

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИМЕРАМИ ИЗ ДВУХ КОНЕЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ

В. А. Ковтун-Кузель^{1*}, А. Н. Понявина²

УДК 535.37:621.373

¹ Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, 230023, Гродно, ул. Ожешко, 22, Беларусь; e-mail: kovtun@grsu.by

² Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь

(Поступила 21 декабря 2016)

На базе формализма объемного интегрального уравнения проведено численное моделирование индикатрис рассеяния света димерами диэлектрических цилиндров конечной длины. Изучена зависимость индикатрис рассеяния от оптико-геометрических параметров отдельных цилиндров и характеристик их взаимного расположения. Установлено, что электродинамическое взаимодействие между цилиндрами приводит к существенному отличию углового распределения излучения, рассеянного этой системой, от углового распределения излучения, рассеянного двумя электродинамически не связанными цилиндрами.

Ключевые слова: конечный цилиндр, электродинамическое взаимодействие, диаграмма направленности.

A numerical simulation of the scattering phase function (PF) for dimers of finite dielectric cylinders is made using the formalism of the volume integral equation. The PF dependence on the optical and geometric parameters of single finite cylinders and their mutual location is studied. It is shown that the electrodynamic interaction between the cylinders leads to a strong change of the angular distribution of intensity of the radiation scattered by this system in comparison with that for two cylinders without electrodynamic coupling.

Keywords: finite cylinder, electrodynamic coupling, direction diagram.

Введение. При взаимодействии электромагнитного излучения с частично упорядоченными дисперсными системами важную роль играют эффекты интерференции когерентно рассеянного излучения. При этом эффективное поле, в котором находится каждая из частиц ансамбля, также определяется интерференцией волн, рассеянных остальными частицами, с учетом разности фаз, определяемой пространственным расположением этих частиц [1]. Эффекты многократного когерентного рассеяния оказывают существенное влияние на спектральные, угловые и поляризационные характеристики частично упорядоченных дисперсных структур. Особенности этого влияния хорошо иллюстрируются на примере взаимодействия двух частиц.

К настоящему времени наиболее подробно исследован случай димеров, состоящих из двух рассеивателей, малых по сравнению с длиной волны (см., например, [2]). Так, для двух малых металлических сфер, симметрично расположенных относительно волнового вектора падающей волны, решение задачи рассеяния плоской электромагнитной волны в дипольном приближении получено еще в [3]. Точное решение задачи рассеяния света на двух сферах, основанное на использовании метода самосогласованного поля и хорошо описывающее экспериментальные данные, впервые дано в [4]. Позже был предложен удобный для ряда приложений метод разложения по порядкам рассеяния [5]. Для димеров из двух сфер с произвольными размерами и оптическими постоянными хорошо зареко-

THE ELECTROMAGNETIC RADIATION SCATTERING BY DIMERS OF TWO FINITE DIELECTRIC CYLINDERS

V. A. Kovtun-Kuzhel^{1*}, A. N. Ponyavina² (¹ Yanka Kupala Grodno State University, 22 Ozheshko Str., Grodno, 230023, Belarus; e-mail: kovtun@grsu.by; ² Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus)

мендовал себя также метод Т-матрицы [6—8]. Анализ зависимости оптических сечений, индикатрисы рассеяния и поляризационных характеристик от расстояния между двумя сферами позволяет заключить, что когерентное взаимодействие частиц следует учитывать в случаях, когда расстояние между ними L не превышает четырех-пяти диаметров частиц d . Взаимное влияние двух частиц на их характеристики рассеяния рассматривалось также для асферических неоднородностей, таких как диски, сфероиды [9, 10] и бесконечные цилиндры [11—13]. При рассмотрении двух цилиндров конечной длины обычно вводится, как в [14], упрощающее предположение о высокой проводимости вещества, из которого состоят эти цилиндры. В [15] рассматривалась система из двух параллельных диэлектрических (непроводящих) цилиндров конечной длины. С применением формализма объемного интегрального уравнения [16] установлено, что в этом случае фактор эффективности ослабления Q_{eff} определяется как взаимным расположением двух взаимодействующих частиц цилиндрической формы, так и их геометрическими параметрами, а зависимость Q_{eff} от расстояния между осями параллельных цилиндров носит осциллирующий характер. В [17] показано, что формализм объемного интегрального уравнения (ФОИУ) может быть применен для исследования влияния электродинамических взаимодействий не только на интегральные характеристики рассеяния конечных цилиндров, но и на угловое распределение рассеянного электромагнитного излучения. Практическая важность таких исследований определяется необходимостью дальнейшего развития и совершенствования методов управления диаграммами направленности дисперсных излучающих и рассеивающих элементов современных устройств фотоники и радиофизики.

