РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2022, том 67, № 1, с. 38–43

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.566.2;621.372.8

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ЗВЕЗДООБРАЗНОМ НАНОЦИЛИНДРЕ ИЗ ЗОЛОТА

А. П. Анютин*

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 03.01.2020 г.
После доработки 03.01.2020 г.
Принята к публикации 27.02.2020 г.

Рассмотрена двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны *TM*-типа на цилиндрической 2D-наноструктуре из золота, контур поперечного сечения которой представляет собой звездообразную кривую. В световом диапазоне длин волн $400\ \text{нм} < \lambda < 900\ \text{нм}$ строгим численным методом рассчитаны спектры поперечника рассеяния и диаграммы рассеяния. Исследовано влияние потерь среды, геометрических размеров структуры на поперечник рассеяния и диаграмму рассеяния. Показано, что в области значений $kD < 1$ ($k = 2\pi/\lambda$, D – максимальный размер структуры, λ – длина волны) для такой структуры характерно существование одного резонанса у поперечника рассеяния и нескольких резонансов в спектре рассеяния. Показано также, что реальные потери золота делают невозможным наблюдение мультипольных резонансов у поперечника рассеяния. Обнаружен эффект вырождения плазмонов и ближнего поля структуры. Продемонстрировано влияние геометрических размеров структуры на поперечник рассеяния и спектр поглощения.

DOI: 10.31857/S0033849422010016

ВВЕДЕНИЕ

Дифракция электромагнитных волн на наноструктурах из благородных металлов (серебра, золота) в световом диапазоне длин волн $400\ \text{нм} < \lambda < 900\ \text{нм}$ (при достоверность экспериментальных данных вызывает сомнения [1]) сопровождается образованием поверхностных волн (плазмон-поляритонов), а также существованием их резонансов. При этом резонансы плазмонов приводят к образованию резонансов поперечника рассеяния и поглощения на частотах, близких к резонансам плазмонов. Одним из важных свойств плазмон-поляритонов является высокая локализация электромагнитного поля вблизи поверхности наноструктур, что и определило интерес как к их исследованию, так и практическому использованию в субволновом и ближнепольном зондировании. В монографии [1] отмечалось, что наноструктуры в виде нанопровода из серебра и золота широко применяются в качестве сенсоров. Плазмонные резонансы в цилиндрических наноструктурах (нитях) с постоянной (переменной кривизной, но постоянным знаком кривизны) исследовались в целом ряде работ. В [1] показано, что цилиндры с круглым сечением реализуют резонансы плазмонов в ультрафиолетовой части спектра. Используя нанотрубки, можно сместить частоты плазмонных резонансов в видимую область светового диапазона [2, 3]. Плазмонные резонансы в кварцевой нанонити, покрытой слоем золота переменной толщины в предположении, что границами оболочки являются круговые цилиндры со смещенными центрами, исследовались в [4]. Различные геометрии оболочек из серебра и кварца, контуры поперечного сечения которых образованы 2D-наноструктурами с различной формой поперечного сечения, анализировались в работах [5–9].

Цель данной работы – исследовать особенности плазмонных резонансов в 2D-наноструктуре из золота в случае, когда контур поперечного сечения структуры имеет звездообразную структуру. Из близких по тематике работ отметим [10, 11].

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции плоской поляризованной электромагнитной *TM*-волны на двумерной цилиндрической диэлектрической наноструктуре, контур поперечного сечения которого представляет собой звездообразную структуру. Плоская волна распространяется в направлении единичного вектора $(\cos\varphi_0, \sin\varphi_0, 0)$ и характеризуется в цилиндрической системе координат r, φ следующими компонентами электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} H_z^0 &= \exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)], \\ E_\varphi^0 &= \eta\cos(\varphi-\varphi_0)\exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)], \\ E_r^0 &= \eta\sin(\varphi-\varphi_0)\exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)]. \end{aligned} \tag{1}$$

Зависимость от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$, где $\omega = kc$ – круговая частота, ($k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны), $\eta = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума.

