

09

# Подтверждение генерации сильных магнитных полей в диэлектрической сфере с высоким показателем преломления в СВЧ-диапазоне

© О.В. Минин, И.В. Минин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия  
E-mail: prof.minin@gmail.com

Поступило в Редакцию 23 июня 2025 г.

В окончательной редакции 30 августа 2025 г.

Принято к публикации 31 августа 2025 г.

Экспериментально подтвержден теоретически предсказанный ранее эффект генерации мгновенных локальных магнитных полей при резонансном рассеянии плоской СВЧ-волны на рэлеевских слабодиссипативных сферических диэлектрических частицах с высоким показателем преломления. Уровень генерируемых магнитных полей сопоставим с полями в нейтронных звездах. Рассмотренный резонансный эффект служит перспективной основой для ряда интересных приложений, включая лабораторное моделирование магнитных полей в нейтронных звездах.

**Ключевые слова:** магнитное поле, магнитный дипольный резонанс, резонанс Фано, сферическая частица.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.01.61918.20412

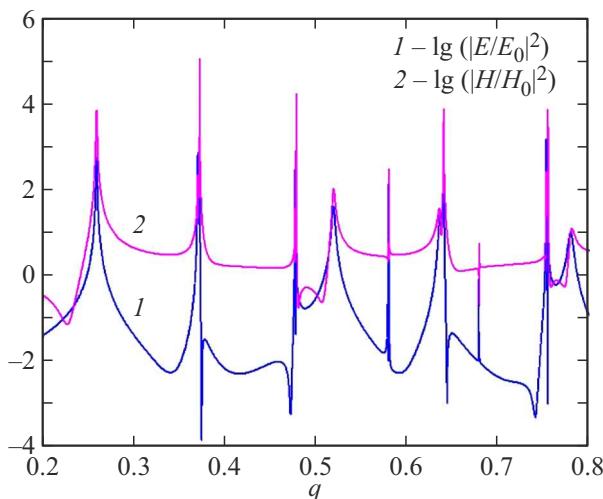
Генерация сильных магнитных полей, в том числе оптическими методами, остается актуальной задачей многие годы. Максимальные интенсивности, достигнутые в фокусе лазерного луча, в настоящее время составляют порядка  $I \sim 10^{23} \text{ W/cm}^2$  [1]. Согласно закону Био–Савара, увеличение амплитуды магнитного поля в токовой петле может быть получено за счет уменьшения размера петли вплоть до нанометрового масштаба. Так, в золотых разрезных кольцевых резонаторах с зазором 35 нм обнаруживается основной магнитный резонанс, возбуждаемый электрическим полем падающей волны, приводящим к магнитному дипольному моменту [2].

С другой стороны, известно, что рассеяние света плазмонными наночастицами позволяет создавать оптические нановихри с масштабом  $r \ll \lambda$  вокруг сингулярностей, в которых вектор Пойнтинга стремится к нулю [3]. Позднее было продемонстрировано [4], что диэлектрические субволновые частицы с высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  также могут инициировать сильный магнитный отклик. Для дипольного резонанса радиус оптического вихря обратно пропорционален показателю преломления материала сферы:  $r \approx \lambda/4\sqrt{\epsilon}$  [4]. Полностью диэлектрические резонансные nanoструктуры нашли широкое применение для ряда приложений нанофотоники [5,6].

Способность диэлектрических сфер размером порядка и больше длины волны фокусировать свет известна с античных времен. В таких мезоразмерных диэлектрических сferах могут возникать большие электромагнитные [7], в том числе магнитные [8], поля. Природа генерации сильных магнитных полей, согласно одной из гипотез, обусловлена не только интенсивностями токов смещения, но и эффектом суперосцилляции [9], при котором внутри частицы вблизи сингулярностей

с большими градиентами фазы возникают локальные поля с большими значениями волнового вектора [10,11]. Соответственно возникающие оптические нановихри с существенно субволновым масштабом  $r \ll \lambda$  вокруг сингулярностей могут открывать возможность генерации сильных магнитных полей. Однако даже небольшие потери в материале сферической частицы могут существенно подавить эти эффекты [8]. Оптические субволновые вихри в сферической диэлектрической частице — это вихри поля вектора Пойнтинга [8]. Но, согласно альтернативной теории [12], в общем случае они не соответствуют вихрям магнитного поля. В точках сингулярности поля вектора Пойнтинга, согласно этой теории, магнитное поле гладко обнуляется или вообще остается постоянным.

