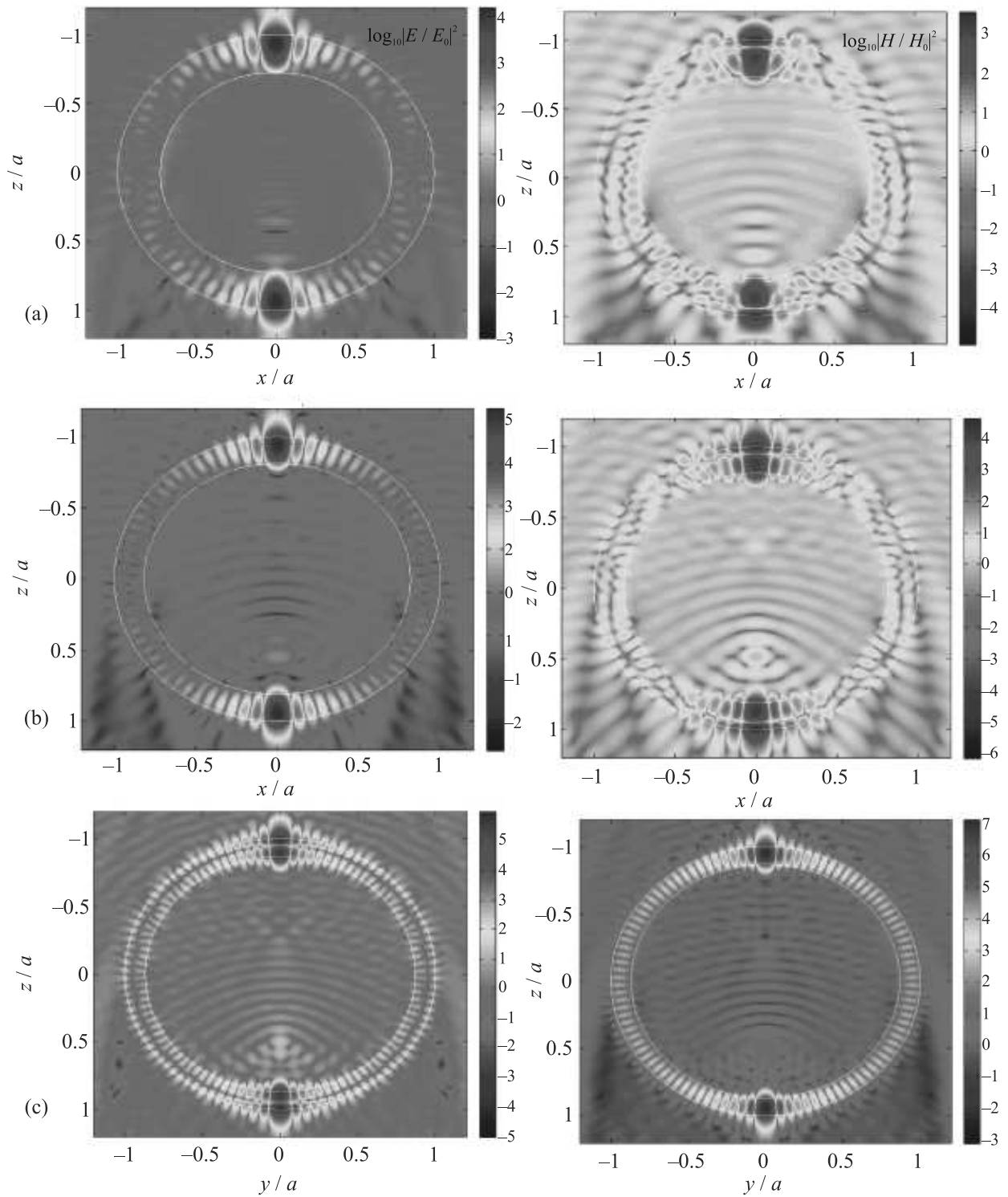


Рис. 3. (Цветной онлайн) То же, что на рис. 2, в логарифмическом масштабе

неоднородности, так и шероховатость поверхности, можно описать флуктуацией диэлектрической проницаемости материала сферы [29]. В оптическом диапазоне толщина рассеивающего поверхностного слоя,

как правило, составляет величину несколько нанометров [30] или даже меньше [31], что много меньше толщины слоя МШГ и характерных размеров горячих точек в полюсах сферы при суперрезонансе. При