Контур поперечного сечения $r_S(\varphi)$ структуры в цилиндрической системе координат r, φ описывается формулой (см. рис. 1)

$$r_s(\varphi) = a + b\cos(6\varphi). \tag{2}$$

Отметим, что, изменяя значение параметра b, можно изменять амплитуду колебаний “звездообразного” контура (2) рассеивающей наноструктуры. На рис. 1 изображен контур поперечного сечения структуры (2) при $a = 40$ нм, $b = 25$ нм и $\lambda = 625$ нм. Считается, что среда структуры представляет собой золото. При этом зависимость относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = \varepsilon' - i\varepsilon'' \equiv \operatorname{Re}(\varepsilon_{\text{Au}}) - i\operatorname{Im}(\varepsilon_{\text{Au}})$ золота от длины волны λ была рассчитана на основе интерполяции экспериментальных данных работы [12] кубическими сплайнами.

Пространственное распределение диэлектрической проницаемости для структуры, изображенной на рис. 1, имеет вид

$$\varepsilon(r,\varphi) = \begin{cases} \varepsilon_{\text{Au}}, & r < r_s(\varphi), \\ 1, & r > r_s(\varphi). \end{cases} \tag{3}$$

Исследование сформулированной задачи дифракции удобнее проводить, используя z-компоненту $U(r,\varphi) = H_z(r,\varphi)$ магнитного поля, так как краевая задача для функции $U(r,\varphi)$ является скалярной. Полное поле $U(r,\varphi)$, т.е. суперпозиция падающего и рассеянного полей, в кусочно-постоянной среде (3) удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + k^2\varepsilon(r,\varphi)\right]U(r,\varphi) = 0. \tag{4}$$

Компоненты электрического поля могут быть выражены через функцию $U(x, y)$

$$\begin{aligned} E_\varphi(r,\varphi) &= -\frac{\eta}{ik\varepsilon(r,\varphi)}\frac{\partial U(r,\varphi)}{\partial r}, \\ E_r(r,\varphi) &= \frac{\eta}{ik\varepsilon(r,\varphi)}\frac{\partial U(r,\varphi)}{\partial\varphi}. \end{aligned} \tag{5}$$

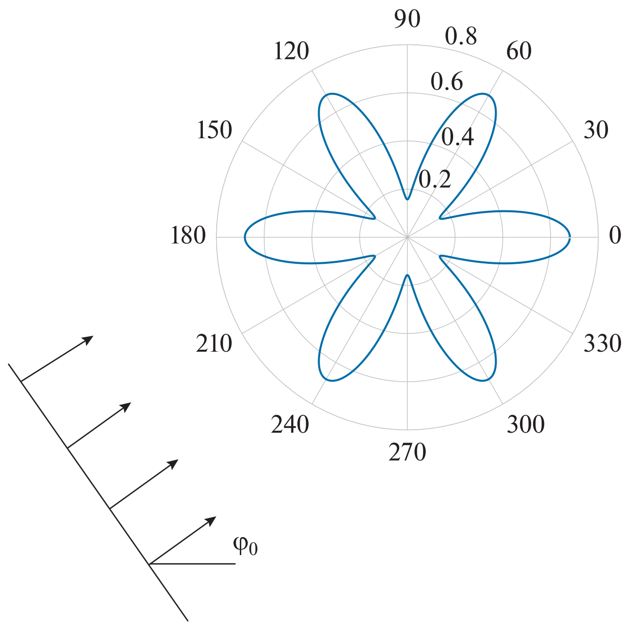

Рис. 1. Геометрия задачи и контура поперечного сечения звездообразного рассеивателя (2) при $a = 40$ нм, $b = 25$ нм, $\lambda = 625$ нм.

На границах структуры должны быть непрерывны величины U и $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial N}$, где $\frac{\partial U}{\partial N}$ – производная по направлению нормали к границе раздела сред.

