

К проблеме прозрачности металлодиэлектрических композитных сред с диссипативными и усиливающими компонентами

С.Г.Моисеев, Е.А.Пашинина, С.В.Сухов

На примере двух моделей металлодиэлектрических композитных сред исследованы оптические характеристики их активных (усиливающих) компонентов в условиях компенсации поглощения внешнего электромагнитного излучения, возникающего из-за присутствия металлических включений. Показано, что применение электростатического приближения для описания как сосредоточенных (металлический наношар в диэлектрической оболочке), так и объемных (система металлических наноцилиндров в диэлектрической матрице) композитных сред приемлемо только для небольшого диапазона геометрических и оптических параметров. Точный электродинамический расчет дает значительно меньшие значения необходимого для компенсации поглощения коэффициента усиления активного компонента, что может быть полезным при разработке «прозрачных» композитных материалов с уникальными оптическими свойствами или «невидимых» композитных частиц.

Ключевые слова: металлодиэлектрические композиты, гетерогенные среды, метаматериалы.

1. Введение

В последнее время появился ряд публикаций, посвященных необычным свойствам металлодиэлектрических композитных сред. Наряду с огромным числом работ, в которых рассматриваются оптические свойства фотонных кристаллов и материалов с отрицательным коэффициентом преломления, следует отметить публикации, посвященные проблеме получения высокого [1–6], малого [7] или единичного [8–10] эффективного показателя преломления композитной среды, проблемам гигантского поглощения или сверхпропускания [10–14], проблеме уменьшения электромагнитного рассеяния на наноразмерных частицах [15]. Возможная область применения композитных наноструктурных материалов с необычными оптическими свойствами связывается с использованием их в качестве классических оптических элементов, таких как поляризаторы, призмы, линзы. При этом оптические свойства подобных искусственных сред могут настраиваться соответствующим выбором материалов, геометрией включений, их концентрацией.

Однако область практического приложения композитных сред может быть ограничена возникающим из-за наличия металлических компонентов поглощением падающего электромагнитного излучения. В целях компенсации поглощения на металлических включениях в ряде работ было предложено использовать активную (усили-

вающую) матрицу [2, 3, 8, 10]. Как показывают оценки, проведенные на основе теории Максвелла – Гарнета, для компенсации поглощения необходим весьма значительный коэффициент усиления, близкий к пределу достигаемых к настоящему времени значений [2, 8] или даже превосходящий их [3]. Кроме того, из формулы Максвелла – Гарнета следует, что при стремлении к нулю концентрации металлических наноразмерных включений коэффициент усиления диэлектрической матрицы должен оставаться достаточно высоким [8]. Последний результат является нефизичным вследствие неприменимости электростатической теории Максвелла – Гарнета в области малых концентраций включений, где существенную роль начинают играть электродинамические эффекты запаздывания [16]. В данной работе рассматриваются оптические свойства металлодиэлектрических композитных сред с усиливающими компонентами и на основе точных электродинамических расчетов при различных концентрациях компонентов исследуется поведение коэффициента усиления, необходимого для компенсации поглощения на металлических включениях.

2. Металлический наношар в усиливающей оболочке

Простейшей моделью композитной среды можно считать наноразмерный шар, покрытый оболочкой. В настоящее время оптические резонансные свойства шара в оболочке представляют интерес в связи с широким использованием таких нанокомпозитов в качестве маркеров в электронной микроскопии [15] и элементарных оптических биосенсоров [17]. Подобные устройства важны для аналитической химии, биологии и медицины. Изменения толщины и диэлектрической проницаемости оболочки, а также диэлектрической проницаемости окружения приводят к заметному изменению положения плазмонного резонанса, что позволяет установить присутствие детектируемых веществ.

С.Г.Моисеев. Ульяновское высшее военное инженерное училище связи (военный институт) им. Г.К.Орджоникидзе, Россия, 432013 Ульяновск, ул. Тухачевского, 19; e-mail: serg-moiseev@yandex.ru
Е.А.Пашинина. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, Набережная р. Свияги, 1;
e-mail: pashininaea@mail.ru
С.В.Сухов. Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2;
e-mail: ufire@mv.ru

В работе [18] было показано, что при определенном соотношении параметров сердцевинки и оболочки шара электромагнитное рассеяние может быть существенно уменьшено, что приводит к «невидимости» объекта. При этом в [18] отмечается, что присутствие небольшого поглощения незначительно сказывается на величине сечения экстинкции.

Чтобы определить показатель усиления, необходимый для компенсации диссипации энергии на сердцевине, рассмотрим модель шара с усиливающей оболочкой. Также следует установить, насколько хорошо согласуются между собой результаты электростатического приближения и точной электродинамической теории.

