

Научная статья

УДК 538.975

DOI: 10.18384/2949-5067-2026-1-46-61

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НАНОСТРУКТУРОЙ «ДИЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК» С УЧЁТОМ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛА

Кузнецова И. А. , Савенко О. В.*

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, г. Ярославль,

Российская Федерация

Корреспондирующий автор, e-mail: savenko.oleg92@mail.ru

Поступила в редакцию 16.12.2025

Принята к публикации 30.12.2025

Аннотация

Цель. Теоретическое моделирование оптических параметров наноструктуры «диэлектрик – металл – диэлектрик» с учётом эллипсоидальной зонной структуры металла.

Процедура и методы. Применяется квантовая теория явлений переноса, заключающаяся в нахождении диагональных компонент матрицы плотности носителей заряда путём решения уравнения Лиувилля. Поверхностное рассеяние носителей заряда учитывается через граничные условия Соффера.

Результаты. Получены аналитические выражения для оптических коэффициентов и параметров поляризации отражённой и прошедшей волны. Показано, что анизотропия изоэнергетической поверхности существенно влияет на форму поляризации отражённой волны и способность наноструктуры «диэлектрик – металл – диэлектрик» поглощать излучение.

Теоретическая и/или практическая значимость. Результаты работы могут быть использованы для проектирования поляризаторов на основе слоистых наноструктур «диэлектрик – металл – диэлектрик».

Ключевые слова: уравнение Лиувилля, матрица плотности, металлический нанослой, длина волны де Бройля, модель Соффера, поверхность постоянной энергии, оптические коэффициенты

Для цитирования:

Кузнецова И. А., Савенко О. В. Взаимодействие электромагнитного излучения с наноструктурой «диэлектрик – металл – диэлектрик» с учётом эллипсоидальной зонной структуры металла // Вестник Государственного университета просвещения. Серия: Физика-Математика. 2026. № 1. С. 46–61. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2026-1-46-61>

Original research article

**INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION
WITH A “DIELECTRIC – METAL – DIELECTRIC» NANOSTRUCTURE
IN THE VIEW OF THE METAL ELLIPSOIDAL BAND STRUCTURE***I. Kuznetsova, O. Savenko***P. G. Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, Russian Federation**Corresponding author: e-mail: savenko.oleg92@mail.ru**Received by the editorial office 16.12.2025**Accepted for publication 30.12.2025***Abstract**

Aim. Theoretical modeling of optical parameters of a “dielectric – metal – dielectric” nanostructure taking into account the ellipsoidal metal band structure.

Methodology. The quantum theory of transport phenomena is applied, which involves the determination of the charge carrier density matrix diagonal components by solving the Liouville equation. Charge carrier surface scattering is taken into account by using Soffer boundary conditions.

Results. Analytical expressions for the optical coefficients and polarization parameters of reflected and transmitted waves were derived. It was shown that the isoenergetic surface anisotropy significantly influences the reflected wave polarization shape and the ability of the “dielectric – metal – dielectric” nanostructure to absorb radiation.

Research implications. The results of the work can be used to design polarizers based on layered “dielectric – metal – dielectric” nanostructures.

Keywords: Liouville equation, density matrix, metallic nanolayer, de Broglie wavelength, Soffer model, constant energy surface, optical coefficients

For citation:

Kuznetsova, I. A. & Savenko, O. V. (2026). Interaction of electromagnetic radiation with a “dielectric – metal – dielectric” nanostructure in the view of the metal ellipsoidal band structure. In: *Bulletin of the State University of Education*, 1, 46–61. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2026-1-46-61>

Введение

Многослойные наноструктуры на сегодняшний день находят всё более широкое применение в различных областях нано-, оптоэлектроники и солнечной энергетики [1]. Использование слоистых нанопокровов значительно повышает КПД солнечных элементов и улучшает параметры оптических приборов. Ведутся разработки наноприборов, изменяющих поляризацию падающего электромагнитного излучения [2–4].

Современные технологии позволяют создавать слоистые наноструктуры с толщиной каждого слоя, равной нескольким нанометрам. При таких условиях эффекты размерного квантования электронов и неровность поверхности на атомарном уровне оказывают значительное влияние на оптические характеристики наноструктур. В типичных металлах длина волны де Бройля электронов проводимости составляет порядка межатомного расстояния (~ 0.5

нм) [5; 6]. Квантовый размерный эффект будет выражен в слоях с характерным размером, равным нескольким атомным слоям. При таких толщинах плёнка может иметь островковую структуру, в которой характер движения носителей заряда существенно отличается от сплошной плёнки. В подобных случаях механизм переноса электронов проводимости возможно описывать как туннелирование между отдельными островками. Эффект размерного квантования носителей заряда, связанный с ограничением по толщине, ярко выражен в нанослоях висмута и твёрдых растворов висмут-сурьма, имеющих характерный размер 30 нм [7]. При таких толщинах плёнка имеет сплошную структуру, и на явления переноса носителей заряда будут оказывать влияние только размерное квантование носителей заряда и их поверхностное рассеяние. Поверхность постоянной энергии электронов в висмуте представляет собой три симметрично расположенных эллипсоида вращения [8]. Как правило, плёнки висмута ориентированы таким образом, что тригональная ось направлена перпендикулярно поверхности [7]. В этом случае главные оси трёх эллипсоидов вращения ориентированы параллельно плоскости плёнки.

