

Эффект «фотонной наноструи» в многослойных микронных сферических частицах

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина

Рассмотрены пространственные и амплитудные характеристики «фотонных наноструй» от композитных частиц микронного размера, состоящих из ядра и нескольких оболочек с различными показателями преломления. Исследованы продольный и поперечный размеры фотонного потока, а также зависимость его пиковой интенсивности от оптического контраста оболочек. Показано, что, изменяя показатель преломления соседних оболочек в композитных сферических микрочастицах, можно манипулировать параметрами «фотонной наноструи», в частности увеличить ее длину либо повысить пиковую интенсивность фотонного потока.

Ключевые слова: многослойные сферические частицы, рассеяние Ми, «фотонная наноструя», оптический контраст слоя.

1. Введение

«Фотонная наноструя» (ФНС) (в англоязычной литературе – photonic nanojet) представляет собой узкий, высокоинтенсивный световой поток, формирующийся в непосредственной близости от теневой поверхности прозрачных диэлектрических симметричных тел (сферы, цилиндры) диаметром порядка или несколько больше длины волны падающего на них светового излучения. По сути ФНС представляет собой область внешнего фокуса дифрагировавшей на прозрачной частице световой волны, простирающуюся на расстояние порядка нескольких длин волн излучения в среде. Возникновение ФНС связано с конструктивной интерференцией световых полей рассеянного и прошедшего частицу излучения. При этом спецификой ФНС является достаточно высокая пространственная локализация светового поля в перпендикулярном падению излучения направлении, что приводит к субволновым размерам фотонного потока.

На эффект формирования ФНС впервые было обращено внимание в работе [1] при изучении пространственной структуры зоны ближнего поля рассеяния светового пучка на прозрачном кварцевом цилиндре микронных размеров. Современное состояние данной проблемы представлено в недавнем обзоре [2].

Интерес к этому эффекту обусловлен, главным образом, перспективами его практического применения в нанофотонике, биологии, медицине, наноэлектронике, системах хранения данных. В ряде работ сообщается о потенциальной возможности конструирования на базе феномена ФНС сенсоров высокого пространственного разрешения (нанометровый масштаб) [3, 4], а также создания «оптического скальпеля» для прецизионной хирур-

гии [5] и «оптического пинцета» для манипулирования отдельными нанообъектами [6]; возможна также разработка устройств оптического хранения данных с ультравысокой плотностью записи информации [7] и технологии безмасочного (прямого) нанесения нанощаблонов на поверхность фотосенсоров (direct-write nanopatterning) [8]. Принципы функционирования вышеперечисленных устройств основаны на том, что ФНС, во-первых, может обеспечивать высокую интенсивность электромагнитного поля в фиксированной пространственной области вблизи микрочастицы и, во-вторых, обладает высокой чувствительностью к разного рода возмущениям как полевой, так и материальной природы. Например, при попадании в область фотонного потока какого-либо микро- или нанообъекта ФНС взаимодействует с ним, что может привести к изменению оптических свойств уже самой «родительской» микросферы, в частности к усилению на несколько порядков амплитуды сигнала ее обратного рассеяния по сравнению со случаем обратного рассеяния изолированной микросферы [4]. Все это выдвигает на первый план проблему управления параметрами ФНС – необходимость контролируемого изменения ее размеров и интенсивности для оптимальной реализации задачи, стоящей перед конкретным устройством.

Важнейшие характеристики (поперечный размер, протяженность, пиковая интенсивность) ФНС, формирующихся вблизи однородных диэлектрических микросфер и микроцилиндров при их облучении лазерным пучком, изучались в ряде теоретических работ [9–12]. Эти исследования показали, что как пространственная форма, так и интенсивность ФНС существенно изменяются при варьировании размера микрочастицы, а также ее оптических свойств. Более того, использование для получения ФНС вместо однородной микросферы композитной частицы, состоящей из ядра и одной или нескольких оболочек с иными, чем у «родительской» сферы, показателями преломления, позволяет значительно деформировать характеристики фотонного потока, в частности аномально увеличить длину ФНС [13–15]. Основная идея заключается в том, чтобы по возможности максимально сгла-

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

Поступила в редакцию 17 января 2011 г., после доработки – 16 марта 2011 г.