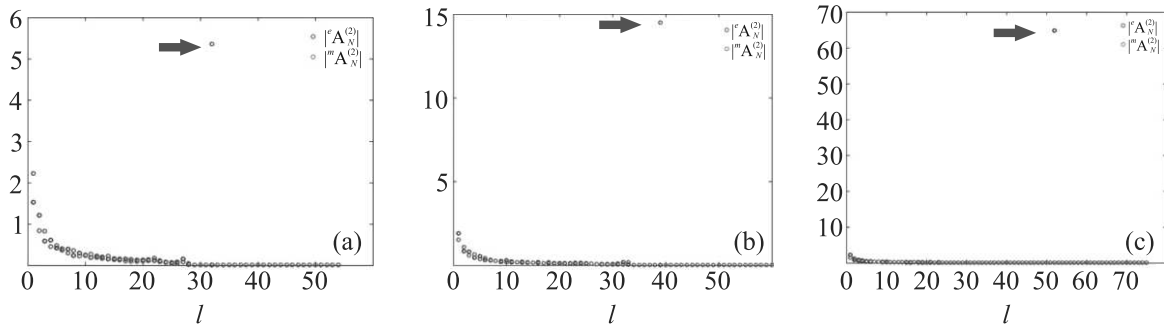


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуд мод от внешнего диаметра полый диэлектрической сферы: (а) – 5 мкм; (б) – 6 мкм; (с) – 8 мкм. Стрелкой показаны значения и положение резонансной моды

этом добротность рассеяния обратно пропорциональна квадрату величины шероховатости поверхности сферы [29–31]. В условиях суперрезонанса ширина резонансной линии составляет порядка λ/Q , где Q – добротность ($Q \sim 10^7 - 10^{11}$) [12, 21]. Следовательно, ширина резонансной линии пропорциональна квадрату величины шероховатости поверхности. В этом случае любые неоднородности порядка ширины резонансной линии, вероятно, будут смещать и нарушать резонанс. Однако изучение влияния симметрии сферы, требований к ее поверхности и материалу на морфологию магнитных резонансов и связанных с ними существенно трехмерными сингулярностям представляется отдельной достаточно трудоемкой задачей, которая выходит за рамки настоящей работы и будет предметом отдельной статьи. Приведенные выше результаты для “идеальной” сферической частицы можно рассматривать как теоретический верхний предел уровня генерируемых полей.

4. Заключение. Кажущаяся простой диэлектрическая мезоразмерная сфера с полостью на самом деле представляет собой сложную систему для моделирования и понимания. Сферическая частица с параметром размера $q > 10$ поддерживает несколько спектрально резких мод рассеяния Ми, и точное моделирование влияния на них воздушной полости является сложной задачей, поскольку простые морфологические возмущения (наличие полости) приводят к значительным изменениям в распределении мод.

Для возбуждения резонансов Фано высокого порядка требуется прецизионная подгонка параметров размера сферы и полости при заранее заданных показателе преломления диэлектрика и внешнего диаметра сферы. Мы показали, что рассеяние света мезоразмерной полый диэлектрической сферой с малыми потерями позволяет наблюдать оптические эффекты резонанса Фано высокого порядка, обнаруженные ранее для монолитных сфер [10, 18, 21]. Ес-

ли в монолитной диэлектрической сфере достижение суперрезонанса обеспечивается точным выбором внешнего диаметра частицы, то в полый сфере при заранее заданном внешнем размере сферы, достижение суперрезонанса обеспечивается точным выбором размера радиуса полости. В мезотронике сферических диэлектрических частиц резонанс Фано обеспечивает резкий переход от локализованных полей с относительно слабой интенсивностью к гигантским магнитным полям. Так, для частицы с показателем преломления 1.5 и параметром размера $q \sim 40$ резонансная мода имеет номер $l = 52$. При этом возможна генерация электрического и магнитного полей с относительными интенсивностями в полюсах сферы около $10^6 \dots 10^7$ при превышении интенсивности магнитного поля над электрическим более 15 раз. Рассмотренные эффекты расширяют палитру возможных методов генерации экстремально высоких магнитных полей диэлектрическими мезоразмерными сферами. Заметим, что одна из возможных технологий изготовления полый сферы из боросиликатного стекла [21] описана в [32].

Исследование поддержано программой развития ТПУ и программой естественнонаучных исследований Хуайань (# НАВ202153).