Как уже отмечалось, полное поле $U(r,\varphi)$ вне структуры состоит из падающего U^0 и рассеянного U^s полей:

$$U(r,\varphi) = U^0(r,\varphi) + U^s(r,\varphi). \tag{6}$$

Падающее поле задано функцией

$$U^0 = \exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)]. \tag{7}$$

Рассеянное поле $U^s(r,\varphi)$ в цилиндрической системе координат (r,φ), где $x = r\cos\varphi$ и $y = r\sin\varphi$, в дальней зоне ($kr \to \infty$) должно удовлетворять условию излучения

$$U^s = \Phi(\varphi)\sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right), \tag{8}$$

где $\Phi(\varphi)$ – диаграмма рассеяния.

Полное сечение рассеяния σ_s и сечение поглощения σ_a определяется формулами

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k}\int_0^{2\pi}|\Phi(\varphi)|^2 d\varphi, \tag{9}$$

$$\sigma_a = \frac{1}{k}\operatorname{Im}\oint\frac{\partial U}{\partial N}U^* ds. \tag{10}$$

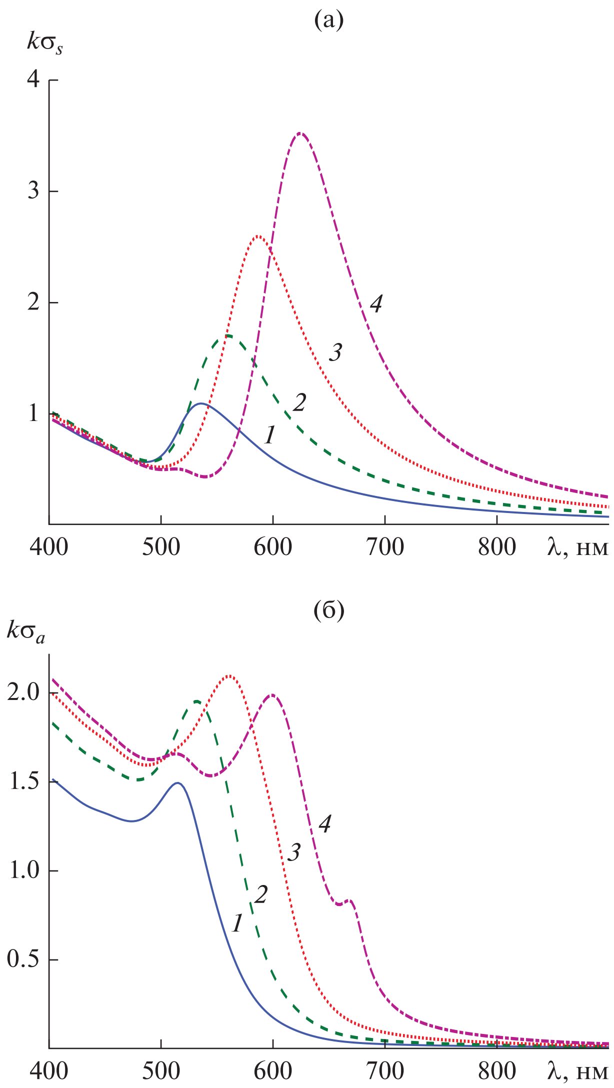

Рис. 2. Зависимость нормированных поперечника рассеяния (а) и сечения рассеяния (б) от длины волны λ для структуры с параметрами $q = 6$, $a = 40$ нм и различными $b = 10$ (*1*), 15 (*2*), 20 (*3*), 25 нм (*4*); угол падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/6$; потери золота – $\mathrm{Im}(\varepsilon)$.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное решение сформулированной задачи проводили модифицированным методом дискретных источников [13, 14]. При этом точность решения задачи контролировали путем вычисления невязки δ граничных условий в линейной норме в точках, расположенных в середине между точками, где граничные условия выполняются точно (в таких точках граничные условия выполняются наихудшим образом [13]). Во всех приведенных ниже расчетах максимальная невязка граничных условий не превышает величину $\delta < 10^{-3}$.

