

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.566.2;621.372.8

СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМОНОВ В ДВУХ ОДИНАКОВЫХ НАНОЦИЛИНДРАХ ИЗ СЕРЕБРА

© 2020 г. А. П. Аниютин*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: anioutine@mail.ru

Поступила в редакцию 31.05.2018 г.

После доработки 31.05.2018 г.

Принята к публикации 11.06.2018 г.

Рассмотрена двумерная задача дифракции плоской поляризованной TM -волны на двух идентичных сплошных наночилиндрах из серебра. Исследовано влияние диаметров цилиндров, расстояния между цилиндрами, потерь серебра и угла падения плоской волны на резонансы поперечника рассеяния такой структуры. Показано, что число максимумов поперечника рассеяния, их взаимное расположение и вырождение плазмонов зависят как от расстояния между цилиндрами, так и от величины их радиусов. Отмечено, что реальные потери серебра приводят к существенному уменьшению амплитуд мультипольных резонансов и их слиянию в общий максимум.

DOI: 10.31857/S0033849420030018

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается двумерная задача дифракции плоской поляризованной TM -волны на структуре, состоящей из двух идентичных сплошных серебряных наночилиндров в световом диапазоне длин волн $300 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$. Как известно, в этом диапазоне длин волн относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_c серебра отрицательна. Это приводит не только к существованию поверхностных волн (плазмонов), но и к их резонансам [1]. Такое свойство структур из благородных металлов было использовано в спектроскопии для создания сенсоров [1]. Отметим, что случаи одиночных структур из серебра (золота) исследовались в [2–6]. Двухэлементные (трехэлементные) структуры из серебряных цилиндров прямоугольного сечения рассмотрены в [3, 4], а для случая двух эллиптических цилиндров – в [7]. Случай двух сплошных или полых цилиндров из метаматериала рассматривался в [8].

Цель данной работы состоит в строгом электродинамическом исследовании особенностей резонансного рассеяния плоской волны светового диапазона длин волн в структуре, образованной двумя одинаковыми серебряными наночилиндрами одинакового радиуса.

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции плоской поляризованной электромагнитной TM -волны

на структуре, состоящей из двух одинаковых диэлектрических (серебряных) цилиндров одинакового радиуса a , расположенных на расстоянии d между собой. Предполагается, что длина электромагнитной волны λ принадлежит световому диапазону $\lambda \approx 300 \dots 900 \text{ нм}$. Геометрия исследуемой задачи представлена на рис. 1. Диэлектрическую проницаемость серебра $\epsilon_c = \epsilon' - i\epsilon'' \equiv \text{Re}(\epsilon_c) - i \text{Im}(\epsilon_c)$ определяли путем аппроксимации кубичными сплайнами экспериментальных данных работы [10]. Зависимость действительной и мнимой частей относительной диэлектрической проницаемости серебра от длины волны λ представлена на

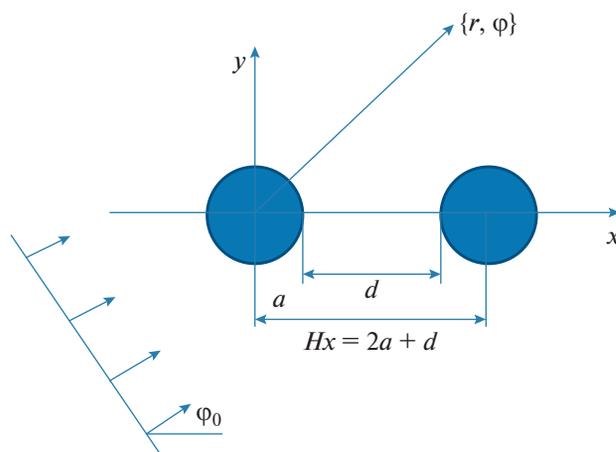


Рис. 1. Геометрия задачи.