Отметим, что анизотропия поверхности постоянной энергии металла влияет на форму поляризации отражённой и прошедшей электромагнитной волны. Это обусловлено различным откликом носителей заряда на внешнее электрическое поле в продольном и поперечном по отношению к главной оси эллипсоида постоянной энергии направлениях. В случае, когда эллипсоиды постоянной энергии расположены симметрично, эффекты изменения формы поляризации электромагнитной волны не проявляются. В слоистых наноструктурах часто возникают микронапряжения, связанные с несоответствием параметров элементарной ячейки соседних слоёв. Это может приводить к изменению взаимного расположения эллипсоидов постоянной энергии. Поэтому в общем случае прошедшая через нанослой висмута и отражённая от него электромагнитные волны могут изменять свою поляризацию по отношению к падающей волне.

Таким образом, моделирование оптических характеристик наноструктур «диэлектрик – металл – диэлектрик» с учётом эллипсоидальной зонной структуры металла, эффектов размерного квантования носителей заряда и их поверхностного рассеяния является актуальной задачей, решение которой представлено в настоящей работе. Кроме того, с практической точки зрения вызывает интерес определение параметров, характеризующих форму поляризации отражённой и прошедшей через наноструктуру «диэлектрик–металл–диэлектрик» электромагнитной волны.

Постановка задачи

На рис. 1 изображена наноструктура, представляющая собой нанослой из металла или полуметалла толщины d , помещённый между двумя изолирующими слоями с различными диэлектрическими проницаемостями. На слоистую наноструктуру под нормальным углом падает плоская монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω . Введём систему координат

таким образом, чтобы координатные оси X и Y были направлены параллельно плоскости наносоя, а ось Z – вглубь наносоя. Диэлектрические слои являются немагнитными, а верхний изолирующий слой – непоглощающий.

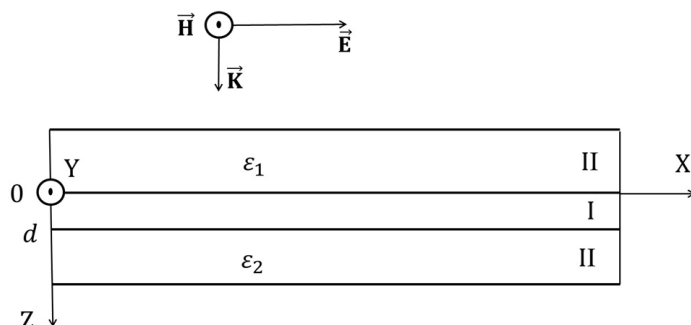


Рис. 1 / Fig. 1. Слоистая наноструктура «диэлектрик–металл–диэлектрик» в поле плоской монохроматической электромагнитной волны: I – нанослой металла, II – изолирующие слои, ϵ_1 и ϵ_2 – диэлектрические проницаемости верхнего и нижнего изолирующего слоя соответственно / Layered «dielectric-metal-dielectric» nanostructure in the field of a plane monochromatic electromagnetic wave: I – metal nanolayer, II – insulating layers, ϵ_1 and ϵ_2 – dielectric constants of the upper and lower insulating layers, respectively.

Источник: подготовлено авторами

Напряжённости электрического и магнитного полей изменяются по следующему закону:

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{0x}(z)\exp(-i\omega t + iK_z z) \\ H_y(z, t) = H_{0y}(z)\exp(-i\omega t + iK_z z) \end{cases} \quad (1)$$

и подчиняются уравнениям Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} = iK_z H_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} - iK_z E_x = -\frac{4\pi}{c} j \end{cases} \quad (2)$$

Разложим напряжённости электрического и магнитного поля на компоненты, параллельные и перпендикулярные оси вращения эллипсоида постоянной энергии. Мы их будем называть продольно и поперечно поляризованными компонентами соответственно:

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp} \\ \vec{H} = \vec{H}_{\parallel} + \vec{H}_{\perp} \end{cases} \quad (3)$$

Толщина металлического нанослоя может быть сравнимой или меньше длины волны де Бройля носителя заряда. В этом случае z -компонента волнового вектора носителя заряда квантуется. Предполагается, что поверхность постоянной энергии представляет собой эллипсоид с осью вращения, параллельной плоскости нанослоя и направленной под произвольным по отношению к напряжённости электрического поля углом. В системе координат $(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, \tilde{k}_z)$, в которой ось вращения эллипсоида постоянной энергии ориентирована параллельно оси абсцисс, выражение для полной энергии электрона имеет вид:

$$\varepsilon_l = \frac{\hbar^2 \tilde{k}_x^2}{2m_{\parallel}} + \frac{\hbar^2 \tilde{k}_y^2}{2m_{\perp}} + e_1 l^2, \quad (4)$$

$$l = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \pm N, \quad (5)$$

где $m_{\parallel}$ и $m_{\perp}$ – соответственно продольная и поперечная эффективные массы электрона, $\varepsilon_1 = (\pi\hbar)^2/(2m_{\perp}d^2)$ – собственное значение энергии носителя заряда на первом энергетическом уровне, N – общее число подзон.

