

УДК 535.3
ББК 22.343
ГРНТИ 29.31.21
ВАК 01.04.05

Исследование распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела нанокompозитов

К. К. Алтунин , Е. Е. Волкова , О. В. Тырлышкина  ¹

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», 432071, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2020 года

После переработки 28 сентября 2020 года

Опубликована 10 октября 2020 года

Аннотация. Исследованы физические характеристики процесса распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела нанокompозитов.

Ключевые слова: оптика, плазмон, поляритон, диэлектрик, нанокompозит, нанокompозитная среда, наночастица, поверхностный плазмон-поляритон, оптическое излучение

Введение

Работа посвящена исследованию оптических свойств наноплазмонных материалов, содержащих наноразмерные включения из металлических наночастиц. Актуальность работы обусловлена необходимостью увеличения эффективности управления оптическим излучением и поверхностными плазмон-поляритонами, связанной с развитием современных технологий наноплатоники и наноплазмоники. В большинстве практически значимых случаев важной является возможность управления оптическими свойствами плазмонных структур, например, их коэффициентами отражения и прохождения. К настоящему времени предложено значительное количество методов такого активного управления посредством внешнего воздействия.

Целью исследования является теоретическое описание процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрической среды с прозрачной нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы.

Задачей работы является создание теоретической модели и проведение численных расчётов физических характеристик процесса распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрической среды и прозрачного нанокompозита при выполнении условий распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела сред.

Объектом исследования является явление распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрической среды с прозрачной нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы.

Предметом исследования совокупность оптических процессов распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела с нанокompозитной средой.

¹E-mail: olya.t1308@gmail.com

Методами исследования являются теоретические и численные методы современной оптики для сред из наноплазмонных материалов.

В оптическом диапазоне частот металл ведёт себя как плазма твёрдого тела, образованного электронами с плазменной частотой в ультрафиолетовой области, поэтому многие металлы в этом диапазоне можно представить как диэлектрик с комплексной диэлектрической проницаемостью и сильной дисперсией. Плазмон представляет собой квазичастицу на поверхности материала, состоящую из облака свободных электронов, колеблющихся с частотой, близкой к частоте колебаний светового излучения. В таком случае на границе металл с диэлектриком может распространяться поверхностная электромагнитная волна, называемая поверхностным плазмон-поляритоном.

В основе теоретического описания взаимодействия наноплазмонной среды с внешними оптическими полями лежит физическая задача о взаимодействии электрического диполя, находящегося вблизи границы раздела сред, с электромагнитным полем внешней оптической волны. Данная задача находит применение в описании фотонных метаматериалов в условиях возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Теоретическая модель работы сводится к вычислениям силовых и энергетических характеристик физического процесса распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела с нанокompозитной средой. Описание закономерностей взаимодействия оптического излучения с нанокompозитной средой строится на основе вычисления и усреднения компонент вектора Умова–Пойнтинга для поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела с нанокompозитной средой.

Обзор наноплазмонных процессов

Взаимодействие оптического излучения с атомами поверхности твёрдого тела удобно описывать в рамках представления о рождении и уничтожении квазичастиц. Причём присутствие проводящих поверхностей влияет на излучательные и безызлучательные квантовые переходы в наносистемах [1, 2].

Для существования поверхностных плазмонов одна из диэлектрических функций должна быть отрицательной и по абсолютной величине превосходить другую диэлектрическую функцию. Поверхностный плазмон может существовать только в области тех частот, где диэлектрическая проницаемость одной из сред отрицательна, то есть на границе раздела «металл–диэлектрик».

Технический приём, позволяющий использовать поверхностные плазмоны в оптике, основан на использовании полного внутреннего отражения. При полном внутреннем отражении вдоль отражающей свет поверхности распространяется электромагнитная волна, скорость которой и зависит от угла падения. Если при определённом угле падения скорость этой волны совпадет со скоростью поверхностного плазмона на поверхности металла, то условия полного внутреннего отражения нарушатся, и отражение перестанет быть полным, возникнет поверхностный плазмонный резонанс.

В наноразмерных металлических системах происходит модификация коллективных электронных возбуждений. Коллективное электронное возбуждение металлических наночастиц, размер которых меньше длины волны электромагнитного излучения в окружающей среде – локализованный поверхностный плазмон, – колеблется на частоте, меньшей частоты объёмного плазмона в $\sqrt{3}$ раз, тогда как частота поверхностного плазмона примерно в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем частота объёмного плазмона. При совпадении частоты внешнего поля с частотой локализованного поверхностного плазмона возникает резонанс, приводящий к резкому усилению поля на поверхности частицы и увеличению сечения поглощения.