Таким образом, несмотря на то что явление генерации сильных электромагнитных полей при оптическом освещении диэлектрической сферы известно, механизм генерации поля остается дискуссионным. Магнитные моды Ми внутри сферической частицы обусловлены „закручиванием“ токов смещения, которые создают вторичные магнитные поля в поперечном направлении, что усиливает магнитное поле внутри частицы. В то же время существует ряд материалов с низкими потерями и высокой диэлектрической проницаемостью в СВЧ-диапазоне. Это позволяет экспериментально подтвердить как сам факт генерации магнитного поля, так и достоверность достижимых величин усиления магнитного поля на примере рэлеевских сферических частиц с большим показателем преломления. Длина волны излучения в материале диэлектрической частицы меньше падающей длины волны в  $n$  раз, поэтому, когда диаметр частицы сравним с длиной волны внутри сферы, мода сферической частицы с относительно высоким значением показателя



**Рис. 1.** Максимальные интенсивности электрического (1) и магнитного (2) полей для сферической частицы в зависимости от параметра размера Ми  $0.2 \leq q \leq 0.8$  в логарифмическом масштабе.

преломления представляет собой магнитную дипольную моду, что связано с возбуждением циркулирующего тока поляризации внутри этой частицы [4,8].

При увеличении показателя преломления и малой диссипации в материале сферы возрастает поляризумость частицы, что приводит к возрастанию резонансной амплитуды мод, собственная частота которых совпадает с частотой облучающей электромагнитной волны, и резонансные линии различных собственных мод слабо перекрываются. Следовательно, возможно возбуждать отдельные собственные моды за счет правильного выбора параметра размера сферы Ми и ее показателя преломления [4]. Поэтому в материалах с большой диэлектрической проницаемостью значительное усиление магнитных полей в GHz-диапазоне можно ожидать даже в области первых резонансов Фано [8,11,13]. Заметим, что контролировать отношение усиления интенсивности магнитного поля по отношению к электрическому (т. е.  $(H/E)^2$ ) возможно путем перфорирования частицы, например, сквозным цилиндрическим каналом.

Следуя [11,13], с помощью моделирования по строгой теории Лоренца–Ми мы выявляем вклад отдельной

моды. Соответствующий спектр рассеяния на сферической частице с  $\epsilon = 142.1$  в зависимости от параметра размера Ми  $q = 2\pi R/\lambda$  показан на рис. 1.

Анализ приведенных зависимостей показал, что линия резонансов высокого порядка становится все более узкой, т. е. фактор качества  $Q$  резонансов увеличивается с ростом их порядка. При этом амплитуды всех мод достаточно малы, за исключением единственной резонансной моды (см. таблицу), зависящей от параметра размера Ми  $q$ , амплитуда которой больше остальных примерно в десятки раз (такое высокое значение коэффициента Ми обусловлено конструктивной интерференцией единственной парциальной волны резонансной моды с широким спектром остальных мод внутри частицы). Заметим, что значения амплитуд  $|^m A_n|$  увеличиваются при увеличении показателя преломления. Здесь  $|^m A_n|$  — амплитуда коэффициента компоненты электромагнитного поля, пропорционального коэффициенту Ми  $d_n$ ,  $n$  — номер моды, первый индекс у амплитуды  $A$  поясняет тип моды: магнитная ( $m$ ) или электрическая ( $e$ ) [13].

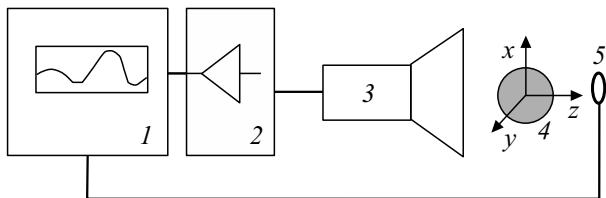
Как уже упоминалось, основной гипотезой образования высоких магнитных полей в диэлектриках является формирование высоколокализованных оптических вихрей в материале сферы. Эти вихри можно наблюдать в потоках электрического поля в частицах, в которых для магнитного дипольного резонанса распределение электрического поля/тока смещения имеет кольцевую форму. Магнитные поля возбуждаются резонансными вихревыми токами смещения, которые пропорциональны скорости изменения электрического поля.

Сравнение распределений электрического  $(E/E_0)^2$  и магнитного  $(H/H_0)^2$  полей внутри частицы для магнитных дипольных, магнитных квадрупольных и гексапольных мод показывает [14], что магнитные поля внутри частицы могут достигать больших значений  $H^2 \sim 10^6$  (даже при небольшой заданной точности [7] локализации параметра размера Ми  $\Delta q \sim 10^{-4}$ ).