дить контраст показателя преломления для падающего излучения на внешней границе частицы путем плавного снижения оптической плотности оболочек, начиная от ядра микросферы. При этом реализуется более мягкая, по сравнению с однородной сферой, фокусировка оптического поля волны многослойной частицей.

Необходимо отметить, что рассматриваемые ниже многослойные микросферы фактически представляют собой так называемые оптические системы с градиентным показателем преломления, важнейшими частными примерами которых являются линзы Максвелла («рыбий глаз») и Люнеберга [16]. Эти линзовые системы также характеризуются радиальным уменьшением показателя преломления от центра к периферии и, в частности, используются в фотографии и радиофизике.

В работах [13, 14] изучались фотонные потоки от облученных видимым светом диэлектрических частиц радиусом 2 и 5 мкм, состоящих из пяти и более концентрических слоев (до ста, включая ядро). Показатель преломления n каждого слоя изменялся: ядро было оптически более плотным, чем внешняя оболочка. Отмечено, что подобное радиально-ступенчатое изменение n при определенных условиях позволяет увеличить протяженность ФНС до 20 мкм ($\sim 40\lambda$). Однако своеобразной платой за это удлинение явилось уширение ФНС в поперечном направлении и снижение интенсивности ФНС.

В то же время в цитируемых работах использовался один и тот же тип послойного изменения показателя преломления частицы, а именно линейный. Возникает вопрос о том, как повлияет на параметры ФНС другой тип зависимости показателя преломления при переходе от слоя к слою. Это обстоятельство и стало мотивацией проведения дополнительных исследований, результаты которых представлены в данной работе.

Таким образом, основной задачей настоящей статьи является рассмотрение характеристик ФНС для более широкого класса многослойных сферических микрочастиц, различающихся типом изменения оптических свойств соседних оболочек. На основе численных расчетов, выполненных в рамках модифицированной для случая рассеяния излучения на многослойных сферах теории Ми, исследованы продольный и поперечный размеры, а также пиковая интенсивность ФНС от непоглощающих диэлектрических слоистых микросфер различного размера, находящихся в воздухе. Определены условия, при которых удается удлинить ФНС либо повысить пиковую интенсивность фотонного потока.

2. Модель композитной частицы и теория Ми для многослойной сферы

Рассмотрим микронную сферическую частицу, состоящую из ядра радиусом a_0 и некоторого числа N концентрических слоев равной толщины h с радиусами a_s ($s = 0, \dots, N$, см. рис.1). Каждый s -й слой композитной частицы оптически однороден и характеризуется собственным коэффициентом преломления n_s (поглощения в слое нет). Пусть частица находится в воздухе (показатель преломления $n_\infty = 1$) и освещается плоской монохроматической волной $E_i = E_0 e_x \exp(i\omega z/c)$, распространяющейся вдоль оси z и поляризованной по оси x (c – скорость света в вакууме).

Для расчета пространственной структуры оптических полей в окрестности многослойной сферической частицы

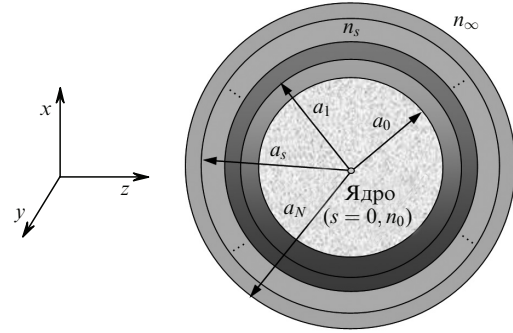


Рис.1. Модель многослойной сферической частицы.