1. B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong, *Nature Mater.* **9**, 707 (2010).
2. П. Тонкаев, Ю. Кившарь, *Письма в ЖЭТФ* **112**(10), 658 (2020).
3. A. E. Miroshnichenko, *Phys. Rev. A* **81**, 053818 (2010).
4. H. Chen, L. Shao, Y. C. Man, C. Zhao, J. Wang, and B. Yang, *Nano-micro small.* **8**(10), 1503 (2012).
5. S. Garg and M. Venkatapathi, *J. Opt.* **19**, 075603 (2017).
6. M. Retsch, M. Schmelzeisen, H.-J. Butt, and E. L. Thomas, *Nano Lett.* **11**, 1389 (2011).

7. S. Liu, B. Shi, Y. Wang, L. Cui, J. Yang, W. Sun, and H. Li, *Opt. Lett.* **42**(22), 4659 (2017).
8. Д. В. Стороженко, В. П. Дзюба, Ю. Н. Кульчин, *Письма в ЖТФ* **44**(16), 75 (2018).
9. B. Keen and A. Porter, *Roy. Soc. Proc. A* **89**, 370 (1913).
10. Z. Wang, B. Luk'yanchuk, L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dhama, O. V. Minin, I. V. Minin, S. Huang, and A. Fedyanin, *Sci. Rep.* **9**, 20293 (2019).
11. L. Yue, B. Yan, J. Monks, Y. Joya, R. Dhama, O. V. Minin, and I. V. Minin, *Ann. Phys. (Berlin)* **532**, 2000373 (2020).
12. B. S. Luk'yanchuk, A. Bekirov, Z. Wang, I. V. Minin, O. V. Minin, and A. Fedyanin, *Physics of Wave Phenomena* **30**(4), 217 (2022).
13. V. R. Dantham and P. B. Bisht, *J. Opt. Soc. Am. B* **26**(2), 290 (2009).
14. S. Liu, B. Shi, W. Sun, H. Li, and J. Yang, *Appl. Phys. Express* **11**, 082201 (2018).
15. T. Yang, T. Fu, and Y. An, *Phys. Plasmas* **29**, 012103 (2022).
16. Y. Cao, Z. Liu, O. V. Minin, and I. V. Minin, *Nanomaterials* **9**(2), 186 (2019).
17. Y. Geints, O. V. Minin, and I. V. Minin, *Opt. Commun.* **524**, 128779 (2022).
18. I. V. Minin, O. V. Minin, and S. Zhou, *JETP Lett.* **116**(3), 144 (2022).
19. W. Cai, U. Chettiar, H. Yuan, V. de Silva, A. Kildishev, V. Drachev, and V. Shalaev, *Opt. Express* **15**, 3333 (2007).
20. I. V. Minin, O. V. Minin, and S. Zhou, *Tech. Phys. Lett.* **48**(18), 41 (2022).
21. O. V. Minin, I. V. Minin, and S. Zhou, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing* **58**(5), 514 (2022).
22. C. Bohren and D. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, WILEY-VCH Verlag, N.Y. (1998).
23. R. L. Hightower and C. B. Richardson, *Appl. Opt.* **27**(23), 4850 (1988).
24. I. L. Rasskazov, P. S. Carney, and A. Moroz, *OSA Continuum* **3**, 2290 (2020).
25. Г. П. Зограф, Й. Ф. Ю, К. В. Барышникова, А. И. Кузнецов, С. В. Макаров, *Письма в ЖЭТФ* **107**(11), 732 (2018).
26. T. Hoang, Y. Duan, X. Chen, and G. Barbastathis, *Opt. Express* **23**(9), 12337 (2015).
27. A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Conti, S. Pelli, S. Soria, and G. Righini, *Laser Photonics Rev.* **4**(3), 457 (2010).
28. А. П. Тарасов, А. С. Лавриков, Л. А. Задорожная, В. М. Каневский, *Письма в ЖЭТФ* **115**(9), 554 (2022).
29. А. Н. Ораевский, *Квантовая электроника* **32**(5), 377 (2002).
30. D. Pluchon, N. Huby, V. Vie, P. Panizza, and B. Beche, *Optics and Photonics Journal* **3**(4), 291 (2013).
31. I. Kandas, B. Zhang, C. Daengngam, I. Ashry, C.-Y. Jao, B. Peng, S. K. Ozdemir, H. D. Robinson, J. R. Heflin, L. Yang, and Y. Xu, *Opt. Express* **21**, 20601 (2013).
32. X. Xie and X. Zhou, *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* **386**, 158 (2011).