

УДК 517.958, 537.812

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТЕРЖНЕЙ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Н. В. Гришина, Ю. А. Еремин, А. Г. Свешников

(кафедра математики)

E-mail: eremin@cs.msu.su

На основе метода Дискретных источников построена математическая модель для анализа спектральных характеристик рассеяния неизлучающих волн наноразмерными стержнями, расположенными на поверхности стеклянной призмы. Показано, что спектральные характеристики существенно зависят как от вытянутости стержней, так и от их ориентации.

Введение

Наноразмерные стержни из благородных металлов находят широкое применение в современных технологиях, в том числе в качестве локальных биосенсоров [1–2]. Принципиальная схема биосенсора включает в себя источник неполяризованного белого света, который распространяется внутри стеклянной призмы и падает на границу раздела стекло–вода под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. В результате в воде образуется неизлучающая волна, распространяющаяся вдоль плоской границы раздела и затухающая в направлении нормали к поверхности. Наноразмерный стержень располагается вблизи границы раздела стекло–вода и конвертирует неизлучающую волну в рассеянное поле, которое затем собирается оптической линзой [2]. Основное назначение стержня в том, что он реализует узкий пик в спектральной области, располагающийся в видимой части спектра. Точное определение положения этого пика является ключевым моментом при конструировании и функционировании биосенсора. Вместе с тем большинство исследователей ограничиваются либо феноменологическими подходами, либо исследуют спектры без учета взаимодействия стержня с призмой [3–4]. Однако, как показано в работе [5], подобный подход может вносить существенную погрешность при расчете рассеянного поля.

В настоящей работе метод дискретных источников (МДИ) обобщается на случай анализа спектральных характеристик рассеяния света проникающей частицей, расположенной на поверхности стеклянной призмы. Проводится анализ спектров рассеяния золотых (Au) эквиобъемных сфероидальных частиц в зависимости от их вытянутости и ориентации по отношению к плоскости падения волны. Показано, что спектры рассеяния существенно зависят от рассматриваемых параметров, причем основной вклад в рассеяние вносит S-поляризованное излучение.

Математическая модель задачи рассеяния

Начнем с математической постановки рассматриваемой задачи. Выберем декартову систему координат таким образом, чтобы плоскость раздела сред вода–стекло Ξ совпадала с плоскостью $z=0$, а ось z была направлена вверх, в область D_0 , занятую водой. Пусть осесимметричная проникающая частица, занимающая область D_i , расположена в воде на поверхности призмы, занимающей область D_1 ($z < 0$), так что ось вращения параллельна границе и принадлежит плоскости zx . Таким образом, геометрия системы частица–подложка в целом теряет свойство осевой симметрии, что не дает возможность использовать вариант МДИ, описанный ранее в работе [6]. Будем полагать, что частица возбуждается плоской электромагнитной волной $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$, распространяющейся из призмы под углом θ_1 относительно оси z . Тогда математическая постановка задачи рассеяния принимает вид условия излучения для рассеянного поля на бесконечности

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_\zeta &= ik\varepsilon_\zeta \mathbf{E}_\zeta, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_\zeta &= -ik\mu_\zeta \mathbf{H}_\zeta \end{aligned} \quad \text{в } D_\zeta, \quad \zeta = 0, 1, i, \\ \mathbf{n}_p \times (\mathbf{E}_i(p) - \mathbf{E}_0(p)) &= 0, \\ \mathbf{n}_p \times (\mathbf{H}_i(p) - \mathbf{H}_0(p)) &= 0, \quad p \in \partial D, \quad (1) \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{E}_0(p) - \mathbf{E}_1(p)) &= 0, \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{H}_0(p) - \mathbf{H}_1(p)) &= 0, \quad p \in \Xi. \end{aligned}$$

Здесь \times — векторное произведение, $\{\mathbf{E}_\zeta, \mathbf{H}_\zeta\}$ — полное поле в соответствующей области D_ζ , $k = \omega/c$ и \mathbf{n}_p — нормаль к поверхности ∂D_i . Напомним, что в области призмы D_1 полное поле включает в себя падающую $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ и зеркально отраженную от Ξ плоские волны, а в D_0 — преломленную волну, которая при некоторых условиях превращается в неизлучающую. Полагаем поверхность $\partial D_i \in C^{(2,\alpha)}$ гельдеровской, а параметры сред удовлетворяющими условиям $\operatorname{Im} \varepsilon_\zeta, \mu_\zeta \leq 0$ (временная зависимость выбрана

в виде $\exp i\omega t$). Тогда граничная задача (1) имеет единственное решение [7].