рис. 2. Отметим, что использование результатов работы [10], так же как и аналитического представления диэлектрической проницаемости серебра ϵ_c в теории Друде-Зоммерфельда [1], накладывает ограничение на минимальный диаметр ($2a$) серебряных цилиндров $\min(2a) \geq 10$ нм, поскольку при $2a < 10$ нм необходимо учитывать явление пространственной дисперсии [1].

Очевидно, что с точки зрения классической электродинамики речь идет о решении задачи дифракции плоской электромагнитной волны на двух цилиндрах из диэлектрика с потерями. Исследуем случай *TM*-поляризации, когда в электромагнитном поле присутствуют компоненты $H_z(x, y)$, $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$. Задача дифракции в этом случае сводится к нахождению скалярной функции $U(x, y) = H_z(x, y)$, а волновое поле падающей плоской волны задается выражением

$$U^0(x, y) = \exp(-ikx \cos \varphi_0 - iky \sin \varphi_0),$$

где угол φ_0 определяет направление распространения волны. Используем гауссовскую систему физических единиц, зависимость от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$.

Полное поле $U(x, y)$ в кусочно-однородной среде удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} + k^2 \epsilon(x, y) U(x, y) = 0, \quad (1)$$

где диэлектрическая проницаемость $\epsilon(x, y)$ среды определяется выражением

$$\epsilon(x, y) = \begin{cases} \epsilon_c & \text{если } \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} \leq 1 \\ \text{или } \frac{(x - 2a - d)^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} \leq 1, \\ 1 & \text{если } \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} > 1 \\ \text{или } \frac{(x - 2a - d)^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} > 1 \end{cases} \quad (2)$$

для задачи, геометрия которой представлена на рис. 1.

Уравнение (1) необходимо дополнить условием непрерывности величин

$$U(x, y), \quad \frac{1}{\epsilon(x, y)} \frac{\partial U(x, y)}{\partial N} \quad (3)$$

на границах цилиндров. В формуле (3) через N обозначена нормаль к границам цилиндров.

Полное поле вне цилиндров состоит из падающего U^0 и рассеянного U^S полей

$$U = U^0 + U^S \equiv U^0 + U_1^S + U_2^S. \quad (4)$$

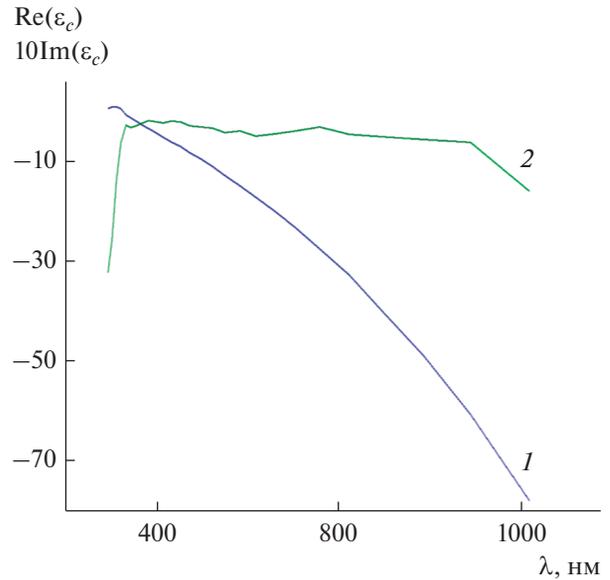


Рис. 2. Частотные зависимости действительной (1) и мнимой (2) частей относительной диэлектрической проницаемости серебра.

Рассеянное поле U^S в цилиндрической системе координат ($x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$) должно удовлетворять в дальней зоне условию излучения

$$U^S \approx \Phi(\varphi) \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} \exp(-ikr + i\pi/4), \quad kr \rightarrow \infty, \quad (5)$$

где $\Phi(\varphi)$ — диаграмма рассеяния структуры. Полное сечение рассеяния σ_s и сечение поглощения σ_a выражаются через решение краевой задачи (1)–(4) по формулам

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi, \quad (6)$$

$$\sigma_a = \frac{1}{k} \operatorname{Im} \left(\oint_{S_1} \frac{\partial U}{\partial N} U^* ds + \oint_{S_2} \frac{\partial U}{\partial N} U^* ds \right). \quad (7)$$

Интегрирование в (7) проводится по внешним контурам цилиндров.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное решение краевой задачи проводилось модифицированным методом дискретных источников [11–13]. Точность численного решения оценивалась невязкой граничных условий Δ в линейной норме на цилиндрах и во всех расчетах была не хуже, чем $\Delta = 10^{-3}$.

