Особенности формирования фотонных наноструй матрицей диэлектрических микротороидов

Ю.Э.Гейнц, Е.К.Панина, А.А.Землянов

Представлены результаты теоретического моделирования фотонных наноструй (ФНС), формирующихся при рассеянии лазерного излучения на однослойной упорядоченной сборке диэлектрических микротороидов, размещенных на поверхности прозрачной матрицы (силиконовой пленке). С использованием методики вычислительной электродинамики (FDTD) проведен подробный анализ основных параметров ФНС (длина, ширина, пиковая интенсивность) в условиях взаимовлияния световых полей соседних микрочастиц. Показано, что главным фактором, влияющим на исследуемые характеристики ФНС, является пространственная конфигурация рассеивающей излучение частицы, а именно диаметр ее внутреннего сечения. Установлено, что при определенных конфигурациях размещения тороидов в кластере реализуется ансамбль ФНС с параметрами, существенно лучшими, чем для уединенного тороида.

Ключевые слова: *ближнепольная фокусировка, фотонная наноструя, микросборка частиц, микротороид.*

1. Введение

В настоящее время ближнепольная оптика является интенсивно развивающимся научно-техническим направлением. Возможность создания оптических приборов, сочетающих высокое пространственное разрешение и быстродействие, а также возможность изменения частоты и мощности излучения, открывают перспективы развития новых энерго- и ресурсосберегающих технологий. Непрерывно расширяется и спектр научных и прикладных проблем, связанных с возможностью локализации электромагнитного поля, созданного протяженным источником, в области нанометровых размеров [1, 2].

Согласно классическим представлениям, пространственное разрешение оптических приборов ограничено дифракцией, и минимальный размер фокального пятна не может быть меньше половины длины волны света ($\lambda/2$) в среде. Однако данное утверждение подразумевает, что элементы оптической схемы находятся на значительном (по сравнению с λ) расстоянии друг от друга. В то же время многочисленные исследования доказали появление локализованной в пространстве области высокоинтенсивного оптического поля и при рассеянии волны на слабо поглощающей диэлектрической частице (рассеяние Ми). Данный эффект получил в научной литературе название «эффект фотонных наноструй» (ФНС) [3–7] и является следствием аберрационной фокусировки излучения слабо поглощающими микрообъектами, характерный размер R которых близок к длине волны падающего излучения (мезомасштабные частицы, $R \approx \lambda$). В отличие от случая фокусировки излучения обычной оптической линзой, специфика ФНС заключается в том, что она формируется в ближней зоне рассеяния, где оптическое поле характеризуется наиболее сложной пространственной структурой, образованной суперпозицией уходящих и затухающих (эванесцентных) волн [8, 9]. Это позволяет реализовать более существенную, чем в дальней зоне дифракции, локализацию оптического поля в области ближнепольной фокусировки. Так, при облучении плоской световой волной однородной микросферы в воздухе удается достичь пространственного разрешения $\sim\lambda/3$, что заметно ниже классического дифракционного предела.

Пространственные и амплитудные характеристики ФНС зависят от геометрической формы рассеивающего излучение объекта, его оптических свойств, а также длины волны падающего излучения [10–12]. Варьирование данных параметров позволяет оптимизировать основные характеристики струи (длина, ширина, пиковая интенсивность) при решении конкретных практических задач. К ним относятся, например, обнаружение малых неоднородностей в приповерхностном слое образца, их спектроскопический анализ, модификация рельефа поверхности оптическими методами (создание искусственных сквозных каналов или перфорация) [13, 14]. В настоящее время преждевременно говорить о массовом внедрении устройств нанооптики на основе ФНС, однако очевидно, что развитие данного направления обеспечит прорыв в развитии многих приоритетных направлений науки и техники. Современное состояние исследований и практических применений эффекта ФНС от микрочастиц подробно представлены в работах [15–18].

Еще одним перспективным направлением использования ФНС является наноструктурирование поверхностей с использованием матрицы упорядоченных диэлектрических мезомасштабных частиц [19]. Было установлено, что отдельные частицы, объединенные в кластер, начинают влиять на соседние частицы вследствие интерференции оптических полей. Эти коллективные эффекты светорассеяния могут существенно повлиять на параметры отдельных ФНС.

Разработка методов получения упорядоченных ансамблей микро- и наночастиц, а также формирование на их основе наноструктурированных микросборок с задан-

Ю.Э.Гейнц, Е.К.Панина, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 11 декабря 2019 г., после доработки – 13 января 2020 г.

ными характеристиками – одна из актуальных проблем фундаментальной и прикладной нанооптики. К настоящему времени известны различные способы получения микросборки частиц. Мезомаштабные частицы могут быть сформированы на подложке, например методами электронно-лучевой литографии или фотолитографии [20]. Монослой плотноупакованных сферических диэлектрических частиц также может наноситься на поверхность при высыхании коллоидного раствора [21, 22]. При этом путем изменения толщины исходного слоя раствора и времени его испарения получают самоорганизующиеся слои диэлектрических микросфер с различными характеристиками [23].

