

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

# Моделирование пространственного распределения поглощенной энергии лазерного излучения внутри сферических микрокапсул

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина

*Теоретически исследованы особенности распределения оптических полей в композитных сферических частицах, состоящих из жидкого ядра и нанокompозитной поглощающей оболочки при различных длинах волн падающего излучения. С помощью численного моделирования показано, что толщина оболочки сферической частицы-микрокапсулы и коэффициент ее собственного поглощения излучения определяют характер пространственного распределения и поглощенную мощность. Варьирование этих параметров позволяет менять пространственное положение областей эффективного объемного поглощения частиц и пиковые значения поглощения. Это обеспечивает благоприятные условия для вскрытия оболочек в нужных пространственных зонах с целью высвобождения содержимого микрокапсул.*

**Ключевые слова:** сферическая микрокапсула, метод численной электродинамики.

### 1. Введение

Развитие оптических технологий ведет к миниатюризации компонентов различных оптических устройств, а следовательно, к необходимости создания и использования дифракционно-оптических элементов нано- и микро-размеров. Подобные микрообъекты, в частности сферические микрочастицы, представляют несомненный интерес и для различных областей, связанных с развитием химических и биологических технологий, косметологии, с разработкой оптико-электронных приборов [1–3]. Композитные (многослойные) сферические частицы уникальны с точки зрения использования их в качестве миниатюрных портативных систем, активных биологических меток на основе плазмонных нанолазеров (спайзеров) [4, 5], а также контейнеров для капсулирования различных веществ [6, 7].

Многочисленные исследования показали, что в качестве транспортных контейнеров сферические микрокапсулы обладают большими возможностями. Их свойства зависят от толщины и оптических свойств оболочки, а функциональность определяется назначением помещенного в нее вещества. Одним из достижений современной физики и химии является технология создания микро- и нанокапсул с наноразмерными оболочками [8–10], которые могут быть контролируемо вскрыты под действием ряда факторов (температура, лазерное излучение, кислотность среды). Технология создания капсул на базе полиэлектролитов разработана в [11]. Используется так называемый метод полиионной сборки [12, 13], когда на поверхность частицы, содержащей нужное вещество, путем последовательной адсорбции полимеров и/или наночастиц наносится полимерная или нанокompозитная обо-

лочка [14]. Оболочка защищает содержимое микрокапсулы, но является чувствительной к электромагнитному излучению. В работе [15] представлены результаты экспериментальных исследований воздействия микроволнового излучения на полимерные микрокапсулы. На основе анализа результатов сканирующей электронной микроскопии капсул установлено, что характер воздействия на них излучения зависит от состава микрокапсулы, частоты и мощности падающего излучения.

В настоящее время существуют несколько стратегически важных направлений использования микрокапсул. В частности в медицине предлагается применять микрокапсулы в качестве систем адресной доставки биологически активных компонентов к клеткам и тканям [16–18]. Это в перспективе позволит во много раз снизить дозы применяемых лекарственных препаратов и убрать побочные эффекты. Основной задачей здесь является не только доставка микрокапсулы в нужный орган, но и ее своевременное вскрытие. Высвобождаясь из капсул, лекарство прицельно воздействует на нужные клетки, не повреждая остальные ткани.

Разрабатываются также подходы к транспортировке в микрокапсулах наноструктур металлической и полупроводниковой природы для селективного разрушения клеток при электромагнитном разогреве, что важно для лечения ряда опухолей [19]. Таким образом, важно не только создавать миниатюрные капсулы с заданными свойствами, но и научиться дистанционно управлять их транспортировкой и вскрытием оболочки, например посредством электромагнитного излучения. Решение данных задач позволит существенным образом расширить возможности использования композитных сферических частиц в медицине, нано- и микроэлектронике, в химической промышленности.

Работы по изучению возможности вскрытия микрокапсул ранее уже проводились. Так, в [20, 21] показано, что одним из способов разрушения полиэлектролитных оболочек может служить дистанционное воздействие лазерного излучения на капсулы, модифицированные наночастицами металлов. Однако результаты данных иссле-

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 25 апреля 2016 г., после доработки – 11 июля 2016 г.

дований не позволяют спрогнозировать, как будет протекать процесс вскрытия микрокапсул при изменении их размеров, поглощательной способности или длины волны падающего излучения. Здесь необходимы дополнительные теоретические исследования, включающие изучение особенностей перераспределения оптического поля микрокапсулы при вариации ее параметров.

В настоящей работе представлены результаты теоретических исследований распределения оптических полей внутри облученных лазерным излучением композитных сферических частиц, состоящих из жидкого ядра и полимерной поглощающей оболочки, что представляет собой аналог микрокапсул, используемых в медицине. С помощью метода численной электродинамики (FDTD) проводится моделирование пространственной структуры поглощенной мощности световой волны в двухслойных сферических частицах при варьировании длины волны излучения, а также толщины и оптических свойств оболочки. Установлено, что изменение поглощения в оболочке композитной частицы позволяет модифицировать структуру внутреннего оптического поля, в частности существенным образом увеличить протяженность «горячих зон», соответствующих областям максимальных значений поглощенной мощности, а следовательно, расширяет возможности выбора оптимальных условий для перфорации оболочек микрокапсул при реализации конкретных практических задач.