воспользуемся так называемой модифицированной теорией Ми для многослойных сфер [17]. В рамках данной теории оптические поля в каждом слое частицы записываются в виде классических рядов Ми с коэффициентами разложения, которые находятся из решения соответствующих граничных условий. При этом полное поле в каждом слое представляется как сумма полей волны, дифрагировавшей на предыдущем слое, и волны из слоя, внешнего по отношению к данному. Таким образом, в сферической системе координат векторы электрического (E_s) и магнитного (H_s) полей ($r = (e, \theta, \varphi)$) в s -м слое записываются в следующем универсальном виде [15]:

$$\begin{aligned} E_s(\mathbf{r}) &= \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left[i \left(a_n^s N_{e1n}^{(3)}(\mathbf{r}) - d_n^s N_{e1n}^{(1)}(\mathbf{r}) \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(b_n^s M_{o1n}^{(3)}(\mathbf{r}) - c_n^s M_{o1n}^{(1)}(\mathbf{r}) \right) \right], \\ H_s(\mathbf{r}) &= \frac{k_s}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left[i \left(b_n^s N_{o1n}^{(3)}(\mathbf{r}) - c_n^s N_{o1n}^{(1)}(\mathbf{r}) \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(a_n^s M_{e1n}^{(3)}(\mathbf{r}) - d_n^s M_{e1n}^{(1)}(\mathbf{r}) \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $M_{e(o)mn}^{(l)}$ и $N_{e(o)mn}^{(l)}$ – четные (е) и нечетные (о) векторные сферические гармоники [18] порядков $l = 1$ и 3 (для плоской волны $m = 1$); $k_s = n_s \omega / c$ – модуль волнового вектора в слое с показателем преломления n_s ; $E_n = E_0 i^n \times (2n+1)/[n(n+1)]$. Считается, что для ядра частицы $s = 0$, а для окружающего частицу пространства $s = N + 1$. Таким образом, полностью однородная частица в данной системе обозначения – это частица с нулевым количеством слоев ($N = 0$).

Массивы парциальных амплитуд разложения (1) a_n^s , b_n^s , c_n^s , d_n^s вычисляются через обобщенные коэффициенты A_n^s , B_n^s , C_n^s , D_n^s , по следующим формулам:

$$a_n^s = A_n^s, \quad b_n^s = B_n^s, \quad c_n^s = D_n^s + 2B_n^s, \quad d_n^s = C_n^s + 2A_n^s.$$

Исключение составляют ядро ($s = 0$), где $a_n^0 = b_n^0 = 0$, $c_n^0 = C_n^0$ и $d_n^0 = D_n^0$, и внешняя область ($s = N + 1$), в которой нужно положить $a_n^{N+1} = -A_n^{N+1}$, $b_n^{N+1} = -B_n^{N+1}$ и $c_n^{N+1} = d_n^{N+1} = 1$. Коэффициенты $A_n^s - D_n^s$ находятся из вычисления рекурсии

$$A_n^s = U_n^{s-1} C_n^s, \quad B_n^s = V_n^{s-1} D_n^s, \quad C_n^s = \prod_{t=s}^N P_n^t, \quad D_n^s = \prod_{t=s}^N Q_n^t$$

с начальными условиями $C_n^{N+1} = D_n^{N+1} = 1$. Вспомогательные функции U_n^s , V_n^s , P_n^s и Q_n^s выражаются через функции Риккати–Бесселя и вычисляются по соответствующим рекуррентным формулам [17].

Для задания показателя преломления каждого слоя введем следующую функциональную зависимость:

$$\frac{n_s}{n_0} = \left(\frac{n_N}{n_0} \right)^{(s/N)^g} \quad (2)$$

Параметр $g > 0$ в данной формуле задает тип радиального изменения оптического контраста слоев $\gamma_s = n_s/n_{s+1} + 1 = (n_0/n_N)^{[(s+1)^g - s^g]/N^g}$, начиная от наиболее оптически «плотного» ядра (n_0) и заканчивая внешней оболочкой с меньшим, чем у ядра, показателем преломления ($n_N < n_0$). Для определенности в дальнейшем будут рассматриваться частицы с числом внешних оболочек, равным четырем ($N = 4$), и с фиксированными коэффициентами преломления ядра и внешней оболочки: $n_0 = 1.5$, $n_N = 1.1$. Толщины оболочек считаются равными радиусу ядра ($h = a_0$).