На рис. 3 изображены зависимости полных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры с фиксированным значением радиуса ци-

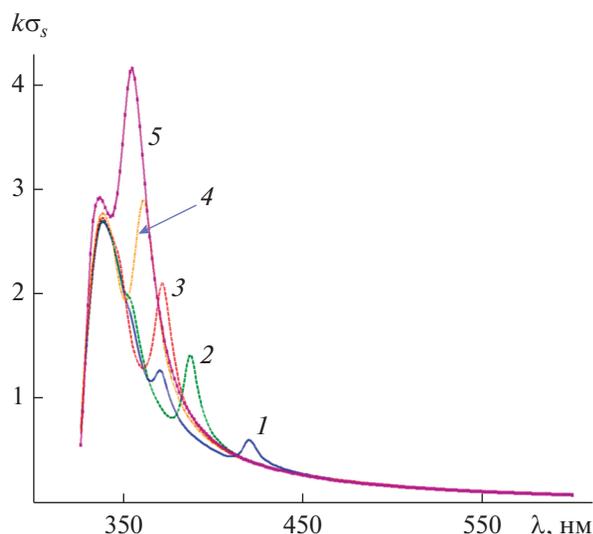


Рис. 3. Влияние расстояния между цилиндрами на частотную зависимость нормированного поперечника рассеяния при радиусе цилиндров $a = 25$ нм и угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$: $d = 1$ (1), 2.5 (2), 5 (3), 10 (4) и 25 нм (5).

линдров $a = 25$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ и расстояниях между цилиндрами 1, 2.5, 5, 10 и 25 нм. Из рисунка видно, что число максимумов спектра сечения рассеяния $k\sigma_s$, их взаимное расположение, а также величина и расположение максимума зависят от расстояния между цилиндрами. Так, наибольший максимум спектра сечения рассеяния $k\sigma_s$ у кривой 1 (что соответствует расстоянию между цилиндрами $d = 1$ нм) расположен при меньших значениях λ , чем два других побочных максимума. Такое же явление наблюдается и у кривых 2, 3. Однако для кривых 4 и 5 (что соответствует расстояниям между цилиндрами 10 и 25 нм) имеет место обратный эффект — главный максимум находится при больших значениях λ (правее), чем другой побочный максимум. Также наблюдается и уменьшение числа максимумов, что свидетельствует о их вырождении.

Рисунок 4 иллюстрирует влияние потерь серебра на зависимость полных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры с фиксированным значением радиуса цилиндров $a = 25$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ и расстоянием между цилиндрами $d = 2.5$ нм. На рисунке представлен случай реальных потерь серебра, которые определяются значениями мнимой части относительной диэлектрической проницаемости серебра $\text{Im}(\epsilon_c)$ (см. рис. 2), и случай, когда мнимая часть относительной диэлектрической проницаемости серебра равна $0.001\text{Im}(\epsilon_c)$. Из этого рисунка следует, что при малых потерях серебра