Как правило, микросборки частиц размещают на диэлектрической подложке, в роли которой может выступать, например, полимерная силиконовая пленка. Использование силиконовой подложки позволяет фиксировать внедряемые в них микрочастицы в различных пространственных конфигурациях, а не только в виде плотноупакованных частиц [24, 25]. Впоследствии такие гибкие полимерные матрицы могут быть перенесены на целевую поверхность и облучены лазером, что приведет к многократному увеличению интенсивности оптического поля в областях фокуса ФНС.

Характеристики ФНС ранее были подробно исследованы в [26–28] при рассеянии лазерного излучения на однослойной упорядоченной сборке диэлектрических микрочастиц различных пространственных форм (сфера, аксикон), внедренных в прозрачную матрицу (силиконовую пленку). Было показано, что ряд пространственных конфигураций микросборок позволяет создавать ансамбль ФНС со специфическими характеристиками, недостижимыми для изолированных (уединенных) микрочастиц. Кроме того, упорядоченные кластеры частиц обладают преимуществом с точки зрения комплексной оценки параметров струй.

Одной из проблем ближнепольной фокусировки является небольшая пространственная протяженность области фокуса, формирующейся вблизи частиц классической выпуклой геометрии (сфера, куб, цилиндр, пирамида, конус), которая составляет, как правило, не более нескольких длин волн излучения [8, 11]. Это стимулировало поиск микрочастиц других геометрических форм, которые позволили бы увеличить длину ФНС и максимально удалить ее от поверхности микролинзы.

В недавней работе [29] были теоретически изучены ФНС, образованные диэлектрическими круговыми микротороидами. Рассмотрены случаи генерации ФНС от одиночных частиц, расположенных в воздухе, воде либо на диэлектрической подложке. Установлено, что одиночные тороиды с показателем преломления $n = 1.5$, находящиеся в воздухе, могут генерировать ультрадлинные ФНС (длиной до 67.36λ). Увеличение показателя преломления тороидов уменьшает длину ФНС. Так, частицы с $n = 3.5$ формируют ФНС длиной $\sim 3.66\lambda$. Отмечено также, что изменение геометрических параметров микротороида позволяет варьировать характеристики ФНС (длина, ширина, пиковая интенсивность).

Следует, однако, отметить, что авторы [29] определяли полную длину ФНС по формуле $L = L_f + L_d$, где L_f – фокусное расстояние, т. е. расстояние от поверхности частицы до области с максимальной интенсивностью B_{max} в продольном распределении поля, а L_d – расстояние от области с B_{max} до точки, в которой интенсивность уменьшается в e^2 раз. Выбор подобного критерия оценки протяженности ФНС обуславливает заведомо бóльшие значения L, чем при определении длины ФНС по уровню половины максимума интенсивности поля (FWHM) [26, 27].

На практике более востребованными являются не одиночные микрочастицы, а их сборки, располагаемые на прозрачной подложке. Коллективные интерференционные эффекты, возникающие при взаимодействии рассеянных частицами полей с подложкой, остались за рамками работы [29].

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования ближнепольной фокусировки световой волны одиночным микротороидом, а также массивом микротороидов, размещенных на прозрачной силиконовой матрице в узлах прямоугольной пространственной решетки. Показано, что наличие соседних частиц может кардинально изменить характеристики генерируемых ФНС вследствие проявления деструктивной интерференции полей. В то же время путем точной настройки периода размещения и геометрических параметров самих микротороидов удается снизить влияние коллективных эффектов и изменить параметры формирующихся световых наноструй в сторону повышения их интенсивности и протяженности.

2. Методика численного моделирования

В качестве базовой частицы был рассмотрен открытый диэлектрический микротороид в виде кольца, образованного вращением круга с радиусом R_2 вокруг оси, параллельной одному из его диаметров и не пересекающей его (рис.1,*а*). Расстояние между центром тороида и центром его кругового сечения обозначено R_1, а радиус внутреннего отверстия тороида – R_3. При этом внешний радиус тороида $R = R_1 + R_2$. Были рассмотрены случаи, когда на силиконовой подложке, представляющей собой непоглощающую пленку органического полимера с показателем преломления в видимом диапазоне длин волн 1.44, располагалась одиночная тороидальная частица, изготовленная из непоглощающего стекла с показателем преломления $n = 1.6$, либо массив идентичных микротороидов, отстоящих друг от друга на расстояние g (рис.1,*б*). Предполагалось, что микрочастицы находятся в воздухе ($n_0 = 1$).