Будем следовать базовой концепции построения приближенного решения в рамках МДИ, изложенной в [7]. Сначала решим задачу дифракции поля плоской волны $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ на поверхности раздела сред Ξ . После этого перейдем к построению приближенного решения граничной задачи (1) для рассеянного поля $\{\mathbf{E}_\zeta^s, \mathbf{H}_\zeta^s\}$ в областях D_ζ , $\zeta = 0, 1$ и полного поля внутри частицы D_i . В данном случае суть концепции состоит в представлении поля в виде конечной линейной комбинации полей электрических диполей, которая аналитически удовлетворяет системе уравнений Максвелла в областях $D_{0,1,i}$, условиям на бесконечности для рассеянного поля в $D_{0,1}$, а также условиям сопряжения для тангенциальных компонент полей всюду на поверхности Ξ . Тогда решение граничной задачи рассеяния (1) сводится к задаче аппроксимации поля внешнего возбуждения на поверхности частицы ∂D_i полями данных диполей. Таким образом, определение неизвестных амплитуд ДИ производится из условий сопряжения только на поверхности частицы, которые принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} n_p \times (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_0^s) &= n_p \times \mathbf{E}_0^0; \\ n_p \times (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_0^s) &= n_p \times \mathbf{H}_0^0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$ — поле преломленной плоской волны в D_0 .

В основу представления для рассеянного частицей поля положим дипольные источники, аналитически удовлетворяющие условиям сопряжения для полей на поверхности Ξ . В этом случае векторный потенциал диполей с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$\mathbf{A}(M) = \int_V \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(M, P) \mathbf{j}(P) d\tau_P, \quad (3)$$

где $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(Q, P)$ — тензор Грина слоистой среды [8]. При этом соответствующие компоненты тензора Грина в D_0 выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} G_{\alpha\alpha}(M, M_0) &= \frac{k_0}{i} h_0^{(2)}(k_0 R_{MM_0}) + \\ &+ \int_0^\infty J_0(\lambda r) v_{\alpha\alpha}(\lambda, z, z_0) \lambda d\lambda, \\ g(M, M_0) &= \int_0^\infty J_0(\lambda r) v_{31}(\lambda, z, z_0) \lambda d\lambda, \end{aligned} \quad (4)$$

где $R_{MM_0}^2 = r^2 + (z - z_0)^2$, $r^2 = \rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \times \cos(\varphi - \varphi_0)$, $J_0(\cdot)$ — цилиндрическая функция Бесселя, $h_0^{(2)}(\cdot)$ — сферическая функция Ханкеля, (ρ_0, φ_0, z_0) — цилиндрические координаты точ-

ки M_0 , $\alpha = 1, 3$. В данном случае для спектральных функций v_{11}, v_{33}, v_{31} справедливы следующие представления:

$$\begin{aligned} v_{11}(\lambda, z, z_0) &= \frac{\mu_1 \eta_0 - \mu_0 \eta_1}{\mu_1 \eta_0 + \mu_0 \eta_1} \frac{1}{\eta_0} \exp\{-\eta_0(z + z_0)\}, \\ v_{33}(\lambda, z, z_0) &= \frac{\varepsilon_1 \eta_0 - \varepsilon_0 \eta_1}{\varepsilon_1 \eta_0 + \varepsilon_0 \eta_1} \frac{1}{\eta_0} \exp\{-\eta_0(z + z_0)\}, \\ v_{31}(\lambda, z, z_0) &= \\ &= \frac{2(\mu_1 \varepsilon_1 - \mu_0 \varepsilon_0)}{(\mu_1 \eta_0 + \mu_0 \eta_1)(\varepsilon_1 \eta_0 + \varepsilon_0 \eta_1)} \exp\{-\eta_0(z + z_0)\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$z \geq 0, \quad z_0 > 0,$

где $\eta_\zeta^2 = \lambda^2 - k_\zeta^2$, $k_\zeta^2 = k^2 \varepsilon_\zeta \mu_\zeta$, $\zeta = 0, 1$. Спектральные функции (5) обеспечивают выполнение условий сопряжения на границе раздела сред Ξ [8].