Согласно квантовой теории явлений переноса, система носителей заряда описывается оператором плотности $\hat{\rho}$, подчиняющимся уравнению Лиувилля, которое в случае малого отклонения системы носителей заряда от равновесного состояния преобразуется в кинетическое уравнение [9; 10]:

$$-i\omega (f_{l\parallel}^{(1)} + f_{l\perp}^{(1)}) + v_z \frac{\partial (f_{l\parallel}^{(1)} + f_{l\perp}^{(1)})}{\partial z} + \frac{e\mathbf{E}}{\hbar} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \mathbf{k}_{\parallel}} = -\frac{f_{l\parallel}^{(1)}}{\tau_{\parallel}} - \frac{f_{l\perp}^{(1)}}{\tau_{\perp}}, \quad (6)$$

где f_l – функция распределения носителей заряда в l -й подзоне, играющая роль диагональных элементов матрицы плотности. Для неё справедливо разложение на равновесную функцию $f_l^{(0)}$ и неравновесную поправку:

$$f_l(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t) = f_l^{(0)} + [f_{l\parallel}^{(1)}(z, \mathbf{k}_{\parallel}) + f_{l\perp}^{(1)}(z, \mathbf{k}_{\parallel})] \exp(-i\omega t), \quad (7)$$

$$f_l^{(0)} = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_F; \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_F; \end{cases} \quad (8)$$

где $\tau_{\parallel}$ и $\tau_{\perp}$ – продольная и поперечная компоненты тензора времени релаксации, e – заряд электрона, $\mathbf{k}_{\parallel}$ – продольная составляющая волнового вектора электрона, ε_F – энергия Ферми.

Поверхностное рассеяние носителей заряда будем учитывать при помощи граничных условий Соффера [11], накладываемых на уравнение (8):

$$\begin{cases} f_l^{(1)+} = q_1(g_1, \theta) f_l^{(1)-} & \text{при } z = 0; \\ f_l^{(1)-} = q_2(g_2, \theta) f_l^{(1)+} & \text{при } z = d; \end{cases} \quad (9)$$

$$q_{1,2}(g_{1,2}, \theta) = \exp\left(-\left(4\pi g_{1,2} \cos \theta\right)^2\right); \quad (10)$$

$$g_{1,2} = g_{s1,2}/\lambda_F; \quad (11)$$

где $f_l^{(1)\pm}$ – соответственно функции распределения электронов с положительной и отрицательной проекцией волнового вектора на ось Z , $g_{s1,2}$ – соответственно среднеквадратичная высота поверхностного рельефа верхней и нижней поверхности, λ_F – длина волны де Бройля электрона с энергией Ферми, θ – угол падения электрона на внутреннюю поверхность слоя.

По найденной функции распределения можно рассчитать плотности тока $j_{\parallel}$ и $j_{\perp}$, индуцируемые продольно и поперечно поляризованной компонентой вектора напряжённости падающей волны:

$$j_{\parallel,\perp} = \frac{2ek_{z1}}{(2\pi)^3} \sum_l \int \int v_x \left(f_{l\parallel,\perp}^{(1)+} + f_{l\parallel,\perp}^{(1)-} \right) dk_x dk_y. \quad (12)$$

Компоненты тензора интегральной проводимости определяются из закона Ома:

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \int_0^d \frac{j_{\parallel,\perp}}{E_{\parallel,\perp}} dz; \quad (13)$$

где k_{z1} – z -компонента волнового вектора носителя заряда, находящегося на первой подзоне.

Математические расчёты

Проведя серию математических расчётов, получим следующее выражение для продольной и поперечной компонент тензора интегральной проводимости:

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \sigma_0 d \Sigma_{\parallel,\perp}(x_0, x_\lambda, y_0, \gamma, g_1, g_2), \quad (14)$$

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau_0}{m_0}; \quad m_0 = \sqrt[3]{m_{\parallel}m_{\perp}^2}; \quad \tau_0 = \sqrt[3]{\tau_{\parallel}\tau_{\perp}^2} \quad (15)$$

$$\Sigma_{\parallel} = \frac{\gamma^2}{z_{0\parallel}} \left\{ 1 - \frac{3}{16x_0^3\gamma^{1.5}} \sum_{l=1}^N (S - l^2) F\left(\frac{2x_0^2 z_{0\parallel}\gamma}{lx_\lambda}\right) \right\}; \quad (16)$$

$$\Sigma_{\perp} = \frac{1}{\gamma z_{0\perp}} \left\{ 1 - \frac{3}{16x_0^3\gamma^{1.5}} \sum_{l=1}^N (S - l^2) F\left(\frac{2x_0^2 z_{0\perp}\gamma}{lx_\lambda}\right) \right\} \quad (17)$$

$$F(p) = \frac{1}{2p} (1 - e^{-p}) \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1q_2)e^{-p}}{1 - q_1q_2e^{-2p}}; \quad (18)$$

$$q_{1,2}(g_{1,2}, \theta) = \exp\left(-(2\pi g_{1,2} l/x_0)^2\right) \quad (19)$$

$$z_{0\parallel} = \frac{S\sqrt{\gamma}}{2x_0} - iy_0, \quad z_{0\perp} = \frac{S}{2x_0\gamma} - iy_0; \quad (20)$$

$$S = \frac{2}{3N} (2x_0\sqrt{\gamma})^3 + \frac{1}{6} (N+1)(2N+1) \quad (21)$$

$$x_0 = \frac{d}{\lambda_B}; \quad x_\lambda = \frac{\Lambda}{\lambda_B}; \quad y_0 = \omega\tau_0; \quad \gamma = \frac{m_\perp}{m_0}. \quad (22)$$

Здесь σ_0 – классическая статическая проводимость, n – концентрация носителей заряда Λ – длина свободного пробега электронов.