Масштабная инвариантность уравнений Максвелла гарантирует идентичность процесса рассеяния для любых геометрически подобных тел, имеющих одинаковые оптические характеристики материала (показатель преломления и поглощения) и характерные размеры рассеивателя (в длинах волн падающего излучения). Другими словами, усиление электромагнитных полей зависит от

Параметры резонансного рассеяния на сферической частице с высоким показателем преломления

Параметр размера Ми $q$	Резонансное значение амплитуды коэффициента Ми и номер моды	$\max(E/E_0)^2$	$\max(H/H_0)^2$
0.2595	$ ^m A_1  = 71.37$	971.2	$3.275 \cdot 10^5$
0.3727	$ ^m A_2  = 98.84$	8077.5	$6.509 \cdot 10^5$
0.4785	$ ^m A_3  = 21.49$	993.3	$5.842 \cdot 10^4$
0.6404	$ ^m A_2  = 35.83$	1210.4	$1.362 \cdot 10^5$
0.7550	$ ^e A_1  = 13.88$ $ ^m A_3  = 33.79$	2330.0	$1.059 \cdot 10^5$



**Рис. 2.** Схема эксперимента. 1 — анализатор радиочастотных цепей, 2 — широкополосный усилитель, 3 — рупорная антenna, 4 — диэлектрическая сфера диаметром 14 mm, 5 — зонд магнитного поля.

соотношения параметра размера Ми и диэлектрических свойств материала частицы. Поэтому соответствующие результаты, полученные на миллиметровых и сантиметровых масштабах, можно перенести в другой (например, оптический) диапазон. За основу измерения локальных магнитных полей около диэлектрической сферы с высоким показателем преломления (рис. 2) была взята схема, аналогичная приведенной в [15]. В указанной работе было экспериментально показано, что для падающей плоской электромагнитной волны наибольший резонансный отклик соответствует дипольным магнитным резонансам для плоских диэлектрических кольцевых структур в THz-диапазоне. Однако следует отметить, что в [15] не проводилось измерение магнитных полей сферических частиц, а, как известно [8,13], для двумерных структур соответствующие резонансы не наблюдаются, и, следовательно, рассматриваемый в настоящей работе эффект не имеет места.

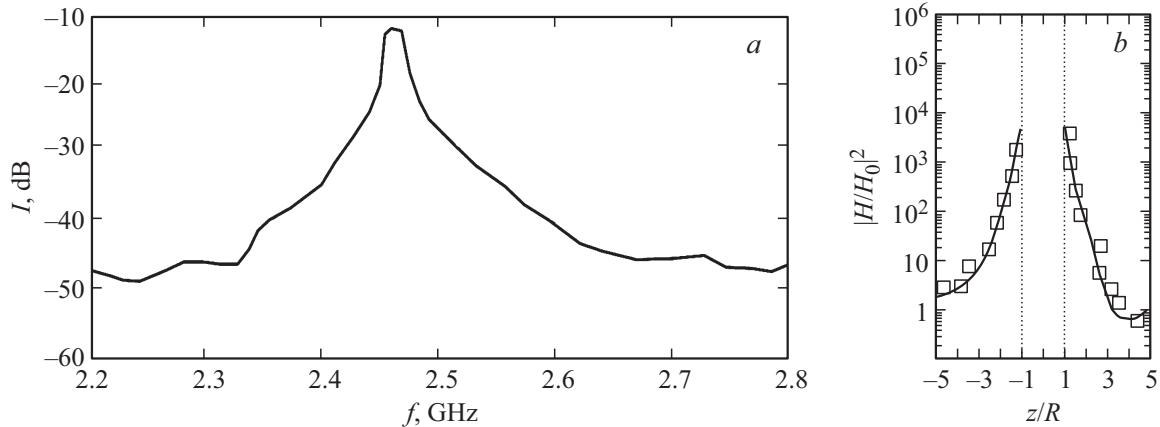
В наших экспериментах (рис. 2) мы использовали сферу из стандартной керамики типа СТП-130 [16]. Поскольку даже небольшие потери в материале сферической частицы могут существенно подавить резонансные эффекты [8], знание точных значений оптических констант материала частицы, показателя преломления и тангенса угла потерь на частотах измерений является ключевым для интерпретации и повторяемости результатов. Измерение относительной диэлектрической проницаемости керамики порядка  $\epsilon \approx 142.1$  в диапазоне частот 1–10 GHz и тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta \approx 0.0004$  было основано на измерении собственных резонансных частот и добротностей электромагнитных колебаний  $H_{0n\delta}$  типа волноводно-диэлектрического резонатора [17]. Такие оптические константы материала сферической частицы хорошо согласуются с результатами работы [8], где было показано, что магнитные суперрезонансы, возбуждаемые в мезоразмерной сфере с диэлектрической проницаемостью порядка  $\epsilon \approx 16$ , в отсутствие диссипации приводят к усилениям интенсивности магнитного поля  $H^2 \simeq 10^7$ , которое уменьшается до  $H^2 \simeq 10^5$  при диссипации  $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-5}$  и исчезает при диссипации  $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-3}$  (следует учитывать, что мезоразмерная сфера более чувствительна к величине диссипации в ее материале, чем рэлеевская). Плоская линейно поляризованная по оси  $x$  волна распространяется вдоль