Работа [3] посвящена описанию физического процесса распространению поверхностных плазмон-поляритонов с помощью оптического параметрического усиления в смо-

делированном нелинейном гибридном плазмонном волноводе. Поверхностные плазмон-поляритоны, как электромагнитные волны, локализованные на поверхности металла, обладают уникальными свойствами ограничивать энергию в масштабе субволны, которые является для будущего фотонного слияния. Тем не менее, серьезное поглощение металлом сильно влияет на расстояние распространения. На самом деле, потери поверхностных плазмон-поляритонов могут быть компенсированы оптическим параметрическим усилением в нелинейной среде, следовательно, и потери при распространении и эффективность перехода также могут быть минимизированы. Показывается, что на основе нелинейных эффектов, длина распространения поверхностных плазмон-поляритонов и эффективность перехода значительно улучшаются и могут также непосредственно зависеть от параметров структуры и начальной интенсивности волн.

Теоретическая модель распространения плазмон-поляритона

Рассмотрим основные характеристики физического процесса распространения плазмон-поляритона на поверхности среды из наноплазмонного материала.

Запишем формулы для диэлектрических проницаемостей композитных сред, содержащих наноразмерные включения, и константу распространения поверхностного плазмон-поляритона будем считать комплексными величинами, тогда

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1, \quad (1)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2, \quad (2)$$

где i – мнимая единица. Причём изначально в нашем рассмотрении эффективной среды из наноплазмонного материала будем предполагать, что эффективные диэлектрические проницаемости нанокompозитных сред и константа распространения поверхностного плазмон-поляритона являются комплексными функциями от длины волны внешней оптической волны.

Определим комплексную константу распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух сред посредством следующего выражения

$$\beta = \beta' + i\beta'' = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_2^2 n_1^2 - \varepsilon_1^2 n_2^2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}}, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число для электромагнитной волны в вакууме.

В случае сплошной оптической среды в немагнитном приближении после преобразований соответствующих выражений и возведения в квадрат формулы (1), получим выражение квадрата константы распространения поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух сред:

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (4)$$

Путём выделения действительной и мнимой частей из выражения (3) для константы распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух сред, получим

$$\beta' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}}, \quad (5)$$

$$\beta'' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2} \frac{\varepsilon'_1 \varepsilon''_2}{2\varepsilon'_2 (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2)}}, \quad (6)$$

при выполнении следующего условия для модулей действительной и мнимой частей диэлектрических проницаемостей

$$|\varepsilon_2''| \ll |\varepsilon_2'| . \quad (7)$$

Поперечные компоненты волнового вектора поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела двух сред, оказываются связанными соотношением

$$\frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{q_2}{\varepsilon_2} = 0 , \quad (8)$$

где величины волновых чисел q_j даются выражениями:

$$q_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j \mu_j} , \quad (9)$$

$k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме.

Эффективная длина затухания полей вдоль координатных осей определяется величинами

$$d_j = \frac{1}{q_j'} , \quad \ell = \frac{1}{\beta''} . \quad (10)$$

Таким образом, глубина проникновения поверхностной волны в среду определяется q_j' , а ℓ есть ни что иное, как длина распространения поверхностных плазмон-поляритонов вдоль границы раздела.

Введём энергетические характеристики поверхностного плазмон-поляритона на границе нанокompозитных сред. Согласно определению потока энергии электромагнитной волны имеем выражение:

$$\mathbf{S} = [\text{Re } \mathbf{E}, \text{Re } \mathbf{H}] = \frac{1}{4} [\mathbf{E} + \mathbf{E}^*, \mathbf{H} + \mathbf{H}^*] , \quad (11)$$

отсюда для среднего по времени значения

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{4} \{ [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] + [\mathbf{E}^*, \mathbf{H}] \} . \quad (12)$$

Вычислим для поля поверхностных плазмон-поляритонов, усреднённого по времени, вектор Умова–Пойнтинга

$$\langle \mathbf{S}(x, z) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] , \quad (13)$$

определяющий плотность потока энергии волны [4].