Будем строить представление для рассеянного поля в областях $D_{0,1}$ на основе системы электрических диполей, локализованных в точках множества $\{M_n\}_{n=1}^\infty$. Пусть точки M_n распределены всюду плотно на вспомогательной поверхности $S_0 \in C^{(2,\alpha)}$, соосной с ∂D_i и расположенной строго внутри области D_i . Будем полагать, что в каждой точке M_n располагаются три линейно независимых диполя $\{\mathbf{e}_l\}_{l=1}^3$. Пусть эти диполи ориентированы в соответствии с цилиндрической системой координат. Следуя представлению (3), потенциалы, соответствующие каждому такому диполю, принимают вид

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_n^1 &= \left\{ G_{11}(M, M_n) \cos(\varphi - \varphi_n); -G_{11} \sin(\varphi - \varphi_n); \right. \\ &\quad \left. \frac{\partial g(M, M_n)}{\partial \rho} \cos(\varphi - \varphi_n) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial g}{\partial \varphi} \sin(\varphi - \varphi_n) \right\}, \\ \mathbf{A}_n^2 &= \left\{ G_{11}(M, M_n) \sin(\varphi - \varphi_n); G_{11} \cos(\varphi - \varphi_n); \right. \\ &\quad \left. \frac{\partial g(M, M_n)}{\partial \rho} \sin(\varphi - \varphi_n) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial g}{\partial \varphi} \cos(\varphi - \varphi_n) \right\}, \\ \mathbf{A}_n^3 &= \{0; 0; G_{33}(M, M_n)\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Тогда для рассеянного поля в $D_{0,1}$, удовлетворяющего условиям сопряжения на границе призмы, справедливо представление

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\zeta^N(M) &= \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{l=1}^3 p_{nl}^0 \text{rot rot } \mathbf{A}_n^l(M), \\ \mathbf{H}_\zeta^N(M) &= \frac{i}{k\mu_0} \text{rot } \mathbf{E}_\zeta^N(M), \\ \zeta &= 0, 1, \quad M \in D_{0,1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Приступим теперь к построению приближенного решения внутри проницаемой частицы D_i . Выберем вспомогательную поверхность S_1 , соосную и объемлющую поверхность ∂D_i . Введем в рассмотрение систему векторных потенциалов $\mathbf{A}_{nl}^i(M) = h_0^{(2)}(k_i R_{MM_n}) \mathbf{e}_l$; $M_n \in S_1$. Тогда представ-

ление для полного поля внутри частицы принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i^N(M) &= \sum_{n=1}^{N_i} \sum_{l=1}^3 p_{nl}^i \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_{ni}^l(M), \\ \mathbf{H}_i^N(M) &= \frac{i}{k\mu_i} \operatorname{rot} \mathbf{E}_i^N(M), \quad M \in D_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Построенное таким образом представление (7)–(8) удовлетворяет всем условиям граничной задачи (1) за исключением условий сопряжения на поверхности частицы (2). Следовательно, неизвестные амплитуды ДИ определяются посредством удовлетворения условиям (2) в некоторой норме. Поскольку представление для рассеянного поля (7) автоматически удовлетворяет условиям сопряжения для полей на Ξ , это обстоятельство дает возможность аналитически учесть всевозможные взаимодействия частицы с призмой.

Вычислительный алгоритм

Рассмотрим схему вычислительного алгоритма. Как отмечалось выше, приближенное решение (7)–(8) удовлетворяет всем условиям граничной задачи (1), за исключением условий сопряжения (2) на поверхности ∂D_i . Поэтому определение неизвестных амплитуд дискретных источников $\left\{ \left\{ p_{nl}^0 \right\}_{n=1}^{N_0} \right\}_{l=1}^3, \left\{ \left\{ p_{nl}^i \right\}_{n=1}^{N_i} \right\}_{l=1}^3$ проводится исходя из требования удовлетворения условий сопряжения (2) в соответствующей функциональной норме. Для решения последней задачи используем обобщенный метод коллокаций [7]. Для этого выберем на поверхности частицы множество точек коллокаций $\{P_j\}_{j=1}^J \in \partial D_i$, равномерно покрывающих поверхность целиком. Линейная система для определения амплитуд формируется удовлетворением условий сопряжения поточечно на множестве $\{P_j\}_{j=1}^J$. Амплитуды дискретных источников определяются из решения полученной переопределенной системы линейных уравнений с матрицей размерности $4J \times 3(N_0 + N_i)$. Подчеркнем, что развитый подход позволяет осуществлять апостериорную оценку погрешности полученного приближенного решения посредством вычисления невязки условий сопряжения (2) на поверхности частицы в среднеквадратичной норме и тем самым дает равномерную оценку погрешности приближенного решения на любом компакте вне рассеивателя.

