



# Оптический суперрезонанс в мезоразмерных диэлектрических сферах

И. В. Минин, О. В. Минин

Томский политехнический университет, Томск, Россия

**Кратко рассмотрены особенности свойств рассеяния плоской электромагнитной волны на сферической диэлектрической частице с параметром размера  $q$  порядка 10. Несмотря на долгую историю вопроса, новые решения приводят к неожиданным и иногда необычным результатам, демонстрирующим ряд практически важных свойств, в том числе резонанс Фано высокого порядка с генерацией сверхвысокой электромагнитной волны.**

**Ключевые слова:** резонанс Фано, наноструктурирование поверхностей, метафотоника, мезатроника

Статья получена: 12.05.2022

Статья принята: 01.06.2022

**С** трогое решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на однородной сферической частице произвольного размера, обладающей произвольным значением диэлектрической проницаемости, было получено Густавом Ми еще в 1908 году [1] (и независимо Лава, Дебаем и Лоренцом [2, 3, 4], также часто называемая теорией Лоренца-Ми [5]). Тем не менее свойства этого решения изучаются до сих пор [6–9].

В соответствии с теорией Лоренца-Ми [1, 5] 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 [5, 10, 11]. Соответствующие эффективности внешнего и внутреннего рассеяния математически связаны достаточно простыми выражениями

# Optical Super-Resonance in the Dielectric Mesoscale Spheres

I. V. Minin, O. V. Minin

Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia

The resonant scattering properties of a plane electromagnetic wave on a spherical dielectric particle with a dimensional parameter  $q$  of the order of 10 are briefly considered. Despite the long historical background, new solutions lead to the unexpected and sometimes unusual results demonstrating a number of practically important properties, including high-order Fano resonance with generating of extremely high electromagnetic wave.

**Keywords:** Fano resonance, surface nanostructuring, metaphotonics, mesatronics

Received: 12.05.2022

Accepted: 01.06.2022

**A** rigorous solution to the problem of a plane electromagnetic wave diffraction on a homogeneous spherical particle with arbitrary size and an arbitrary dielectric capacitance value, was obtained by Gustav Mie back in 1908 [1] (and independently by Lava, Debye and Lorenz [2, 3, 4], it is also often called the Lorentz-Mie theory [5]). Nevertheless, the properties of this solution are still being studied [6–9].

In accordance with the Lorentz-Mie theory [1, 5], the scattering of a plane and linearly polarized electromagnetic wave on a spherical particle is represented as a slowly converging infinite series of partial components. In this case, each partial wave is shown as a sum of two modes, namely magnetic and electric modes [5, 10, 11]. The relevant efficiencies of external and internal scattering are mathematically related by fairly simple expressions to the pairs of complex scattering factors  $(a_n, b_n)$  and  $(c_n, d_n)$ , respectively [5, 12]. However, “Le bon Dieu est dans le detail” [13], these complex scattering factors are expressed using the combinations of Bessel and Neumann spherical functions and their derivatives and are rather compli-



с парами комплексных коэффициентов рассеяния ( $a_n$ ,  $b_n$ ) и ( $c_n$ ,  $d_n$ ), соответственно [5, 12]. Но «Le bon Dieu est dans le détail» [13] – эти комплексные коэффициенты рассеяния выражаются через комбинации сферических функций Бесселя и Неймана и их производных и достаточно сложны [5, 12, 14]. Выяснение этих особенностей и соответствующих свойств рассеяния излучения на сферической частице и сейчас приводит зачастую к неожиданным и иногда парадоксальным результатам.

На ранних этапах исследований усилия ученых были сосредоточены в основном в области изучения оптических свойств окраски золей благородных металлов, атмосферных аэрозолей, глории [1, 6–11, 15]. В частности, в конце 1960-х годов под руководством профессора В.Ф. Минина был проведен цикл исследований по аномальному обратному рассеянию диэлектрических мезоразмерных сфер и определены оптимальные диапазоны изменения их параметра размера  $q$  ( $q=2\pi a/\lambda$ , где  $a$  – радиус частицы,  $\lambda$  – длина волны излучения) и показателя преломления [16].

Новый этап исследований оптических свойств диэлектрических сфер относится к началу 2000 годов. В 2000 году в экспериментах по лазерной очистке плоских поверхностей группой ученых под руководством профессора Б.С. Лукьянчука было обнаружено [17], что на поверхности пластины непосредственно под сферическими частицами образовывались наноотверстия. Позднее эти эффекты стали известны как «фотонная струя» [18]. Отметим, что формирование «магнитных» фотонных струй возможно для частиц произвольной формы, в частности кубической, а не только сферической [16]. Эти исследования вдохновили ученых на дальнейшее изучение возможностей мезоразмерных сфер для наноструктурирования поверхностей и создания оптических изображений с высоким разрешением [18–20].

Другое современное направление исследований эффектов резонансного рассеяния на диэлектрических наночастицах связано с Ми-резонансной метафотоникой как альтернативой наноразмерной оптике, где основной механизм управления светом заключается в использовании Ми-резонансов в таких наночастицах ( $q < 1$ ) с высоким показателем преломления [21]. Это направление получило название Ми-троника [22, 23].

С тех пор подобные исследования позволили найти ряд практических применений в микроскопии, наноструктурировании поверхностей, нанолитографии, Раман-спектроскопии, для манипуляций наночастицами, создания структу-

cated [5, 12, 14]. Even now, the clarification of these features and the relevant scattering properties on a spherical particle often leads to the unexpected and sometimes non-intuitive results.

At the early research stages, the scientists were focused mainly on the study of optical properties of the color of noble metal sols, atmospheric aerosols, and gloria [1, 6–11, 15]. In particular, in the late 1960s, the group of researchers under the guidance of professor V.F. Minin conducted a series of studies relating to the anomalous backscattering of dielectric mesoscale spheres and determined the optimal ranges for changing their dimensional parameter  $q$  ( $q=2\pi a/\lambda$ , where  $a$  is the particle radius,  $\lambda$  is the radiation wavelength) and refractive index [16].

A new stage in the study of the dielectric sphere optical properties dates back to the early 2000s. In 2000, during the experiments on laser cleaning of flat surfaces, a group of scientists led by professor B.S. Lukianchuk [17] found that the nanoholes were formed on the plate surface directly under the spherical particles. Later, these effects became known as the photonic jet [18]. Note that the formation of “magnetic” photonic jets is possible for particles of arbitrary shape, in particular, cubic, and not only spherical [16]. These studies have inspired the scientists to further study the possibilities of mesoscale spheres in relation to the surface nanostructuring and development of high-resolution optical images [18–20].

Another modern area of research into the resonant scattering effects on the dielectric nanoparticles is related to the Mie-resonance met photonics as an alternative for the nanooptics, where the main light control mechanism is the use of Mie-resonances in such nanoparticles ( $q < 1$ ) with a high refractive index [21]. This area was called Mie-tronics [22, 23].

Since then, such studies have made it possible to find a number of practical applications in the fields of microscopy, surface nanostructuring, nanolithography, Raman spectroscopy, nanoparticle manipulation, development of the structured near-field, etc. that have already been described in detail in the references [18–20, 24–26].

In this case, we will be interested in the spherical dielectric particles with a dimensional parameter  $q$  of the order of 10. Such particles occupy an underexplored niche between the nanoparticles ( $q < 1$ ) and particles to which the geometric optics is applied ( $q \approx 100$ ) [18]. Recently, a number of practically important properties have been discovered for such particles [16, 18, 19, 27], and we will briefly consider one of the newest properties below. It should be noted that



рированных ближнепольных полей и многих других, уже достаточно подробно описанных в литературе [18–20, 24–26].