оси  $z$ . Для измерений локальной структуры поля около сферической частицы использовался датчик на основе металлической петли, позволяющий измерять компоненту магнитного поля, перпендикулярную плоскости этой петли [15]. Датчик располагался на расстоянии примерно  $R/3.5$  mm от теневой поверхности сферы. Генерация сигналов в заданном диапазоне частот и регистрация электрического сигнала магнитного зонда осуществлялись векторным анализатором цепей АКИП-6605/2 с рабочим диапазоном частот от 100 kHz до 26.5 GHz. Плоская линейно поляризованная волна формировалась измерительной рупорной антенной АИР-18М с рабочим диапазоном частот 0.75–18 GHz и коэффициентом усиления 3–18 dB. Для увеличения соотношения сигнал–шум в полосе частот 100 MHz–6 GHz применялся дополнительный радиочастотный усилитель ТОР3М9037-LNA с коэффициентом усиления 20 dB. В экспериментах проводилось измерение относительного коэффициента затухания мощности сигнала  $I$  [dB] =  $10\lg(W_1/W_0)$  без сферической частицы ( $W_0$ ) и со сферической частицей ( $W_1$ ) вблизи резонансного значения частоты падающего поля аналогично [15].

Измеренные значения относительной мощности сигнала (рис. 3, a) показывают гигантское усиление магнитной напряженности  $H^2$  (примерно на пять порядков) для магнитного дипольного резонанса на частоте 2.452 GHz. Видна асимметрия соответствующего резонансного распределения. Эти результаты соответствуют теоретически предсказанным ранее значениям усиления магнитного поля для мезоразмерных сфер [8].

На рис. 3, b приведено распределение напряженности магнитного поля вблизи сферической частицы с указанными выше параметрами на частоте магнитного дипольного резонанса 2.452 GHz. На этом рисунке пунктиром показаны границы сферы, сплошная линия соответствует напряженности магнитного поля, определенной на основе теории Ми, а квадратами представлены экспериментальные точки. Как видно, совпадение расчетов по теории Ми и экспериментов следует признать хорошим; незначительное отклонение от теории Ми связано с конечным размером зонда и точностью его позиционирования. Оценка по теории Ми и экстраполяция измеренных в эксперименте значений магнитного поля вблизи поверхности сферы дают максимальную напряженность магнитного поля внутри частицы выше  $H^2 = 5.7 \cdot 10^5$  (вторая строка в таблице). Небольшое отличие в значении параметра размера Ми, полученное в эксперименте, можно объяснить погрешностями эксперимента и отсутствием контроля равномерности показателя преломления материала сферы по ее объему. Верхняя граница величины максимального значения интенсивности магнитного поля зависит от диссипативных потерь в материале сферической частицы и точности выполнения ее относительного размера  $q$  [7].

Таким образом, в работе экспериментально подтверждено возникновение огромных усилий магнитного поля (порядка  $10^5$  по сравнению с магнитным полем



**Рис. 3.** *a* — распределение относительной мощности сигнала для магнитного дипольного резонанса на частоте 2.452 GHz. *b* — распределение напряженности магнитного поля вблизи сферической частицы вдоль оси  $z$  при  $x = y = 0$ . Сплошная линия — распределения магнитной напряженности поля вблизи частицы согласно теории Ми. Квадраты — экспериментальные точки. В центре частицы, согласно теории Ми, максимальное магнитное усиление составляет более  $H^2 = 5 \cdot 10^5$ .