Сразу оговоримся, что подобный выбор значений n_0 и n_N отчасти обусловлен реальными возможностями существующей к настоящему времени технологии нанесения на микрообъекты тонких оболочек с варьруемым показателем преломления [19, 20]. С другой стороны, ограничение рассмотрения ФНС от частицы только с $N = 4$ не должно существенно сказаться на общности полученных в настоящей работе результатов, поскольку вопрос о влиянии числа слоев на характеристики фотонной струи уже рассмотрен в [13]. Там показано, что плавность радиального изменения показателя преломления многослойной частицы от центра к периферии, достигаемая при помощи увеличения числа оболочек, не оказывает видимого влияния на размерные параметры возникающей ФНС, и для их исследования вполне можно ограничиться сферой с несколькими слоями равной толщины.

На рис.2 представлены зависимости коэффициента преломления от относительной радиальной координаты r/a_N , соответствующие основным типам изучаемых в настоящей работе оболочечных сферических частиц, которые различаются характером изменения контраста γ_s . Видно, что для частицы с $g < 1$ (тип I), характерно более плавное изменение показателя преломления между соседними слоями. Фактически происходит увеличение суммарной толщины внешней (менее «плотной») оболочки частицы относительно размера «плотного» ядра. В то же время растет различие в значениях n для ядра и первого оболочечного слоя частицы, что выражается в резком уменьшении оптического контраста между ними (см. кривую для $g = 0.2$ на рис.2,б). Очевидно, что в случае реализации подобной морфологии частицы влияние оболочки на параметры ФНС должно быть доминирующим.

Если же $g > 1$ (частицы типа II), то, как следует из рис.2,а, оптический контраст слоев растет с увеличением их номера, т.е. растет эффективный радиус «плотного» ядра, а толщина менее «плотной» оболочки уменьшается. Это приводит к тому, что основную роль в трансформации фотонного потока внутри такой многослойной частицы будет играть именно ядро. Таким образом, при $g \gg 1$ многослойная частица по своим оптическим свойствам приближается к однородной частице большего, чем радиус ядра, размера a_N ($a_N > a_0$) с высоким показателем преломления ($n \rightarrow n_0$).

При $g = 1$ происходит, как и в работах [13, 14], линейное изменение показателя преломления от слоя к слою (тип III), а параметр контраста $\gamma_s = (n_0/n_N)^{1/N}$ остается неизменным.

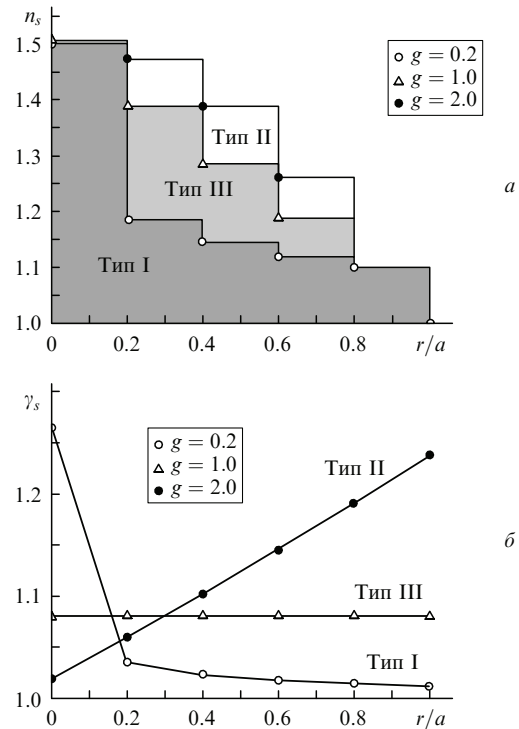


Рис.2. Радиальное изменение показателей преломления n_s (а) и оптического контраста γ_s (б) между различными слоями многослойной частицы при различных значениях g .