На рис. 2а и 2б представлены соответственно результаты расчета нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ и нормированного сечения поглощения $k\sigma_a$ для различных значений длин волн λ и различных значений амплитуды 10 нм $\le b \le 25$ нм колебаний контура (2) структуры из реального золота. Угол падения плоской волны был равен $\varphi_0 = \pi/6$. Из рис. 2а следует, что у такой рассеивающей структуры нормированный поперечник рассеяния $k\sigma_s$ имеет только один максимум, который смещается в сторону больших значений длин волн λ при увеличении амплитуды b колебаний контура (2). При этом, как видно из рис. 2б, дополнительные максимумы у нормированного сечения поглощения $k\sigma_a$ появляются лишь при значениях $b > 20$ нм.

Было исследовано влияние потерь $\mathrm{Im}(\varepsilon)$ на нормированный поперечник рассеяния $k\sigma_s$ и нормированное сечение поглощения $k\sigma_a$ для структуры, контур (2) которой имел следующие параметры $q = 6$, $a = 40$ нм, $b = 25$ нм, при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/6$ (рис. 3а, 3б). При расчетах мнимая часть $\mathrm{Im}(\varepsilon)$ относительной диэлектрической проницаемости золота принимала следующие значения: $\mathrm{Im}(\varepsilon)$, $0.5\mathrm{Im}(\varepsilon)$ и $0.1\mathrm{Im}(\varepsilon)$. Из результатов, представленных на рис. 3, следует, что реальные потери золота (кривая *1*) приводят к исчезновению резонансов, связанных с мультипольными резонансами плазмонов(кривые *2*, *3*). Аналогичный эффект имеет место и для случая нормированного сечения поглощения $k\sigma_a$ (см. рис. 4) – резонансы, связанные с мультипольными резонансами плазмонов, здесь так же начинают проявляются лишь со значений $0.1\mathrm{Im}(\varepsilon)$.

На рис. 4а, 4б представлены соответственно результаты расчета частотной зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ и нормированного сечения поглощения $k\sigma_a$ для структуры из реального золота и с увеличенными значениями параметров ее контура, по сравнения с рассмотренными выше случаями. Параметры контура (2) указаны в подрисуночной подписи. Угол падения плоской волны был равен $\varphi_0 = \pi/6$. Из рис. 4а следует, что и при таких размерах рассеивающей структуры нормированный поперечник рассеяния $k\sigma_S$ имеет только один максимум при всех значениях длин волн λ из светового диапазона 400 нм $< \lambda <$ 900 нм. Расположение максимума $k\sigma_s$ зависит от величины амплитуды b, определяющей колебания контура (2). Увеличение значений b приводит к смещению максимума $k\sigma_s$ в сторону больших значений λ.

Рисунки 5а, 5б иллюстрируют влияние потерь золота на результаты расчетов диаграмм рассея-