Численный расчет структуры ближнего поля при дифракции световой волны на одиночной частице, а также на сборке идентичных микрочастиц выполнялся методом вычислительной электродинамики (FDTD) с помощью коммерческого программного пакета Lumerical FDTD

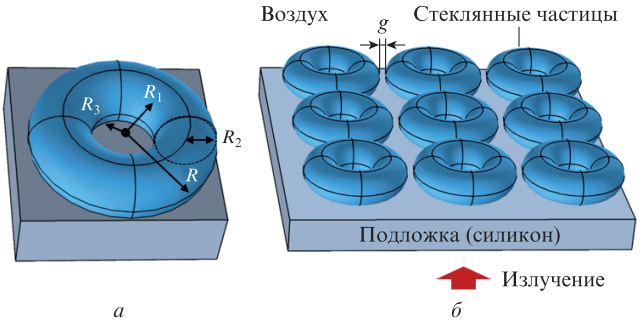

Рис.1. Схематическое изображение одиночного тороида (*а*) и микросборки стеклянных тороидов (*б*), расположенных на силиконовой подложке.

Solutions. Фактически проводилось численное решение системы дифференциальных уравнений Максвелла для электромагнитного поля в четырехмерном пространстве. Сама методика численного моделирования аналогична методике, использовавшейся ранее в работе [26]. Точность численного решения уравнений контролировалась адаптивной расчетной сеткой, узлы которой сгущались в областях резких градиентов диэлектрической проницаемости среды (границы частиц). Общее число узлов сетки составляло несколько десятков миллионов при пространственном и временном шагах схемы примерно 2 нм и 0.06 фс соответственно. Отметим, что при моделировании ансамбля близкорасположенных частиц, вследствие пространственной симметрии самой микросборки, расчет проводился только для единичного микротороида на подложке. При этом на границах расчетной области, параллельных направлению распространения оптического излучения, ставились условия периодичности рассеянных полей в виде соотношений Флоке–Блоха [30], а на оставшихся границах (перпендикулярно падению света) конструировались так называемые слои идеального согласования полей (PML) для снижения паразитных эффектов при отражении волн.

Линейно поляризованная монохроматическая оптическая волна с $\lambda = 0.532$ мкм распространялась сквозь сборки микрочастиц в положительном направлении оси z и формировала дифракционную картину в ближнем поле рассеяния $\boldsymbol{E}(x,y,z;t)$. Для дальнейшего анализа это пространственно-временное распределение усреднялось за интервал в две пикосекунды, который, по оценкам, был достаточным для учета всех переходных процессов, протекающих в микрометровых частицах и в подложке. Исследовалась относительная интенсивность электрического поля оптической волны $B(x,y,z) = |\boldsymbol{E}(x,y,z)|^2/E_0^2$ (E_0 – амплитуда поля падающей волны) в окрестности каждого микротороида. Определялись размерные и амплитудные характеристики локализованных областей повышенной интенсивности – ФНС, формирующихся вблизи центра частиц.

3. Результаты моделирования

Прежде всего рассмотрим особенности формирования ФНС от изолированного (одиночного) тороида, находящегося на силиконовой подложке. В основном нас будет интересовать вопрос о влиянии радиуса R_3 внутреннего отверстия непоглощающего стеклянного тороида на ха-