В данном случае нас будут интересовать сферические диэлектрические частицы с параметром размера  $q$  порядка 10. Такие частицы занимают малоисследованную нишу между наночастицами ( $q < 1$ ) и частицами, для которых справедлива геометрическая оптика ( $q \approx 100$ ) [18]. Для таких частиц в последнее время обнаружен ряд практических важных свойств [16, 18, 19, 27], и одно из самых новых мы кратко рассмотрим ниже. Заметим, что пока эти исследования носят фундаментальный характер и их прикладное значение еще предстоит оценить.

Для диэлектрических сферических частиц всегда найдется такое значение показателя преломления, при котором длина волны излучения внутри частицы будет сопоставимой с ее диаметром, т. е.  $q \approx \pi/n$ . В этом случае частица становится резонатором, поскольку нарушается условие квазистационарности процесса. Оптические свойства такой частицы описываются резонансными частотами и соответствующими резонансными модами, рассмотренными в 1941 году Страттоном [28]. Такой резонатор обладает высокой добротностью при условии малых диссипативных потерь в материале частицы. Внутри диэлектрических сфер при соблюдении резонансных условий и параметров размера и материала могут наблюдаться эффекты сильного усиления электромагнитного поля. Так, для частицы с параметром размера  $q=0,53$  (что соответствует пику дипольного резонанса) и высокого комплексного коэффициента преломления  $m=7,07+0,07i$ , в области пространственных максимумов интенсивность возбуждаемого в сфере магнитного поля примерно в 400 раз больше интенсивности в падающей волне [29, 30]. При этом резонансное рассеяние Ми на диэлектрических сферах с высоким показателем преломления и с параметром размера около 1 приводит к серии резонансов Фано [19, 29, 31]. Среди других особенностей рассеяния на малых диэлектрических частицах можно отметить существование эффектов анаполя, аномального рассеяния и возникновение оптических вихрей, обусловленных сложной циркуляцией энергии как внутри, так и вблизи поверхности частицы [19, 32, 33]. Влияние окружающей сферу среды в этих работах не исследовалось.

Гораздо менее исследованная область особенностей рассеяния электромагнитной волны на диэлектрической сфере относится к параметру раз-

so far these studies are of a fundamental nature and their applied significance has yet to be assessed.

For the dielectric spherical particles, there will always be such refractive index at which the radiation wavelength inside the particle will be comparable to its diameter, i.e.  $q \approx \pi/n$ . In this case, the particle becomes a resonator, since the process quasi-stationary condition is violated. The optical properties of such a particle are described by the resonant frequencies and the relevant resonant modes considered in 1941 by Stratton [28]. Such a resonator has a high-quality factor subject to the low dissipation losses in the particle material. Inside the dielectric spheres, under the resonant conditions and parameters of size and material, the effects of a strong electromagnetic field enhancement can be observed. Thus, for a particle with the dimensional parameter  $q=0.53$  (that corresponds to the dipole resonance peak) and a high complex refractive index  $m=7.07+0.07i$ , the magnetic field intensity excited in the sphere is about 400 times greater than the intensity in the incident wave [29, 30] in the field of spatial maxima. In this case, the resonant Mie scattering on dielectric spheres with a high refractive index and with a dimensional parameter of about 1 leads to a series of Fano resonances [19, 29, 31]. Other features of scattering on the small dielectric particles includes the availability of anapole effects, anomalous scattering, and occurrence of optical vortices due to the complex energy circulation both inside and near the particle surface [19, 32, 33]. The influence of environment surrounding the sphere was not investigated in these works.

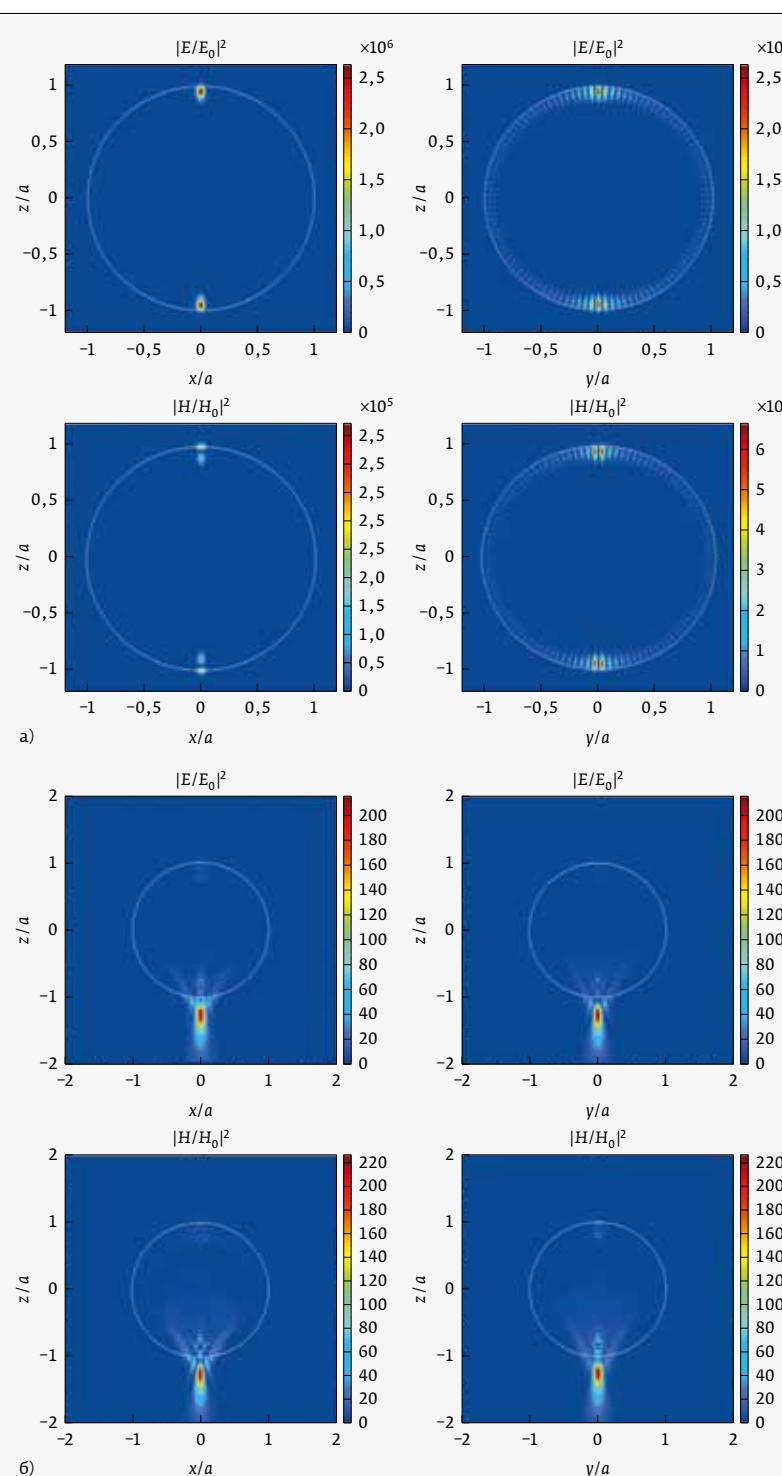
A much less explored area of the electromagnetic wave scattering on a dielectric sphere relates to a dimensional parameter of the order of 10 [16, 19, 27]. For example, it was recently demonstrated in [34] that the weakly scattering mesoscale (the particle diameter is larger than the wavelength) dielectric spheres located in the vacuum can support the high-order Fano resonances related to the internal Mie modes. The relevant internal scattering efficiencies are expressed by the complex scattering Mie coefficients ( $c_n, d_n$ ).