В настоящей работе ФОИУ применен для оценки взаимного влияния двух параллельных диэлектрических цилиндров конечной длины на угловое распределение рассеянного ими излучения. Рассматривается случай, когда линейно поляризованное излучение падает вдоль оси цилиндров.

Метод расчета. Поскольку задача рассеяния электромагнитного излучения на цилиндре конечной длины с произвольными оптико-геометрическими параметрами не имеет точного решения, обычно в конкретных приложениях используют различные приближенные модели или проводят исследования численными методами. Однако широко известные приближения Рэлея или Рэлея—Ганса существенно ограничивают область применимости полученных результатов, поскольку они связаны с предположениями о малости размеров частиц по сравнению с длиной волны падающего излучения. Наибольшие трудности возникают при рассмотрении систем из “оптически жестких” частиц, характеризующихся высокими значениями относительного показателя преломления. В настоящее время при исследовании рассеивающих свойств таких объектов все более широкое распространение получают различные модификации конечно-разностных численных методов, в том числе метода, основанного на применении объемного интегрального уравнения.

ФОИУ базируется на интегральном представлении поля в любой точке пространства как вне, так и внутри частицы [16]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \mathbf{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}_1) + k^2/(4\pi) \iiint [m^2(\mathbf{r}_2) - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}_2) \mathbf{G}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d^3\mathbf{r}_2, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}$ — полное поле в рассматриваемой точке; $\mathbf{E}^{\text{in}}$ — падающее поле; $\mathbf{G}^0$ — тензорная функция Грина для свободного пространства; $m = n - ik$ — комплексный относительный показатель преломления частицы.

Процедура перехода от интегрирования по всей рассматриваемой области к суммированию предполагает представление этой области в виде ансамбля элементарных ячеек одинаковой кубической формы. Конечный вклад вносят ячейки с относительным показателем преломления, отличным от единицы. Показатель преломления вещества и электрическое поле внутри каждой элементарной ячейки считаются постоянными. Уменьшение объема элементарных ячеек увеличивает точность расчета характеристик частицы.

Рассмотрим систему, состоящую из двух одинаковых параллельных друг другу диэлектрических цилиндров конечной длины l диаметром d . Расположим оси цилиндров параллельно оси OZ и считаем, что падающая на цилиндры линейно поляризованная вдоль оси OY волна распространяется также вдоль оси OZ . Поместим центр первого цилиндра в начало декартовой системы координат, а центр второго — на некотором расстоянии L по оси OX . Как уже упоминалось, решение уравнения (1) позволяет найти напряженности электрического поля в каждой элементарной ячейке исследуемого объекта. Когерентное переоблучение между диэлектрическими цилиндрами, составляющими рассматриваемую систему, приводит к тому, что картина распределения полей внутри каждой из двух взаимодействующих частиц отличается от случая, когда эти частицы рассеивают излучение независимо друг от друга и взаимодействие между ними отсутствует. После определения напряженности элект-

трического поля в каждой элементарной ячейке можно найти соответствующие ортогональным поляризациям амплитудные функции рассеяния $S_1(\theta)$ и $S_2(\theta)$ для изучаемых объектов [17].

Расчет индикатрис рассеяния $I(\theta)$ (ИР) из амплитудных функций рассеяния проведен с использованием соотношений:

$$\begin{aligned} I(\theta) &= |S(\theta)|^2 / \pi \rho^2 Q_{sc}, \\ |S(\theta)|^2 &= 1/2 (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2), \\ |S_i(\theta)|^2 &= [\operatorname{Re} S_i(\theta)]^2 + [\operatorname{Im} S_i(\theta)]^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где Q_{sc} и дифракционный параметр ρ соответствуют рассматриваемому объекту. Так, при расчете характеристик отдельных цилиндров $\rho = \pi d / \lambda$, а при расчете характеристик системы из двух цилиндров $\rho = \pi(L + d) / \lambda$, λ — длина волны в среде, в которой расположен рассеивающий объект.

Результаты и их обсуждение. Численные расчеты по описанному выше методу проведены для систем из цилиндрических частиц, характеризующихся высоким относительным показателем преломления ($1.73 < n < 2.73$). Рассмотрены прямые и так называемые инверсные системы. Под инверсными системами понимаем структуры, для которых показатель преломления матрицы превышает показатель преломления внедренных в нее цилиндров. Пример таких дисперсных структур — тонкие пленки пористого анодного алюминия и пористого кремния.