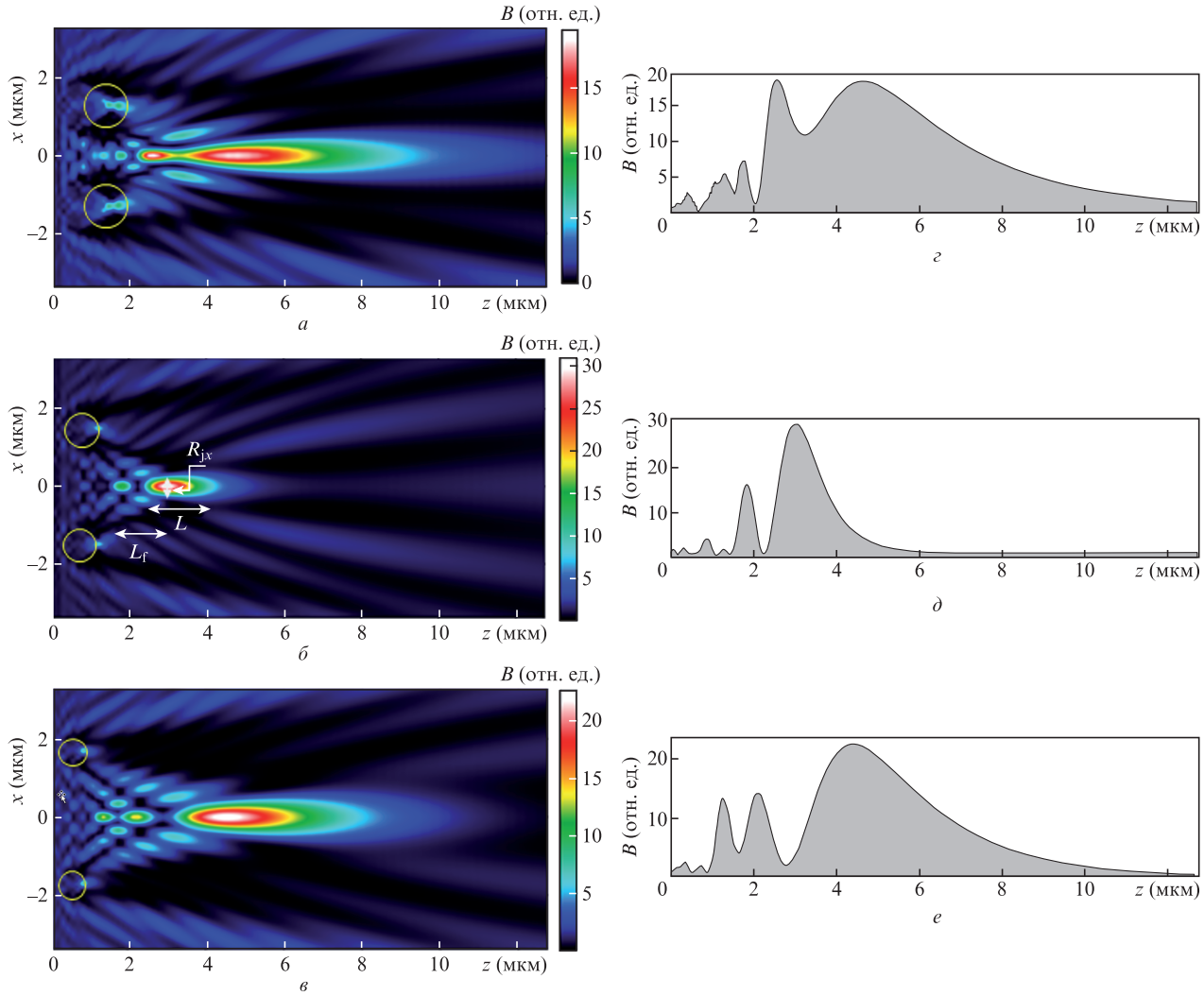

Рис.2. Двумерные (*а*, *б*, *в*) и радиальные (*г*, *д*, *е*) распределения относительной интенсивности оптического поля $B(x,z)$ в окрестности стеклянных тороидов с радиусом $R = 2\lambda$ и различной внутренней структурой, освещенных излучением с $\lambda = 0.532$ мкм. Радиус внутреннего отверстия тороида $R_3 = 0.3R$ (*а*, *г*), $0.5R$ (*б*, *д*) и $0.7R$ (*в*, *е*). Цветной вариант рис.2 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

рактеристики формируемых им ФНС. Этот параметр важен, поскольку он определяет оптическую активность частицы.

Соответствующие двумерные тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля $B(x, z)$ представлены на рис.2,*а–в*, а продольные профили интенсивности поля в области ФНС – на рис.2,*г–е*. Для определенности радиус внутреннего сечения тороида R_3 был выбран равным $0.3R$, $0.5R$ и $0.7R$. Излучение падает слева направо. Необходимо отметить, что вследствие требования сохранения внешнего размера тороида $R = 2\lambda$ и круговой формы его сечения изменение внутреннего диаметра тороида влечет за собой изменение радиуса его поперечного сечения: $R_2 = R - R_3$.

Видно, что падающее излучение специфическим образом рассеивается поверхностью тороида, образуя упорядоченную локализованную структуру вдоль оси z. Суперпозиция всех круговых участков тороида формирует полную картину поля с учетом отверстия внутри частицы. Как следует из рис.2,*г–е*, продольный профиль поля образован несколькими участками, на которых происходит рост и падение интенсивности вследствие интерференции взаимодействующих полей. Максимальная интенсивность и протяженность этих участков различны, что вносит определенные трудности в оценку длины фотонного потока.

Для количественной оценки параметров ФНС будем определять ее ширину по двум координатным осям R_{jx}, R_{jy} и пространственную протяженность L ФНС по уровню половины максимума интенсивности поля. За длину ФНС примем протяженность «рабочей» зоны, соответствующей главному максимуму в продольном распределении оптического поля вдоль оси z. Будем учитывать также параметр L_f – фокусное расстояние, определяемое как расстояние от поверхности частицы до главного максимума интенсивности (см. рис.2,*б*). Амплитудной характеристикой ФНС является пиковая (относительная) интенсивность B_m оптического поля в области ближней зоны рассеяния. Для комплексной оценки степени пространственной локализации ФНС используем также критерий качества ФНС $Q = B_m L/\min\{R_{jx}, R_{jy}\}$ [31].

Численные оценки данных параметров представлены на рис.3. Там же для сравнения преведены соответствующие значения длины L_s, ширины по двум координатным осям R_{sx}, R_{sy}, пиковой интенсивности B_{sm} и параметра качества Q_s для сферической частицы с радиусом $R = 2\lambda$ и показателем преломления $n = 1.6$.