Описание рассеивающих свойств шара, покрытого оболочкой, можно проводить в рамках электростатического приближения в том случае, если его размеры намного меньше длины волны электромагнитного излучения. Диэлектрические свойства всей частицы при этом характеризуются поляризуемостью α , которая имеет вид [19]

$$\alpha = 4\pi a_2^3 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + \eta_v(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + \eta_v(2\varepsilon_2 - 2\varepsilon)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}, \quad (1)$$

где a_2 – внешний радиус частицы, равный сумме радиуса сердцевинки (шара) и толщины оболочки; η_v – часть объема частицы, занимаемая сердцевинкой; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические проницаемости сердцевинки и оболочки соответственно. Частица расположена в среде с диэлектрической проницаемостью ε . Проанализируем частный случай $\alpha = 0$, когда рассеяние электромагнитного излучения на покрытом оболочкой наноразмерном шаре отсутствует и можно говорить о «невидимости» (в литературе используется также термин «прозрачность») такой частицы [18, 19]. Условие невидимости легко получить из выражения (1), приравняв числитель дроби нулю:

$$\eta_v \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} - \frac{\varepsilon - \varepsilon_2}{\varepsilon + 2\varepsilon_2} = 0. \quad (2)$$

Для определенности будем считать, что внешняя среда является воздухом или вакуумом ($\varepsilon = 1$). В качестве материала сердцевинки выберем серебро. Так как, предположительно, размер рассматриваемой частицы намного меньше длины волны электромагнитного излучения, то в оптическом диапазоне радиус сердцевинки a_1 не должен превышать нескольких десятков нанометров. Примем $a_1 = 20$ нм. Диэлектрическая проницаемость таких малых частиц, вообще говоря, отличается от диэлектрической проницаемости в объеме среды. Для оценки ε_1 воспользуемся классической моделью, учитывающей ограничение длины свободного пробега электрона [20]. Согласно этой модели конечные размеры металлического шара приводят к изменению скорости релаксации электронов зоны проводимости. Скорость релаксации электронов в наноразмерном шаре γ связана со скоростью релаксации электронов в объеме металла γ_0 следующим соотношением:

$$\gamma = \gamma_0 + v_F/a_1,$$

где v_F – средняя скорость электронов на поверхности Ферми, равная для серебра 1.4×10^6 м/с. Выражение для

диэлектрической проницаемости наночастицы имеет следующий вид [21]:

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{\text{exp}}(\omega) + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_0)} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\text{exp}}(\omega)$ – экспериментально определенная диэлектрическая проницаемость для массивного образца; ω_p – плазменная частота; ω – частота внешнего излучения. Для серебра $\hbar\gamma_0 = 0.02$ эВ, $\hbar\omega_p = 9.2$ эВ [21]. Значения ε_{exp} для ряда частот излучения приведены в работе [22]. Как показывают расчеты, поправка, учитывающая конечность размеров частицы, приводит главным образом к изменению мнимой части диэлектрической проницаемости ε_1 . Например, при длине волны внешнего излучения $\lambda = 400$ нм значение ε_1 для массивного серебряного образца равно $-3.72 + 0.29i$, в то время как расчет с помощью формулы (3) для шара радиусом 20 нм дает $-3.72 + 0.42i$.

Анализ показывает, что из-за комплексности диэлектрической проницаемости металлической сердцевинки условие (2) не может быть точно удовлетворено для оболочек с действительной ε_2 . Предпримем попытку скомпенсировать влияние мнимой части диэлектрической проницаемости металла на оптические свойства всей композитной среды, выбрав в качестве материала оболочки усиливающую среду. С этой целью будем моделировать оптические характеристики усиливающей среды, добавив отрицательную мнимую часть к диэлектрической проницаемости,

$$\varepsilon_2 = n_2^2 - g^2 - 2in_2g,$$

где n_2 – показатель преломления, а g – показатель усиления (коэффициент экстинкции), который равен коэффициенту усиления, умноженному на $\lambda/2\pi$.

Проанализируем, как показатель усиления, необходимый для компенсации поглощения внешнего электромагнитного излучения, зависит от толщины оболочки. Мнимая часть диэлектрической проницаемости серебряной сердцевинки намного меньше действительной части, поэтому можно предположить, что показатель усиления g оболочки будет также намного меньше ее показателя преломления. В этом случае из формулы (2)

$$g \approx -\frac{9}{2} \frac{\eta_v}{1 - \eta_v} \frac{n_2^3 \text{Im}(\varepsilon_1)}{\text{Re}(\varepsilon_1) + 2n_2^2 + 2\eta_v(\text{Re}(\varepsilon_1) - n_2^2)}, \quad (4)$$

где n_2 определяется из уравнения (2) с заменой $\varepsilon_1 \rightarrow \text{Re}(\varepsilon_1)$, $\varepsilon_2 \rightarrow n_2^2$. Зависимости показателей преломления n_2 и усиления g оболочки от ее радиуса a_2 , полученные на основе формул (2) и (4), изображены на рис.1 штриховыми кривыми для радиуса оболочки, изменяющегося в пределах 22.5 – 93 нм, что соответствует относительному объему сердцевинки $\eta_v = 0.7 - 0.01$. Как видно из рис.1, условие $g \ll n_2$ выполняется достаточно хорошо для любого значения a_2 . Заметим, что при $a_2 > 50$ нм ($\eta_v < 0.065$) показатель усиления принимает стационарное значение, равное примерно 0.07.