На рис. 1 представлены ИР объектов, состоящих из двух параллельных одинаковых цилиндров конечной длины. Такую систему близко расположенных цилиндров назовем димером. Материал, из которого изготовлены входящие в димер цилиндры, имеет показатель преломления $n = 1.73$. Характеристики рассматриваются при длинах волн падающего излучения 300 и 600 нм. Расстояние между центрами частиц в димере $L = 100$ и 140 нм. Геометрические размеры каждого из цилиндров $d = 100$ нм, $l = 1500$ нм. Как видно из рис. 1, *а*, интенсивность рассеяния в направлении вперед при переходе от одного цилиндра к системе из двух близко расположенных цилиндров существенно увеличивается. Это может быть связано с интерференцией когерентно рассеянного в направлении вперед излучения. При изменении расстояния между частицами от 100 до 140 нм изменяется угловая структура ИР димера. Боковые лепестки на ИР димеров смещены в область малых углов по сравнению с изолированным цилиндром. Кроме того, боковые лепестки ИР димера с расстоянием между частицами 100 нм смещены на 20° относительно боковых лепестков ИР димера с расстоянием между частицами 140 нм. Отмеченные изменения угловой структуры ИР определяются различием линейных размеров рассеивающих объектов. При анализе рис. 1, *б*, на котором показаны ИР частиц, облучаемых излучением с $\lambda = 600$ нм, наблюдаются еще более значительные различия ИР одиночного цилиндра и димеров. Интенсивность рассеяния главного лепестка ИР одиночной частицы на порядок меньше интенсивности рассеяния главных лепестков ИР димеров. Кроме того, при переходе от одной частицы к двум увеличивается количество боковых лепестков. К тому же их интенсивность значительно больше, чем для одиночного цилиндра. Наблюдаемая картина связана с тем, что по сравнению со случаем, рассмотренным на рис. 1, *а*, уменьшился дифракционный параметр цилиндра. Это сопровождается увеличением степени диффузности ИР цилиндра и приводит к повышению вклада эффектов переоблучения в димере.

Результаты расчетов для показателя преломления $n = 2.83$ представлены на рис. 2. Сравнение рис. 1 и 2 иллюстрирует влияние изменения показателя преломления частиц на ИР объектов. По сравнению с рис. 1, *а*, на рис. 2, *а* интенсивность рассеяния ИР одиночного цилиндра увеличивается на несколько порядков, появляются дополнительные боковые лепестки. Рассматривая димеры, можно заметить, что интенсивность главных лепестков при увеличении показателя преломления возрастает на порядок и увеличивается количество боковых лепестков вследствие повышения оптической жесткости рассеивателей. Что касается изменений, вызванных увеличением длины волны падающего излучения, то для представленного на рис. 2 случая они аналогичны изменениям на рис. 1.

Рассмотрим объекты с показателем преломления меньше, чем для окружающей среды. К таким структурам, называемым инверсными, относится большое число оптических материалов с воздушными порами, которые могут быть в ряде случаев дополнительно заполнены люминесцирующими или поглощающими веществами. Пример таких материалов — получающий все более широкое распространение в оптике и оптоэлектронике анодированный пористый оксид алюминия [18].

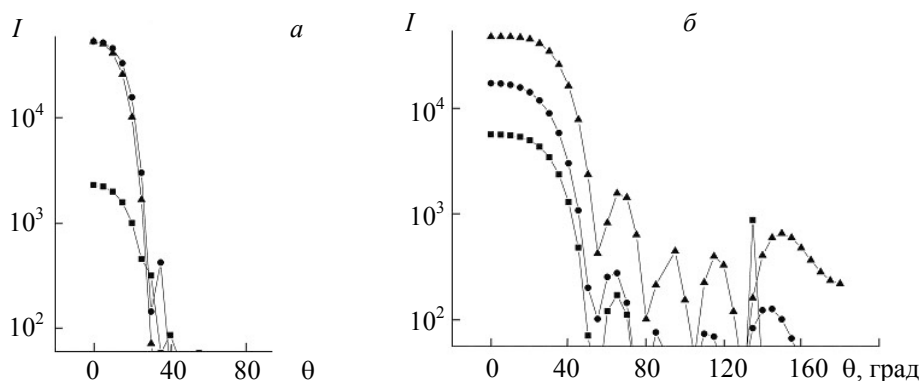


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния одного (■) и двух цилиндров ($L = 100$ (•) и 140 нм (▲)) с показателем преломления $n = 1.73$, длина волны падающего излучения 300 (а) и 600 нм (б)