In the case of a dielectric mesoscale sphere, the high-order internal resonance mode interferes with a wide range of all other modes [34, 35]. This effect is shown on Fig.1 for a non-absorbing spherical particle with a refractive index  $n=1.9$  located in water [36] (in contrast to the results in [34, 37, 38] that were obtained for the particles located in vacuum). In this case, the optical contrast of the sphere with the dimensional parameter  $q=32.27657$  (the incident radiation wavelength of  $\lambda=632.8\text{nm}$ ) is 1.43. These

мера порядка 10 [16, 19, 27]. Например, недавно в [34] было продемонстрировано, что слабо рассеивающие мезоразмерные (диаметр частицы больше длины волны) диэлектрические сферы, расположенные в вакууме, могут поддерживать резонансы Фано высокого порядка, связанные с внутренними модами Ми. Соответствующие эффективности внутреннего рассеяния выражаются через комплексные коэффициенты рассеяния Ми ( $c_n, d_n$ ).

В случае диэлектрической мезоразмерной сферы мода внутреннего резонанса высокого порядка интерферирует с широким спектром всех остальных мод [34, 35]. На рис. 1 этот эффект показан для непоглощающей сферической частицы с показателем преломления  $n=1,9$ , расположенной в воде [36] (в отличие от результатов [34, 37, 38], которые были получены для частиц, расположенных в вакууме). В данном случае оптический контраст сферы с параметром размера  $q=32,27657$  (длина волны падающего излучения  $\lambda=632,8$  нм) составляет 1,43. Эти параметры соответствуют резонансной моде  $l=55$ . На рис. 1a показано распределение электрического и магнитного полей в двух плоскостях, когда при моделировании были учтены все моды  $1 \leq l \leq 77$ . На рис. 1b представлена эта же картина, где учтены все члены, кроме единственного резонансного члена  $l=55$ . В этом случае область локализации излучения имеет вид, характерный для фотонной струи [18, 25]. Таким образом, единственный член  $l=55$  в данном случае приводит к увеличению интенсивности рассеянного излучения в 1000 раз.

Интерференция широких и узких спектральных линий

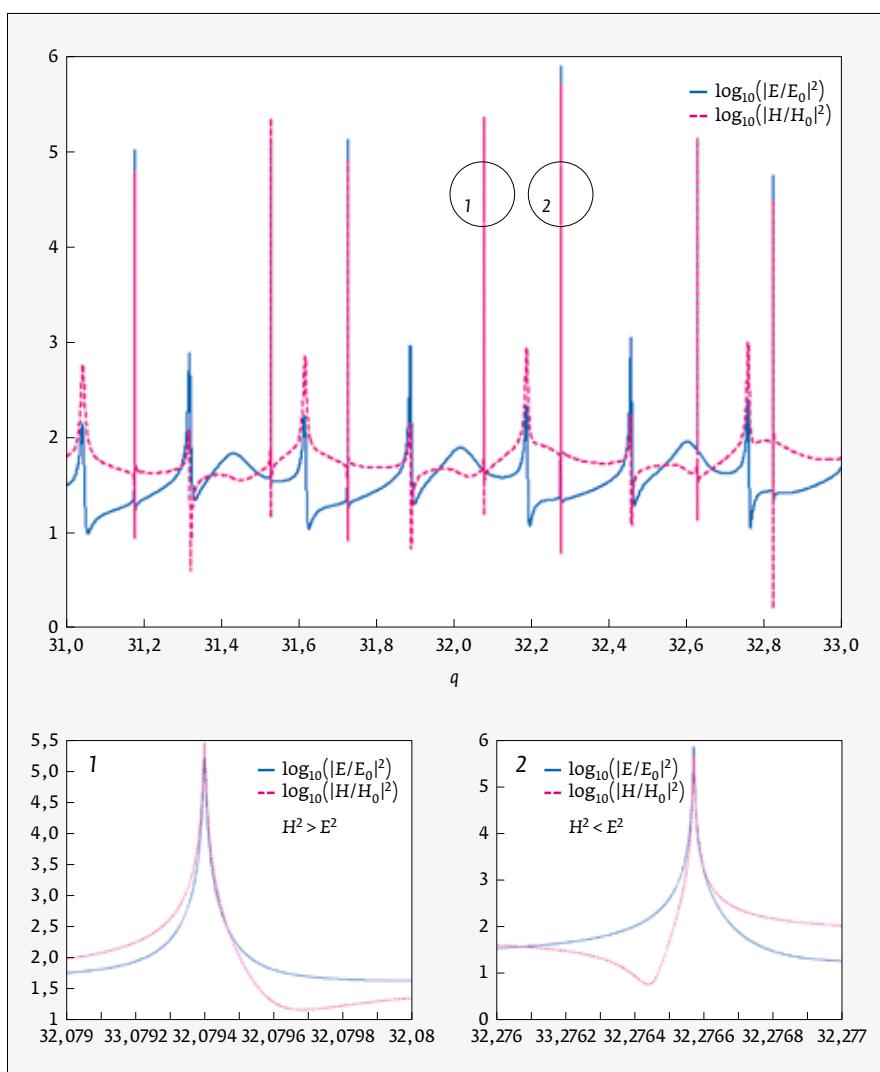


**Рис. 1.** Распределение интенсивности электрического и магнитного полей в двух плоскостях для сферической частицы с показателем преломления  $n=1,9$ , расположенной в воде: а) при моделировании были учтены все моды  $1 \leq l \leq 77$ ; б) учтены все моды, за исключением единственного резонансного члена с модой  $l=55$  [36]

**Fig. 1.** Distribution of electric and magnetic fields intensity in two planes for a spherical particle with a refractive index  $n=1.9$  located in water: a) all modes  $1 \leq l \leq 77$  are considered in simulation; b) all modes are considered, except for the only resonant member with a mode  $l=55$  [36]

приводит к характерной форме резонанса Фано высоких порядков, а также для спектров напряженности электрического и магнитного поля на поверхности частицы, расположенной в воде, т.е. в точках ( $x=0$ ;  $y=0$ ;  $z=R$ ), в области значений параметра размера порядка  $q \approx 30$  [36], показанные на рисунке 2. Типичный диапазон параметров размера, необходимых для получения таких резонансов, зависит от показателя преломления частицы и окружающей среды. Для таких резонансов Фано коэффициенты усиления напряженности поля в рассматриваемом случае могут достигать экстремальных значений порядка  $10^6$ . При этом характерная форма Фано резонансов наблюдается также в модулях самих амплитуд рассеяния [29, 34]. Отметим, что с ростом показателя преломления материала сферы уменьшается номер резонансной моды и растет максимально достижимая интенсивность поля в резонансе. Однако для показателя преломления больше двух локализация поля смещается по направлению от внешней границы сферы к ее центру, что качественно можно объяснить на основе формулы для фокуса сферической линзы. В свою очередь, увеличение размера сфер приводит к возбуждению более выраженных сверхрезонансных мод с более сильной локализацией поля.