Рассмотрим теперь результаты точного решения задачи рассеяния оптического излучения на шаре с оболочкой. С теоретической точки зрения система, состоящая из

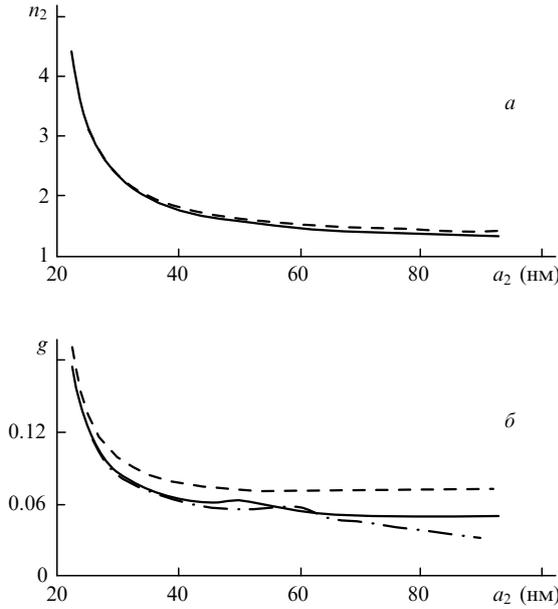


Рис. 1. Показатели преломления (а) и усиления (б) оболочки сферической композитной частицы в зависимости от ее радиуса, рассчитанные на основе условия (2) электростатического приближения (штриховые кривые), удовлетворяющие условию минимума рассеяния (сплошные кривые), а также показатель усиления оболочки сферической композитной частицы в зависимости от ее радиуса, рассчитанный на основе точной электродинамической теории, при значениях n_2 , которые удовлетворяют условию (2) (штрих-пунктирная кривая); параметры расчета: $\epsilon_1 = -3.72 + 0.42i$, $a_1 = 20$ нм, $\lambda = 400$ нм.

покрытого оболочкой шара, удобна тем, что в этом случае возможен точный электродинамический расчет оптических свойств. Соответствующие теоретические подходы изложены в работах [18, 19]. Для расчета необходимого показателя усиления оболочки при известном n_2 используем условие равенства сечений экстинкции Q_{ext} и рассеяния Q_{sca} , которые определяются следующими формулами [19]:

$$Q_{sca} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \tag{5}$$

$$Q_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n).$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$; в случае немагнитных материалов коэффициенты

$$\begin{aligned} a_n &= \{ \psi_n(y) [\psi'_n(m_2y) - A_n \chi'_n(m_2y)] - m_2 \psi'_n(y) [\psi_n(m_2y) - A_n \chi_n(m_2y)] \} \{ \xi_n(y) [\psi'_n(m_2y) - A_n \chi'_n(m_2y)] - m_2 \xi'_n(y) [\psi_n(m_2y) - A_n \chi_n(m_2y)] \}^{-1}, \\ b_n &= \{ m_2 \psi_n(y) [\psi'_n(m_2y) - B_n \chi'_n(m_2y)] - \psi'_n(y) [\psi_n(m_2y) - B_n \chi_n(m_2y)] \} \{ m_2 \xi_n(y) [\psi'_n(m_2y) - B_n \chi'_n(m_2y)] - \xi'_n(y) [\psi_n(m_2y) - B_n \chi_n(m_2y)] \}^{-1}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{m_2 \psi_n(m_2x) \psi'_n(m_1x) - m_1 \psi'_n(m_2x) \psi_n(m_1x)}{m_2 \chi_n(m_2x) \psi'_n(m_1x) - m_1 \chi'_n(m_2x) \psi_n(m_1x)}; \\ B_n &= \frac{m_2 \psi_n(m_1x) \psi'_n(m_2x) - m_1 \psi_n(m_2x) \psi'_n(m_1x)}{m_2 \chi'_n(m_2x) \psi_n(m_1x) - m_1 \psi'_n(m_1x) \chi_n(m_2x)}; \end{aligned}$$

$x = ka_1$; $y = ka_2$; m_1, m_2 – показатели преломления сердцевинки и оболочки относительно окружающей среды; $\chi_n(z) = -zy_n(z)$ и $\psi_n(z) = zj_n(z)$ функции Риккати – Бесселя;

$$j_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{n+1/2}(z), \quad y_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} Y_{n+1/2}(z)$$

– сферические бesselовы функции; J_v, Y_v – бesselовы функции первого и второго рода.