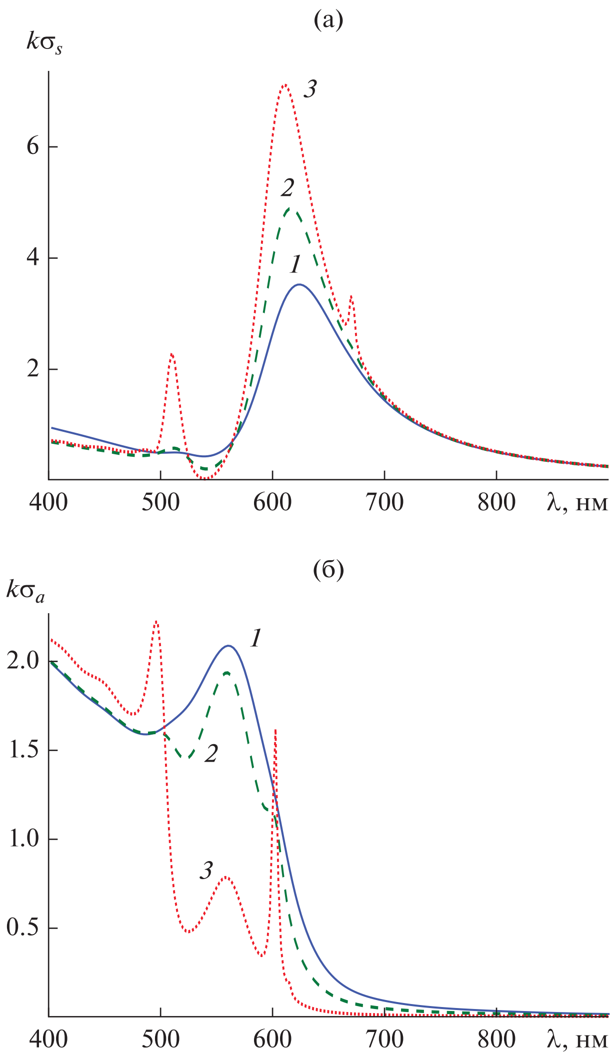

Рис. 3. Зависимость нормированного поперечника рассеяния (а) и сечения рассеяния (б) от длины волны λ для структуры с параметрами $q = 6$, $a = 40$ нм, $b = 25$ нм; угол падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/6$; кривая *1* – потери золота $\mathrm{Im}(\varepsilon)$, кривая *2* – потери золота $0.5\,\mathrm{Im}(\varepsilon)$, кривая *3* – потери золота $0.1\,\mathrm{Im}(\varepsilon)$.

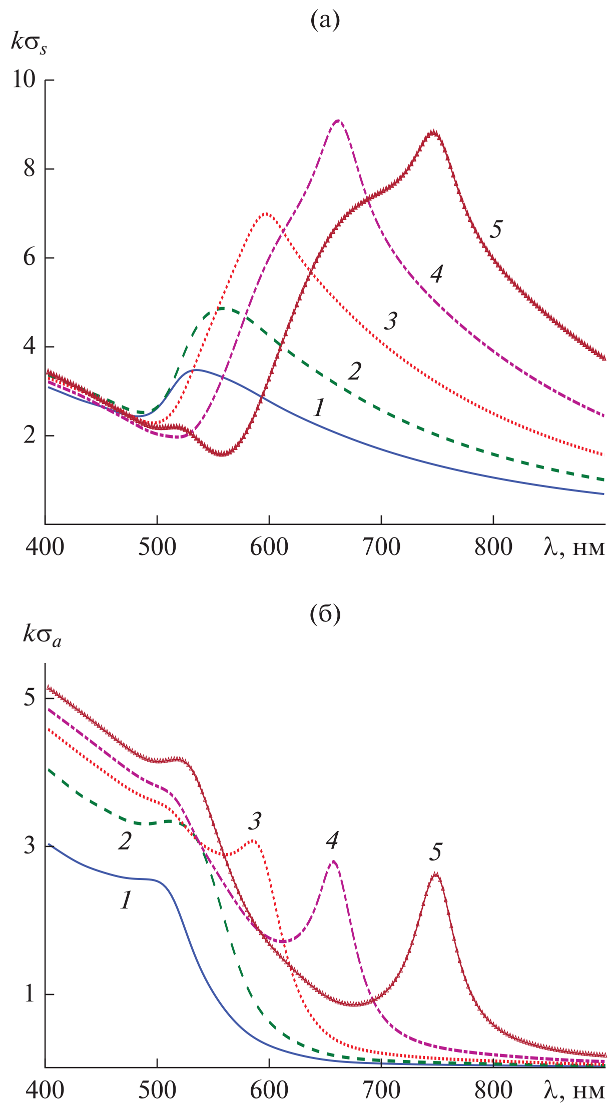

Рис. 4. Зависимость нормированных поперечника рассеяния (а) и сечения рассеяния (б) от длины волны λ для структуры с параметрами $q = 6$, $a = 80$ нм, $b = 10$ (*1*), 20 (*2*), 30 (*3*), 40 (*4*), 50 нм (*5*); угол падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/6$; потери золота $\mathrm{Im}(\varepsilon)$.

ния $\Phi(\varphi)$ для структуры с параметрами $a = 40$ нм, $b = 25$ нм, угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/6$ и трех длин волн: $\lambda = 670$ (*1*), 600 (*2*), 510 нм (*3*). Данные, представленные на рис. 5а, соответствуют случаю отсутствия потерь золота $\mathrm{Im}(\varepsilon) = 0$, а рис. 5б – $0.5\,\mathrm{Im}(\varepsilon)$. Из рисунков видно, что даже относительно малые потери золота существенно сказываются на форме диаграммы рассеяния.