Связь напряжённости падающей, отражённой и прошедшей волны с интегральной проводимостью была установлена в работе [12] при рассмотрении взаимодействия электромагнитного излучения с тонкой металлической плёнкой в случае проводника со сферической зонной структурой. При нормальном падении электромагнитной волны и в предположении $Kd \ll 1$ соотношения, полученные в [12], имеют вид:

$$E_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + 4\pi\sigma/c}{\sqrt{\varepsilon_1} + 2\pi\sigma/c} h e^{-i\omega t + iK_{1z}z}, \quad (23)$$

$$E_r = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2} - 4\pi\sigma/c}{\sqrt{\varepsilon_1} + 2\pi\sigma/c} h e^{-i\omega t - iK_{1z}z}; \quad (24)$$

$$E_t = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cdot \frac{2\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1} + 2\pi\sigma/c} h e^{-i\omega t + iK_{2z}(z-a)} \quad (25)$$

Выражения (23) – (25) могут быть использованы и в нашем случае, когда вектор напряжённости электрического поля параллелен главным осям эллипсоида постоянной энергии, т.е. для продольно и поперечно поляризованных компонент напряжённости электрического поля. В первом случае необходимо подставить в выражения (23) – (25) в продольную компоненту тензора проводимости, а во втором случае – поперечную компоненту. Для того чтобы падающая волна была линейно поляризованной, необходимо разделить амплитуды отражённой и прошедшей волны на амплитуду падающей и представить вещественный множитель h в виде произведения константы на $\cos\varphi$ для продольных компонент ($\sin\varphi$ для поперечных компонент). Получим следующие выражения:

$$E_{r\parallel,\perp} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2} - 4\pi\sigma_{\parallel,\perp}/c}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + 4\pi\sigma_{\parallel,\perp}/c} h\Psi_{\parallel,\perp}(\varphi) e^{-i\omega t - iK_{1z}z}; \quad (26)$$

$$E_{t\parallel,\perp} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + 4\pi\sigma_{\parallel,\perp}/c} h\Psi_{\parallel,\perp}(\varphi) e^{-i\omega t + iK_{2z}(z-a)}; \quad (27)$$

где введены обозначения $\Psi_{\parallel}(\varphi) = \cos \varphi$ и $\Psi_{\perp}(\varphi) = \sin \varphi$.

Для описания поведения отражённой и прошедшей волны необходимо просуммировать продольные и поперечные компоненты напряжённостей электрического поля. Отметим, что в общем случае амплитуда компонент E_r и E_t является комплексной величиной, т. е. имеет место сдвиг фаз между продольными и поперечными компонентами. Поэтому отражённая и прошедшая волны будут иметь эллиптическую поляризацию. Представляет интерес определение параметров эллиптической поляризации: коэффициент эллиптичности δ и угол наклона большой оси эллипса поляризации χ , которые определяются следующими выражениями:

$$\delta = \frac{b}{a} = \sqrt{\frac{|E_{\parallel}|^2 + |E_{\perp}|^2 - D}{|E_{\parallel}|^2 + |E_{\perp}|^2 + D}}; \quad (28)$$

$$\chi = \operatorname{sgn}(\cos \alpha) \operatorname{arctg} \left(\frac{|E_{\perp}|}{|E_{\parallel}|} \sqrt{\frac{D + |E_{\parallel}|^2 \cos 2\alpha + |E_{\perp}|^2}{D + |E_{\parallel}|^2 + |E_{\perp}|^2 \cos 2\alpha}} \right) - \varphi; \quad (29)$$

$$D = \sqrt{|E_{\parallel}|^4 + |E_{\perp}|^4 + 2|E_{\parallel}|^2 |E_{\perp}|^2 \cos(2\alpha)}; \quad (30)$$

где a и b – соответственно длина большой и малой оси эллипса поляризации, α – сдвиг фаз между продольными и поперечными компонентами напряжённости электрического поля.

Зная усреднённые по времени плотности потока энергии падающей, отражённой и прошедшей волны, получим коэффициенты отражения, пропускания и поглощения:

$$R = \frac{\langle S_r \rangle}{\langle S_i \rangle} = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2} - \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\parallel} / x_{\lambda}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\parallel} / x_{\lambda}} \cos \varphi \right|^2 + \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2} - \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\perp} / x_{\lambda}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\perp} / x_{\lambda}} \sin \varphi \right|^2; \quad (31)$$

$$T = \frac{\langle S_t \rangle}{\langle S_i \rangle} = \left| \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\parallel} / x_{\lambda}} \cos \varphi \right|^2 + \left| \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \rho x_0 y_p^2 \Sigma_{\perp} / x_{\lambda}} \sin \varphi \right|^2 ;$$

(32)

$$A = 1 - R - T; \quad (33)$$

где введены обозначения: $\rho = v_F / c$, $y_p = \omega_p \tau_0$.

Анализ результатов

Для анализа результатов приведены данные для нанослоя висмута со следующими параметрами: длина волны де Бройля носителей заряда $\lambda_B = 30$ нм; длина свободного пробега электронов $\Lambda = 300$ нм. В случае, когда время релаксации электронов проводимости при комнатной температуре равна 10^{-12} с, безразмерной частоте y_0 , равной единице, соответствует частота около 1 ТГц.

На рис. 2 изображены зависимости коэффициента эллиптичности поляризации отражённой волны от безразмерной частоты. Рисунок показывает, что при безразмерной толщине $x_0 < 0.9$ с увеличением частоты параметр эллиптичности увеличивается, достигает некоторого максимума, затем уменьшается. Поведение частотной зависимости параметра δ можно объяснить эффектом запаздывания отклика электронов проводимости на внешнее переменное электрическое поле. Из-за различия продольных и поперечных эффективных масс запаздывание отклика носителей заряда в продольном и поперечном направлениях будет разным, что порождает сдвиг фаз продольно- и поперечно поляризованной отражённой волны. Максимум эллиптичности соответствует случаю, когда сдвиг фаз между компонентами волны составляет $\pi/2$. Величина и положение максимума коэффициента эллиптичности варьируется с изменением толщины нанослоя. При $x_0 = 0.77$ (кривая 2) максимум соответствует значению эллиптичности, равной единице. В этом случае отражённая волна становится циркулярно поляризованной. При толщинах x_0 , больших единицы (кривая 4), зависимость $\delta(y_0)$ содержит два максимума эллиптичности поляризации.