3. Результаты и их обсуждение

Влияние морфологического типа оптической неоднородности частицы на форму ФНС демонстрируется на рис.3, где представлены двумерные, а также соответствующие им радиальные и поперечные распределения относительной интенсивности оптического поля $B(x, z) = |E(x, z)|^2/E_0^2$ в главном сечении многослойной сферической частицы при различных значениях g . Для сравнения на этом же рисунке приведены варианты образования струи от однородных сфер того же диаметра с теми же показателями преломления, что и у крайней оболочки (рис.3,а) и ядра (рис.3,д).

Видно, что пространственная конфигурация фотонного потока существенно зависит от характера радиального изменения оптического контраста частицы. Для частиц типа I с плавно снижающимся контрастом между оболочками ($g = 0.2$, рис.3,б) характерна протяженная и малоинтенсивная ФНС длиной $\sim 10\lambda$, по форме практически такая же, как и для однородной сферы с $n = 1.1$ (рис.3,а).

В случае частиц типа II ($g = 2$, рис.3,з) можно сказать, что вместо фотонной струи у теневой поверхности частицы образуется «сгусток» поля шарообразной формы. При этом его интенсивность в несколько раз превышает максимальную для ФНС в предыдущем случае, а продольный и поперечный размеры составляют около 1 мкм. Здесь уместна качественная аналогия с упоминавшейся выше сферической линзой Лüneберга, которая любой падающий на нее пучок параллельных лучей фокусирует в точку на своей противоположной поверхности. Применительно к рассматриваемому здесь случаю многослойной сферы с $g = 2$ радиальное изменение ее показателя преломления практически полностью повторяет профиль показателя преломления линзы Лüneберга, кото-