В общем случае вектор $\langle \mathbf{S}(x, z) \rangle$ имеет как продольную, так и поперечную составляющую. Будем находить плотность потока энергии электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси x . С учётом координатной зависимости компонент волнового поля (12) x и z координаты (продольная и поперечная составляющие соответственно) вектора Умова–Пойнтинга представляется следующим образом:

$$\langle S_x(x, z) \rangle = -\frac{S_0(x)}{k_0} \begin{cases} \text{Re} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_1} \right) \exp(-2q_1'z) , & z > 0, \\ \text{Re} \left(\frac{q_2}{\varepsilon_2} \right) \exp(2q_2'z) , & z < 0, \end{cases} \quad (14)$$

$$\langle S_z(x, z) \rangle = \frac{S_0(x)}{k_0} \begin{cases} \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_1} \right) \exp(-2q_1'z) , & z > 0, \\ \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_2} \right) \exp(2q_2'z) , & z < 0, \end{cases} \quad (15)$$

где введено обозначение

$$S_0(x) = \frac{1}{4} |H_0|^2 \exp\{-2\beta''x\}. \quad (16)$$

Величина $H_0 = H_{1y}(z=0) = H_{2y}(z=0)$ является амплитудой напряжённости магнитного поля поверхностных плазмон-поляритонов.

Затем в выражениях (14) и (15) выделим действительные части из отношений q_j/ε_j и β/ε_j . Выполнения процедуру вычисления действительных частей q_j/ε_j и β/ε_j , получим

$$\langle S_x(x, z) \rangle = -\frac{S_0(x)}{k_0} \begin{cases} \frac{\beta'\varepsilon_1' + \beta''\varepsilon_1''}{|\varepsilon_1|^2} \exp(2q_1'z), & z < 0, \\ \frac{\beta'\varepsilon_2' + \beta''\varepsilon_2''}{|\varepsilon_2|^2} \exp(-2q_2'z), & z > 0, \end{cases} \quad (17)$$

$$\langle S_z(x, z) \rangle = \frac{S_0(x)}{k_0} \begin{cases} \frac{q_1'\varepsilon_1'' - q_1''\varepsilon_1'}{|\varepsilon_1|^2} \exp(2q_1'z), & z < 0, \\ \frac{q_2'\varepsilon_2'' - q_2''\varepsilon_2'}{|\varepsilon_2|^2} \exp(-2q_2'z), & z > 0, \end{cases} \quad (18)$$

где под величинами ε_1 и ε_2 понимаются эффективные диэлектрические проницаемости сред 1 и 2 соответственно. При помощи интегрирования выражений (17) и (18) найдём плотность потока энергии поверхностного плазмон-поляритона.

$$p_x(x) = \frac{S_0(x)}{k_0} \left(\frac{1}{q_1'} \operatorname{Re} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_1} \right) + \frac{1}{q_2'} \operatorname{Re} \left(\frac{q_2}{\varepsilon_2} \right) \right), \quad (19)$$

$$p_z(x) = \frac{S_0(x)}{k_0} \left(\frac{1}{q_1'} \operatorname{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_1} \right) + \frac{1}{q_2'} \operatorname{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_2} \right) \right). \quad (20)$$

Предложенная теоретическая модель позволяет рассчитывать силовые и энергетические характеристики поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела с нанокompозитной средой, находящейся во внешнем поле оптического излучения.

В работе решается задача о нахождении области оптимальных значений действительных проницаемостей материалов для распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела нанокompозитных сред. Рассмотрим физический процесс формирования и распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух сред. В качестве возможных сред могут быть рассмотрены комбинации различных сред. Например, могут рассматриваться такие парные комбинации сред на границе раздела, как диэлектрик и металл, нанокompозит и металл, нанокompозит и нанокompозит, диэлектрик и метаматериал, метаматериал и метаматериал.

Состояния поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и металла реализуются для ТМ-волн при выполнении условия [4]:

$$\frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{q_2}{\varepsilon_2} = 0, \quad (21)$$

где величины волновых векторов q_1, q_2 в каждой среде на границе раздела диэлектрика и металла даются выражениями

$$q_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1}, \quad (22)$$

$$q_2 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2}, \quad (23)$$

где волновое число волны в вакууме $k_0 = \omega/c$.