На рис. 3 изображены зависимости параметра эллиптичности поляризации отражённой волны от параметра шероховатости верхней границы металлического нанослоя g_1 . Предполагается, что нижняя поверхность является гладкой ($g_2 = 0$). На рисунке видно, что параметр эллиптичности поляризации немонотонно зависит от параметра g_1 , при некотором значении g_1 наблюдается максимум, появление которого можно объяснить различным влиянием границы нанослоя на отклик носителей заряда в продольном и поперечном направлении. Величина и положение максимума коэффициента

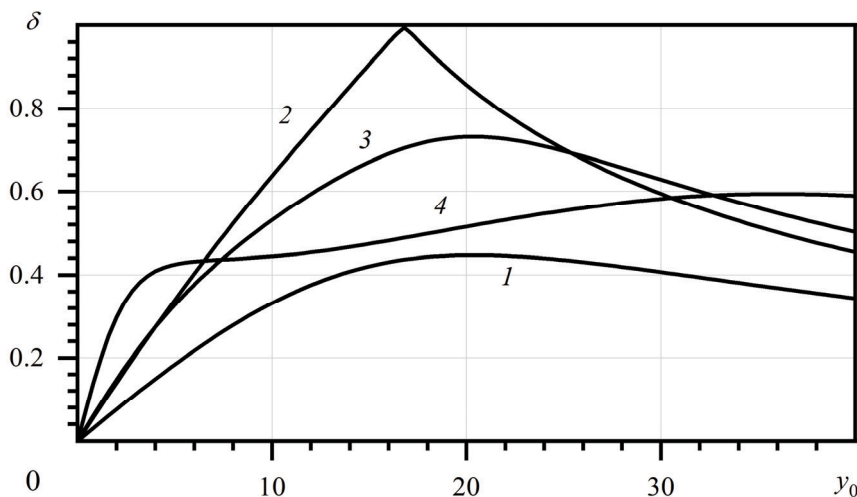


Рис. 2 / Fig. 2. Зависимости коэффициента эллиптичности поляризации δ от безразмерной частоты электромагнитной волны y_0 при $g_1 = g_2 = 0.1$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $\varepsilon_1 = 4$; $\varepsilon_2 = 1$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $x_0 = 0.64$; 2: $x_0 = 0.77$; 3: $x_0 = 0.9$; 4: $x_0 = 1$ / Dependences of the polarization ellipticity coefficient δ on the dimensionless electromagnetic wave frequency y_0 at $g_1 = g_2 = 0.1$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $\varepsilon_1 = 4$; $\varepsilon_2 = 1$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $x_0 = 0.64$; 2: $x_0 = 0.77$; 3: $x_0 = 0.9$; 4: $x_0 = 1$.

Источник: подготовлено авторами

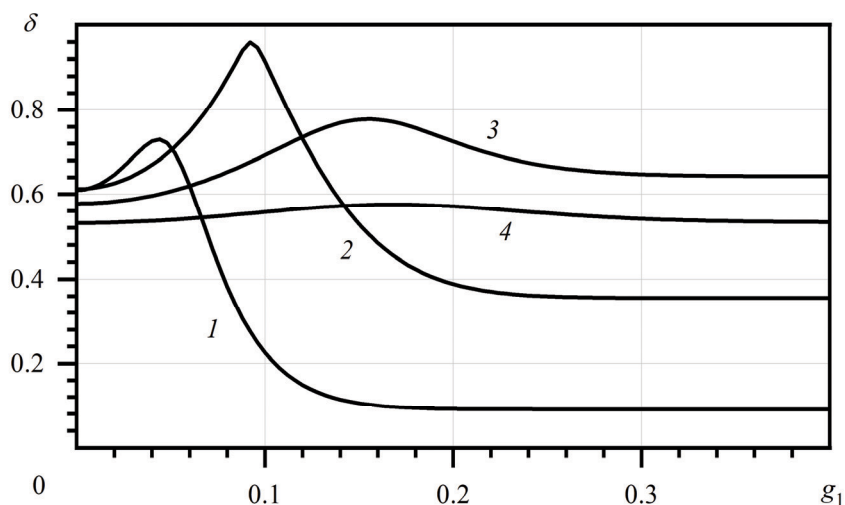


Рис. 3 / Fig. 3. Зависимости коэффициента эллиптичности поляризации δ от параметра шероховатости нижней поверхности g_1 при $g_2 = 0$; $y_0 = 15$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $\varepsilon_1 = 4$; $\varepsilon_2 = 1$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $x_0 = 0.5$; 2: $x_0 = 0.65$; 3: $x_0 = 0.8$; 4: $x_0 = 1$ / Dependences of the polarization ellipticity coefficient δ on the roughness parameter of the lower surface g_1 at $g_2 = 0$; $y_0 = 15$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $\varepsilon_1 = 4$; $\varepsilon_2 = 1$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $x_0 = 0.5$; 2: $x_0 = 0.65$; 3: $x_0 = 0.8$; 4: $x_0 = 1$.