Результаты проведенных нами расчетов показателя усиления показаны на рис.1,б штрих-пунктирной линией. В вычислениях использовались значения показателя преломления n_2 , которые были определены из условия (2). Видно, что необходимые для компенсации поглощения значения показателя усиления значительно меньше тех, которые получены в рамках электростатического приближения.

Строгий подход к решению задачи о рассеянии требует также учета неоднородности поля внутри наночастиц. Уже при размерах $a_2 > \lambda/10$ неоднородность поля такова, что формула (2) электростатического приближения оказывается неприменимой для анализа условий минимума рассеяния излучения и расчета показателя преломления n_2 . Поэтому для определения условий минимума рассеяния мы прибегли к прямому численному расчету, основанному на использовании формул (5).

Результаты расчета зависимости показателя преломления оболочки, обеспечивающего условия минимума рассеяния излучения, от ее радиуса, показаны на рис.1,а сплошной кривой. Значения показателя усиления, соответствующие этим показателям преломления, представлены на рис.1,б. Можно видеть, что, согласно точным расчетам, при $a_2 > 70$ нм показатель усиления принимает стационарное значение, равное примерно 0.05. И хотя это значение несколько больше величин g , рассчитанных для удовлетворяющих условию (2) n_2 , тем не менее, оно значительно (на 30 %) меньше показателя усиления $g \approx 0.07$, полученного в рамках электростатического приближения.

Таким образом, проведенные на примере заключенного в оболочку шара расчеты указывают на то, что полученные в рамках электростатического приближения значения коэффициента усиления активного компонента, необходимого для компенсации поглощения электромагнитного излучения на металлической сердцевине, требуют уточнения. Точный электродинамический расчет оптических свойств такого композита дает аналогичную электростатическому случаю качественную картину зависимости показателей преломления и усиления активного компонента от частоты излучения, но при значительно меньшем значении показателя усиления.

Представленные здесь результаты точного электродинамического расчета позволяют надеяться на снижение требований к величине коэффициента усиления активного компонента объемных композитных сред для обеспечения компенсации поглощения внешнего излучения. Анализ условий компенсации потерь энергии и посвящен следующий раздел данной статьи.

3. Система наночилиндров в усиливающей матрице

По нашим сведениям, к настоящему времени не разработана адекватная аналитическая теория, позволяющая находить эффективные характеристики оптических свойств объемных композитных сред с активной матрицей. Методы расчета оптических свойств фотонных кристаллов, такие как метод матрицы рассеяния [23], ККR-метод (Korringa – Kohn – Rostoker) [24], в данном случае либо требуют существенной модификации, либо вообще не подходят. Поэтому для определения эффективных параметров композитных сред мы использовали прямое численное моделирование на основе метода конечных элементов. Для выполнения численного моделирования была использована программа FEMLAB 3.0a фирмы Comsol.

Для выявления только общих закономерностей, а также для уменьшения времени счета мы ограничились рассмотрением случая, когда плоскопараллельный слой композитной среды содержит один ряд параллельных бесконечно длинных наночилиндров (нанопроволок), расположенных в одной плоскости на одинаковом расстоянии друг от друга. Анализ проведен для случая нормального падения электромагнитной волны, вектор поляризации которой направлен нормально к осям наночилиндров.

Следуя подходу, изложенному в работе [3], получим аналогичное уравнению Максвелла – Гарнета выражение для эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} композитной среды, состоящей из наночилиндров. Соответствующий расчет в рамках электростатического приближения основан на итерационной процедуре, в которой выражение для ϵ_{eff} получается как первое приближение по отношению к вкладу от нановключений. Учитывая, что поляризуемость единицы длины цилиндра радиусом a_b с диэлектрической проницаемостью ϵ_b , помещенного в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_m , во внешнем поле, перпендикулярном оси цилиндра, определяется выражением [25]

$$\alpha = \frac{a_b^2 \epsilon_b - \epsilon_m}{2 \epsilon_b + \epsilon_m},$$

получаем следующее уравнение

$$\frac{\epsilon_{\text{eff}} - \epsilon_m}{\epsilon_{\text{eff}} + \epsilon_m} = \eta \frac{\epsilon_b - \epsilon_m}{\epsilon_b + \epsilon_m}, \quad (6)$$

где η – объемная концентрация наночилиндров (фактор заполнения).