## 2. Методика и результаты теоретического моделирования

В расчетах использовался широко распространенный метод численного решения задач электродинамики, основанный на прямом решении системы дифференциальных уравнений Максвелла с помощью аппроксимации дифференциальных операторов конечно-разностными схемами в пространственно-временной области. Применение данного FDTD-метода восходит к работам K.S.Yee [22] и A.Taflov [23], где был сформулирован и развит подход к наложению разностных вычислительных схем на систему вихревых дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, к которым и относятся уравнения Максвелла. Базовым элементом этих схем (явных и неявных) является так называемая ячейка Yee, в которой все проекции векторов электромагнитного поля на декартовы оси специальным образом разнесены в пространстве: компоненты электрического вектора поля  $\mathbf{E}$  расположены посередине ребер, а компоненты вектора магнитного поля  $\mathbf{H}$  имеют началом центры граней. Все компоненты векторов поля связаны друг с другом уравнениями Максвелла, и, кроме того, поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  вычисляются со сдвигом во времени на половину временного шага. Реализация такой ступенчатой сетки позволяет при решении уравнений Максвелла достичь второго порядка точности по пространству и по времени.

Алгоритм вычисления полей является эволюционным, когда значения сеточных функций на текущем временном слое вычисляются с помощью уже рассчитанных величин на предыдущем слое. Для предотвращения отражения от границ все счетное пространство, как правило, заключается в матрицу, содержащую набор идеально согласованных слоев (PML), которые обладают низким коэффициентом отражения даже при острых углах падения волн, хотя наличие такой слоистой структуры значительно по-

вышает требования к вычислительным ресурсам. На внешних границах расчетного домена располагается абсолютно поглощающий слой. Все численные расчеты, результаты которых представлены ниже, проведены с помощью созданного авторами программного пакета, ядром которого является программный модуль 3D FDTD-X2 с открытым кодом, написанным на языке C++ [24] и модифицированным под конкретные счетные конфигурации.

В качестве модельной мы рассматривали сферическую частицу, состоящую из непоглощающего жидкого ядра с радиусом  $R_c$ , показателем преломления  $n_c = 1.33$  (вода) и оптически более плотной поглощающей излучение оболочки толщиной  $a_s$ , реальной частью  $n_s$  комплексного показателя преломления  $m_s = n_s - ik_s$  которой равнялась 1.5. Эта величина находится в диапазоне типичных значений для составляющих оболочку реальных наночастиц полимеров ( $n_s = 1.48 - 1.52$  [25, 26]). Среда, окружающая двуслойную частицу, также считается водой с показателем преломления  $n_0 = n_c$ .

Показатель поглощения оболочки частицы  $\kappa_s$  варьировался при расчетах в диапазоне 0.001 – 1. В реальных условиях такое изменение  $\kappa_s$  возможно за счет добавления в плотную полимерную оболочку наночастиц вещества (металлы, диэлектрики), поглощающих излучение в требуемом диапазоне длин волн.

Действительно, согласно теории эффективной среды Максвелла–Гарнетта [27], для двухкомпонентной смеси имеем

$$\epsilon_s = m_s^2 = \epsilon_{\text{lat}} \frac{\epsilon_p(1 + 2\delta) + 2\epsilon_{\text{lat}}(1 - \delta)}{\epsilon_p(1 - \delta) + \epsilon_{\text{lat}}(2 + \delta)}, \quad (1)$$

где  $\delta$  – объемная доля твердой поглощающей фракции (золя);  $\epsilon_p = \epsilon'_p - i\epsilon''_p$  и  $\epsilon_{\text{lat}}$  – диэлектрические проницаемости золя и основы, которая считается непоглощающей. Как известно [28], модель Максвелла–Гарнетта достаточно хорошо описывает диэлектрические свойства композитной среды, когда объемная доля одной из фракций много меньше, чем другой, т.е. при  $\delta \ll 1$  или  $1 - \delta \ll 1$ . Эта ситуация обычно и наблюдается при добавлении небольшой доли сильно поглощающих наночастиц в прозрачную матрицу. Отметим, что для более точного описания эффективной диэлектрической проницаемости компонентной среды может быть использована, например, модель Бругемана [29, 30].