Из рис.3 видно, что исследуемые характеристики ФНС являются весьма чувствительными к изменению конфигурации тороида. Так, микротороиды с относительно малым ($R_3 \approx 0.3R$) или, наоборот, большим ($R_3 \approx 0.7R$) радиусом внутреннего отверстия формируют достаточно протяженные струи с $L \approx 10\lambda$. Однако если в первом случае максимум интенсивности ФНС располагается вблизи поверхности частицы, то во втором случае он удален на расстояние $L_f = 7\lambda$. Данный эффект сопровождается уширением поперечного размера ФНС и, как следствие, снижением пиковой интенсивности B_m.

Частицы с радиусом внутреннего отверстия $R_3 \approx (0.5–0.6)R$ формируют ФНС с наиболее устойчивыми пространственными параметрами. Максимум интенсивности располагается вне поверхности частицы в зоне

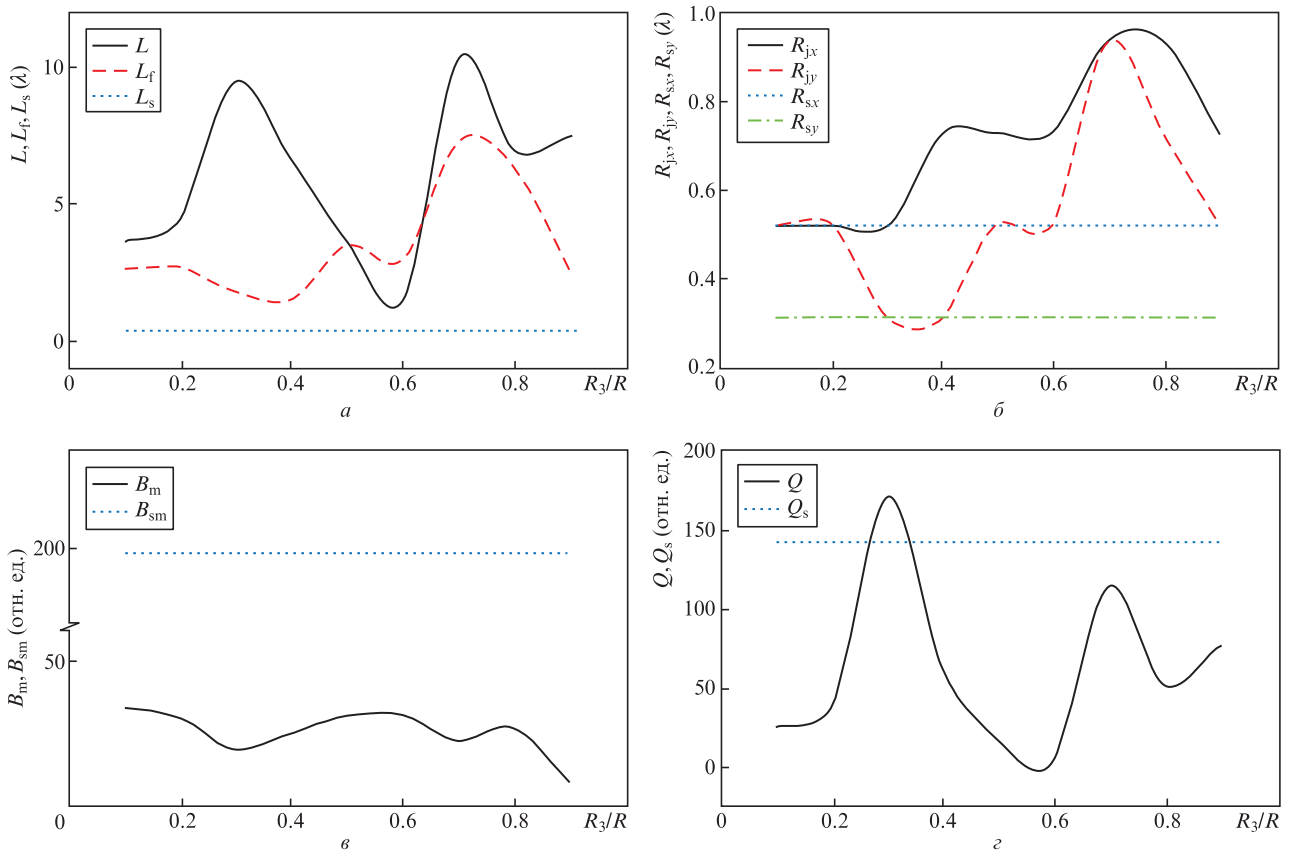

Рис.3. Параметры ФНС, сформированной уединенной тороидальной частицей, расположенной на силиконовой подложке, при варьировании размера ее внутреннего отверстия R_3: длина L и фокусное расстояние L_f (*а*), поперечный размер $R_{j(s)}$ (*б*), пиковая интенсивность B_m (*в*) и критерий качества Q (*г*). Пунктирные прямые соответствуют параметрам ФНС для сферической частицы.