Из рис. 2 также отчетливо видно, что асимметрия интенсивностей резонансов зеркальна, когда превалирует магнитное или электрическое поле, а ширина резонансной линии больше для поля, которому соответствует максимум интенсивности. Более того, каскады резонансов Фано, наблюдавшиеся при рассеянии излучения на слабо-



**Рис. 2.** Интенсивности магнитных и электрических полей с характерным для ярко выраженного каскада резонансов Фано профилем на поверхности частицы с показателем преломления  $n=1,9$  и параметром размера около  $q \approx 30$ , расположенной в воде (оптический контраст сферы 1,43) при  $T=70^{\circ}\text{C}$  [36]. Видно чередование преимущественных магнитного и электрического резонансов. Ниже показаны резонансные интенсивности в области значения параметра размера  $q = 32,07941$  (слева) и  $q = 32,27657$  (справа) этой же частицы, характеризующиеся резким сужением ширины резонансной линии

**Fig. 2.** Intensities of the magnetic and electric fields with a profile typical for a pronounced cascade of Fano resonances on the particle surface with a refractive index of  $n=1.9$  and a dimensional parameter of about  $q \approx 30$  located in water (the sphere optical contrast is 1.43) at  $T=70^{\circ}\text{C}$  [36]. It is possible to note the alternation of predominant magnetic and electric resonances. The resonance intensities in the field of dimensional parameter  $q = 32.07941$  (left) and  $q = 32.27657$  (right) of the same particle are shown below being specified by a sharp narrowing of the resonance line width.



диссипативных диэлектрических мезомасштабных сферах в рамках теории Лоренца-Ми, сопровождаются сингулярными фазовыми эффектами с огромными значениями локального волнового вектора и генерацией оптических вихрей с характерным размером ядра, значительно меньшего дифракционного предела [16, 18, 19, 27, 34, 35, 37, 38]. Такие эффекты обнаружены в диэлектрических мезоразмерных частицах, когда параметр размера частицы  $q$  превышает некоторое значение, зависящее как от ее оптического контраста и параметров среды, так и абсолютного значения показателя преломления.

Также интересно отметить, что в каскаде сверхрезонансных мод (рис. 2) наблюдается выраженные характерные чередующиеся каскады с периодами около  $\Delta q \approx 0,35$  и  $\Delta q \approx 0,20$ , но абсолютные величины интенсивностей магнитных и электрических полей немного отличаются в зависимости от моды (магнитной или электрической) и параметра размера. При этом спектральное положение резонансных пиков можно контролировать изменять, меняя параметр размера и относительный показатель преломления материала сферы, а также условия внешнего окружения. Такая квазипериодичность может найти ряд интересных приложений, включая селекцию сфер для достижения наилучшей локализации поля, улучшения разрешения субволновой фокусировки и, возможно, для создания квазипериодической частотной гребенки.

Решающую роль в возникновении резонансов Фано играют магнитные дипольные резонансы изолированных диэлектрических частиц. Возбужденная на длине волн магнитного резонанса магнитная дипольная мода диэлектрической частицы может быть более сильной, чем отклик электрического диполя, и тем самым вносить основной вклад в эффективность рассеяния (см. рис. 2). Такие сферические частицы имеют уникальное расположение горячих точек на полюсах сферы и обусловлены специфическим поведением внутренних мод Ми. Из строгих аналитических расчетов следует [34], что для Фано резонансов высокого порядка при определенных значениях параметра размера более 10 и показателя преломления более 2 увеличение напряженности поля внутри частицы, расположенной в вакууме, может достигать порядка  $10^4$ – $10^8$ , что связано, как указывалось, с резким сужением ширины резонансной линии [16, 19, 27, 34, 36–39].

Важной особенностью резонансов Фано высокого порядка в таких частицах является высокая степень локализации магнитных и электрических

параметров соответствует резонансному режиму  $l=55$ . На рис. 1а демонстрируется распределение электрических и магнитных полей в двух плоскостях, когда во время симуляции учитывались все моды  $1 \leq l \leq 77$ . На рис. 1б показано то же самое, но для случая, когда учитывается только резонансная мода  $l=55$ . В этом случае зона локализации излучения имеет вид, типичный для фотонного потока [18, 25]. Таким образом, в этом случае одна мода  $l=55$  приводит к увеличению интенсивности рассеянного излучения в 1000 раз.

Интерференция широких и узких спектральных линий приводит к типичной форме высокорядовых резонансов Фано, а также для стресс-спектров электрических и магнитных полей на поверхности частицы, расположенной в воде, т. е. в точках ( $x=0$ ;  $y=0$ ;  $z=R$ ), в диапазоне размерного параметра порядка  $q \approx 30$  [36], показанной на рис. 2. Типичный диапазон размерных параметров, необходимых для получения таких резонансов, зависит от показателя преломления частицы и окружающей среды. Для таких резонансов Фано, коэффициенты усиления полей в случае рассмотрения могут достигать экстремальных значений порядка  $10^6$ . В этом случае типичная форма резонансов Фано также наблюдается в амплитудах модуля рассеяния [29, 34]. Следует отметить, что с увеличением показателя преломления материала сферы, количество резонансных мод уменьшается и максимальная достижимая интенсивность поля в резонансе увеличивается. Однако, для показателя преломления больше двух, поле конфайнится от внешней границы сферы к ее центру, что может быть объяснено на основе формулы для сферической линзы. В свою очередь, увеличение размеров сферы приводит к возбуждению более выраженных суперрезонансных мод сильнее, чем сильнее поле конфайнится.

На рис. 2 также ясно видно, что асимметрия интенсивностей резонансов отражается в симметрии расположения горячих точек на полюсах сферы, и это соответствует тому, что интенсивность максимальна для поля, к которому она относится. Кроме того, каскады резонансов Фано, наблюдаемые в случае рассеяния на слабо диссипативных диэлектрических мезомасштабных сферах как часть теории Лоренца-Ми, сопровождаются сингулярными эффектами на границе сферы и окружающей средой с большими значениями локального волнового вектора и генерацией оптических вихрей с характерным размером ядра, гораздо меньшим, чем дифракционный предел [16, 18, 19, 27, 34, 35, 37, 38]. Такие эффекты обнаружены в мезомасштабных диэлектрических частицах, когда параметр размера частицы  $q$  превышает определенное значение, зависящее как от оптического контраста и параметров среды, так и от абсолютного значения показателя преломления.



полей, превышающей дифракционный предел, как внутри частицы, так и на ее поверхности [34, 37–39]. Последнее связано с образованием областей с гигантскими значениями локальных волновых векторов [16, 27, 34], аналогично эффектам суперосцилляции [34, 40]. В связи с этими «суперрезонансами» продемонстрировано появление магнитных фотонных струй [16–19] и гигантских магнитных полей [19, 27, 34, 36–39], которые могут быть привлекательными для многих фотонных приложений. При этом для сферических частиц с параметрами размера порядка 20 и выше и показателем преломления меньше 2 в режиме суперрезонанса эффект сверхусиления фокусировки в частицах обеспечивает примерно в 4000 раз более сильную напряженность поля (т. е. более чем на порядок больше, чем для малых частиц с  $q \approx 0,5$  [29, 30]), чем для падающего излучения, и демонстрирует возможность преодоления дифракционного предела [27, 34, 38], несмотря на высокую чувствительность к величине диссипативных потерь в материале частицы.

Наивный ответ на вопрос «Как максимизировать локализацию излучения в диэлектрической частице?» заключается в том, чтобы «сделать так, чтобы минимизировать диссипативную постоянную материала частицы». Однако, на удивление, оказалось, что правильный ответ прямо противоположный: малая диссипация энергии в материале сферы также может способствовать (а не ухудшать) субдифракционной локализации поля [38], т. е. ее диссипативная постоянная должна быть малой, но не нулевой.