Из дисперсионного соотношения (21) с учётом выражений волновых векторов может быть найдена константа распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и металла

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (24)$$

Для реализации распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и металла необходимо выполнение следующих условий для диэлектрических проницаемостей обрамляющих сред:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0, \\ \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0. \end{cases} \quad (25)$$

В качестве диэлектрической среды, а также нанокompозитной матрицы нанокompозитов будет выбирать полиметилметакрилат с зависимостью диэлектрической проницаемости от длины волны, определяемой по формуле [5]:

$$\varepsilon_{PMMA} = 1 + \frac{1.1819\lambda^2}{\lambda^2 - 0.011313}, \quad (26)$$

в которой длина волны λ берётся в микрометрах. Тогда диэлектрические проницаемости матриц нанокompозитных сред равны $\varepsilon_{m1} = \varepsilon_{m2} = \varepsilon_{PMMA}$.

Коэффициенты затухания находятся по формулам:

$$\gamma_{1e} = \gamma_{01e} + (0.71 + (1 - f_1) 0.31) \frac{v_F}{a_1}, \quad (27)$$

$$\gamma_{2e} = \gamma_{02e} + (0.71 + (1 - f_2) 0.31) \frac{v_F}{a_2}, \quad (28)$$

$$\gamma_{1m} = \gamma_{01m} + (0.71 + (1 - f_1) 0.31) \frac{v_F}{a_1}, \quad (29)$$

$$\gamma_{2m} = \gamma_{02m} + (0.71 + (1 - f_2) 0.31) \frac{v_F}{a_2}, \quad (30)$$

В качестве начальных данных для расчётной части возьмём $\varepsilon_{10} = 5.266$, $\varepsilon_{20} = 1.8476$, $\mu_{10} = 1.0$, $\mu_{20} = 1.0$, $\gamma_{01e} = 3.03 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_{02e} = 3.01 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_{01m} = 2.27 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_{02m} = 2.094 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ для границы раздела сред.

Будем использовать формулы смешения

$$\varepsilon_{r1} = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1 = \varepsilon'_1 + i\frac{\gamma_1}{\omega} (\varepsilon_{10} - \varepsilon'_1), \quad (31)$$

$$\varepsilon_{r2} = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2 = \varepsilon'_2 + i\frac{\gamma_2}{\omega} (\varepsilon_{20} - \varepsilon'_2), \quad (32)$$

$$\mu_{r1} = \mu'_1 + i\mu''_1 = \mu'_1 + i\frac{\gamma_3}{\omega} (\mu_{10} - \mu'_1), \quad (33)$$

$$\mu_{r2} = \mu'_2 + i\mu''_2 = \mu'_2 + i\frac{\gamma_4}{\omega} (\mu_{20} - \mu'_2). \quad (34)$$

Для нанокompозитных сред, находящихся на границе раздела сред, будем использовать следующие формулы смешения:

$$\varepsilon_1 = f_1 \varepsilon_{r1} + (1 - f_1) \varepsilon_{m1}, \quad (35)$$

$$\varepsilon_2 = f_2 \varepsilon_{r2} + (1 - f_2) \varepsilon_{m2}, \quad (36)$$

$$\mu_1 = f_1 \mu_{r1} + (1 - f_1) \mu_{m1}, \quad (37)$$

$$\mu_2 = f_2 \mu_{r2} + (1 - f_2) \mu_{m2}, \quad (38)$$

где f_1 , f_2 – факторы заполнения сред металлическими наночастицами.

Состояния поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и магнитного материала реализуются для ТЕ-волн при выполнении условия

$$\frac{q_1}{\mu_1} + \frac{q_2}{\mu_2} = 0, \quad (39)$$

где величины волновых векторов q_1, q_2 в каждой среде на границе раздела диэлектрика и металла даются выражениями

$$q_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1}, \quad (40)$$

$$q_2 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2}, \quad (41)$$

где волновое число волны в вакууме $k_0 = \omega/c$.

Из дисперсионного соотношения (39) с учётом выражений волновых векторов может быть найдена константа распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и металла

$$\beta \approx k_0 \sqrt{\frac{\mu_1 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}}. \quad (42)$$

Для реализации распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела с магнитным материалом необходимо выполнение следующих условий для магнитных проницаемостей обрамляющих сред:

$$\begin{cases} \mu_1 \mu_2 < 0, \\ \mu_1 + \mu_2 < 0. \end{cases} \quad (43)$$

В случае рассмотрения наноматериалов константа распространения поверхностного плазмон-поляритона для ТМ-волны имеет вид

$$\beta_{TM} = k_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 \varepsilon_1 \mu_1 - \varepsilon_2 \mu_2}{1 - \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2}}, \quad (44)$$

а для ТЕ-волны имеет вид

$$\beta_{TE} = k_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)^2 \varepsilon_1 \mu_1 - \varepsilon_2 \mu_2}{1 - \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)^2}}. \quad (45)$$

Компьютерная программа умеет выделять действительные и мнимые части констант распространения для различных случаев и проверять выполнение условий (25) и (43).