Для вычисления интенсивности рассеянного поля на бесконечности необходимо иметь диаграмму рассеяния. Она определяется известным образом:

$$\frac{\mathbf{E}(M)}{|\mathbf{E}_0^0(z=0)|} = \frac{\exp\{-ik_0 r\}}{r} \mathbf{F}(\theta, \phi) + o(1/r),$$

$$z > 0, \quad r = |M| \rightarrow \infty.$$

Для получения конкретного вида диаграммы рассеяния достаточно использовать асимптотические представления для интегралов Зоммерфельда, как это сделано в работе [7]. Тогда для θ, φ — компонент диаграммы рассеяния — имеем

$$\begin{aligned} F_\theta(\theta_1, \theta, \varphi) &= ik \sum_{n=1}^{N_0} \{p_{n1}^0 \check{f}_{\theta 1} + p_{n2}^0 \check{f}_{\theta 2} - p_{n3}^0 \check{f}_{\theta 3}\}, \\ F_\varphi(\theta_1, \theta, \varphi) &= ik \sum_{n=1}^{N_0} \{-p_{n1}^0 \check{f}_{\varphi 1} + p_{n2}^0 \check{f}_{\varphi 2}\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \check{f}_{\theta 1} &= \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_n) \gamma^+ + \\ &\quad + \{\cos \theta \bar{v}_{11}(\theta) + \sin^2 \theta \bar{v}_{33}(\theta)\} \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_n) \gamma^-, \\ \check{f}_{\theta 2} &= \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_n) \gamma^+ + \\ &\quad + \{\cos \theta \bar{v}_{11}(\theta) + \sin^2 \theta \bar{v}_{33}(\theta)\} \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_n) \gamma^-, \\ \check{f}_{\theta 3} &= \sin \theta \gamma^+ + \cos \theta \bar{v}_{33}(\theta) \sin \theta \gamma^-, \\ \check{f}_{\varphi 1} &= \sin(\varphi - \varphi_n) \gamma^+ + \cos \theta \bar{v}_{11}(\theta) \sin(\varphi - \varphi_n) \gamma^-, \\ \check{f}_{\varphi 2} &= \cos(\varphi - \varphi_n) \gamma^+ + \cos \theta \bar{v}_{11}(\theta) \cos(\varphi - \varphi_n) \gamma^-, \\ \gamma^+ &= \exp\{ik_0(\rho_n \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_n) + z_n \cos \theta)\}, \\ \gamma^- &= \exp\{ik_0(\rho_n \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_n) - z_n \cos \theta)\}. \end{aligned}$$

Здесь (ρ_n, φ_n, z_n) — цилиндрические координаты точки $M_n \in S_0$, а спектральные функции принимают вид

$$\begin{aligned} \bar{v}_{11}(\theta) &= \frac{2\mu_0}{\mu_1 \cos \theta + \mu_0 \psi}, \quad \psi = \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}, \\ \bar{v}_{33}(\theta) &= \frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon_1 \cos \theta + \varepsilon_0 \psi}, \\ \bar{v}_{31}(\theta) &= \frac{2(\mu_1 \varepsilon_1 - \mu_0 \varepsilon_0)}{(\varepsilon_1 \cos \theta + \varepsilon_0 \psi)(\mu_1 \cos \theta + \mu_0 \psi)}. \end{aligned}$$

Как и в осесимметричном случае, компоненты диаграммы рассеяния не содержат интегралов Зоммерфельда, и после определения неизвестных амплитуд дискретных источников для расчета характеристик рассеяния достаточно вычислить лишь комбинацию элементарных функций.