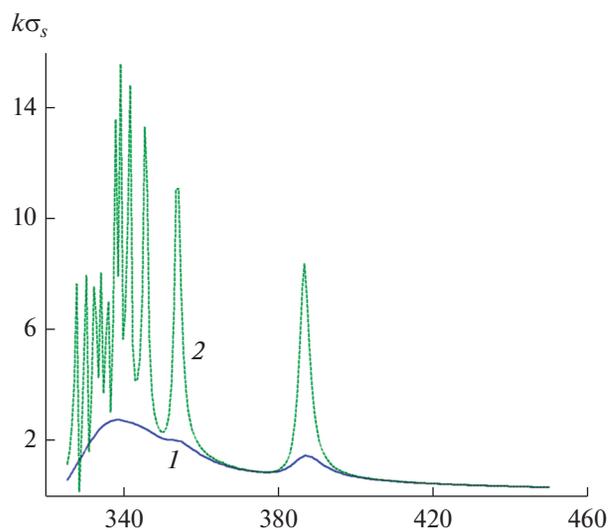


Рис. 4. Влияние потерь серебра на частотную зависимость сечения рассеяния $k\sigma_s$ для структуры при фиксированном значении радиуса цилиндров $a = 25$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$, расстоянии между цилиндрами $d = 2.5$, в случае $\text{Im}(\epsilon_c)$ (кривая 1) и $0.001\text{Im}(\epsilon_c)$ (кривая 2).

наблюдаются как дипольный резонанс $k\sigma_s$ (в окрестности $\lambda \approx 384$ нм), так и мультипольные резонансы. Однако реальные потери серебра приводят не только к уменьшению амплитуд максимумов резонансов $k\sigma_s$, но к фактическому исчезновению мультипольных резонансов, так как они сливаются в один общий максимум.

На рис. 5а изображены зависимости полных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры с фиксированным значением радиуса цилиндров $a = 25$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = -\pi/4$ и расстояниях между цилиндрами 1, 2.5, 5, 10 и 25 нм. Из рисунка видно, что здесь, как и в случае угла падения $\varphi_0 = 0$, число максимумов спектра сечения рассеяния $k\sigma_s$, их взаимное расположение, а также величина и расположение максимума зависят от расстояния между цилиндрами. Отметим, что при расстоянии между цилиндрами $d = 1$ нм (кривая 1) наблюдаются хорошо выделенные три максимума $k\sigma_s$, при этом наибольший максимум спектра сечения рассеяния $k\sigma_s$ расположен при меньших значениях λ , чем другие два максимума. Такое же явление отмечаем и при $d = 2.5$ нм (кривая 2). Однако при расстояниях между цилиндрами 5, 10 и 25 нм (кривые 3–5) наблюдается эффект уменьшения числа максимумов и их вырождения (фактическое исчезновение второго максимума у кривой 5).