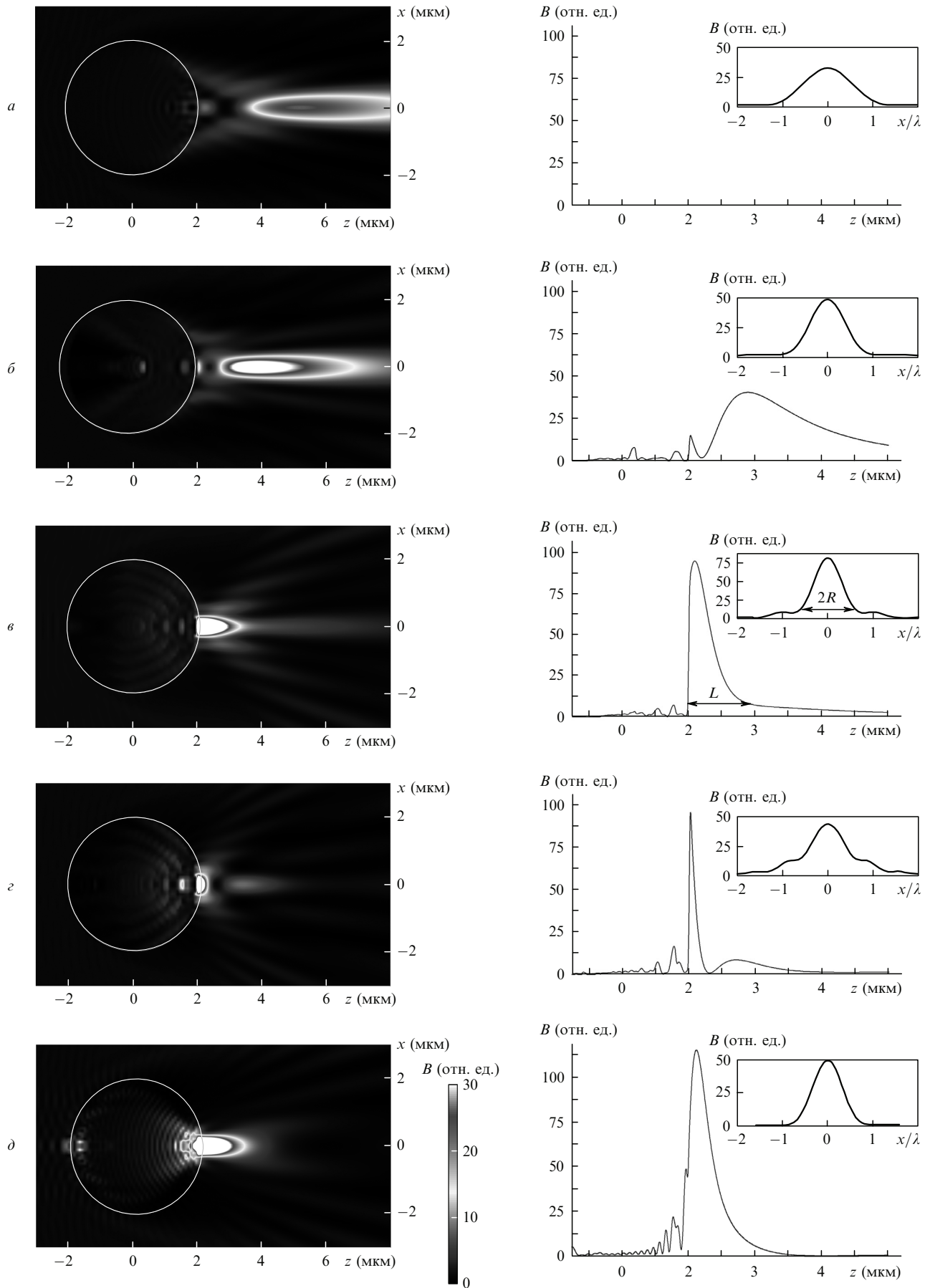


Рис.3. Двумерные и радиальные распределения относительной интенсивности светового поля в окрестности сферических частиц различной внутренней структуры с $a_N = 2$ мкм ($N = 4$, $h = 0.4$ мкм), освещенных излучением на $\lambda = 0.532$ мкм (падает слева), а также их сечения; однородная частица с $n = 1.1$ (а) и 1.5 (б) и пятислойная частица с $g = 0.2$ (в), 1 (г), 2 (д). На вставках показан поперечный профиль ФНС.

рый в обобщенном виде можно представить следующим образом:

$$n(r) = n_0 \sqrt{n_0^2 - n_N^2 \left(\frac{r}{a_N}\right)^2}.$$

Идеальное фокальное пятно на задней поверхности частицы не образуется, поскольку решение Люнеберга получено в рамках геометрической оптики без учета дифракционных эффектов, существенных для оптически малых частиц.

В конфигурации ФНС частицы с постоянным межслойным оптическим контрастом (тип III, $g = 1$, рис.3,б) сочетаются черты обоих рассмотренных выше случаев. Так, имеется зона высокой интенсивности поля вблизи задней полусферы, несколько более обширная, но менее интенсивная, чем на рис.3,а, а также достаточно протяженный «хвост», в котором $B \approx 10$. Интересно, что при этом структурном типе частицы достигается наименьшая из рассмотренных вариантов поперечная ширина (по полувысоте максимума интенсивности) фотонного потока, не превышающая длины волны падающего излучения.

Сравнение рис.3,б–г показывает, что в зависимости от типа многослойной частицы изменяются не только размер и интенсивность ФНС, но и расстояние между ней и поверхностью. Если при малых значениях параметра g струя формируется в отрыве от теневой полусферы частицы, что негативным образом сказывается на ее мощностных характеристиках, то с увеличением g координата максимума интенсивности фотонного потока начинает приближаться к частице, и при $g > 1$ ФНС «прилипает» к внешней оболочке сферы, «вытекая» из нее в форме экспоненциально затухающего хвоста.

Чтобы количественно охарактеризовать форму ФНС от частицы введем три ее параметра [15]: пиковую интенсивность B_{\max} , эффективную длину L и поперечный размер R , вычисляемые на уровне $1/e^2$ от максимума интенсивности (см. рис.3,в). Зависимости данных характеристик от структурного параметра g показаны на рис.4.