в падающей плоской электромагнитной волне) внутри и вокруг сферических рэлеевских частиц с высоким показателем преломления ( $\epsilon \approx 100$  и  $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4}$ ) при возбуждении резонансов низкого (дипольного) порядка в этих частицах. Следовательно, даже для низшего порядка (магнитного дипольного резонанса) могут быть достигнуты чрезвычайно большие значения усиления (вплоть до четырех-пяти порядков) магнитной напряженности. В оптическом диапазоне длин волн тангенс угла потерь может быть достаточно малым для ряда материалов, например для стекла типа BK7 [13]. Такие резонансные эффекты являются привлекательной основой для ряда перспективных приложений, таких, например, как магнитная абляция, усиленный эффект поглощения, магнитные нелинейно оптические эффекты, исследование воздействия сильных магнитных полей на материалы (полупроводники) и микросхемы и др.

## Финансирование работы

Работа частично поддержана программой развития Томского политехнического университета.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J.W. Yoon, Y.G. Kim, I.W. Choi, J.H. Sung, H.W. Lee, S.K. Lee, C.H. Nam, *Optica*, **8**, 630 (2021). DOI: 10.1364/OPTICA.420520
- [2] M.W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, *Opt. Lett.*, **31** (9), 1259 (2006). DOI: 10.1364/OL.31.001259
- [3] M.V. Bashevoy, V.A. Fedotov, N.I. Zheludev, *Opt. Express*, **13**, 8372 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.008372
- [4] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Y.H. Fu, J.B. Zhang, B. Luk'yanchuk, *Sci. Rep.*, **2**, 492 (2012). DOI: 10.1038/srep00492
- [5] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, M.L. Brongersma, Y.S. Kivshar, B. Luk'yanchuk, *Science*, **354**, 2472 (2016). DOI: 10.1126/science.aag247
- [6] S. Jahani, Z. Jacob, *Nat. Nanotechnol.*, **11**, 23 (2016). DOI: 10.1038/nnano.2015.304
- [7] P. Chyiek, J.D. Pendleton, R.G. Pinnick, *Appl. Opt.*, **24** (23), 3940 (1985). DOI: 10.1364/AO.24.003940
- [8] Z. Wang, B. Luk'yanchuk, L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dham, O.V. Minin, I.V. Minin, S. Huang, A. Fedyanin, *Sci. Rep.*, **9**, 20293 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-56783-3
- [9] M. Berry, N. Zheludev, Y. Aharonov, F. Colombo, I. Sabadini, D.C. Struppa, J. Tollaksen, E.T. Rogers, F. Qin, M. Hong, X. Luo, *J. Opt.*, **21**, 053002 (2019). DOI: 10.1088/2040-8986/ab0191
- [10] O.V. Minin, I.V. Minin, *Proc. SPIE*, **12193**, 121930E (2022). DOI: 10.1117/12.2634315
- [11] И.В. Минин, О.В. Минин, С. Джоу, *Письма в ЖЭТФ*, **116** (3), 146 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822150034 [I.V. Minin, O.V. Minin, S. Zhou, *JETP Lett.*, **116** (3), 144 (2022). DOI: 10.1134/S002136402260121X].
- [12] М.И. Трибельский, *Письма в ЖЭТФ*, **118** (6), 417 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823180064 [M. Trebelsky, *JETP Lett.*, **118** (6), 414 (2023). DOI: 10.1134/S002136402360185].
- [13] О.В. Минин, И.В. Минин, *Оптика атмосферы и океана*, **37** (3), 187 (2024). DOI: 10.15372/AOO20240301 [O.V. Minin, I.V. Minin, *Atmos. Ocean. Opt.*, **37** (3), 293 (2024). DOI: 10.1134/S1024856024700544].
- [14] I.V. Minin, S. Zhou, O.V. Minin, *Cascades of Fano resonances in scattering by a mesoscale spherical particle in the superresonance mode*. arXiv:2205.15316 (2022).
- [15] В.Я. Печеркин, А.Б. Шварцбург, Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, Т.С. Костюченко, В.А. Панов, *Успехи прикладной физики*, **6** (3), 191 (2018). <https://advance.orion-ir.ru/UPF-18/3/UPF-6-3-191.pdf>
- [16] З.В. Корякова, *Компоненты и технологии*, № 5 (2011). <https://ckbrm.ru/index.php?page=37>
- [17] Установка для измерения комплексной диэлектрической проницаемости УКДП-1 [Электронный ресурс]. <http://sniim.ru/index.php/product/84-category-depl5/category-prod-depl5/400-depl5-ukdp-1>