Действительные и мнимые части констант распространения поверхностного плазмон-поляритона будем нормировать значением $k_p = \omega_{pe}/c$, где $\omega_{pe} = 1.366 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$.

Для вычисления p_x и p_z как функции от $\varepsilon_1', \varepsilon_1''$ будем пользоваться формулами

$$p_x = P_p \frac{k_p}{k_0} \left(\frac{1}{q_1'} \operatorname{Re} \frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{q_2'} \operatorname{Re} \frac{q_2}{\varepsilon_2} \right), \quad (46)$$

$$p_z = P_p \frac{k_p}{k_0} \left(\frac{1}{\beta} \operatorname{Re} \frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{q_2'} \operatorname{Re} \frac{\beta}{\varepsilon_2} \right), \quad (47)$$

где функции нормированы значением $P_p = S_0/k_p$.

Рассмотрим физический процесс формирования и распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух нанокompозитных сред в условиях субволнового затухания поля. В работе написана компьютерная программа для расчёта оптических характеристик процесса распространения поверхностного плазмон-поляритона.

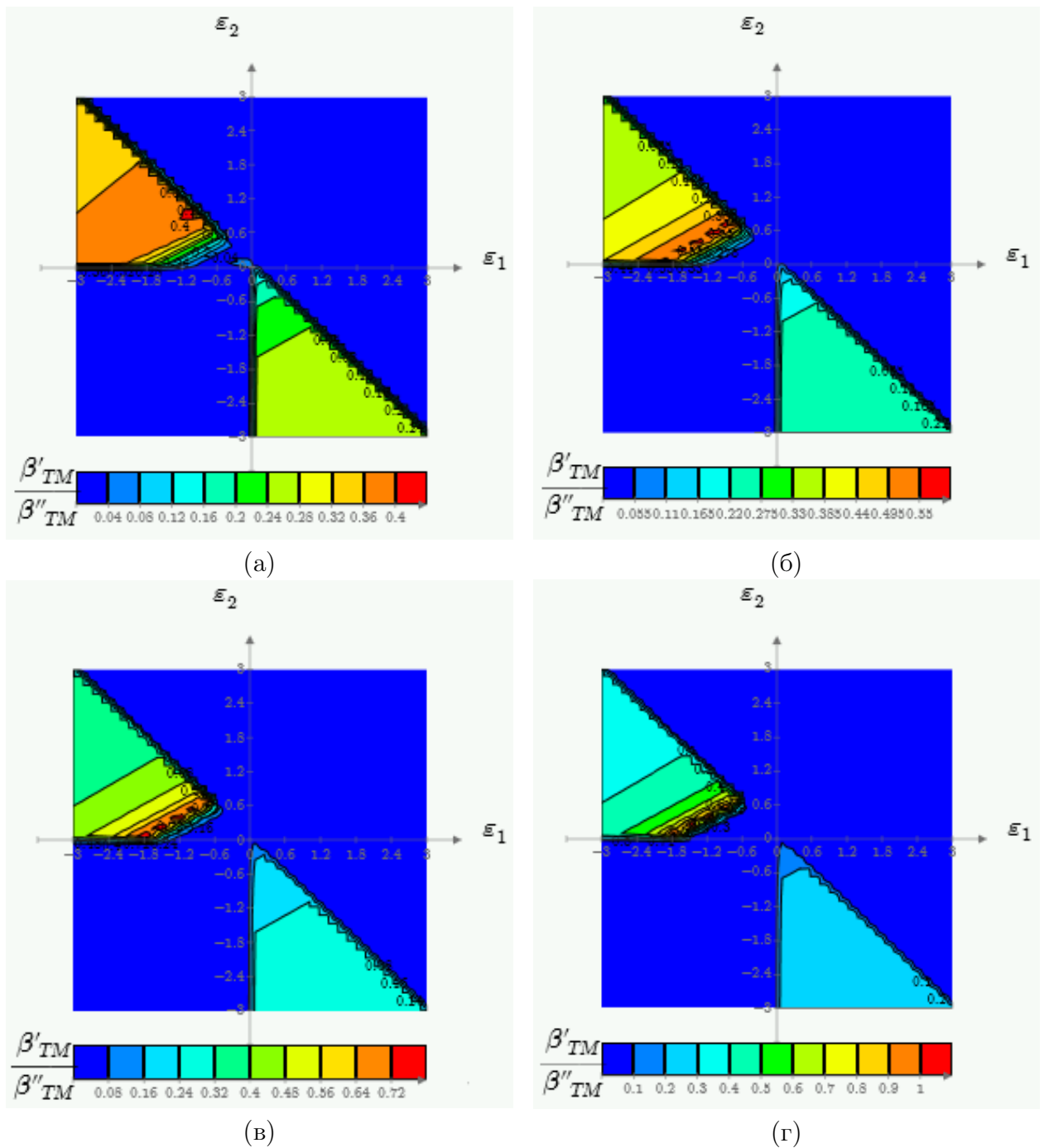


Рис. 1. Зависимость отношения действительной части к мнимой части константы распространения β'_{TM}/β''_{TM} поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух нанокomпозитных сред, от действительных частей диэлектрических проницаемостей первой и второй нанокomпозитных сред. Радиус наночастиц в первой среде (а) $a_1 = 2.5$ нм, (б) $a_1 = 4.5$ нм, (в) $a_1 = 6.5$ нм, (г) $a_1 = 8.5$ нм, фактор заполнения $f_1 = 2.5\%$. Радиус наночастиц во второй среде $a_2 = 4.5$ нм, фактор заполнения $f_2 = 4.5\%$. Длина волны внешнего излучения $\lambda = 514$ нм.

Компьютерная программа строит графики зависимостей действительной части константы распространения, мнимой части константы распространения, отношения действительной части к мнимой части константы распространения, плотности потока энергии электромагнитной волны поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух нанокomпозитных сред.

На рис. 1 изображена зависимость отношения действительной части к мнимой части константы распространения β'_{TM}/β''_{TM} поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух нанокompозитных сред, от действительных частей диэлектрических проницаемостей первой и второй нанокompозитных сред. Радиус наночастиц в первой среде (а) $a_1 = 2.5$ нм, (б) $a_1 = 4.5$ нм, (в) $a_1 = 6.5$ нм, (г) $a_1 = 8.5$ нм, фактор заполнения $f_1 = 2.5\%$. Радиус наночастиц во второй среде $a_2 = 4.5$ нм, фактор заполнения $f_2 = 4.5\%$. Длина волны внешнего излучения $\lambda = 514$ нм.