Указанный выше новый физический эффект – оптический суперрезонанс в мезоразмерных диэлектрических сферах, обусловленный резонансом Фано высокого порядка – может стать новым способом достижения сверхвысоких магнитных полей. Суть этой возможности заключается в следующем: как уже отмечалось, в диэлектрических мезоразмерных частицах, когда параметр размера частицы  $q$  превышает некоторое значение, зависящее от ее показателя преломления, возникают оптические вихри [34]. Следовательно, в соответствии с законом Био-Савара, соответствующие кольцевые токи создают магнитные поля. Моделирование на основе теории Лоренца-Ми показало, что внутри мезомасштабной слабодиссипативной диэлектрической частицы, размещенной в вакуме, магнитное поле может быть потенциально усилено более, чем на 4 порядка, что может дать значения магнитной индукции порядка  $10^5$  Тл [34]. Это значение близко к межатомным магнит-

It is also interesting to note that the cascade of super-resonance modes (Fig. 2) demonstrates the pronounced typical alternating cascades with the periods of about  $\Delta q \approx 0.35$  and  $\Delta q \approx 0.20$ . However, the absolute intensity values of the magnetic and electric fields differ slightly depending on the mode (magnetic or electric) and a dimensional parameter. In this case, the spectral position of the resonance peaks can be changed in a controllable way by changing the dimensional parameter and the relative refractive index of the sphere material, as well as the environmental conditions. This quasi-periodicity can be used in a number of interesting applications, including the sphere selection to achieve the best field confinement, improve the subwavelength focusing resolution, and possibly to develop a quasi-periodic frequency comb.

The decisive role in the occurrence of Fano resonances is played by the magnetic dipole resonances of isolated dielectric particles. The magnetic dipole mode of a dielectric particle excited at the magnetic resonance wavelength can be stronger than the electric dipole response, and thus make the main contribution to the scattering efficiency (see Fig. 2). Such spherical particles have a unique location of hot points at the sphere poles and are due to the specific behavior of internal Mie modes. It follows from the rigorous analytical calculations [34] that for the high-order Fano resonances at certain dimensional parameter values greater than 10 and the refractive index greater than 2, the increase order in the field strength inside a particle located in the vacuum can reach about  $10^4$ – $10^8$  that is related, as indicated, with a sharp narrowing of the resonance line width [16, 19, 27, 34, 36–39].

An important feature of the high-order Fano resonances in such particles is the high confinement degree of magnetic and electric fields that exceeds the diffraction limit, both inside the particle and on its surface [34, 37–39]. The latter is related to the formation of regions with the enormous values of local wave-number vectors [16, 27, 34], similar to the super-oscillation effects [34, 40]. In connection with these “super resonances”, the occurrence of magnetic photonic jets [16–19] and giant magnetic fields [19, 27, 34, 36–39] has been shown that can be attractive for many photonic applications. Moreover, for spherical particles with the dimensional parameters of the order of 20 and higher and a refractive index of less than 2, in the super-resonance mode, the focusing over-enhancement effect in the particles provides for about 4000 times stronger field strength (i. e., greater by more than an order than for the small

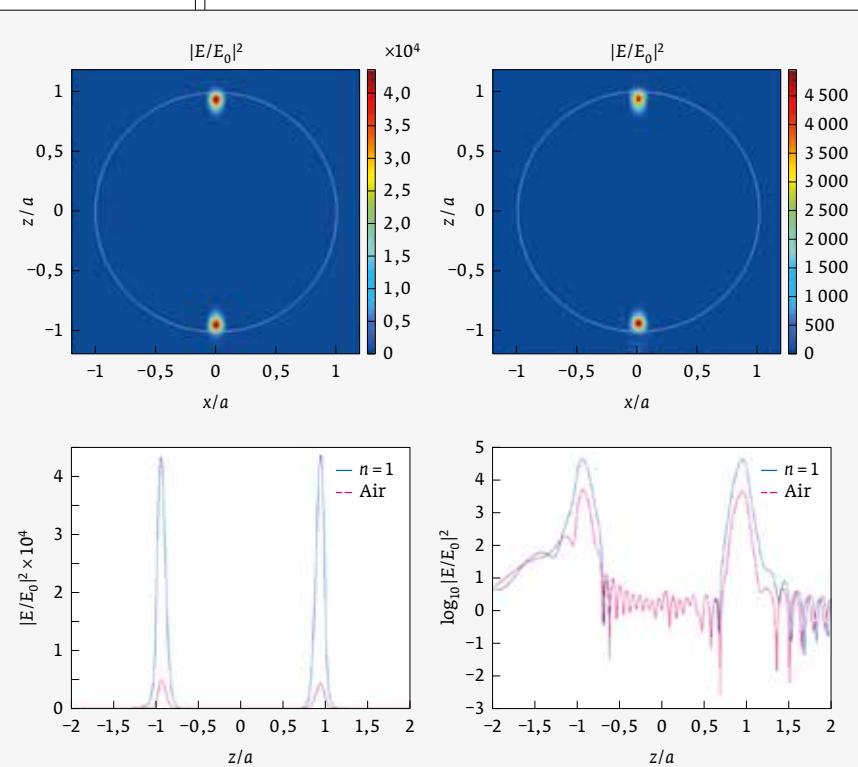
ным полям [41, 42] и сравнимо с возможностями магнитно-кумулятивных генераторов [43, 44]. При этом при таких полях можно ожидать эффекты магнитной нелинейной оптики [34], в которых изменение показателя преломления вызывается магнитными эффектами. Однако вопрос дисперсии в материалах сферических частиц при таких условиях пока остается открытым.

В то же время свойства суперрезонанса определяются не только параметром размера сферы и ее комплексным показателем преломления, но и окружающей средой. Поэтому, если изменится окружение (например, вместо вакуума будет присутствовать воздух или другой газ или жидкость), будут меняться и свойства суперрезонанса. На основе строгих аналитических расчетов по теории Лоренца-Ми впервые была продемонстрирована высокая чувствительность эффекта суперрезонанса на основе мезоразмерных сферических частиц и к величине эффективного показателя преломления окружающей среды [36, 39] (см. рис. 3). Так, для воздуха, в отличие от вакуума [34, 37, 38], при изменении показателя преломления среды 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 смешаются в синюю область [36, 39].

Соответственно для сферы, расположенной в воде [36], изменение эффективного показателя преломления среды на  $2 \cdot 10^{-6}$  (что эквивалентно, например, изменению температуры воды примерно на  $\Delta T = 0,0106$  °C) также приводит к двукратному падению интенсивности поля для того же параметра размера. При этом резонансные значения параметра размера также изменяются по сравнению с вакуумом [36]. Следует отметить, что при соответствующем измене-

particles with  $q \approx 0.5$  [29, 30]) than for the incident radiation. It confirms the possibility of overcoming the diffraction limit [27, 34, 38], despite the high sensitivity to the dissipation loss value in the particle material.

A naive answer to the question “How to maximize the radiation confinement in a dielectric particle?” is to “make it so as to minimize the dissipative constant of the particle material”. However, surprisingly enough, it turns out that the correct answer is exactly the opposite: a small energy dissipation in the sphere material can also contribute (rather than worsen) the



**Рис. 3.** Эффект суперрезонанса: слева – для непоглощающей мезомасштабной частицы, расположенной в вакууме, с параметром размера  $q=26.94163$  и показателем преломления  $n=1.5$  (эти значения соответствуют резонансной моде, возбуждаемой внутри частицы с парциальным волновым порядком  $l=35$ , график приведен в линейном масштабе); справа – для сферы в воздухе с показателем  $n_m=1.000241307$  – интенсивность уменьшается примерно в 10 раз по сравнению с вакуумом ( $n_m=1.0$ ) для того же параметра размера (график приведен в логарифмическом масштабе) [39]

**Fig. 3.** Super-resonance effect: on the left – for a non-absorbing mesoscale particle located in the vacuum, with the dimensional parameter  $q=26.94163$  and a refractive index  $n=1.5$  (these values correspond to the resonant mode excited inside the particle with a partial wave order  $l=35$ , the diagram is shown on a linear scale); on the right – for a sphere in the air with an index of  $n_m=1.000241307$ ; the intensity is decreased by about 10 times compared to the vacuum ( $n_m=1.0$ ) for the same dimensional parameter (the diagram is shown on a logarithmic scale) [39]



нии резонансного параметра размера сферы, расположенной в среде (относительно такового для вакуума), значения интенсивности поля в горячих точках практически будут такими же, как для сферы в вакууме [36, 39].