Если частицы золя представляют собой металлические наносферы, то для определения  $\epsilon_p$  можно использовать оптическую модель сплошного металла (модель Друде), скорректированную с учетом влияния геометрического размера частицы на частоту столкновения свободных электронов [31] (предполагается, что возбуждается только дипольный плазмонный резонанс):

$$\epsilon_p = \epsilon_{\text{pb}}(\omega) + 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} \left( 1 + i \frac{\omega_c}{\omega} \right), \quad \omega_c = v_F \left( \frac{1}{l_c} + \frac{1}{a_0} \right). \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_{\text{pb}}$  – диэлектрическая проницаемость сплошного металла;  $\omega$  – круговая частота излучения;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $v_F$  – скорость Ферми;  $l_c$  – средняя длина свободного пробега электрона;  $a_0$  – радиус зольной частицы.

Для примера на рис. 1 приведена рассчитанная по формулам (1), (2) спектральная зависимость объемного коэффициента поглощения  $\alpha_s = 4\pi\kappa_s/\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны излучения) композитного полимера с добавлением серебряных

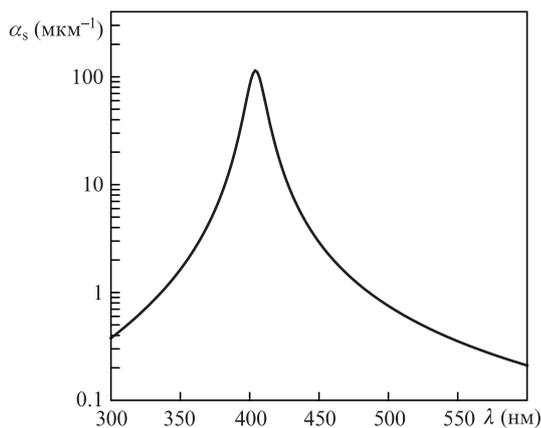


Рис.1. Спектр поглощения сферических наночастиц серебра с объемной долей  $\delta = 10^{-4}$  и радиусом  $a_0 = 10$  нм в полимерной матрице ( $\epsilon_{\text{lat}} = 2.25-i\cdot 0$ ).

сферических наночастиц. При расчете использовались следующие значения параметров сплошного серебра:  $\omega_p = 13.4$  ПГц,  $v_F = 1.38 \times 10^6$  м/с,  $l_e = 57$  нм, зависимость  $\epsilon_{\text{pb}}(\omega)$  бралась из [32].

На данном рисунке виден характерный пик поглощения металлического композита, обусловленный возбуждением основного (мода Фрелиха) поверхностного плазмонного резонанса серебряной сферы на  $\lambda \sim 410$  нм. Увеличение размеров частиц золя приводит к понижению эффективной частоты столкновений электронов в металле и, как следствие, к уменьшению поглощения света во всем спектральном диапазоне. Кроме того, в спектре коллективных поверхностных колебаний электронов металлических наночастиц становятся заметными мультипольные эффекты, приводящие к спектральному сдвигу плазмонного резонанса и к изменению его формы [33]. Использование в качестве компонента, поглощающего оптическое излучение, частиц других металлов (золото, алюминий и т.д.) смещает максимум поглощения полимерного композита оболочки микрокапсулы в другую спектральную область вследствие аналогичного сдвига плазмонного резонанса [34]. Это позволяет выборочно проводить вскрытие микрокапсул путем присадки в оболочку различных металлов и варьирования длины волны облучения.

Для определения пространственного профиля поглощенной внутри микрокапсулы мощности излучения  $P_{\text{ab}}$  модельная частица заключалась в кубический объем с линейными размерами  $3 \times 3 \times 3$  мкм, в котором задавалась пространственная сетка, содержащая  $\sim 10^6$  узлов. На нижней грани счетного объема задавалась плоская линейно поляризованная волна с длиной волны  $\lambda$  (круговой частотой  $\omega$ ) и амплитудой  $E_0 = 1$  В/м, которая затем дифрагировала на частице. После временного усреднения оптических полей, рассчитанных в рамках алгоритма FDTD, за период  $\sim 1$  пс вычислялось пространственное распределение поглощенной мощности:

$$P_{\text{ab}} = \frac{\epsilon_0}{2} \epsilon'' \omega_0 |E|^2,$$

где  $\epsilon''$  – мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости среды;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ;  $c$  – скорость света в вакууме.

В дальнейшем для удобства восприятия результатов будем анализировать не саму величину поглощенной мощности, а эффективный объемный коэффициент поглощения всей частицы  $\alpha_{\text{ab}}$ , который определяется путем нормировки  $P_{\text{ab}}$  к интенсивности падающей оптической волны  $I_0 = (cn_0/2)\epsilon_0|E_0|^2$ :

$$\alpha_{\text{ab}}(\mathbf{r}) = \frac{P_{\text{ab}}}{I_0} = \frac{2\pi\epsilon''}{\lambda n_0} B(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки внутри частицы;  $B = |E|^2/E_0^2$  – фактор неоднородности распределения интенсивности оптического поля. Очевидно, что чем больше  $\alpha_{\text{ab}}$ , тем сильнее поглощается излучение в данной точке пространства.