Источник: подготовлено авторами

эллиптичности зависит от толщины металлического нанослоя. При значениях x_0 , равном 0.65 и параметре шероховатости $g_1 = 0.1$ коэффициент эллиптичности практически равен единице, что соответствует случаю циркулярно-поляризованной отражённой волне. В случае, когда толщина нанослоя больше длины волны де Бройля носителей заряда, коэффициент эллиптичности практически не зависит от шероховатости поверхности. Как показывают рис. 1 и 2, толщина металлического нанослоя и шероховатость границ раздела «металл-диэлектрик» существенно влияют на форму поляризации отражённой волны. Наноструктуры «диэлектрик – металл – диэлектрик» с толщиной нанослоя висмута от 15 до 45 нм и шероховатостью границ раздела «металл-диэлектрик» от 0 до 0.4, могут быть использованы как эллиптические поляризаторы, создающие отражённую волну с любой формой поляризации.

На рис. 4 построены зависимости коэффициента эллиптичности эллипса поляризации от диэлектрической проницаемости верхнего диэлектрического слоя. На рисунках видны характерные минимумы и максимумы эллиптичности. Минимумы наблюдаются при одинаковых значениях диэлектрических проницаемостей верхней и нижней сред. При таких условиях отражённая электромагнитная волна будет плоскополяризованной. Максимумы коэффициента эллиптичности проявляются при условии $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$. Отношение $\varepsilon_2/\varepsilon_1$, при котором наблюдается максимум, зависит от диэлектрической проницаемости нижнего слоя: с увеличением ε_1 это отношение уменьшается.

На рис. 5 построены зависимости коэффициента поглощения металлического нанослоя от безразмерной толщины. Из рисунков следует, что в случае вытянутого эллипсоида постоянной энергии при повороте нанослоя относительно плоскости поляризации падающей волны коэффициент поглощения меняется. При толщине нанослоя, сопоставимой с длиной волны де Бройля носителей заряда ($x_0 = 1$), наблюдается максимум поглощения, появление которого можно объяснить, исследуя поведение зависимостей $A(x_0)$ при $x_0 < 1$ и $x_0 > 1$. При малых толщинах (x_0 много меньше 1) нанослой практически не поглощает электромагнитную волну из-за малой концентрации участвующих в поглощении излучения носителей заряда. С увеличением толщины увеличивается количество разрешённых энергетических состояний, в которых могут находиться электроны проводимости, что приводит к увеличению их концентрации и поглощения. При $x_0 > 1$ количество носителей заряда становится достаточным для формирования вторичной отражённой волны. В этом случае с возрастанием толщины доля энергии, расходуемой на отражённую волну, увеличивается, что приводит к уменьшению поглощения. Максимум поглощения соответствует случаю, когда концентрация носителей заряда достигает значений, при которых происходит интенсивное поглощение излучение, при этом она не достаточна для формирования отражённой волны.

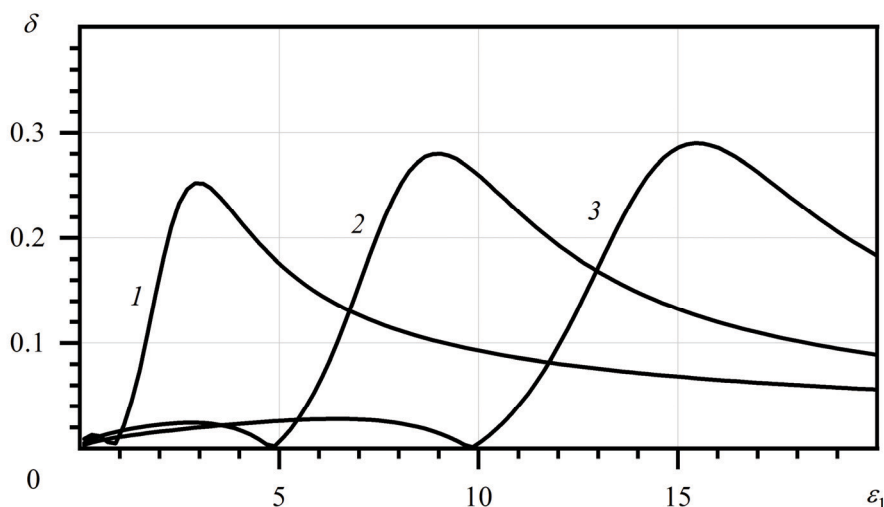


Рис. 4 / Fig. 4. Зависимости коэффициента эллиптичности поляризации δ от диэлектрической проницаемости нижнего изолирующего слоя ε_1 при $x_0 = 0.8$; $y_0 = 8$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $g_1 = g_2 = 0.2$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $\varepsilon_2 = 1$; 2: $\varepsilon_2 = 5$; 3: $\varepsilon_2 = 10$ / Dependences of the polarization ellipticity coefficient δ on the dielectric constant of the lower insulating layer ε_1 at $x_0 = 0.8$; $y_0 = 8$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $x_\lambda = 10$; $g_1 = g_2 = 0.2$; $\gamma = 0.5$; $\varphi = 45^\circ$. 1: $\varepsilon_2 = 1$; 2: $\varepsilon_2 = 5$; 3: $\varepsilon_2 = 10$.