Результаты моделирования

Введем в рассмотрение интенсивность рассеяния неполяризованного света $I(\theta_1, \theta, \varphi)$, которая определяется следующим образом:

$$I(\theta_1, \theta, \varphi) = \frac{1}{2} \left(|I^P(\theta_1, \theta, \varphi)|^2 + |I^S(\theta_1, \theta, \varphi)|^2 \right), \quad (10)$$

где

$$I^{P,S}(\theta_1, \theta, \varphi) = |F_\theta^{P,S}(\theta_1, \theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi^{P,S}(\theta_1, \theta, \varphi)|^2, \quad (11)$$

а $F_{\theta,\varphi}^{P,S}(\theta_1, \theta, \varphi)$ — θ, φ -компоненты диаграммы рассеяния (9) в сферической системе координат, соответствующие P/S -поляризации возбуждающей волны. Размерность интенсивности (10) — мкм². Нас

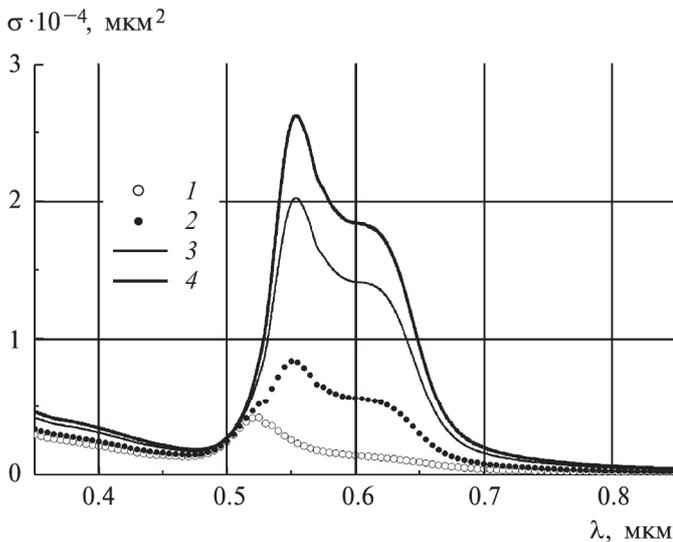


Рис. 1. Сечение рассеяния $\sigma(\lambda, \theta_1)$ неполяризованного излучения (12) в зависимости от длины волны λ для сфероидальной частицы Au с эквиобъемным диаметром 40 нм и отношением осей $b/a = 1.5$. Угол падения волны $\theta_1 = 63^\circ$; $\varphi_1 = 180^\circ$ (1), $\varphi_1 = 150^\circ$ (2), $\varphi_1 = 120^\circ$ (3), $\varphi_1 = 90^\circ$ (4)

в первую очередь будет интересовать поперечник рассеяния, который представляет собой энергию, рассеянную в верхнее полупространство в некотором телесном угле, соответствующем раствору оптической линзы:

$$\sigma(\lambda, \theta_1) = \int_{\Omega} I(\theta_1, \theta, \varphi) d\omega, \quad (12)$$

где $\Omega = \{0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ; 0^\circ \leq \theta \leq 34^\circ\}$, что соответствует апертуре $NA = 0.75$.

В качестве внешнего возбуждения будем рассматривать свет в диапазоне длин волн $350 \leq \lambda \leq 850$ нм, в качестве материала призмы стекло BK7, а индекс рефракции воды будем полагать постоянным и равным $n_0 = 1.33$. В этом случае критический угол, за которым располагается область неизлучающих волн, зависит от длины волны, но в данном случае его значение в рассматриваемом диапазоне не превышает величины $\theta_c = 61.75^\circ$. Значение угла падения будем полагать равным $\theta_1 = 63^\circ$. Все расчеты проводились с учетом частотной дисперсии материалов: вещества частицы, стекла и воды.

На рис. 1 приведены результаты расчета $\sigma(\lambda, \theta_1)$ в зависимости от длины волны для сфероидальной золотой частицы с эквиобъемным диаметром 40 нм и отношением осей сфероида $b/a = 1.5$. Различные кривые соответствуют различным положениям плоскости падения волны (плоскость, в которой лежит волновой вектор и ось z) $\varphi_1 = 180, 150, 120, 90^\circ$. При этом $\varphi_1 = 180^\circ$ соответствует падению вдоль, а $\varphi_1 = 90^\circ$ — поперек большей оси сфероида. Как явствует из рисунка, самый высокий пик соответствует $\varphi_1 = 90^\circ$. Причем его интенсивность в пять раз выше, чем для случая $\varphi_1 = 180^\circ$.