Дальнейшие перспективы исследования эффекта суперрезонанса на наш взгляд связаны с тем, что для многослойной сферической частицы (при концентрическом расположении слоев) 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 [45–47]. Однако сами коэффициенты рассеяния определяются через рекуррентные соотношения, число которых зависит от количества слоев сферы. В то же время, в такой конфигурации появляется дополнительная степень свободы: меняя пространственное расположение слоев и их комплексные показатели преломления, можно управлять положением различных резонансов, в том числе добиваться вырождения резонансов. По-видимому, эффекты суперрезонансов в этом случае могут приобрести новые свойства, рассмотрение которых является предметом будущих исследований.

## ВЫВОДЫ

Выяснение особенностей решений уравнений Лоренца-Ми и соответствующих свойств рассеяния излучения на сферической частице, несмотря на долгую историю вопроса, еще далеко от того, чтобы считаться закрытым, и подчас приводит к неожиданным и иногда необычным результатам, рассмотренным для малых частиц в [15, 19, 30, 48, 49] и некоторых других. В тоже время для более крупных, мезоразмерных частиц, открываются новые эффекты [16–20, 25–27, 34, 36–39, 50].

Все кратко представленные выше результаты получены исключительно в рамках классической теории Лоренца-Ми без каких-либо ее модификаций или обобщений. Открытия новых эффектов стало возможным при изучении значений параметров задачи и таких аспектов проблемы, на которые ранее не обращалось должного внимания, т. е. с изменением угла зрения на известные формулы теории Лоренца-Ми или, по определению Л. И. Мандельштама, со «второй степенью понимания» [19]. Это позволило вскрыть необычную физику нового явления и перспективы ее применения.

Резюмируя, можно заключить, что слабодиссипативные мезоразмерные диэлектрические сфе-

рии подвержены суперрезонансу в субдифракционном поле [38], т. е. их диссипативная постоянная должна быть низкой, но не равной нулю.

The new physical effect mentioned above, namely the optical super-resonance in the mesoscale dielectric spheres due to the high-order Fano resonance, can become a new way to obtain the ultrahigh magnetic fields. This possibility can be explained as follows. As noted previously, the optical vortices occur [34] in the mesoscale dielectric particles, when the particle dimensional parameter  $q$  exceeds a certain value depending on its refractive index. Therefore, according to the Biot-Savart law, the relevant ring currents develop the magnetic fields. The simulation based on the Lorentz-Mie theory showed that inside a mesoscale weakly dissipative dielectric particle placed in the vacuum, the magnetic field could be potentially enhanced by more than 4 orders that could provide the magnetic induction values of the order of  $10^5$  T [34]. This value is close to the interatomic magnetic fields [41, 42] and is comparable with the capabilities of magnetic-cumulative generators [43, 44]. In this case, such fields can demonstrate the effects of magnetic nonlinear optics [34], when any changes in the refractive index are caused by magnetic effects. However, the question of dispersion in the spherical particle material under such conditions still remains open.

Moreover, the super-resonance properties are determined not only by the sphere dimensional parameter and its complex refractive index, but also by the environment. Therefore, if the environment is changed (for example, there will be air or another gas or liquid instead of vacuum), the super-resonance properties will be also changed. On the basis of rigorous analytical calculations according to the Lorentz-Mie theory, the high sensitivity of the super-resonance effect based on the mesoscale spherical particles to the efficient refractive index value of the environment was demonstrated for the first time [36, 39] (see Fig. 3). Thus, in the case of air, in contrast to the vacuum [34, 37, 38], a twofold drop in intensity of the magnetic and electric fields at hot points is observed with a change in the medium refractive index of the order of  $10^{-7}$ . In this case, the resonant values of the particle dimensional parameter do not coincide with those for vacuum and are shifted to the blue region [36, 39].

Thus, for a sphere located in water [36], a change in the medium efficient refractive index by  $2 \cdot 10^{-6}$  (that is equivalent, for example, to a change in water temperature by approximately  $\Delta T = 0,0106$  °C) also leads to a twofold drop in the field intensity for the same dimensional parameter. In this case, the



рические частицы позволяют эффективно управлять магнитной и электрической компонентами одновременно, поддерживают как нерезонансный режим локализации поля (формирование фотонной струи), так и отличный от режима мод шепчущей галереи [51] суперрезонансный эффект. При этом последний справедлив только для сфер и не поддерживается для цилиндров. В режиме суперрезонанса может генерироваться рекордно высокий уровень напряженности электрического и магнитного полей, не уступающий таковому для плазмонных структур [52, 53], но без привлечения плазмонных эффектов и материалов. С точки зрения медицины и биофотоники такой эффект может быть полезен для борьбы с вирусами [54]. Однако эффект суперрезонанса чрезвычайно чувствителен к изменению параметра размера частицы и показателю преломления окружающей среды [36, 39]. Поэтому результаты исследований эффекта суперрезонанса для сфер в вакууме представляют определенный академический интерес, но не могут быть прямо применены в реальных условиях.

С практической точки зрения эффект суперрезонанса обладает большим потенциалом для экстремальной фотоники, изучения свойств материалов при экстремальных условиях, усиления комбинационного рассеяния, сенсоров и нелинейной оптики, создания квазипериодической частотной гребенки (метрология) и т. п., являющиеся актуальными направлениями в области современной мезоразмерной диэлектрической фотоники [27]. Примечателен тот факт, что данный эффект удалось продемонстрировать не только в оптическом, инфракрасном и терагерцовом диапазонах, но и перенести в акустику [55] на основе решения уравнений Гельмгольца [56]. Однако эти и другие практические применения еще только предстоит исследовать. Тем не менее, с учетом других новых оптических эффектов, открытых в последнее время в области мезоразмерных частиц как со средним и большим показателем преломления [16–19, 25–27, 36–39], так и с малым [57] можно констатировать, что сформировалось новое научное направление, получившее название «мезотроника» [16, 58].

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы развития ТПУ и частично в рамках гранта РФФИ (проект 21-57-10001). Авторы также благодарны Song Zhou из Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Huaiyin Institute of Technology, China за помощь в расчетах [36, 39].

resonant values of the dimensional parameter are also changed in comparison with the vacuum [36]. It should be noted that in the case of a relevant change in the sphere dimension resonant parameter located in a medium (relative to that for vacuum), the field intensity values at the hot points will be almost the same as for a sphere in vacuum [36, 39].

In our opinion, further prospects for studying the super-resonance effect are related to the fact that for a multilayer spherical particle (with a concentric layer arrangement), the scattered field outside the particle is also represented as a multipole dissociation, when the expressions connecting the various partial cross sections with the scattering factors formally coincide with those for a single-layer particle [45–47]. However, the scattering factors are determined on the basis of recurrent relations, the number of which depends on the number of sphere layers. Moreover, in such a configuration, an additional degree of freedom is developed: any changes in the spatial arrangement of layers and their complex refractive indices can control the position of various resonances, including the resonance degeneration. Apparently, the super-resonance effects in this case can obtain new properties, the consideration of which is the subject of future research.