Распределения коэффициента  $\alpha_{\text{ab}}$  по продольному экваториальному сечению сферической капсулы при изменении показателя поглощения  $\kappa_s$  и толщины  $a_s$  оболочки демонстрирует серия тоновых изображений на рис.2. В расчетах для определенности внешний радиус частицы  $R_0 = R_c + a_s$  оставался фиксированным и составлял 1 мкм. Длина волны падающего излучения была равна 0.532 мкм. Цифры на рисунках – максимальные значения  $\alpha_{\text{ab}}$  в пределах показанного сечения.

Качественное сравнение показанных пространственных распределений обнаруживает существенное их различие в зависимости от соотношения геометрических размеров ядра и оболочки, а также от уровня собственного поглощения последней. Как известно из теории Ми [35], в результате дифракции плоской электромагнитной волны на двухслойной частице вдоль ее оптической оси формируются пространственные области повышенной интенсивности («горячие зоны»), которые располагаются, как правило, вблизи поверхности в освещенной и теневой полусферах частицы. Величина пиковой интенсивности и размеры этих «горячих зон» зависят от структуры двухслойной частицы.

Увеличение поглощения в оболочке композитной частицы приводит к перераспределению ее оптического поля. В случае наиболее тонкой и слабо поглощающей оболочки (рис.2,*a*) у теневой поверхности микрокапсулы формируется локализованная зона повышенных значений  $\alpha_{\text{ab}}$ . Однако пространственные размеры данной области достаточно малы, а поглощение невелико, что не позволяет рассматривать данную конфигурацию микрокапсулы как эффективный вариант для разрушения капсульных оболочек.

Наиболее выигрышным в этом смысле является представленный на рис.2,*б* вариант, соответствующий  $\kappa_s = 0.01$ . Видно, что в данном случае область поглощенной мощности равномерно распределена по всему объему оболочки микрокапсулы. Дальнейшее увеличение  $\kappa_s$  приводит к смещению максимума  $\alpha_{\text{ab}}$  в нижнюю полусферу частицы (рис.2,*в*). Пространственные размеры данной области составляют приблизительно половину окружности частицы, а эффективный объемный коэффициент поглощения всей частицы  $\alpha_{\text{ab}}$  в максимуме на два порядка больше, чем на рис.2,*a*.

Соответствующие радиальные распределения поглощенной мощности излучения вдоль главного сечения двухслойных микрокапсул с фиксированной толщиной оболочки  $a_s = 0.3$  мкм представлены на рис.3. Показатель поглощения оболочки  $\kappa_s$ , как и ранее, варьировался в широком диапазоне. Продольная координата отсчитывается от теневой поверхности микрокапсулы. Видно, как