Результаты расчетов пространственного распределения линий равных амплитуд поля H_z вблизи поверхности рассивателя (2) для трех длин волн : $\lambda = 670$, 600 и 510 нм представлены соответственно на рис. 6а–6в.

Отметим, что для выбранных длин волн имеют место максимумы поперечника рассеяния (см. рис. 3). При этом параметры контура (2) характеризовались следующими значениями $a = 40$ нм, $b = 25$ нм; угол падения плоской волны был равен $\varphi_0 = \pi/6$; потери золота – $0.5\,\mathrm{Im}(\varepsilon)$. Из рис. 6а–6в видно, что вариации поля непосредственно вблизи границы рассивателя исчезают при удалении от нее точки наблюдения. Этот эффект свидетельствует о вырождении колебаний ближнего поля и объясняет двухлепестковую структуру диаграммы рассеяния рис. 5б.

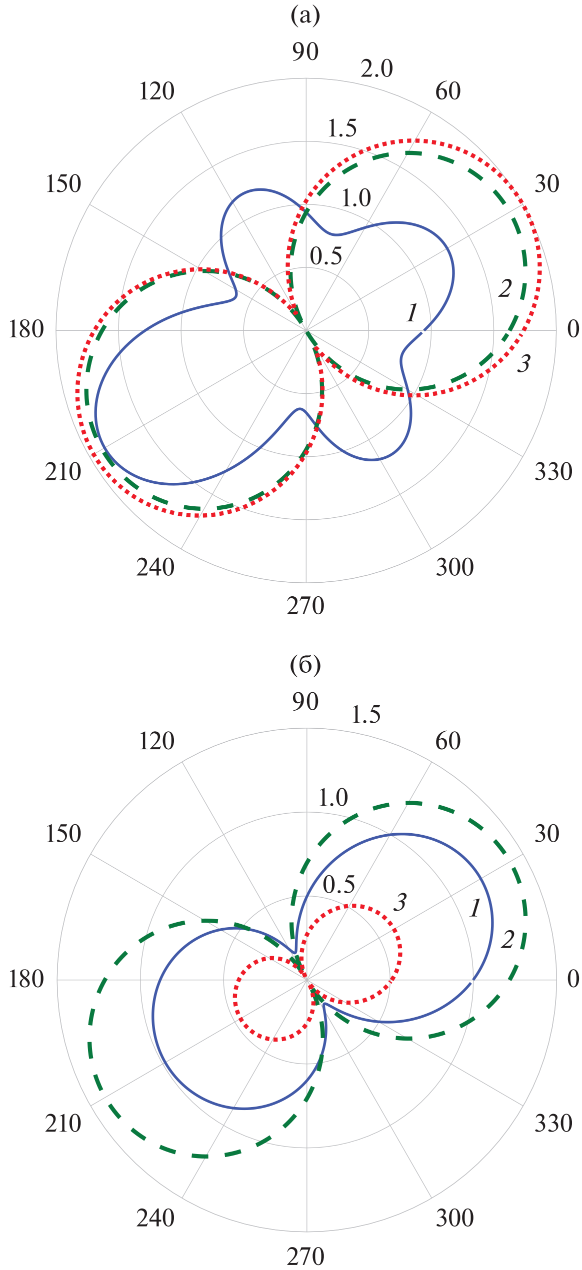

Рис. 5. Диаграмма рассеяния при Im(ε) = 0 (а) и при потерях золота 0.5Im(ε) (б) для структуры с параметрами a = 40 нм, b = 25 нм, $\varphi_0 = \pi/6$ на разной длине волны: λ = 670 (*1*), 600 (*2*), 510 нм (*3*).