## CONCLUSIONS

Despite the long-term historical background, the clarification of solutions of the Lorentz-Mie equations and the relevant scattering properties on a spherical particle is still far from being considered completed, and sometimes it leads to the unexpected and even unusual results, considered for the small particles in [15, 19, 30, 48, 49], etc. Moreover, new effects are being discovered for the larger mesoscale particles [16–20, 25–27, 34, 36–39, 50].

All the results briefly described above were obtained exclusively as a part of the classical Lorentz-Mie theory without any modifications or generalizations. The discovery of new effects became possible when studying the problem parameters and such aspects of the problem that had not previously been given due attention, i.e. with a change in the “angle of view” to the well-known Lorentz-Mie theory formulas or, as defined by L. I. Mandelstam, with the “second degree of understanding” [19]. This made it possible to reveal the unusual physics of the new phenomenon and its application prospects.

To sum it up, we can conclude that the weakly dissipative mesoscale dielectric spherical particles make it possible to efficiently control the magnetic and electric components in a simultaneous way, sup-



## REFERENCES

1. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien speziell kolloidaler Goldlösungen (Contributions to the optics of diffuse media, especially colloid metal solutions). *Ann. Physik*. 1908; 25, 377–445.
2. Lorenz L. Lysbevaegelsen i og uden for en af plane Lysbolger belyst Kugle. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskabs Skrifter*. 1890; 6(6): 1–62.
3. Debye P. Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem material. *Annalen der Physik*. 1909; 30(1): 57–136.
4. Love A. E. H. The scattering of electric waves by a dielectric sphere. *Proc. London Math. Soc.* 1899; 30: 308–321.
5. Gouesbet G., Gréhan G. *Generalized Lorenz-Mie Theories*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2011), ISBN 978-3-642-17193-2.
6. Wriedt T. *A Review of Elastic Light Scattering Theories*. Particle & Particle Systems Characterization. 1998; 15: 67.
7. Mie Theory 1908–2008. Ed by W. Hergert, T. Wriedt. Universität Bremen, Bremen 2008. ISBN 978-3-88722-701-2.
8. Wriedt T. *Mie theory: A review*, in *The Mie Theory: Basics and Applications*, edited by W. Hergert and T. Wriedt. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012. pp. 53–71.
9. Tzarakostas D., Sihvola A. Light Scattering by a Dielectric Sphere: Perspectives on the Mie Resonances. *Appl. Sci.* 2018; 8, 184.
10. Kerker M. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*. Elsevier Science. 2013.
11. Bohren C. F., Huffman D. R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. WILEY-VCH Verlag. 1998.
12. Matzler C. *MATLAB functions for Mie scattering and absorption*. Institute of Applied Physics, Bern, Switzerland, Research Report. No. 2002-08 (2002); <https://boris.unibe.ch/146551/1/201-1.pdf>.
13. Fernández-Dols J., Carrera P. Le bon dieu est dans le detail: Is smiling the recognition of happiness? *Behavioral and Brain Sciences*. 2010; 33(6), 446–447. doi:10.1017/S0140525X10001512.
14. Shah G. Numerical methods for Mie theory of scattering by a sphere. *Kodaklenel Obs. Bull. Ser. A*. 1977; 2, 42–63.
15. Optical Effects Associated with Small Particles. Edited By: R. K. Chang (Yale) and P. W. Barber (Clarkson). – Singapore: World Scientific. 1988. <https://doi.org/10.1142/0513>.
16. Minin O. V., Minin I. V. Unusual optical effects in dielectric mesoscale particles. *Proc. SPIE* 12193. *Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*. 121930E (29 April 2022).
17. Luk'yanchuk B. S., Zheng Y. W., Lu Y. F. Laser cleaning of solid surface: Optical resonance and near-field effects. *Proc. SPIE*. 2000; 4065: 576–587.
18. Luk'yanchuk B., Paniagua-Dominguez R., Minin O. V., Minin I. V., Z. Wang, Refractive index less than two: Photonic nanojets yesterday, today and tomorrow. *Optical Materials Express*. 2017; 7(6): 1820–1847.
19. Luk'yanchuk B. S., Bekirov A., Wang Z. I. V. Minin, O. V. Minin, Fedyanin A. Optical phenomena in dielectric spheres with the size of several light wavelength (Review). *Physics of Wave Phenomena* (2022), accepted.
20. Chen L., Zhou Y., Zhou R., Hong M. Microsphere – Toward Future of Optical Microscopes. *iScience*. 2020; 23: 101211.
21. Koshelev K., Kivshar Y. Dielectric resonant met photonics. *ACS Photonics*. 2021; 8(1):102–112.
22. Won R. Into the Mie-tronics' era. *Nature Photonics*. 2019; 13: 585–587.
23. Kivshar Y. The Rise of Mie-tronics. *Nano Lett.* 2022; 22(9): 3513–3515.
24. Chen L., Zhou Y., Li Y., Hong M. Microsphere enhanced optical imaging and patterning: From physics to applications. *Appl. Phys. Rev.* 2019; 6, 021304.
25. Minin O. V., Minin I. V. *Diffractive Optics and Nanophotonics: Resolution Below the Diffraction Limit*. – Springer Cham (2016).
26. Minin O. V., Minin I. V. *The Photonic Hook: From Optics to Acoustics and Plasmonics*. Springer Cham (2021).
27. Minin O. V., Minin I. V. Optical Phenomena in Mesoscale Dielectric Particles. *Photonics*. 2021; 8(12).
28. Stratton J. A. in *Electromagnetic Theory*, ed. by L. A. DuBridge. – New York, McGraw-Hill Book Company, Inc. 1941.
29. Tribelsky M. I., Miroshnichenko A. E. Giant in-particle field concentration and Fano resonances at light scattering by high-refractive index particles. *Phys. Rev. A*. 2016; 93, 053837.
30. Kapitanova P., Ternovski V., Miroshnichenko A., Pavlov N., Belov P., Kivshar Y., Tribelsky M. Giant field enhancement in high-index dielectric subwavelength particles. *Sci. Rep.* 2017; 7, 731.
31. Kong, X. & Xiao, G. Fano resonance in high-permittivity dielectric spheres. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2016; 33, 707–711.
32. Tribelsky M. , Luk'yanchuk B. Anomalous Light Scattering by Small Particles. *Phys. Rev. Lett.* 2006; 97, 263902.
33. Tribelsky M. I., Miroshnichenko A. E., Kivshar Y. S. Unconventional Fano resonances

port both the non-resonant field confinement mode (photon jet formation) and the super-resonant effect different from the whispering gallery mode [51]. The latter is valid only for the spheres and is not applicable to the cylinders. In the super-resonance mode, a record-high stress level of electric and magnetic fields can be generated that is not inferior to that for the plasmonic structures [52, 53], but without involving any plasmonic effects and materials. In view of medicine and biophotonics, such an effect can be useful for fighting viruses [54]. However, the super-resonance effect is extremely sensitive to the changes in the particle dimensional parameter and the environmental refractive index [36, 39]. Therefore, the results of studies of the super-resonance effect for the spheres in vacuum are of certain academic interest, but cannot be directly applied in the real conditions.