Источник: подготовлено авторами

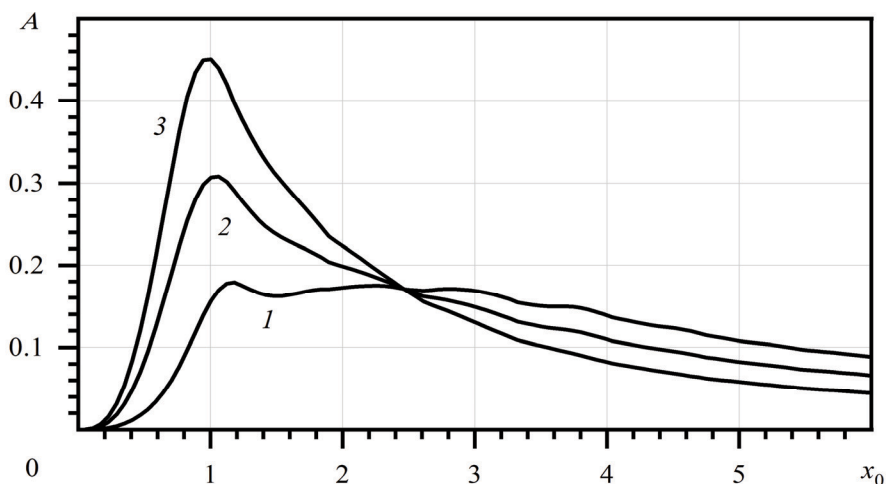


Рис. 5 / Fig. 5. Зависимости коэффициента поглощения A от безразмерной толщины металлического нанослоя x_0 при $y_0 = 10$; $x_\lambda = 10$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $g_1 = g_2 = 0.2$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2$; $\gamma = 0.5$. 1: $\varphi = 0^\circ$; 2: $\varphi = 45^\circ$; 3: $\varphi = 90^\circ$ / Dependences of the absorption coefficient A on the dimensionless metal nanolayer thickness x_0 at $y_0 = 10$; $x_\lambda = 10$; $\rho = 0.005$; $y_p = 200$; $g_1 = g_2 = 0.2$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2$; $\gamma = 0.5$. 1: $\varphi = 0^\circ$; 2: $\varphi = 45^\circ$; 3: $\varphi = 90^\circ$.

Источник: подготовлено авторами

Величина максимума поглощения зависит от ориентации оси вращения эллипсоида постоянной энергии. В случае вытянутого эллипсоида ($\gamma < 1$) в поперечном направлении (кривая 3) нанослой в 2.5 раза сильнее поглощает излучение, чем в продольном направлении (кривая 1). Подобное поведение связано с тем, что в случае, описываемом кривой 3, эффективная масса носителей заряда в направлении, параллельном вектору напряжённости электрического поля, меньше, чем в ситуации, описываемой кривой 1. Это приводит к более эффективному отклику носителей заряда на внешнее поле, т. е. к увеличению максимума поглощения.

При разных толщинах коэффициент поглощения в зависимости от угла φ ведёт себя неоднозначно: при $x_0 > 2.5$ с увеличением угла φ поглощение уменьшается, а при $x_0 < 2.5$ – возрастает. Это, возможно, связано с тем, что при больших толщинах доминирующим фактором, влияющим на характер поглощения излучения нанослоем, является формирование вторичной отражённой волны. В случае, описываемом кривой 3, носители заряда из-за малой эффективной массы сильнее откликаются на внешнее поле, большая часть энергии будет тратиться на отражённую волну. Поэтому при $x_0 > 2.5$ и повороте нанослоя на 90° поглощение снижается. В случае малых толщин доминирующим фактором будет способность носителей заряда откликаться на внешнее электрическое поле и тратить энергию на объёмное и поверхностное рассеяние. В этом случае при малой эффективной массе носителей заряда в направлении, параллельном напряжённости электрического поля (поворот на угол 90° , кривая 3) нанослой будет сильнее поглощать излучение, чем при большой эффективной массе (поворот на угол 0° , кривая 1).

Заключение

В настоящей работе получены аналитические выражения для параметров, характеризующих поляризацию отражённой и прошедшей волны и оптических коэффициентов как функций безразмерных толщины металлического нанослоя, частоты электромагнитной волны, длины свободного пробега носителей заряда, параметра анизотропии поверхности постоянной энергии, диэлектрических проницаемостей верхнего и нижнего изолирующих слоёв и параметров шероховатостей границ раздела «металл–диэлектрик». Показано, что анизотропия зонной структуры проводника существенно влияет на форму поляризации отражённой волны. Установлено, что коэффициент поглощения может значительно варьироваться при повороте наноструктуры «диэлектрик – металл – диэлектрик» относительно плоскости поляризации падающей волны. Предполагается, что полученный результат может быть использован для создания эллиптических поляризаторов на основе наноструктур «диэлектрик – металл – диэлектрик».