ФНС, которая характеризуется субдифракционным поперечным размером и достаточно большой амплитудой ($B_m \approx 30$). Следует, однако, отметить, что из всех рассмотренных выше вариантов при данной конфигурации микротороида длина ФНС является минимальной ($L \approx (1.5-3)\lambda$). Обращает на себя внимание также аномальное снижение интенсивности B_m при $R_3 \approx 0.9R$. Очевидно, что подобное сверхтонкое кольцо не может рассматриваться в качестве перспективного объекта для субдифракционной локализации оптического поля.

Приведенные выше численные оценки показывают, что особенностью формирования полей в области ближнепольного рассеяния является, как правило, доминирование лишь одного ключевого параметра ФНС. Путем соответствующего выбора конфигурации микрочастиц можно существенно улучшить характеристики ФНС, в частности повысить интенсивность, увеличить протяженность и уменьшить поперечный размер до субдифракционных значений. Это обстоятельство крайне важно при выборе, например, конкретной экспериментальной конфигурации «частица + излучение» для получения ФНС с заданными свойствами, поскольку разные практические задачи требуют создания различных типов фотонных потоков со специфическими характеристиками. Так, при использовании микрочастиц для контактной перфорации клеточных мембран необходимы ФНС с максимальной интенсивностью, а их протяженность не играет существенной роли, в то время как для наносенсорики или оптической хирургии требуется максимально узкая и вытянутая световая струя.

В целом, сравнивая параметры ФНС, формируемые одиночными тороидом и сферой, следует отметить, что независимо от диаметра внутреннего отверстия непоглощающий стеклянный тороид всегда формирует струи большей протяженности, чем сфера с аналогичными оптическими свойствами. Безусловным преимуществом сферических микрочастиц является способность фокусировать оптическое поле в пространственно локализованные области со сверхвысокой интенсивностью. При крайне малой протяженности струи ($L \approx 0.37\lambda$) ее интенсивность достигает пиковых значений $B_m \approx 200$, что в несколько раз превышает соответствующее значение для тороида.

Численные оценки комплексного параметра качества ФНС Q, полученные на основе расчетов размерных и мощностных характеристик ФНС с учетом структурного состава стеклянных микротороидов, представлены на рис.3,*г*. Нами было установлено, что при радиусах внутреннего отверстия тороида $R_3 \approx (0.25-0.35)R$ становится возможным реализовать фотонный поток с параметром качества, существенно превышающим аналогичное значение для сферической частицы.

Далее рассмотрим, как меняются параметры формируемых ФНС при замене одиночной частицы кластером идентичных микрочастиц, расположенных на прозрачной подложке. Расстояние между отдельными частицами регулируется параметром g, который измеряется в полных радиусах тороида R. Были рассмотрены ситуации, когда расстояние между частицами в кластере изменялось от $g/R = 0$ до $g/R = 1$, что отвечает различным типам упаковки тороидов – от плотной до разреженной соответственно.

В качестве примера на рис.4 приведены тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля $B(x,z)$ для однослойного кластера плотноупакованных частиц ($g = 0$). Как и в случае, представленном на рис.2, радиус внутреннего отверстия тороида $R_3 = 0.3R$, $0.5R$ и $0.7R$.

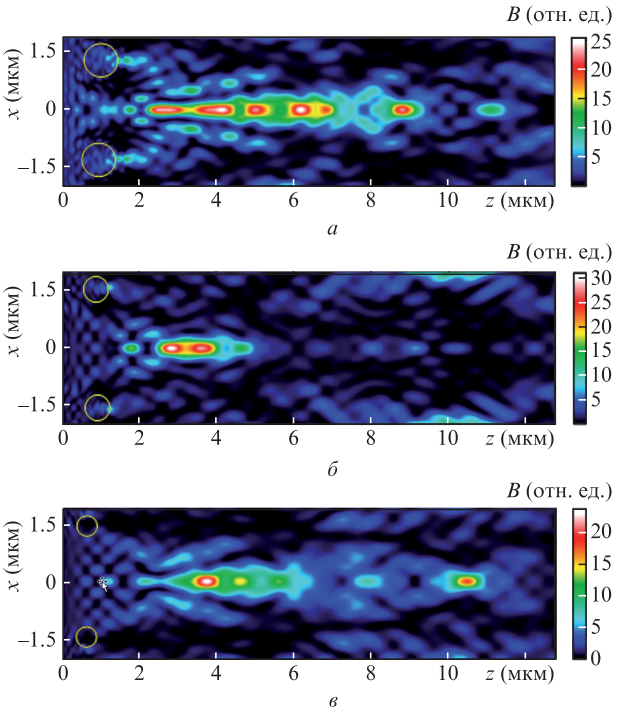

Рис.4. Двумерное распределение относительной интенсивности оптического поля $B(x,z)$ в окрестности кластера плотноупакованных стеклянных тороидов ($g = 0$) с радиусом $R = 2\lambda$ и различной внутренней структурой. Радиус внутреннего отверстия тороида $R_3 = 0.3R$ (*а*), $0.5R$ (*б*) и $0.7R$ (*в*). Цветной вариант рис.4 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