Эффективные показатели преломления n_{eff} и поглощения κ_{eff} плоскопараллельного слоя композитной среды в численных расчетах определялись на основе анализа зависимости его пропускательной и отражательной способностей от показателя преломления окружающей среды (при фиксированной толщине слоя). Как известно, максимум отношения пропускательной T и отражательной R способностей достигается при равенстве показателя преломления окружающей среды величине $(n_{\text{eff}}^2 + \kappa_{\text{eff}}^2)^{1/2}$. В рассмотренных нами случаях $\kappa_{\text{eff}} \ll n_{\text{eff}}$ и приближенное равенство $(n_{\text{eff}}^2 + \kappa_{\text{eff}}^2)^{1/2} \approx n_{\text{eff}}$ выполняется с большой точностью. Таким образом, эффективный показатель преломления композитной среды достаточно

легко определяется в численных расчетах на основе анализа зависимости R и T от показателя преломления окружающей среды. Для определения эффективного показателя поглощения слоя мы анализировали потери энергии при прохождении волны через слой. С этой целью мы подставляли значения пропускательной и отражательной способностей, полученные в результате численного моделирования, в известные аналитические выражения для пропускательной и отражательной способностей слоя постоянной толщины [26] и находили κ_{eff} по известным значениям n_{eff} и толщины слоя h .

Значения эффективных показателей преломления и поглощения композитного монослоя, вообще говоря, отличаются от значений соответствующих показателей в объеме композитной среды вдали от границ раздела. К такому выводу легко прийти, если провести аналогию с прохождением электромагнитной волны через сверхтонкий слой при учете дискретной атомной структуры [27]. Для оценки этого различия дополнительно был проведен численный расчет для композитного слоя, содержащего наночилиндры очень малого радиуса $a_b = 5$ нм, расположенные на расстоянии 13 нм друг от друга. Так как длина внешней электромагнитной волны $\lambda = 400$ нм значительно превышает эти параметры, условия электростатического приближения выполнены в данном случае с большой точностью. Результаты этого численного моделирования сравнивались с результатами расчетов по формуле (6), описывающей эффективные оптические характеристики композитной среды вдали от ее поверхности. С учетом полученных результатов следует ожидать, что рассчитанные и приведенные ниже эффективные оптические характеристики композитного слоя отличаются от аналогичных величин в объеме композита не более чем на 10 %.

При увеличении радиуса наночилиндров возрастает различие значений эффективного показателя преломления, найденных в результате точного электродинамического расчета и с использованием электростатического приближения (6). На рис.2 показаны зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} от показателя преломления матрицы n_m для различных факторов заполнения при $a_b = 10$ нм в предположении, что поглощение на наночилиндрах скомпенсировано усилением в матрице. Областям значений показателя преломления матрицы, для которых на графиках не показаны значения n_{eff} , соответствуют области с отрицательной эффективной диэлектрической проницаемостью композитной среды. При этих значениях n_m внешняя электромагнитная волна не может распространяться в композитной среде и полностью отражается от неё. В частности, в рамках электростатического приближения получается, что для фактора заполнения $\eta = 0.7$ композит не будет пропускать свет при любых значениях n_m в диапазоне 1 – 2.5 (рис.2,з). Из рис.2 видно, что, несмотря на малую величину радиуса наночилиндра по сравнению с длиной волны, точный электродинамический расчет приводит к существенному отличию его результатов от результатов, полученных в электростатическом приближении. При умеренных объемных концентрациях наночилиндров ($\eta = 0.1 - 0.3$) это различие носит только количественный характер (рис. 2,б,в). При относительно малой ($\eta < 0.1$) или большой ($\eta \approx 0.7$) концентрации наночилиндров возникают качественные различия. При малой η это проявляется в уменьшении эффективного показателя преломления композита

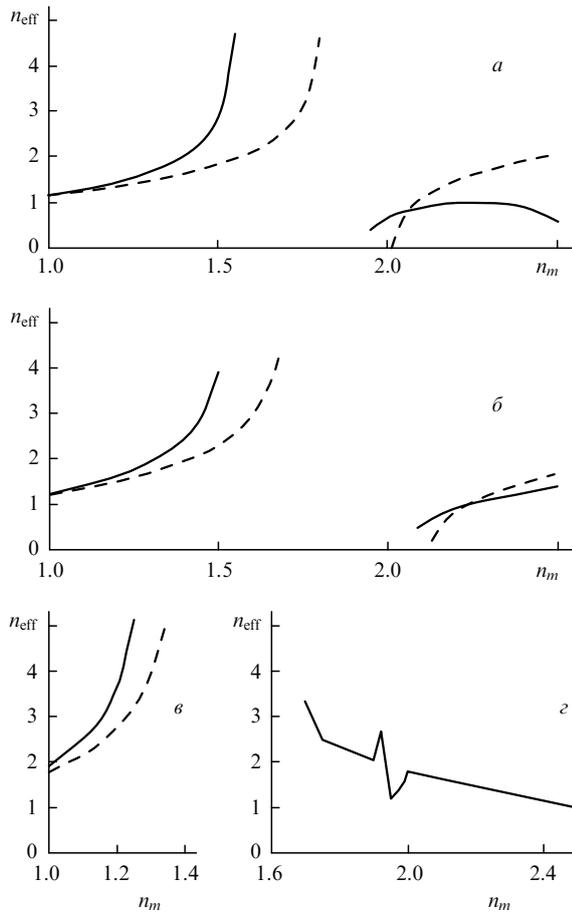


Рис.2. Эффективные показатели преломления композитной среды в зависимости от показателей преломления матрицы для фактора заполнения $\eta = 0.05$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в), 0.7 (г): результаты моделирования с помощью метода конечных элементов (сплошные кривые) и расчета с помощью электростатической теории (штриховые кривые); параметры расчета: $a_b = 10$ нм, $\epsilon_b = -3.72 + 0.42i$, $\lambda = 400$ нм.