From a practical perspective, the super-resonance effect has great potential for the extreme photonics, research of the material properties under the extreme conditions, Raman scattering enhancement, sensors and nonlinear optics, development of a quasi-periodic frequency comb (metrology), etc. being the current trends in the field of modern mesoscale dielectric photonics [27]. It is noteworthy that this effect was demonstrated not only in the optical, infrared, and terahertz ranges, but it was also transferred to acoustics [55] based on the solution of the Helmholtz equations [56]. However, these and other practical applications are yet to be explored. Nevertheless, with due regard to other new optical effects recently discovered in the field of mesoscale particles both with medium and high refractive index [16–19, 25–27, 36–39], and with low [57], it can be stated that a new scientific field has been formed called “mesotronics” [16, 58].

## ACKNOWLEDGEMENT

The work was performed within the framework of the Tomsk Polytechnic University development program and partially as a part of the RFBR grant (project No.21-57-10001). The authors also express their gratitude to Song Zhou from the Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Huaiyin Institute of Technology, China for assistance in calculations [36, 39].

## AUTHORS

I. V. Minin, Doctor of Engineering Sciences, Prof.minin@gmail.com,  
Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia.  
ORCID 0000-0002-6108-8419

O. V. Minin, Doctor of Engineering Sciences, Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia.  
ORCID 0000-0002-9749-2106



- in light scattering by small particles. *Europhys. Lett.* 2012; 97, 44005.
34. Wang Z., Luk'yanchuk B., L. Yue L., B. Yan B., J. Monks J., R. Dhamo 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; 9: 20293.
  35. Luk'yanchuk B.S., Miroshnichenko A., Kivshar Yu. Fano resonances and topological optics: an interplay of far- and near-field interference phenomena. *J. Opt.* 2013; 15, 073001.
  36. Minin I. V., Zhou, S. Minin O. V. Super-resonance effect for high-index sphere immersed in water. arXiv:2205.03863 (May 8) (2022)
  37. Yue L., Yan B., Monks J., Dhamo 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; 9:20224.
  38. Yue L., Wang Z., Yan B., Monks J., Joya Y., Dhamo R., Minin O. V., Minin I. V. Super-Enhancement Focusing of Teflon Spheres. *Ann. Phys. (Berlin)*. 2020; 532, 2000373.
  39. Minin I. V., Zhou S., Minin O. V. Influence of the Environment on the Effect of Super Resonance in Mesoscale Dielectric Spheres. arXiv:2204.05120 (2022).
  40. Berry, M.V. Superoscillations and leaky spectra. *J. Phys. A Math. Theor.* 2018; 52:015202.
  41. Liberman M., Johansson B. Properties of matter in ultrahigh magnetic fields and the structure of the surface of neutron stars. *Phys. Usp.* 1995; 38(2): 117–136.
  42. Singha A., Willke P., Bilgeri T., Zhang X., Brune H., Donati F., Heinrich A.J., Choi T. Engineering atomic-scale magnetic fields by dysprosium single atom magnets. *Nat. Commun.* 2021; 12: 417.
  43. Sakharov A. D. Magnetoinulsive generators. *Soviet Physics Uspekhi*. 1966; 9(2), 294–299.
  44. Altgilbers L., Grishnaev I., Smith I., Tkach Y., Brown M. D. J., Novac B., Tkach I. *Magnetocumulative Generators*. – New York: Springer NY. 2000. 422p. ISBN 978-0-387-98786-6.
  45. Shore R.A. Scattering of an Electromagnetic Linearly Polarized Plane Wave by a Multilayered Sphere: Obtaining a computational form of Mie coefficients for the scattered field. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2015;57: 69.
  46. Ladutenko K., Pal U., Rivera A., Peca-Rodrigue O. Mie calculation of electromagnetic near-field for a multilayered sphere. *Computer Physics Communications*. 2017; 214, 225–230.
  47. Afanasyev, P.O., Akopov, A.A., Lehrer, A., M. B. Manuilov. Scattering of a Plane Electromagnetic Wave by a Multilayer Spherical Lens. *Radiophys Quantum El.* 2018; 61, 516–527.
  48. Kerker M. Lorenz-Mie Scattering by Spheres: Some Newly Recognized Phenomena. *Aerosol Science and Technology*. 1982; 1(3), 275–291.
  49. Lai H. M., Leung P. T., Poon K. L., Young K. Characterization of the internal energy density in Mie scattering. *J. Opt. Soc. Am. A*. 1991; 8, 1553–1558.
  50. Li P., Tsao Y., Liu Y., Lou Z., Lee W., Chu S., Chang C. Unusual imaging properties of superresolution microspheres. *Opt. Express.* 2016; 24, 16479–16486.
  51. Zheng Y., Wu Z F., Shum P P., Xu Z L., Keiser G., Humbert G., Zhang H., Zeng S. and Dinh X. Sensing and lasing applications of whispering gallery mode microresonators. *Opto-Electronic Advances*. 2018; 1, 180015.
  52. Schuller J., Barnard E., Cai W., Jun Y., White J., Brongersma M. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nat. Mater.* 2010; 9: 193.
  53. Hirano K., Shimizu H., Enami T., Terakawa M., Obara M., Nedalkov N., Atanasov P. Plasmonic Nanometric Optical Tweezers in an Asymmetric Space of Gold Nanostructured Substrates. *J. of Nanotechnology in Diagnosis and Treatment*. 2013; 1: 2–10.
  54. Hsu L., Baida F., Ndaa A. Local field enhancement using a photonic-plasmonic nanostructure. *Opt. Express.* 2021; 29: 1102–1108.
  55. Minin O. V., Minin I. V. Extreme effects in field localization of acoustic wave: super-resonances in dielectric mesoscale sphere immersed in water. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2019; 516, 012042.
  56. Kress R. Acoustic Scattering, in: *Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science*/ ed. by E. Pike and P. Sabatier, chapter 2. – London: Academic Press. 2001.
  57. Minin O. V., Minin I. V., Song Z. High-order Fano resonance in a low-index dielectric mesoscale sphere. *JETP Letters*. 2022; 116: 3.
  58. Minin O. V., Minin I. V., Lukianchuk B.S. Mesotronic era of dielectric photonics. *Proc. SPIE 12152. Mesophotonics: Physics and Systems at Mesoscale*. 12152D (24 May 2022); doi: 10.1117/12.2634133.

## АВТОРЫ

И. В. Минин, д. т. н., Prof.minin@gmail.com, Томский политехнический университет, Томск, Россия.  
ORCID 0000-0002-6108-8419

О. В. Минин, д. т. н., Томский политехнический университет, Томск, Россия.  
ORCID 0000-0002-9749-2106

ОАО «ММЗ имени С.И. Вавилова – управляющая компания холдинга «БелОМО»



## Оптический завод «Сфера»

«Оптический завод «Сфера» основан в 1994 году как филиал ОАО «Минский механический завод имени С.И. Вавилова – управляющая компания холдинга БелОМО» для производства оптических элементов. В настоящее время завод выпускает большое количество оптических элементов различной сложности по чертежам Заказчика. Оптические элементы, произведенные «Оптическим заводом «Сфера», успешно применяются во многих уникальных оптоэлектронных системах.

Для производства высокотехнологичной продукции проводится техническое перевооружение производства, проводится модернизация производственных мощностей с целью увеличения объемов производства. Система менеджмента качества сертифицирована на соответствие требованиям версии ГОСТ ISO 9001:2015.

Многолетний опыт производства оптических элементов, высококвалифицированный персонал предприятия позволяют удовлетворить любую потребность Заказчика.

Республика Беларусь, 220114,  
г. Минск, ул. Макаенка, 23  
Тел.: (+375 17) 325-52-91  
Тел./факс: (+375 17) 276-27-71  
E-mail: stera.ved@belomo.by; stera@belomo.by

[www.belomo.by](http://www.belomo.by)