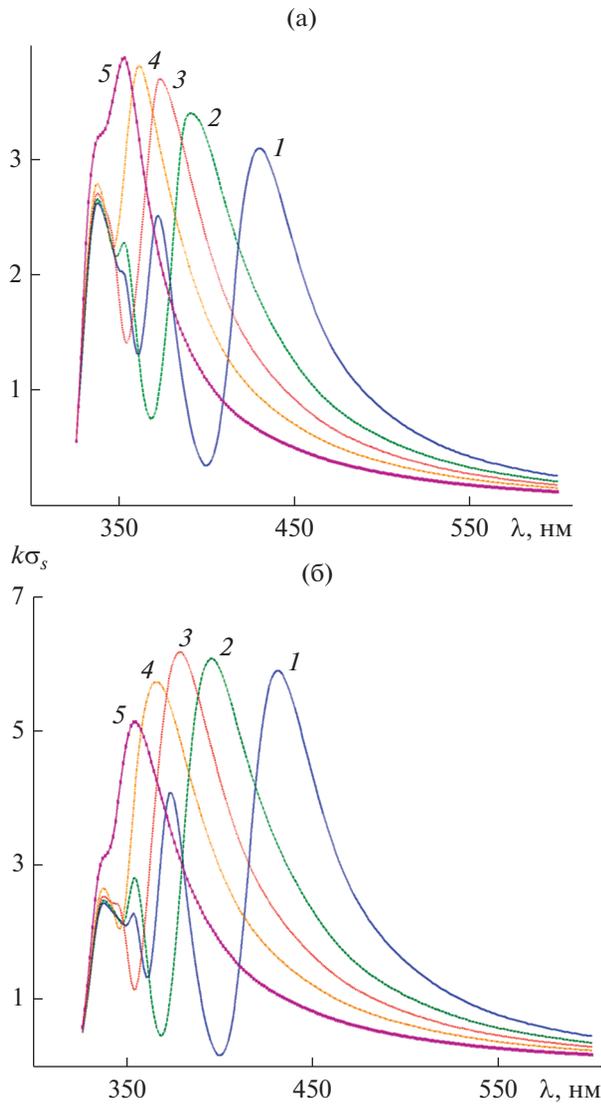


Рис. 5. Влияние расстояния между цилиндрами на частотную зависимость нормированного поперечника рассеяния при радиусе цилиндров $a = 25$ нм, углах падения плоской волны $\phi_0 = -\pi/4$ (а) и $-\pi/2$ (б) и различном расстоянии между цилиндрами: $d = 1$ (1), 2.5 (2), 5 (3), 10 (4) и 25 нм (5).

Аналогичные тенденции видны и на рис. 5б, который отличается от рис. 5а только величиной угла падения плоской волны $\phi_0 = -\pi/2$.

Таким образом, из результатов, представленных на рис. 3–5, следует, что у поперечника рассеяния $k\sigma_s$ наблюдается эффект вырождения резонансов.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда радиус цилиндров равен $a = 75$ нм, т.е. увеличен в три раза по отношению к рассмотренному выше случаю. Так, на рис. 6а изображены зависимости полных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ

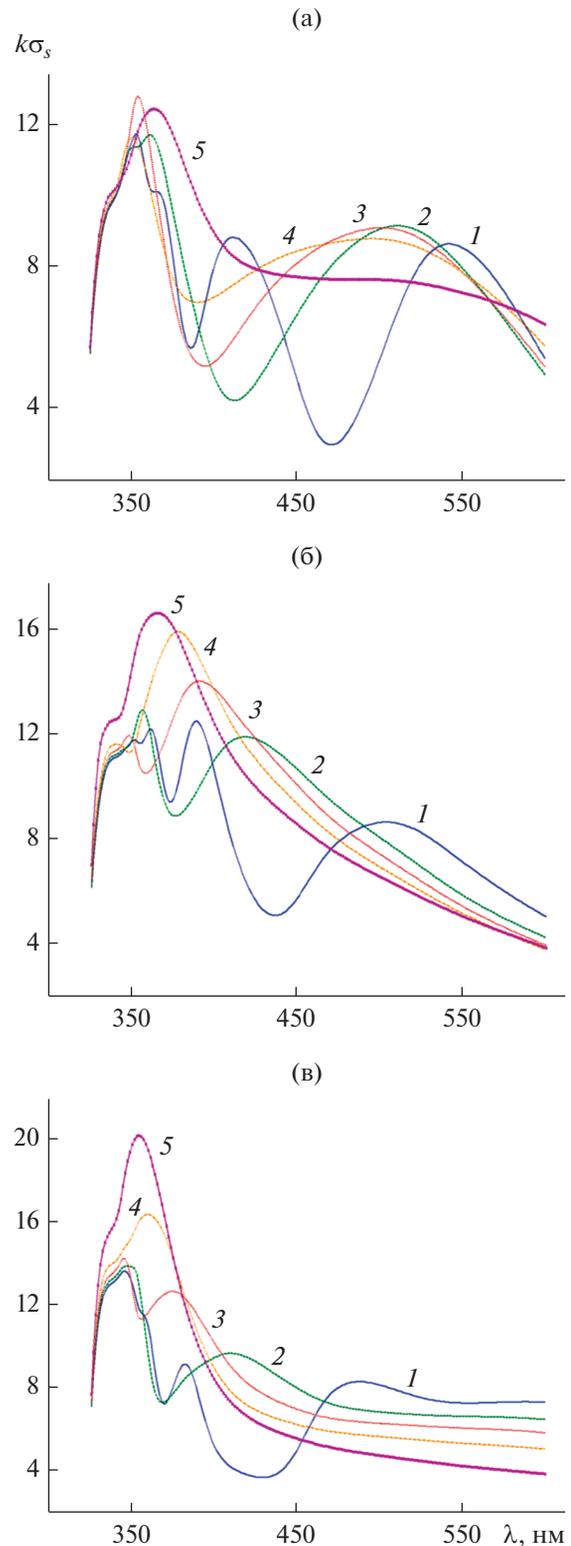


Рис. 6. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от частоты при радиусе цилиндров $a = 75$ нм, углах падения плоской волны $\phi_0 = 0$ (а), $-\pi/4$ (б), $-\pi/2$ (в) и различных расстояниях между цилиндрами: $d = 2$ (1), 7.5 (2), 15 (3), 30 (4) и 75 нм (5).

для структуры с фиксированным значением радиуса цилиндров $a = 75$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ и расстояниях между цилиндрами 2, 7.5, 15, 30 и 75 нм. Видно, что на кривой 1, соответствующей расстоянию между цилиндрами $d = 2$ нм, имеется три четко выраженных и два слабо выраженных максимума $k\sigma_s$. При этом слабо выраженные максимумы $k\sigma_s$ расположены по обе стороны главного максимума $k\sigma_s$. Увеличение расстояния d между цилиндрами приводит к тому, что побочные максимумы $k\sigma_s$ сначала перемещаются на левую сторону главного максимума $k\sigma_s$ (см. кривую 2), а затем поодиночке исчезают (см. кривые 3–5).

На рис. 6б представлены результаты расчетов той же зависимости при тех параметрах, но при угле падения плоской волны $\varphi_0 = -\pi/4$. Из рис. 6б видно, что кривая 1 содержит два четко выделенных максимума $k\sigma_s$ и три слабо выраженных (побочных) максимума $k\sigma_s$, расположенных при $\lambda < 352$ нм. Увеличение расстояния между цилиндрами d приводит к тому, что при $d \geq 7.5$ нм сначала исчезают два побочных (кривые 2, 3), а затем и третий побочный максимум стремится к исчезновению (кривая 5).

Такие же тенденции можно наблюдать и на рис. 6в, где представлены рассчитанные графики рассматриваемой зависимости $k\sigma_s$ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = -\pi/2$.

Таким образом, из результатов, изображенных на рис. 6а–6в, следует, что увеличение радиуса цилиндров вызывает увеличение числа побочных максимумов сечений рассеяния $k\sigma_s$, а увеличение расстояния между цилиндрами – их постепенное исчезновение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы связанные колебания плазмонов, возбуждаемых при падении плоской поляризованной TM -волны светового диапазона длин волн, на структуру, состоящую из двух одинаковых сплошных серебряных нано цилиндров. Результаты исследования позволили сделать следующие выводы. Поперечник рассеяния для рассмотренных структур характеризуется резонансными свой-

ствами в области длин волн $330 \text{ нм} < \lambda < 550 \text{ нм}$. Реальные потери серебра приводят к существенному уменьшению амплитуд мультипольных резонансов и к эффекту их слияния в один общий максимум. Положение максимумов поперечника рассеяния, их взаимное расположение и вырождение зависит как от расстояния между цилиндрами, так и величины их радиусов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет частичного бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014 и частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00654).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
2. *Sondergaard T., Bozhevolnyl S.I.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2008. V. 245. № 1. P. 9.
3. *Sondergaard T.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2007. V. 244. № 10. P. 3448.
4. *Giannini V., Sánchez-Gil J.A.* // J. Opt. Soc. Am. A. 2007. V. 24. № 9. P. 2822.
5. *Александров Д.В., Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // Изв. вузов Радиофизика. 2017. Т. 60. № 2. С. 210.
6. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 1. С. 67.
7. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 12. С. 1197.
8. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 5. С. 513.
9. *Li K., Stockman M.I., Bergman D.J.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. № 22. P. 22401.
10. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
11. *Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
12. *Anyutin A.P., Stasevich V.I.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. 2006. V. 100. № 1–3. P. 16.
13. *Кюркчан А.Г., Смирнова Н.И.* Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения. М.: ИД Медиа Паблишер, 2014.