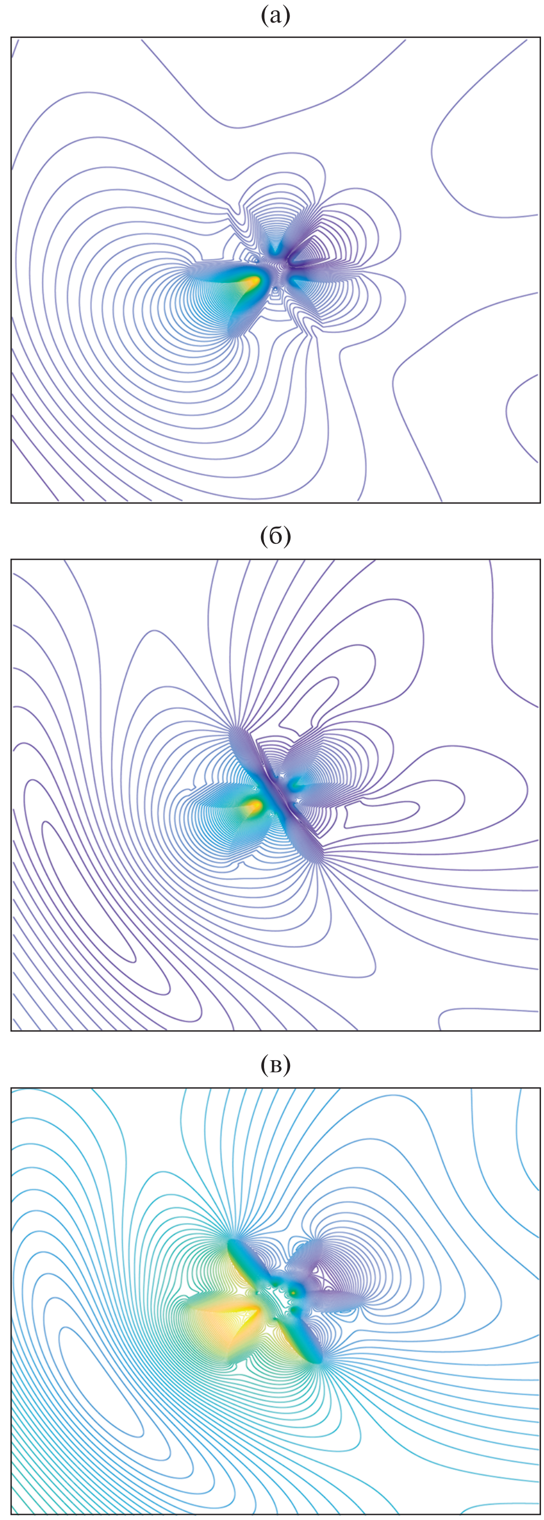

Рис. 6. Пространственное распределение линий равных амплитуд модуля компоненты H_z поля структуры с параметрами a = 40 нм, b = 25 нм, $\varphi_0 = \pi/6$, потери золота – 0.5Im(ε) и длине волны λ = 670 (а), 600 (б) и 510 нм (в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена дифракция плоской волны на цилиндрической 2D-структуре, представляющей наноструктуру из золота, контур которой имеет звездообразную форму. Строгими численными методами рассчитаны спектральные и пространственные характеристики рассеянного поля. Показано, что для такой структуры характерно существование одного резонанса поперечника рассеяния и нескольких резонансов спектра рассеяния (последние связаны с существованием дипольных и квадрупольных резонансов плазмонов). Показано, что реальные потери золота делают невозможным наблюдение мультипольных резонансов у поперечника рассеяния. Обнаружен эффект вырождения в ближнем поле структуры. Продемонстрировано влияние геометрических размеров структуры на поперечник рассеяния и спектр поглощения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
2. *Velichko E.A., Nosich A.I.* // Opt. Lett. 2013. V. 38. № 23. P. 4978.
3. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 896.
4. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 8. С. 757.
5. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 1. С. 35.
6. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 7. С. 600.
7. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 12. С. 1197.
8. *Анютин А.П., Коршунов И.П.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1099.
9. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 5. С. 402.
10. *Giannini V., Sánchez-Gil J.A.* // J. Opt. Soc. Amer. A. 2007. V. 24. № 9. P. 2822.
11. *Nehl C.L., Liao H.,Hafner J.H.* // Nano Lett. 2006. V. 6. № 4. P. 683.
12. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
13. *Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
14. *Anyutin A.P., Stasevich V.I.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. 2006. V. 100. № 1–3. P. 16.