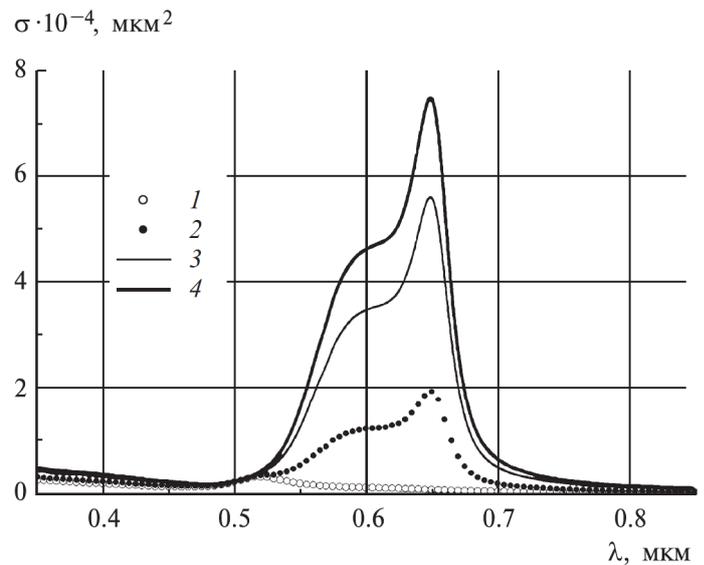


Рис. 2. Те же результаты, что и на рис. 1, но для вытянутости сфероида $b/a = 2.0$

На рис. 2 приведены аналогичные результаты, но для случая вытянутости $b/a = 2.0$. В этом случае мы наблюдаем еще большее усиление интенсивности рассеяния, а также сдвиг максимума в длинноволновую область.

На рис. 3 показано, как влияет вытянутость сфероида b/a на интенсивность рассеяния для случая падения волны вдоль большей оси сфероида. Кривые соответствуют значениям $b/a = 1, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$. Из приведенных результатов видно, что интенсивность рассеяния в этом случае убывает по мере возрастания вытянутости. Это представляется естественным, так как волна падает вдоль большей оси сфероида под большим углом, а поперечный размер сфероида все время уменьшается.

На рис. 4 приведены те же результаты, но для случая падения волны поперек большей оси сфероида. Хорошо видно, что в этом случае максимум достигается вблизи вытянутости $b/a = 2.0$. Дальнейшее увеличение вытянутости приводит к уменьшению амплитуды максимума и его сдвигу в длинноволновую область.

Попробуем определить, за счет чего возникает пик при $b/a = 2.0$. Для этого проведем расчет интенсивности рассеянного поля в плоскости падения для различных компонент P и S . Кривые 1, 3 на рис. 5 соответствуют P -поляризации (вектор электрического поля лежит в плоскости падения волны) и плоскостям падения $\varphi_1 = 180^\circ, 90^\circ$ соответственно, кривые 2, 4 — S -поляризации, когда вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения. Из рисунка явствует, что «резонанс» достигается для S -поляризованного поля при падении, перпендикулярном большей оси сфероида, т. е. когда вектор электрического поля параллелен большей оси сфероида, что находится в полном соответствии с результатами, полученными в работе [9].

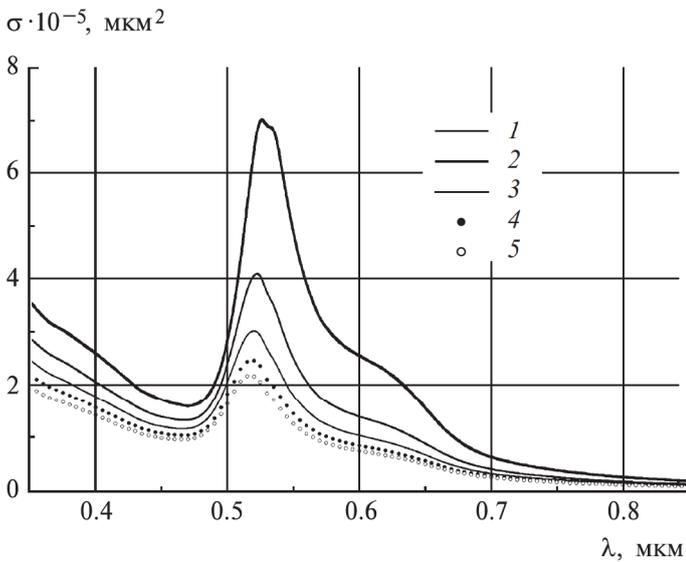


Рис. 3. Сечение рассеяния $\sigma(\lambda, \theta_1)$ в зависимости от λ для плоскости падения $\theta_1 = 180^\circ$ и различных вытянутостей сфероида b/a : 1 (1) (сфера), 1.5 (2), 2.0 (3), 2.5 (4), 3.0 (5)