Как и ожидалось, фотонный поток, формирующийся в зоне ближнего поля частиц с убывающим оптическим контрастом оболочек ($g < 1$), имеет наибольшую протяженность, но при этом является малоинтенсивным и широким в поперечном направлении. Максимальная интенсивность в ФНС реализуется для частиц с радиальным изменением показателя преломления, близким к линейной зависимости ($g \approx 1 - 1.5$), причем в этом же диапазоне изменения параметра g полуширина струи R имеет субдифракционный размер: $R < R_d$, где $R_d = n_\infty \lambda / \sqrt{2}$ – минимальный радиус фокальной перетяжки светового пучка при фокусировке (по уровню $1/e^2$).

В многослойных частицах типа II ($g > 1$) длина ФНС стабилизируется на уровне нескольких микрометров (в зависимости от начального размера частицы). Интенсивность фотонного потока от частицы снижается, а его ширина увеличивается. Кроме того, сама продольная структура ФНС становится более сложной. Из рис.3,г видно, что помимо основного максимума интенсивности, расположенного у поверхности частицы, в радиальном направлении возникает вторичный сгусток поля, отстоящий от первого на расстоянии ~ 1 мкм. Эта «световая пуля» менее интенсивна ($B \sim 10$), однако ее длина больше длины первичной ФНС. Общая протяженность L_Σ такой

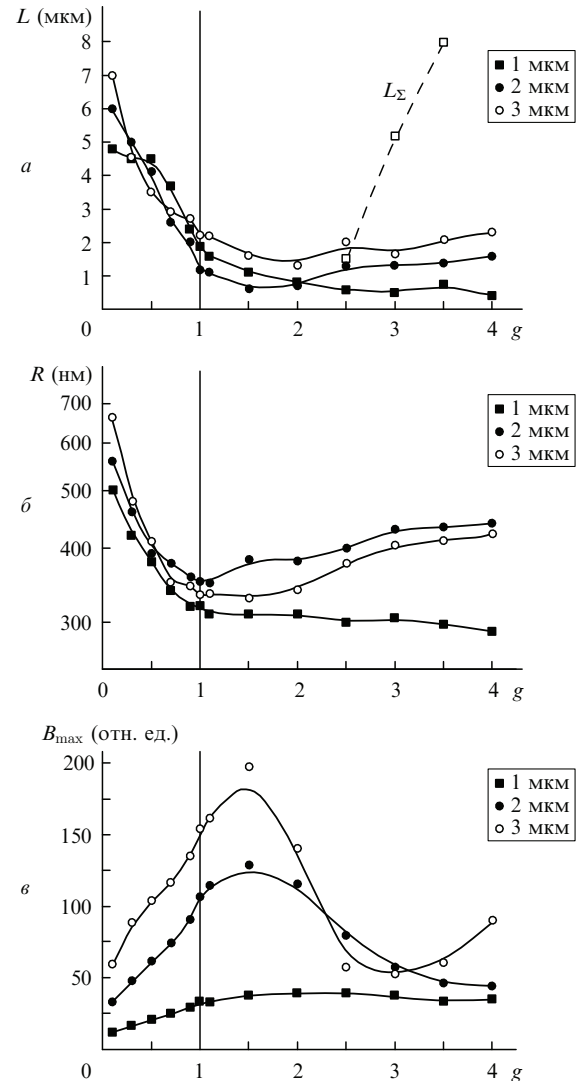


Рис.4. Параметры ФНС многослойных частиц различного радиуса в воздухе ($\lambda = 0.532$ мкм).

комбинированной фотонной струи для частицы с $a = 2$ мкм показана светлыми квадратами на рис.4,а. Видно, что она может быть достаточно существенной.

В работе [13] предложено характеризовать ФНС своеобразным критерием качества $Q = B_{\max} L / R$. Данная характеристика, хотя и условно, отражает степень «выгодности» применения ФНС для решения практических задач, поскольку фактор Q тем выше, чем больше интенсивность и протяженность фотонного потока и меньше его поперечное сечение.