Очевидно, что для плотноупакованных частиц продольная структура ФНС становится более сложной и отражает влияние коллективных интерференционных эффектов на трансформацию фотонного потока. Видно, что помимо основного максимума интенсивности в радиальном направлении возникают вторичные максимумы поля, которые хотя и имеют меньшую интенсивность, чем основная ФНС, но являются достаточно локализованными в поперечном направлении и протяженными вдоль направления светового потока. Общая длина такой разрывной ФНС существенно увеличивается, что может стать принципиальным моментом при реализации ряда практических приложений. Следует отметить также и появление явно выраженных боковых лепестков, направленных под углом к основному оптическому потоку, в ближнепольном распределении для тороидов с большим размером внутреннего отверстия (рис.4,*в*).

Увеличение расстояния между тороидами (разреженная упаковка частиц) приводит к ослаблению влияния соседних частиц и, как следствие, к сглаживанию продольного профиля ФНС. При $g/R > 1$ характеристики ФНС, формируемых однослойным массивом стеклянных тороидов, становятся близки к таковым для изолированной частицы. Данный факт иллюстрирует рис.5, на котором представлены результаты численных расчетов ключевых параметров ФНС, а именно ее длины L и максимальной относительной интенсивности оптического поля B_m, при различной упаковке частиц в кластере.

Поскольку, как было показано выше, продольный профиль ФНС характеризуется существенной неоднородно-

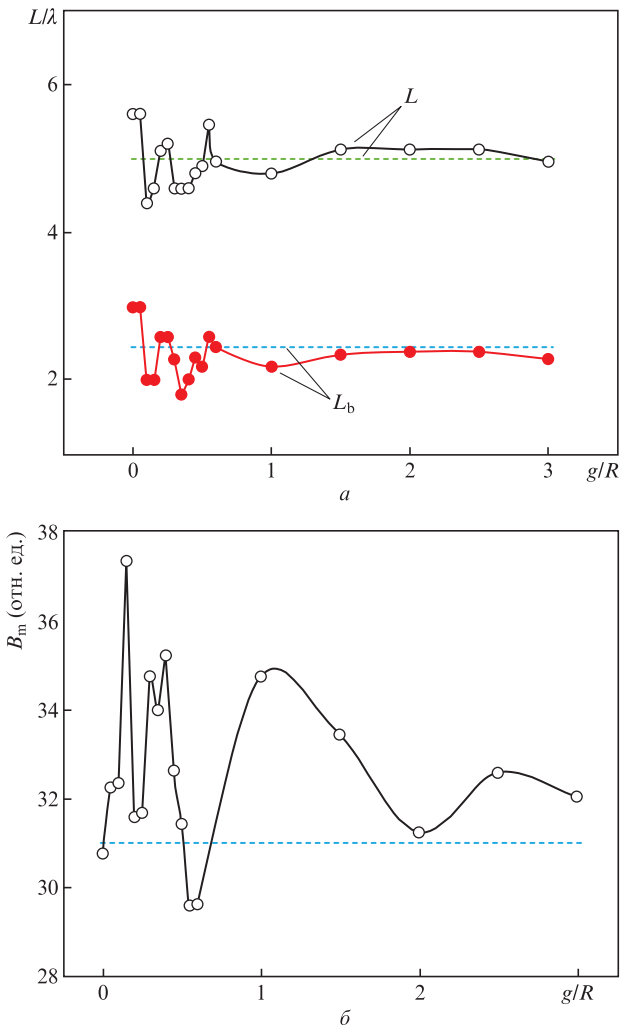

Рис.5. Длина L (*а*) и пиковая интенсивность B_m (*б*) ФНС для кластера микротороидов при варьировании расстояния между частицами g/R. Штриховые линии соответствуют параметрам для одиночного микротороида.

стью, то отдельно определим протяженность основного пика L_b с максимальной интенсивностью B_m, а также полную длину L струи с учетом всех вторичных сгустков поля. Напомним, что ширину R_j и пространственную протяженность L ФНС мы находим по уровню половины максимума интенсивности поля. Для определенности внутренний радиус тороида R_3 выбран равным $0.5R$. На рис.5 для сравнения приведены длины и интенсивности ФНС для одиночного микротороида.