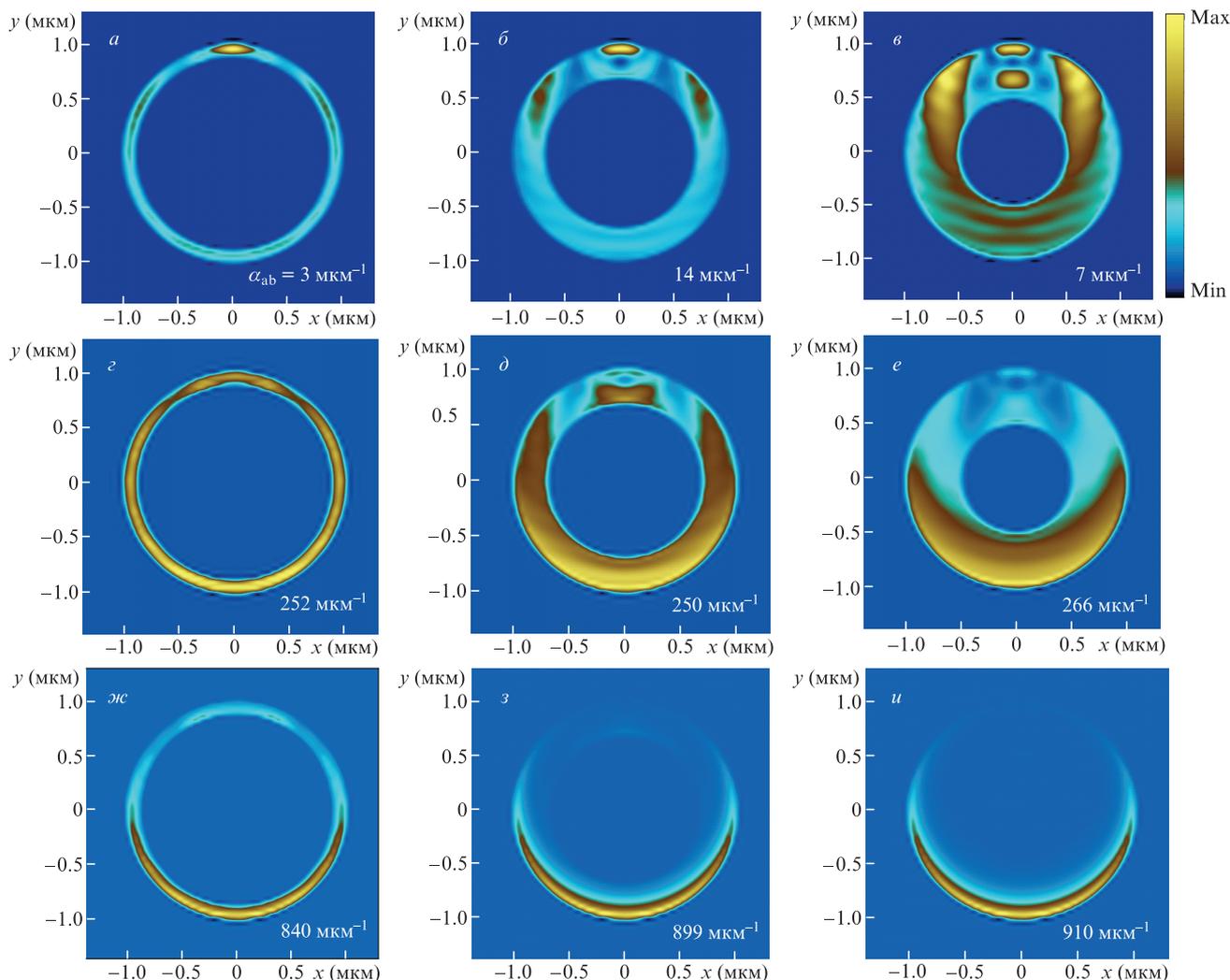


Рис.2. Профили эффективного коэффициента объемного поглощения  $\alpha_{ab}$  внутри композитных двухслойных частиц с радиусом  $R_0 = 1$  мкм и толщиной оболочки  $a_s = 0.1$  (*a, z, жс*),  $0.3$  (*б, д, з*),  $0.5$  мкм (*в, е, и*); показатель поглощения  $\kappa_s = 0.001$  (*a-в*),  $0.1$  (*з-е*),  $0.5$  (*ж-и*). Длина волны падающего излучения  $\lambda = 0.532$  мкм. Излучение падает снизу.

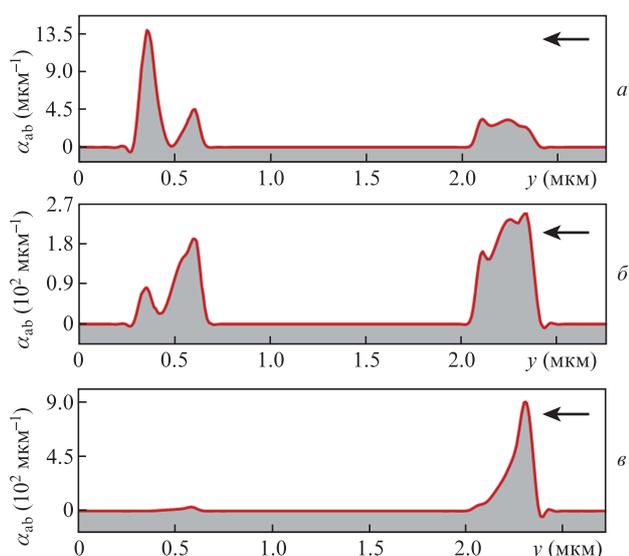


Рис.3. Радиальные распределения  $\alpha_{ab}$  вдоль главного сечения композитных сферических частиц с радиусом  $R_0 = 1$  мкм и толщиной оболочки  $a_s = 0.3$  мкм; показатель поглощения оболочки  $\kappa_s = 0.001$  (*a*),  $0.1$  (*б*) и  $0.5$  (*в*), длина волны падающего излучения  $\lambda = 0.532$  мкм. Направление падения излучения показано стрелкой.

меняется характер распределения поля с увеличением  $\kappa_s$ . Если для слабо поглощающей оболочки (рис.3,*a*) максимум поля расположен вблизи теневой поверхности частицы (левая половина каждого рисунка), то при  $\kappa_s = 0.1$  отчетливо видны два ярко выраженных пика у теневой и освещенной поверхностей (рис.3,*б*). Дальнейшее увеличение  $\kappa_s$  в оболочке частицы сопровождается смещением области реализации пиковых значений  $\alpha_{ab}$  в освещенную полусферу, а также утончением данной зоны. При больших значениях  $\kappa_s$  область максимальных  $\alpha_{ab}$  локализуется в тонком приповерхностном слое (рис.3,*в*), что может стать принципиальным моментом с точки зрения разрушения оболочки микрокапсулы при одновременном сохранении ее содержимого.