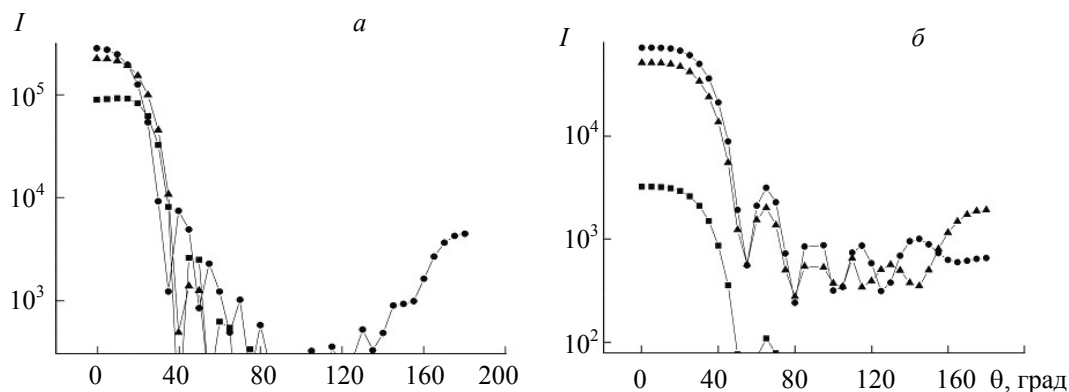


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния одного (■) и двух цилиндров ($L = 100$ (•) и 140 нм (▲)) с показателем преломления $n = 2.83$, длина волны падающего излучения 300 (а) и 600 нм (б)

На рис. 3 представлены диаграммы направленности цилиндров ($n = 1$), находящихся в среде с показателем преломления $n = 1.73$. Сравнивая рис. 1, а и 3, а, отметим следующие особенности изменения ИР одиночного цилиндра. При переходе от прямого случая к инверсному интенсивность рассеяния цилиндра увеличивается на порядок и появляется ряд дополнительных боковых лепестков, по-видимому, связанных с увеличением дифракционного параметра в инверсном случае. Аналогичный эффект отмечен в [17]. В силу этого значительно меньше, чем в прямом случае, выражена зависимость ИР димера от расстояний между цилиндрами, поскольку сужение ИР при увеличении дифракционного параметра приводит к уменьшению влияния эффектов переоблучения, зависящих от L .

При изменении показателя преломления матрицы ($n = 2.83$), в которой находятся воздушные цилиндрические поры, можно отметить отличительные черты рассматриваемых характеристик для прямых и инверсных систем. Для инверсного одиночного цилиндра (рис. 4, а) главный лепесток смещается в область малых углов на 20° . В отличие от ИР цилиндра (см. рис. 2, а) наблюдается незначительное ослабление интенсивности рассеяния главного лепестка и практически отсутствуют боковые лепестки. То же характерно и для димеров с расстоянием между цилиндрами 100 и 140 нм. Аналогичные особенности можно отметить и для ИР при длине волны падающего излучения 600 нм (рис. 4, б). По сравнению с прямым случаем (см. рис. 2, б) главный максимум ИР одиночной частицы сужается на 20° и усиливается почти на порядок. Значительно сужается ИР димеров и почти исчезают боковые лепестки. Существенно влияние расстояния между частицами в димере: при увеличении расстояния до 140 нм ИР димера вытягивается на порядок по сравнению с димером, в котором расстояние между частицами 100 нм.

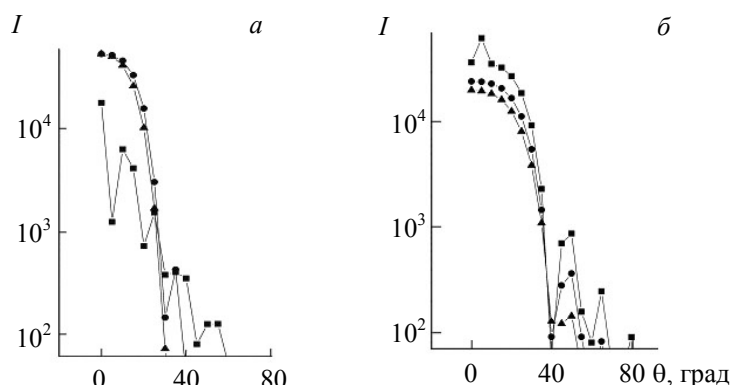


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния одного (■) и двух цилиндров ($L = 100$ (●) и 140 нм (▲)) с показателем преломления $n = 1$, показатель преломления среды $n = 1.73$, длина волны падающего излучения 300 (а) и 600 нм (б)