ЛИТЕРАТУРА

1. Этапы развития и применение нанотехнологий в перспективных отраслях промышленности / В. И. Грачёв, С. А. Смотров, И. Т. Севрюков, Ильин В. В. Магнитогорск: Магнитогорский дом печати, 2023. 702 с.
2. Гафаров Е. Р., Ерохин А. А., Литинская Е. А. Увеличение коэффициента эллиптичности электромагнитной волны при помощи поляризатора на основе меандровой линии // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 9. С. 11–13. DOI: 10.21883/PJTF.2021.09.50899.18559.
3. Сопинский Н. В., Ольховик Г. П. Обобщённая нуль-эллипсометрия в схеме «поляризатор–образец–анализатор» // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130. № 3. С. 377–386. DOI: 10.21883/OS.2022.03.52166.2590-21.
4. Козенков В. М., Беляев В. В., Чаусов Д. Н. Тонкоплёночные поляризаторы: свойства, технологии, основные типы // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2021. Т. 21. № 2. С. 5–23. DOI: 10.18083/LCAppl.2021.2.5.
5. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 616 с.
6. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. 415 с.
7. Особенности проявления квантового размерного эффекта в явлениях переноса в тонких плёнках висмута на подложках из слюды / Е. В. Демидов, В. М. Грабов, В. А. Комаров, А. Н. Крушельницкий, А. В. Сулов, М. В. Сулов // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53. № 6. С. 736–740. DOI: 10.21883/FTP.2019.06.47718.27.
8. Эдельман В. С. Свойства электронов в висмуте // Успехи физических наук. 1977. Т. 123. № 2. С. 257–287. DOI: 10.3367/UFNr.0123.197710d.0257.
9. Kuznetsova I. A., Savenko O. V., Romanov D. N. Influence of quantum electron transport and surface scattering of charge carriers on the conductivity of nanolayer // Physics Letters A. 2022. Vol. 427. Iss. 12. Article no. 127933. DOI: 10.1016/j.physleta.2022.127933.
10. Savenko O. V., Kuznetsova I. A. The influence of charge carrier quantum transport and isoenergy surface anisotropy on the high-frequency conductivity of a semiconductor nanolayer // Proceedings of SPIE. 2022. Vol. 12157: International Conference on Micro- and Nano-Electronics. Article no. 121570W. DOI: 10.1117/12.2622544.
11. Soffer S. B. Statistical model for the size effect in electrical conduction // Journal of Applied Physics. 1967. Vol. 38. Iss. 4. P. 1710–1715. DOI: 10.1063/1.1709746.
12. Латышев А. В., Юшканов А. А. Взаимодействие электромагнитной Е-волны с металлической плёнкой, расположенной между двумя диэлектрическими средами // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112. № 1. С. 140–146.

REFERENCES

1. Grachev, V. I., Smotrova, S. A., Sevryukov, I. T. & Ilyin, V. V. (2023). *Stages of development and application of nanotechnology in promising industries*. Magnitogorsk: Magnitogorsk House of Printing publ. (in Russ.).

2. Gafarov, E. R., Erokhin, A. A. & Litinskaya, E. A. (2021). Increasing the axial ratio of an electromagnetic wave with a meander-line polarizer. In: *Technical Physics Letters*. 47 (9), 11–13. DOI: 10.21883/PJTF.2021.09.50899.18559 (in Russ.).
3. Sopinsky, N. V. & Ol'khovik, G. P. (2022). Generalized null-ellipsometry in the “polarizer-sample-analyzer” scheme. In: *Optics and Spectroscopy*, 130 (3), 377–386. DOI: 10.21883/OS.2022.03.52166.2590-21 (in Russ.).
4. Kozenkov, V. M., Belyaev, V. V. & Chausov, D. N. (2021). Thin-film polarizers: properties, technologies, and main types. In: *Liquid Crystals and Their Application*, 21 (2), 5–23. DOI: 10.18083/LCAppl.2021.2.5 (in Russ.).
5. Anselm, A. I. (1978). *Introduction to the Theory of Semiconductors*. Moscow: Nauka publ. (in Russ.).
6. Lifshits, I. M., Azbel, M. Ya. & Kaganov, M. I. (1971). *Electronic Theory of Metals*. Moscow: Nauka publ. (in Russ.).
7. Demidov, E. V., Grabov, V. M., Komarov, V. A., Krushelnitsky, A. N., Suslov, A. V. & Suslov, M. V. (2019). Specific features of the quantum-size effect in transport phenomena in bismuth-thin films on mica substrates. In: *Semiconductors*, 53 (6), 727–731. DOI: 10.1134/S1063782619060046.
8. Edelman, V. S. (1977). Properties of electrons in bismuth. In: *Soviet Physics Uspekhi*, 20 (10), 819–835. DOI: 10.1070/PU1977v020n10ABEH005467.
9. Kuznetsova, I. A., Savenko, O. V. & Romanov, D. N. (2022). Influence of quantum electron transport and surface scattering of charge carriers on the conductivity of nanolayer. In: *Physics Letters A*, 427 (12), 127933. DOI: 10.1016/j.physleta.2022.127933.
10. Savenko, O. V. & Kuznetsova, I. A. (2022). The influence of charge carrier quantum transport and isoenergy surface anisotropy on the high-frequency conductivity of a semiconductor nanolayer. In: *Proceedings of SPIE*, 12157, 121570W. DOI: 10.1117/12.2622544.
11. Soffer, S. B. (1967). Statistical model for the size effect in electrical conduction. In: *Journal of Applied Physics*, 1710–1715. DOI: 10.1063/1.1709746.
12. Latyshev, A. V. & Yushkanov, A. A. (2012). Interaction of an electromagnetic e-wave with a metal film placed between two dielectric media. In: *Optics and Spectroscopy*, 112 (1), 138–144 (in Russ.).

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Кузнецова Ирина Александровна (г. Ярославль) – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой микроэлектроники и общей физики Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова;
<https://orcid.org/0000-0002-7063-1372>; e-mail: kuz@uniyar.ac.ru

Савенко Олег Владиславович (г. Ярославль) – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика микро- и наноструктур» Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова;
<https://orcid.org/0000-0001-7844-1277>; e-mail: savenko.oleg92@mail.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Irina A. Kuznetsova (Yaroslavl) – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Departmental Head, Department of Microelectronics and General Physics, P. G. Demidov Yaroslavl State University;

<https://orcid.org/0000-0002-7063-1372>; e-mail: kuz@uniyar.ac.ru

Oleg V. Savenko (Yaroslavl) – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Researcher, Center for Shared Use of Scientific Equipment “Diagnostics of Micro- and Nanostructures”, P. G. Demidov Yaroslavl State University;

<https://orcid.org/0000-0001-7844-1277>; e-mail: savenko.oleg92@mail.ru