Результаты численных расчетов, иллюстрирующие влияние толщины оболочки  $a_s$  модельной сферической микрокапсулы на ее эффективный объемный коэффициент поглощения  $\alpha_{ab}$ , представлены на рис.4. Из рисунка следует, что эта зависимость существует только для умеренно и слабо поглощающих оболочечных частиц ( $\kappa_s < 1$ ). Видно, что для таких ситуаций наблюдается экстремум в зависимостях  $\alpha_{ab}(a_s)$  (кривые 1, 2) при  $a_s \sim 200$  нм, что объясняется специфическим характером формирования пространственной структуры внутреннего поля оболочки.

Действительно, как было отмечено выше, области повышенной интенсивности внутреннего поля формируются вблизи теневой и освещенной поверхностей частицы в результате конструктивной интерференции прошедшей и дифрагированной волн. Эти области фактически являются зонами внутренних фокусов геометрических лучей, однократно преломленных частицей и отраженных от ее внутренней поверхности. В пустотелой оболочечной сфере доля лучей, собирающихся в области внутреннего фокуса, пропорциональна толщине контрастной оболочки. Поэтому в случае слабо поглощающей оболочки уменьшение ее толщины приводит к падению интенсивности  $B$  (а значит, и поглощенной мощности) в фокусах и наоборот. Эта тенденция прослеживается в левой части обсуждаемых кривых.

С другой стороны, наличие поглощения в материале оболочки прежде всего отрицательно сказывается на интенсивности преломленных и отраженных волн, формирующих задний (теневой) фокус. В этом случае возрастает относительная доля «прямого» излучения, прошедшего вдоль диаметра частицы под малыми углами к оптической оси, оптический путь которого внутри сферы минимален. Чем толще оболочка микрокапсулы, тем больше ослабляются световые лучи, преломленные на ней под углом. Это снижает линзовый эффект сферической частицы и приводит к уменьшению интенсивности внутреннего поля, вследствие чего профиль распределения коэффициента поглощения становится серповидным (см. рис.2, ж–и). В результате конкуренции этих двух процессов и образуется обсуждаемый экстремум пиковых значений  $\alpha_{ab}$ .

При высоких значениях показателя поглощения материала оболочки микрокапсулы  $\kappa_s$  (кривые 3–5 на рис.4) максимум коэффициента поглощения частицы  $\alpha_{ab}$  уже слабо зависит от толщины оболочки  $a_s$ , и все поглощение падающего излучения происходит в освещенной части частицы. Следовательно, в данном случае для достижения максимального тепловыделения уже не требуется строгого контроля за толщиной оболочки, и величина  $a_s$  может задаваться исходя из реальных технологических возможностей нанесения на микрообъекты тонких оболочек с варьируемым показателем поглощения.

Изменение профиля распределения оптических полей в оболочках сферических микрокапсул возможно также путем изменения длины волны излучения, действующего на частицу с фиксированным радиусом. На рис.5 представлены двумерные распределения поглощенной

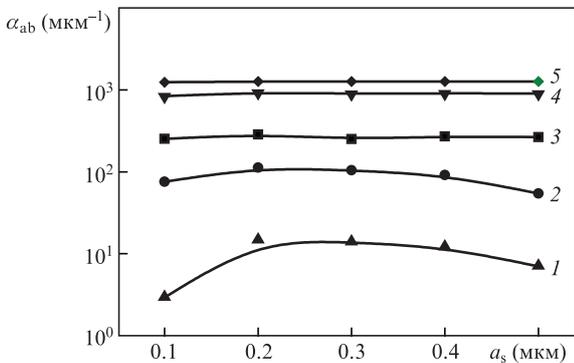


Рис.4. Зависимости максимальных значений эффективного объемного коэффициента поглощения микрокапсул  $\alpha_{ab}$  ( $R_0 = 1$  мкМ) от толщины оболочки  $a_s$  при  $\kappa_s = 0.001$  (1), 0.01 (2), 0.1 (3), 0.5 (4) и 1 (5). Длина волны падающего излучения  $\lambda = 0.532$  мкМ.

мощности внутри оболочечных сферических частиц, различающихся толщиной оболочки. Как и на рис.2, цифры соответствуют максимальному значению  $\alpha_{ab}$ . Показатель поглощения оболочки  $\kappa_s = 0.001$ , длина волны падающего излучения изменялась от 0.245 до 0.8 мкМ.

Сравнение рис.5, а–е показывает, что при переходе как в более коротковолновую, так и в более длинноволновую область спектра действующего излучения конфигурация области поглощенной мощности в оболочке микрокапсулы также меняется. Во-первых, укорочение длины волны излучения приводит к значительному повышению коэффициента поглощения композитных частиц. Во-вторых, резко изменяется конфигурация зоны поглощения внутри оболочки. Видно, что при освещении частицы излучением, например, в ближней ИК области спектра (рис.5, д, е) зона поглощения, по сравнению со случаем воздействия видимого света (рис.5, б, з), захватывает практически весь объем оболочки, хотя максимальные значения эффективного объемного коэффициента поглощения  $\alpha_{ab}$  при этом невысоки.