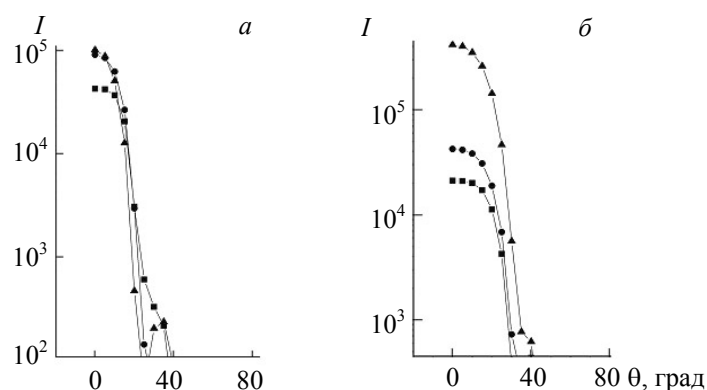


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния одного (■) и двух цилиндров ($L = 100$ (●) и 140 нм (▲)) с показателем преломления $n = 1$, показатель преломления среды $n = 2.83$, длина волны падающего излучения 300 (а) и 600 нм (б)

Заключение. Проведенные численные исследования углового распределения излучения, рассеянного отдельными цилиндрами и системами из двух близко расположенных цилиндров, показывают, что объединение двух цилиндрических частиц в димер приводит к значительной трансформации индикатрис рассеяния. Существенно усиливается интенсивность в области малых углов рассеяния, изменяется угловое положение и интенсивность максимумов рассеяния, появляются дополнительные максимумы. Индикатриса рассеяния становится более структурированной. Причиной такой трансформации является электродинамическое взаимодействие между частицами, которое усиливается при уменьшении расстояния между частицами в димере, увеличении длины волны падающего излучения и относительного показателя преломления частиц.

Работа выполнена в рамках задания “Неравновесные и коллективные процессы в разрядной плазме в применении к разработкам инновационных плазменных технологий”.

- [1] **А. Исимару.** Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2, Москва, Мир (1981) 5—80
- [2] **В. В. Климов.** Наноплазмоника, Москва, Физматлит (2009)
- [3] **W. Trinks.** Ann. d. Physik, **22** (1935) 561—590
- [4] **J. H. Bruning, Y. T. Lo.** IEEE Trans. Anten. Propagation, **AP-19** (1971) 378—400
- [5] **K. A. Fuller.** Appl. Opt., **30**, N 33 (1991) 4716—4731
- [6] **M. I. Mishchenko, L. D. Travis, D. W. Mackowski.** J. Quant. Spectr. Rad. Transf., **55** (1996) 535—575

-
- [7] **M. I. Mishchenko, L. D. Travis, A. A. Lacis.** Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles, Cambridge, University Press (2002) 186—189
- [8] **Y. C. Tzeng, A. K. Fung.** J. Electromag. Wav. Appl., **8**, N 1 (1994) 61—84
- [9] **M. F. R. Cooray, I. R. Ciric.** IEEE Trans. Anten. Propagation, **AP-39** (1991) 680—683
- [10] **M. F. R. Cooray, I. R. Ciric, B. P. Sinha.** Can. J. Phys., **68** (1990) 376—384
- [11] **G. O. Olaofe.** Radio Sci., **5** (1970) 1351—1360
- [12] **H. A. Yousif, S. Kohler.** J. Opt. Soc. Am., A, **5** (1988) 1085—1096
- [13] **T. Tsuei, P. W. Barber.** Appl. Opt., **27** (1988) 3375—3381
- [14] **Е. А. Иванов, Г. М. Луханина.** Изв. ВУЗов. Радиофизика, **12**, № 12 (1969)
- [15] **В. Г. Верещагин, Р. А. Дынич, А. Н. Понявина.** Журн. прикл. спектр., **66**, № 1 (1999) 60—64
[**V. G. Vereshchagin, R. A. Dynich, A. N. Ponyavina.** J. Appl. Spectr., **66** (1999) 62—67]
- [16] **B. T. Draine.** Astrophys. J., **33** (1988) 848—872
- [17] **Р. А. Дынич, В. А. Ковтун-Кужель, А. Н. Понявина.** Журн. прикл. спектр., **78**, № 6 (2011) 874—879 [R. A. Dynich, V. A. Kovtun-Kuzhel, A. N. Ponyavina. J. Appl. Spectr., **78** (2011) 817—822]
- [18] **Н. В. Гапоненко.** Пленки, сформированные золь-гель методом на полупроводниках и в мезопористых матрицах, Минск, Беларуская навука (2003)