На рис. 2 изображена зависимость отношения действительной части к мнимой части константы распространения β'_{TM}/β''_{TM} поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух нанокompозитных сред, от действительных частей диэлектрических проницаемостей первой и второй нанокompозитных сред. Радиус наночастиц в первой среде (а) $a_1 = 9.5$ нм, (б) $a_1 = 10.5$ нм, (в) $a_1 = 11.5$ нм, (г) $a_1 = 12.5$ нм, фактор заполнения $f_1 = 2.5\%$. Радиус наночастиц во второй среде $a_2 = 4.5$ нм, фактор заполнения $f_2 = 4.5\%$. Длина волны излучения $\lambda = 514$ нм.

Произведён численный расчёт оптических характеристик поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела с нанокompозитной средой. Найдены оптимальные соотношения диэлектрических проницаемостей нанокompозитных материалов для распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела нанокompозитных сред.

Заключение

В работе произведено описание физического процесса распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрической среды с нанокompозитной средой, находящейся во внешнем поле оптической волны. В работе вычислена плотность потока энергии поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрической среды с нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы. Предложен способ компьютерного расчёта плотности потока энергии электромагнитного поля поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрической среды с нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы. Выполнено построение компьютерной модели и написание компьютерной программы для вычисления оптических характеристик поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрической среды с нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы. Произведён расчёт оптических характеристик поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрической среды с нанокompозитной средой, содержащей металлические наночастицы для различных параметров нанокompозитной среды. В металл-диэлектрических нанокompозитных средах возникает резонанс диэлектрической проницаемости в зависимости от того, какие значения принимают диэлектрические константы исходных материалов и концентрация наночастиц. Форма резонансов диэлектрических констант такого металл-диэлектрического нанокompозитного материала совпадает с формой резонансов ионного кристалла, но представленный резонанс лежит в диапазоне видимой частоты. В этом случае, реальная часть эффективной диэлектрической константы нанокompозитов может варьироваться в широких пределах от больших положительных до отрицательных значений. Возникают необычные оптические характеристики металл-диэлектрических нанокompозитных сред за счёт плазмонного резонанса металлических наночастиц, частота которых зависит от их размера и формы.