та при увеличении показателя преломления матрицы в области $n_m > 2.3$ (рис.2,а). При больших η (рис.2,г) зависимость n_{eff} от n_m принимает существенно иной характер по сравнению с электростатическим случаем, вследствие чего в композитной среде формируется проходящая волна. Указанные здесь различия в первом случае мы связываем с влиянием эффектов запаздывания при взаимодействии наноцилиндров, а во втором – с возбуждением мультипольных моментов близко расположенных наноцилиндров.

На рис.3 изображены зависимости показателя поглощения композитного слоя κ_{eff} от показателя преломления матрицы при тех же параметрах, что и на рис.2, в случае, когда матрица не является усиливающей. Видно, что для факторов заполнения $\eta \approx 0.05 - 0.3$ при небольших n_m результаты численных расчетов с большой точностью совпадают с результатами электростатического приближения. При больших n_m точный электродинамический расчет дает меньшие значения κ_{eff} , чем электростатическая теория. Различие между κ_{eff} , определенными двумя способами расчета, становится довольно значительным при малой концентрации наноцилиндров: при $\eta = 0.05$ и $n_m = 2.5$ (рис.3,а) показатели поглощения, полученные с помощью формулы (6) и точного расчета, равны 0.11 и 0.029 соответственно, т. е. различаются в 3.8 раза.

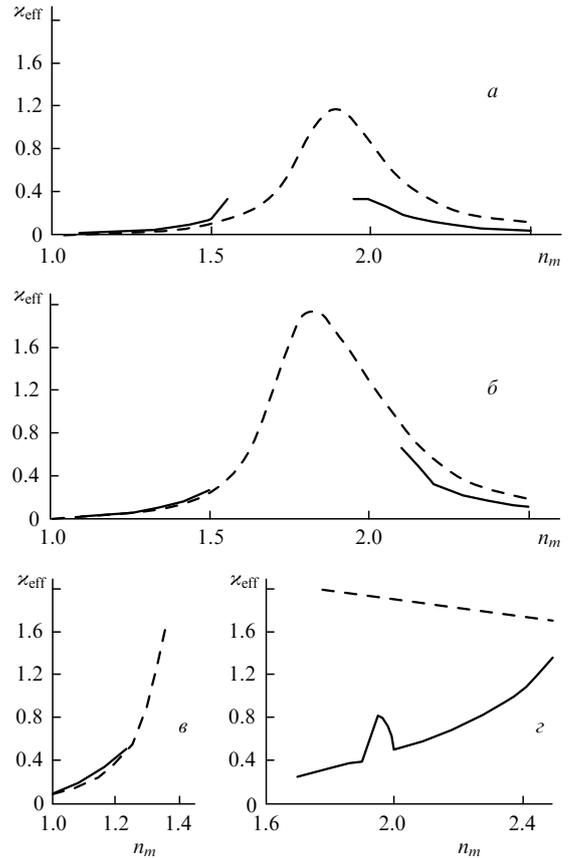


Рис.3. Эффективные показатели поглощения композитной среды в зависимости от показателя преломления матрицы для фактора заполнения $\eta = 0.05$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в), 0.7 (г): результаты моделирования с помощью метода конечных элементов (сплошные кривые) (моделирование для области, в которой распространение электромагнитной волны невозможно, не проводилось) и результаты расчета с помощью электростатической теории (штриховые кривые). Параметры расчета те же, что и на рис.2.

На основе проведенных расчетов установлено, что в рассматриваемом композитном материале для матрицы с большим показателем преломления ($n_m \approx 2.5$) могут быть реализованы ситуации, когда $n_{eff} = 1$ при сравнительно небольшом показателе поглощения $\kappa_{eff} \sim 0.05$ (при $\eta \approx 0.06$) или когда $n_{eff} \ll 1$ и $\kappa_{eff} \sim 0.01$ (при $\eta \approx 0.04$). Ситуации, когда эффективный показатель преломления становится намного больше единицы при малом показателе поглощения, в данной системе при использованных нами параметрах не реализуются.