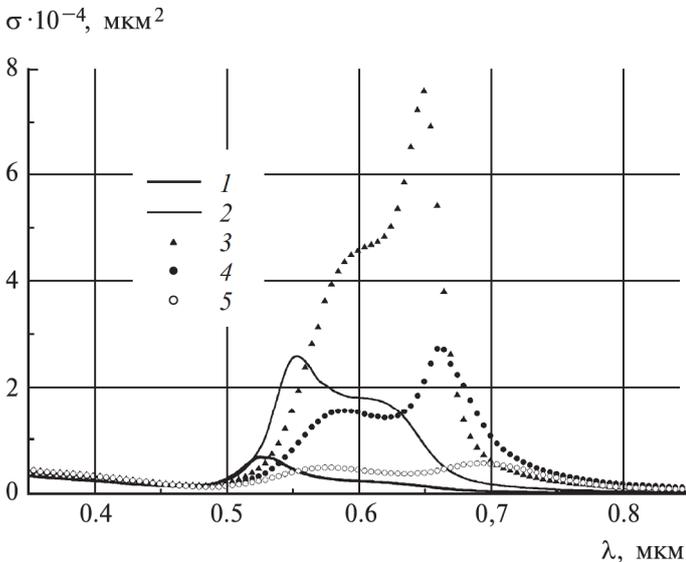


Рис. 4. Те же результаты, что и на рис. 3, но для плоскости падения $\varphi_1 = 90^\circ$

В заключение отметим, что при реализации развинутой модели осевая симметрия рассеивателя не играет никакой роли и реализованный вычислительный алгоритм столь же успешно может использоваться для анализа рассеивающих свойств произвольных неосесимметричных частиц.

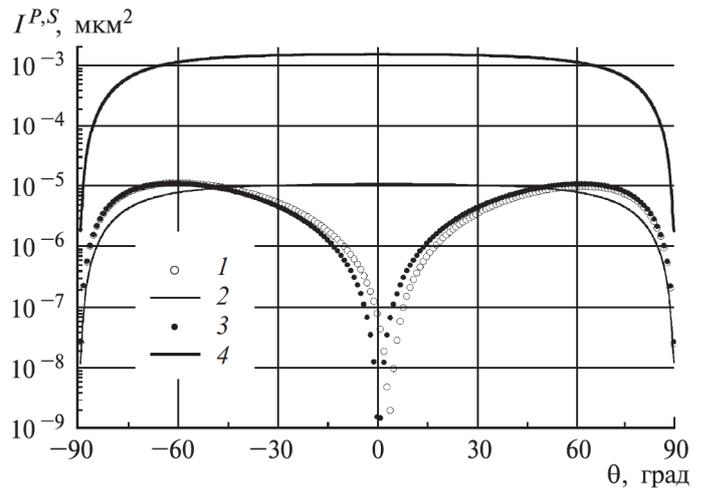


Рис. 5. Интенсивность $I^{P,S}(\theta_1, \theta, \varphi)$ (11) в плоскости падения в зависимости от угла рассеяния θ для различных поляризаций (P и S) и плоскостей падения волны φ_1 : P -поляризация, 180° (1); S -поляризация, 180° (2); P -поляризация, 90° (3); S -поляризация, 90° (4)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и РФФИ-ННИО (гранты 06-01-00146, 06-02-04002)

Литература

1. Sönnichsen C., Alivisatos P. // Nano Lett. 2005. **5**, N 2. P. 301.
2. Sönnichsen C., Franzl T., Wilk T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**, N 7. P. 077402-1.
3. Sosa I., Noguez C., Barrera R. // J. Phys. Chem. B. 2003. **107**. P. 6269.
4. Zhu J., Huang L., Zhao J. et al. // Mater. Sci. Eng. B. 2005. **121**. P. 199.
5. Гришина Н.В., Еремин Ю.А. // Опт. спектроск. 2004. **97**, № 5. С. 867.
6. Гришина Н.В., Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 2. С. 24 (Moscow University Phys. Bull. 2000. N 2. P. 29).
7. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Усп. соврем. радиоэлектроники. 2003. № 10. С. 3.
8. Дмитриев В.И. Поля в слоистых средах. М., 1963.
9. Imura K., Nagahara T., Okamoto H. // J. Phys. Chem. B. 2005. **109**. P. 13214.

Поступила в редакцию
20.02.06