В работе проведены численные расчёты зависимостей действительной и мнимой частей константы распространения поверхностного плазмон-поляритона от действительных частей диэлектрических проницаемостей, находящихся на границе раздела исследуемых сред.

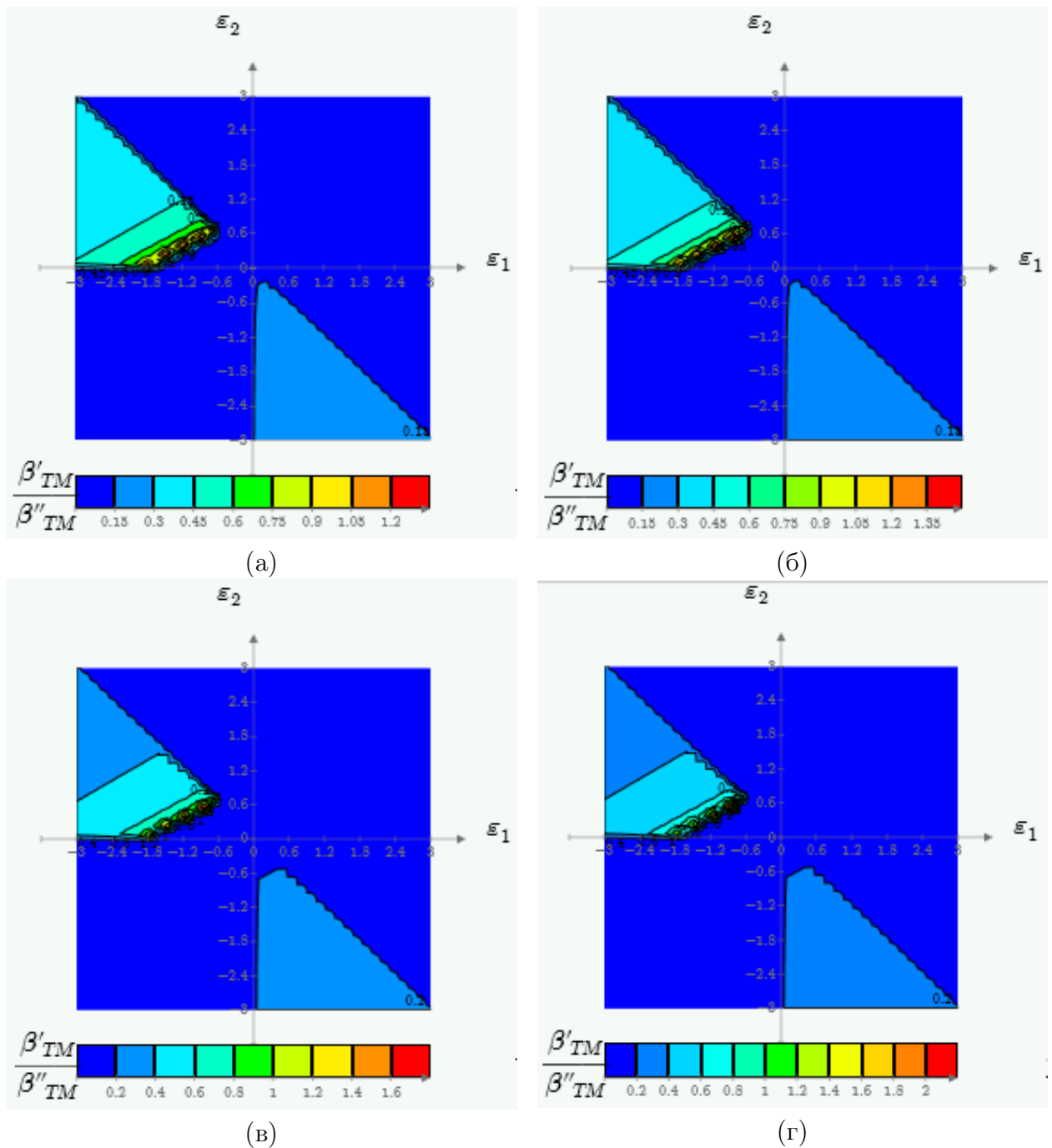


Рис. 2. Зависимость отношения действительной части к мнимой части константы распространения β'_{TM}/β''_{TM} поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух нанокompозитных сред, от действительных частей диэлектрических проницаемостей первой и второй нанокompозитных сред. Радиус наночастиц в первой среде (а) $a_1 = 9.5$ нм, (б) $a_1 = 10.5$ нм, (в) $a_1 = 11.5$ нм, (г) $a_1 = 12.5$ нм, фактор заполнения $f_1 = 2.5\%$. Радиус наночастиц во второй среде $a_2 = 4.5$ нм, фактор заполнения $f_2 = 4.5\%$. Длина волны внешнего излучения $\lambda = 514$ нм.