Кроме того, при работе с УФ излучением (рис.5, а, б) рост толщины оболочки микрокапсулы не приводит к существенным изменениям пространственного положения максимума поглощения, как в случае видимого и ИК излучения, но кратно увеличивает  $\alpha_{ab}$ . Здесь отчетливо видна высоко локализованная точечная зона максимальных значений диссипации энергии, расположенная всегда вблизи теневой поверхности капсулы, малый размер которой может препятствовать разрушению всей оболочки микрочастицы.

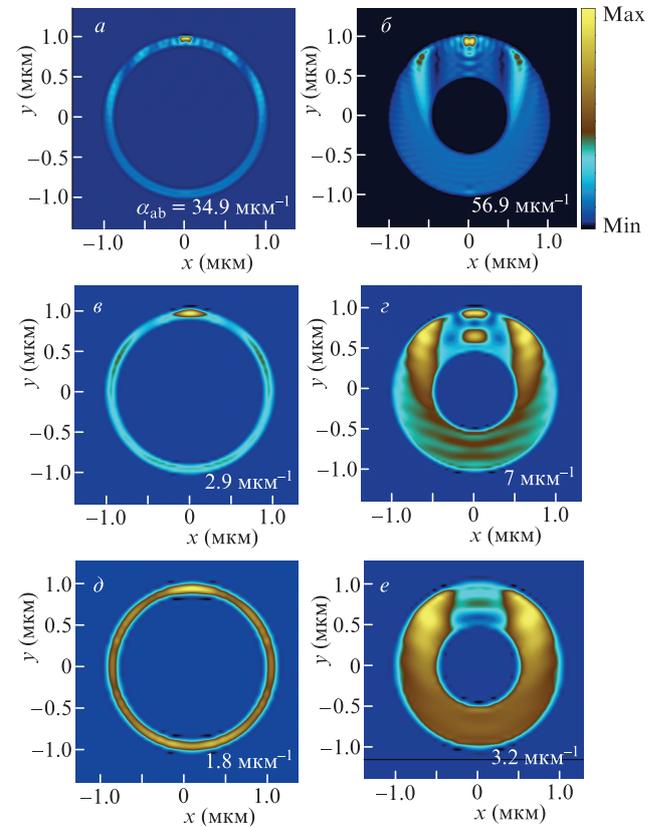


Рис.5. Распределения эффективного коэффициента поглощения излучения в оболочках композитных частиц радиусом  $R_0 = 1$  мкМ, облучаемых излучением с  $\lambda = 0.245$  (а, б), 0.532 (в, г) и 0.8 мкМ (д, е). Показатель поглощения оболочки  $\kappa_s = 0.001$ , толщина оболочки  $a_s = 0.1$  (а, в, д) и 0.5 мкМ (б, г, е). Излучение падает снизу.

В отличие от этого, в случае облучения микрокапсул излучением с  $\lambda = 0.532$  мкм наличие у частицы более толстой оболочки (рис.5,з) приводит к формированию в теневой полусфере уже не одного, а нескольких ярко выраженных пиков поглощения  $\alpha_{ab}$ . Пространственные размеры зоны максимальных значений поглощенной мощности увеличиваются, а структура оптического поля в оболочке усложняется.

При воздействии на капсулы длинноволнового излучения (рис.5,д, е) с увеличением толщины оболочки  $a_s$  меняется и конфигурация распределения  $\alpha_{ab}$ . Если для капсулы с тонкими стенками (рис.5,д) поглощенная мощность практически равномерно распределена по всему объему оболочки, то в толстостенной капсуле (рис.5,е) максимум поглощения сдвигается к освещенной (нижней) поверхности частицы и охватывает уже большую часть оболочки, что негативно сказывается на амплитуде коэффициента поглощения.

### 3. Заключение

Таким образом, рассмотрены особенности формирования оптического поля в композитных двухслойных сферических частицах (микрокапсулах) с внешним радиусом 1 мкм при освещении их оптическим излучением. Показано, что основными факторами, влияющими на характер пространственного распределения и амплитудные характеристики поглощенной мощности внутри оболочки микрокапсулы, являются толщина оболочки и величина коэффициента ее собственного поглощения излучения. Численное моделирование, проведенное с помощью метода вычислительной электродинамики, наглядно продемонстрировало, что увеличением поглощения в оболочках микрокапсул можно значительно увеличить протяженность области эффективного объемного поглощения частицы и на несколько порядков повысить ее пиковые значения. Изменение толщины оболочки приводит к перераспределению поглощенной мощности внутри микрокапсулы, причем толстостенные капсулы поглощают излучение преимущественно своей освещенной полусферой. Кроме того, установлено, что изменять характеристики областей поглощения в оболочках сферических микрокапсул фиксированного радиуса можно и путем варьирования длины волны падающего излучения. Это позволяет контролируемо создавать оптимальные условия для вскрытия оболочек в нужных пространственных зонах с целью высвобождения содержимого микрокапсул.

Авторы выражают искреннюю признательность рецензентам за критические замечания, позволившие существенно улучшить настоящую статью.