Критерий качества ФНС, нормированный на свое максимальное значение, в зависимости от структурного параметра оболочек частицы приведен на рис.5. Точки на данном рисунке соответствуют различным структурным вариантам композитных частиц, для которых были получены расчетные данные по параметрам ФНС. Для наглядности эти точки соединены с помощью сплайн-аппроксимации. Оказалось, что наибольшие значения параметра Q достигаются при $g \approx 0.5$, т. е. в частицах типа I, а не II. Следовательно, именно в данном морфологическом типе многослойных частиц наиболее оптимально сочетаются высокая пространственная локализация оптического поля фотонного потока и достаточный уровень его интенсивности. К слову сказать, критерий ка-

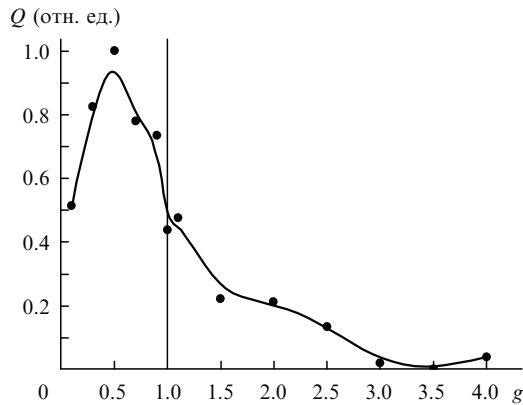


Рис. 5. Нормированный критерий качества ФНС частиц с $a = 2$ мкм и различной внутренней структурой оболочек.

чества ФНС полностью однородных частиц ($N = 0$ и $g \rightarrow 0$ или $g \rightarrow \infty$), распределение интенсивности оптического поля которых приведено на рис. 3, а и д, составляет ~ 0.8 в обоих случаях.

4. Заключение

Таким образом, в работе рассмотрены основные характеристики «фотонных наноструй» (поперечный размер, протяженность, пиковая интенсивность), формирующихся возле прозрачных диэлектрических микросфер при их облучении лазерным пучком. Исследован морфологический класс оптически неоднородных в радиальном направлении частиц, представляющих собой сферическое ядро с нанесенными на него концентрическими оболочками равной толщины с различными показателями преломления. Численные расчеты выполнены в рамках

модифицированной теории Ми для рассеяния излучения на многослойных сферах. Наглядно продемонстрировано, варьируя оптический контраст оболочек частицы, можно управлять параметрами «фотонной наноструи».

Работа выполнена при финансовой поддержке ОФН РАН.

1. Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12**, 1214 (2004).
2. Heifetz A., Kong S.-C., Sahakiana A.V., Taflove A., Backman V.J. doi: 10.1166/jctn.2009.1254. 1979 (2009).
3. Utzinger U., Richards-Kortum R.R. *J. Biomed. Opt.*, **8**, 121 (2003).
4. Li X., Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **13**, 526 (2005).
5. Astratov V.N., Darafsheh A., Kerr M.D., Allen K.W., Fried N.M., Antoszyk A.N., Ying H.S. doi: 10.1117/2.1201002.002578 (2010).
6. Cui X., Erni D., Hafner C. *Opt. Express*, **16**, 13560 (2008).
7. Kong S.-C., Sahakian A.V., Heifetz A., Taflove A., Backman V. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 211102 (2008).
8. Wu W., Katsnelson A., Memis O.G., Mohseni H. *Nanotechnol.*, **18**, 485302 (2007).
9. Itagi A.V., Challener W.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22**, 2847 (2005).
10. Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **15**, 17334 (2007).
11. Devilez A., Stout B., Bonod N., Popov E. *Opt. Express*, **16**, 14200 (2008).
12. Devilez A., Bonod N., Stout B., Gerard D., Wenger J., Rigneault H., Popov E. *Opt. Express*, **17**, 2089 (2009).
13. Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **17**, 3722 (2009).
14. Ruiz C.M., Simpson J.J. *Opt. Express*, **18**, 16805 (2010).
15. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 643 (2010).
16. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
17. Xu H. *Phys. Rev. B*, **75**, 073405 (2005).
18. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
19. Prodan E., Radloff C., Halas N.J., Nordlander P. *Science*, **302**, 419 (2003).
20. Poco J.F., Hrubesh L.W. U.S. Patent 6158244 (2008).