двух сред. Выделены наиболее благоприятные области для распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела с нанокompозитной средой.

Исследование физических эффектов усиления поля оптической волны в наноплазмонных материалах, содержащих металлические наночастицы, может быть использовано при создании наноплазмонных излучателей и лазеров на поверхностных плазмон-поляритонах.

Список использованных источников

1. Климов В. В. Наноплазмоника. — Москва : Физматлит, 2009. — 480 с.
2. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. — Москва : Физматлит, 2009. — 484 с.
3. Modeling of nonlinear hybrid plasmonic waveguide for enhanced surface plasmon polariton through optical parametric amplification / Danqing Wang [et al.]. — 2012.
4. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. — Москва : Наука, 1985. — 525 с.
5. Sultanova N., Kasarova S., Nikolov I. Dispersion Properties of Optical Polymers // Acta Physica Polonica A. — 2009. — oct. — Vol. 116, no. 4. — P. 585–587. — URL: <https://doi.org/10.12693/aphyspola.116.585>.

Сведения об авторах:

Константин Константинович Алтунин — кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики и технических дисциплин ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова»

E-mail: kostya_altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

Елизавета Евгеньевна Волкова — студент факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова».

E-mail: liza_volkova1999@mail.ru

ORCID iD  0000-0003-2849-7090

Web of Science ResearcherID  AAZ-9027-2020

Ольга Владимировна Тырлышкина — студент факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова».

E-mail: olya.t1308@gmail.com

ORCID iD  0000-0002-2738-242X

Web of Science ResearcherID  AAZ-9000-2020

Investigation of the propagation of a surface plasmon-polariton at the interface of nanocomposites

K. K. Altunin , E. E. Volkova , O. V. Tyrlyshkina 

Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia

Submitted August 28, 2020

Resubmitted September 28, 2020

Published October 10, 2020

Abstract. The physical characteristics of the nonlinear properties of propagation of a surface plasmon-polariton at the interface between a dielectric medium and a transparent nanocomposite are investigated when the conditions for propagation of a surface plasmon-polariton at the interface are met.

Keywords: optics, plasmon, polariton, dielectric, nanocomposite, nanocomposite medium, nanoparticle, surface plasmon-polariton, optical radiation


References


1. Klimov V. V. Nanoplasmonics. — Singapore : Jenny Stanford Publishing, 2014. — 598 p.
2. Novotny L., Hecht B. Principles of Nano-Optics. — Cambridge : Cambridge University Press, 2012. — 578 p.
3. Modeling of nonlinear hybrid plasmonic waveguide for enhanced surface plasmon polariton through optical parametric amplification / Danqing Wang [et al.]. — 2012.
4. Agranovich V. M., Mills D. L. Surface polaritons: electromagnetic waves at surfaces and interfaces. — North-Holland, Amsterdam : Elsevier Science Ltd, 1982. — 734 p.
5. Sultanova N., Kasarova S., Nikolov I. Dispersion Properties of Optical Polymers // Acta Physica Polonica A. — 2009. — oct. — Vol. 116, no. 4. — P. 585–587. — URL: <https://doi.org/10.12693/aphyspola.116.585>.

Information about authors:

Konstantin Konstantinovich Altunin – PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics and Technical Disciplines of the Ulyanovsk State Pedagogical University.

E-mail: kostya_altunin@mail.ru


ORCID iD  0000-0002-0725-9416


Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

Elizaveta Evgenievna Volkova – student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Ulyanovsk State Pedagogical University.

E-mail: liza_volkova1999@mail.ru

ORCID iD  0000-0003-2849-7090

Web of Science ResearcherID  AAZ-9027-2020

Olga Vladimirovna Tyrlyshkina – student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Ulyanovsk State Pedagogical University.

E-mail: olya.t1308@gmail.com

ORCID iD  0000-0002-2738-242X

Web of Science ResearcherID  AAZ-9000-2020