Как видно из рис.3, даже при малых η и больших n_m металлodieлектрический композит обладает заметным поглощением. Попробуем компенсировать поглощение путем использования усиливающей среды в качестве материала матрицы. Рассчитаем необходимый для этого коэффициент усиления. Аналогично тому, как это было сделано для случая металлического шара в оболочке, при выполнении условия $\text{Im}(\epsilon_b) \ll \text{Re}(\epsilon_b)$ из формулы (6) можно получить приближенное выражение для показателя усиления матрицы в условиях компенсации поглощения в композитной среде:

$$g \approx - \frac{2\eta n_m^3 \text{Im}(\epsilon_b)}{4\text{Re}(\epsilon_b)\epsilon_m \eta - [\text{Re}(\epsilon_b) + \epsilon_m]^2 + [\text{Re}(\epsilon_b) - \epsilon_m]^2 \eta^2}, \quad (7)$$

где $n_m \approx \sqrt{\epsilon_m}$.

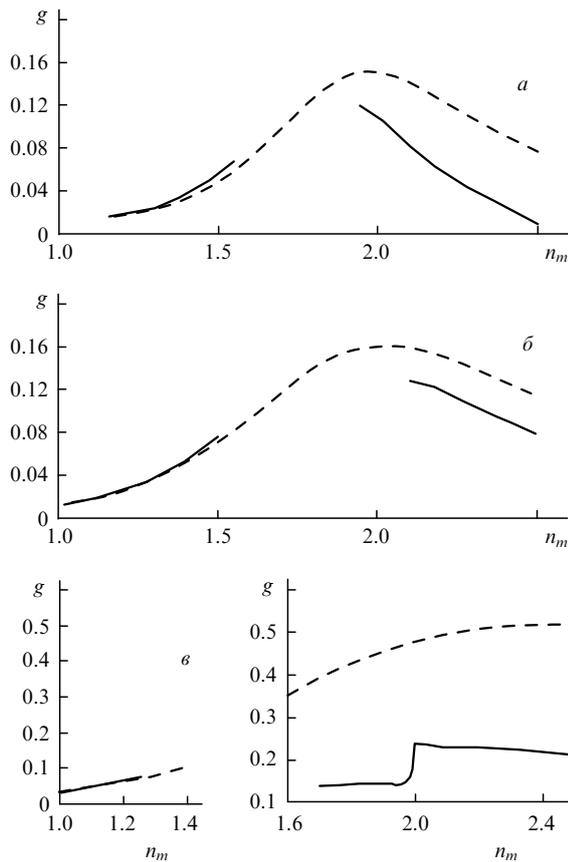


Рис.4. Показатели усиления матрицы в зависимости от ее показателя преломления в условиях отсутствия поглощения излучения композитной средой для фактора заполнения $\eta = 0.05$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в), 0.7 (г): результаты моделирования с помощью метода конечных элементов (плошные кривые) (моделирование для области, в которой распространение электромагнитной волны невозможно, не проводилось) и результаты расчета с помощью электростатической теории (штриховые кривые). Параметры расчета те же, что и для рис.2.

Для сравнения на рис.4 изображены зависимости показателей усиления, полученные на основе формулы (7) и результатов точного численного моделирования. Видно, что при $n_m = 1 - 1.5$ показатели усиления, определяемые этими методами расчета, с большой точностью совпадают. Однако при больших значениях n_m необходимый показатель усиления значительно меньше значения, полученного в электростатическом приближении. Различие между значениями показателя усиления увеличивается при уменьшении концентрации наночилиндров. Так, для $\eta = 0.05$ и $n_m = 2.5$ величины g , полученные двумя методами расчета, различаются почти на порядок. Согласно электростатическому расчету в этих условиях коэффициент усиления должен составлять $(2\pi/\lambda)g \approx 12 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, что является недостижимой в настоящее время величиной. Согласно же электродинамическому расчету это значение можно снизить до $1.7 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, что является хотя и большим, но в принципе достижимым значением.

Заметим, что показатель усиления матрицы, требуемый для компенсации поглощения (рис.4), намного меньше показателя поглощения композита (рис.3).

Из сравнения рис.3,г и 4,г видно, что возбуждение мультипольных моментов близко расположенных наночилиндров приводит как к количественным, так и к качественным различиям в представленных зависимостях. И хотя в данном случае необходимый для компенсации поглощения излучения в композите показатель усиления

принимает несколько большие значения, тем не менее, его величина остается значительно меньше полученного в электростатическом приближении значения.

4. Обсуждение результатов

Точный электродинамический расчет оптических свойств композитных сред на примере наносфера с оболочкой и системы металлических наночилиндров в диэлектрической матрице показывает, что в некоторых случаях отличие от результатов электростатического приближения может быть очень значительным. Например, когда один из характерных размеров системы (толщина оболочки наносфера или расстояние между наночилиндрами) становится сравнимым с длиной волны в соответствующем материале и, как следствие, начинают сказываться эффекты запаздывания. Роль эффектов запаздывания возрастает также для оптически более плотной матрицы объемной композитной среды. Следует отметить, что при некотором соотношении между параметрами композита результаты точных расчетов могут отличаться на порядок от результатов электростатического приближения.