1. Feldheim D.L., Keating C.D. *Chem. Soc. Rev.*, **28**, 1 (1998).
2. Dabbousi B.O., Bawendi M.G., Onitsuka O., Rubner M.F. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (11), 1316 (1995).
3. Colvin V.L., Schlamp M.C., Alivisatos A.P. *Nature*, **370**, 354 (1994).

4. Bergman D.J., Stockman M.I. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 027402 (2003).
5. Galanzha E.I., Weingold R., Nedosekin D.A., Sarimollaoglu M., Kuchyanov A.S., Parkhomenko R.G., Plekhanov A.I., Stockman M.I., Zharov V.P. <https://arhiv.org/ftp/arhiv/papers/1501/1501.00342.pdf>.
6. Букреева Т.В., Фейгин Л.А. *Природа*, **12**, 78 (2013).
7. Букреева Т.В., Марченко И.В., Бородина Т.Н. и др. *Докл. РАН*, **440** (2), 191 (2011).
8. Antipov A.A., Shchukin D., Fedutik Y., Petrov A.I., Sukhorukov G.B., Mohwald H. *Colloid. Surf. Physicochem. Eng. Aspects*, **224**, 175 (2003).
9. Cheng D., Xia H., Chan H.S.O. *Nanotechnol.*, **17** (6), 1661 (2006).
10. Sukhorukov G.B., Donath E., Davis S., Lichtenfeld H., Caruso F., Popov V.I., Mohwald H. *Polym. Adv. Technol.*, **9** (10-11), 759 (1998).
11. Donath E., Sukhorukov G.B., Caruso F., Davis S.A., Mohwald H. *Angew. Chem. Int. Ed.*, **37** (16), 2202 (1998).
12. Iler R.K. *J. Coll. Int. Sci.*, **21** (6), 569 (1966).
13. Decher G., Hong J.D. *Macromol. Chem. Sym.*, **46**, 321 (1991).
14. Sukhorukov G.B., Donath E., Davis S., Lichtenfeld H., Caruso F., Popov V.I., Mohwald H. *Polym. Adv. Technol.*, **9**, 759 (1998).
15. Горин Д.А., Шукин Д.Г., Михайлов А.И., Кёлер К., Сергеев С.А., Портнов С.А., Таранов И.В., Кислов В.В., Сухоруков Г.Б. *Письма в ЖТФ*, **32**, 45 (2006).
16. De Koker S., Lambrecht B.N., Willart M.A., van Kooyk Y., Grooten J., Vervaeet C., Remon J.P., De Geest B.G. *Chem. Soc. Rev.*, **40** (1), 320 (2011).
17. Cock L.J., De Koker S., Geest B.G., Grooten J., Vervaeet C., Remon J.P., Sukhorukov G.B., Antipina M.N. *Angewandte Chem. Intern. Ed.*, **49**, 6954 (2010).
18. Бородина Т.Н., Румш Л.Д., Кунижев С.М., Сухоруков Г.Б., Ворожцов Г., Фельдман Б.М., Марквичева Е.А. *Биомедицинская химия*, **53** (5), 557 (2007).
19. Аветисян Ю.А., Якунин А.Н., Тучин В.В. *Российский биотерапевтический журнал*, **4**, 89 (2011).
20. Букреева Т.В., Парахонский Б.В., Скиртач А.Г. и др. *Кристаллография*, **51** (5), 183 (2006).
21. Skirtach A.G., Dejugnat C., Braun D., Susha A.S., Rogach A.L., Parak W.J., Mohwald H., Sukhorukov G.B. *Nano Lett.*, **5**, 1371 (2005).
22. Yee K.S. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-14**, 302 (1966).
23. Taflove A., Hagness S. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston: Artech House Publ., 2000, p. 852).
24. <http://www.its.caltech.edu/~seheon/FDTD.html>.
25. Gorin D.A., Yashchenok A.M., Koksharov Yu.A., Neveshkin A.A., Serdobintsev A.A., Grigoriev D.O., Khomutov G.B. *Techn. Phys.*, **54** (11), 1675 (2009).
26. Ruths J., Essler F., Decher G., Riegler H. *Langmuir*, **16**, 8871 (2000).
27. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 855).
28. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. *УФН*, **177**, 619 (2007).
29. Bruggeman D.A.G. *Ann. Phys. (Leipzig)*, **24**, 636 (1935).
30. Grigoriev D., Gorin D., Sukhorukov G.B., Yashchenok A., Maltseva E., Mohwald H. *Langmuir*, **23**, 12388 (2007).
31. Mandal S.K., Roy R.K., Pal A.K. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35** (17), 2198 (2002).
32. *Handbook of Optical Constants of Solids. Vol. II* (Ed. by E.D.Palik). (San Diego: Elsevier Sci., 1998, p. 1096).
33. Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009).
34. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **50** (4), 76 (2010).
35. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986, с. 660).