Для рассмотренных в настоящей работе моделей композитных сред в режиме компенсации поглощения электромагнитного излучения характерно меньшее значение показателя усиления, полученного в результате точных численных расчетов, по сравнению с предсказаниями электростатической теории (см. рис.1,б и рис.4). Точный расчет показывает, что при больших значениях показателя преломления активной матрицы показатель усиления, который требуется для компенсации поглощения в композите, принимает значения, достижимые на практике. Этот результат представляется довольно интересным с точки зрения получения прозрачных или слабо поглощающих композитных материалов с чрезвычайно большим, малым или единичным показателем преломления.

Поскольку полученные в настоящей работе значения показателя усиления композита достаточно малы (0.01 – 0.2), наличие усиления приводит лишь к незначительному изменению поля внутри среды по сравнению со случаем неусиливающей матрицы. Это может быть положено в основу нового метода описания оптических свойств композитных сред с усиливающими компонентами, где коэффициент усиления будет входить в качестве возмущающего параметра. Тем не менее, следует указать на то, что в случае возникновения плазмонного резонанса наличие усиливающей среды может приводить к значительному увеличению напряженности локального поля [28]. При этом распределение поля в композитной среде необходимо находить с помощью точного электродинамического расчета.

В численных расчетах принималась $\lambda = 400 \text{ нм}$. Такая длина волны была выбрана потому, что из всего видимого диапазона именно при меньших длинах волн требования к величине необходимого коэффициента усиления смягчаются, и именно для этих длин волн задача получения непоглощающих или слабо поглощающих композитных сред упрощается.

Следует отметить, что в данной работе рассматривался случай нормального падения электромагнитной волны на композитный слой. Вообще говоря, из-за влияния эффектов запаздывания оптические свойства слоя

зависят и от угла падения [16]. Рассмотрение этого вопроса, а также обобщение представленных здесь результатов на другие композитные среды будет осуществлено в одной из последующих работ.

Работа поддержана Благотворительным фондом В.Потанина и Фондом содействия отечественной науке.

1. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 641 (2000).
2. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. *Квантовая электроника*, **31**, 252 (2001).
3. Займидорога О.А., Самойлов В.Н., Проценко И.Е. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **33**, 99 (2002).
4. Kosaka H., Kawashima T., Tomita A., Notomi M., Tamamura T., Sato T., Kawakami S. *Phys. Rev. B*, **58**, 10096 (1998).
5. Gralak B., Enoch S., Tayeb G. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 1012 (2000).
6. Shen J.T., Catrysse P.B., Fan S. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 197401 (2005).
7. Lin S.Y., Nietala V.M., Wang L., Jones E.D. *Opt. Lett.*, **21**, 1771 (1996).
8. Сухов С.В. *Изв. Самарского науч. центра*, **6**, 149 (2004).
9. Сухов С.В. *Квантовая электроника*, **35**, 741 (2005).
10. Garcia de Abajo F.J., Gomez-Santos G., Blanco L.A., Borisov A.G., Shabanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 067403 (2005).
11. Terperik T.V., Popov V.V., Garcia de Abajo F. *J. Phys. Stat. Sol. A*, **202**, 362 (2005).
12. Terperik T.V., Popov V.V., Garcia de Abajo F.J. *Физика твердого тела*, **47**, 172 (2005).
13. Ebbesen T.W., Lezec H.L., Ghaemi H.F., Thio T., Wolff P.A. *Nature*, **391**, 667 (1998).
14. Lee J.W., Seo M.A., Sohn J.Y., Ahn Y.H., Kim D.S., Jeoung S.C., Lienau Ch., Park Q-Han. *Opt. Express*, **13**, 10681 (2005).
15. *Colloidal Gold: Principles, Methods and Applications* (San Diego: Acad. Press, 1989).
16. Sukhov S.V., Pashinina E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5955**, 88 (2005).
17. Mullett W.M., Lai E.P.C., Yeung J.M. *Methods*, **22**, 77 (2000).
18. Alu A., Engheta N. *Phys. Rev. E*, **72**, 016623 (2005).
19. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
20. Kreibig U., Vollmer M. *Optical properties of metal clusters* (Berlin: Springer, 1995).
21. Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N. *Opt. Quantum Electron.*, **34**, 227 (2002).
22. Ordal M.A., Long L.L., Bell S.E., et al. *Appl. Opt.*, **22**, 1099 (1983).
23. Yonekura J., Ikeda M., Baba T. *J. Lightwave Techn.*, **17**, 1500 (1999).
24. Stefanou N., Modinos A., Yannopoulos V. *Solid State Commun.*, **69**, 118 (2001).
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2001).
26. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
27. Sukhov S.V., Krutitsky K.V. *Phys. Rev. B*, **65**, 115407 (2002).
28. Lawandy N.M. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5040 (2004).