Из рис.5,*а* следует, что влияние ближайшего окружения каждого тороида существенным образом сказывается на длине формируемых в зоне ближнего поля рассеяния фотонных потоков. Наибольшая изменчивость данного параметра наблюдается для плотноупакованной матрицы частиц ($g/R \approx 0-0.5$). Однако, начиная со значения $g/R \approx 0.6$, длина струи стабилизируется на определенном уровне и более не зависит от расположения частиц в кластере. Для сравнения, длина главного максимума интенсивности ФНС, образованной изолированной частицей, расположенной на силиконовой подложке, $L_b \approx 1.25$ мкм (штриховая линия на рис.5,*а*). При этом полная длина ФНС с учетом всех вторичных максимумов поля L = 2.5 мкм. Следует также отметить, что для выбранной конфигурации тороидов ($R_3 = 0.5R$, $R = 2\lambda$) поперечный размер струи меняется незначительно и соответствует классическому дифракционному пределу $R_{jy(jx)} = 0.52\lambda \approx \lambda/2$.

На рис.5,*б* показаны результаты численных расчетов другого важного параметра ФНС, а именно максимальной относительной интенсивности оптического поля B_m. Более плотная упаковка тороидов вследствие интерференции полей соседних струй неизбежно ведет к пульсациям их интенсивности и может вызвать пространственный «разрыв» изначально сплошной ФНС на отдельные сегменты вдоль распространения оптической волны (см. рис.4). С увеличением расстояния между частицами влияние коллективных интерференционных эффектов ослабевает, что приводит к сглаживанию зависимости $B_m(g)$. Тем не менее следует отметить, что кластер микротороидов дает стабильно бóльшие значения B_m, чем изолированная частица (штриховая линия на рис.5,*б*), за исключением только отдельных вариантов упаковки микросборки. Следовательно, использование массива частиц в ряде случаев может быть более привлекательным для реализации практических приложений, связанных, например, с обработкой материалов, перфорацией поверхностей, где данный параметр является определяющим.

4. Заключение

На основе численного моделирования были изучены особенности формирования пространственной структуры ближнего поля рассеяния световой волны на одиночном диэлектрическом непоглощающем микротороиде, расположенном на полимерной подложке, а также на упорядоченном кластере микротороидов. Подробно исследованы характеристики ФНС – областей с высокой концентрацией оптического поля.

Показано, что пространственная форма рассеивающей излучение частицы оказывает влияние на основные параметры ФНС – длину, ширину, максимум интенсивности. Установлено, что тороиды с радиусом внутреннего сечения $R_3 \approx (0.5-0.6)R$ формируют пространственно локализованные, высокоинтенсивные световые потоки. Увеличение либо уменьшение R_3 приводит к неустойчивости исследуемых параметров, например к резкому увеличению длины ФНС и резкому снижению пиковой интенсивности.

Использование однослойного массива идентичных микротороидов меняет структуру ближнего поля рассеяния. Влияние соседних частиц при формировании ФНС связано со взаимной интерференцией оптических полей и проявляется главным образом в пульсациях интенсивности и длины ФНС, что приводит к пространственному «разрыву» ФНС на отдельные сегменты вдоль направления распространения оптической волны при изменении периода кластерной решетки. Данный эффект наиболее сильно выражен для плотноупакованых частиц.

Показано, что при определенном расположении частиц в кластере становится возможной реализация ФНС с параметрами, существенно лучшими, чем для изолированного тороида. Так, дифракционное взаимодействие полей от отдельных тороидов может существенно увеличить общую протяженность струи (случай плотноупакованных частиц). Кроме того, использование кластера частиц практически всегда, за исключением отдельных случаев, приводит к формированию ФНС с бóльшими пиковыми интенсивностями, что является принципиальным моментом при решении ряда практических задач.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН, а также при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ №19-47-700001 р_а.

1. Allen K.W., Farahi N., Astratov V.N., Li Y. *Annal. Phys.*, **527** (7-8), 513 (2015).
2. Wu W., Katsnelson A., Memis O.G., Mohseni H. *Nanotechnology*, **18**, 485302 (2007).
3. Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12** (7), 1214 (2004).
4. Li X., Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **13** (2), 526 (2005).
5. Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **25** (5), 417 (2012).
6. Heifetz A., Huang K., Sahakian A.V., Li X., Taflove A., Backman V. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 221118 (2006).
7. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1825 (2011).
8. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **126**, 44 (2013).
9. Itagi A.V., Challener W.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22** (12), 2847 (2005).
10. Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **31** (9), 706 (2018).
11. Minin I.V., Minin O.V., Geints Yu.E. *Ann. Phys. (Berlin)*, **527**, 491 (2015).
12. Minin I.V., Minin O.V., Pacheco-Pena V., Beruete M. *Opt. Lett.*, **40**, 2329 (2015).
13. Kato S., Chonan S., Aoki T. *Opt. Lett.*, **39**, 773 (2014).
14. Chang C.-H. *Nano Lett.*, **11** (6), 2533 (2011).
15. Zhu J., Goddard L.L. *Nanoscale Adv.*, **1**, 4615 (2019).
16. Chen L., Zhou Y., Li Y., Hong M. *Appl. Phys. Rev.*, **6**, 021304 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5082215.
17. Pacheco-Peña V., Beruete M. *J. Appl. Phys.*, **125**, 084104 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5086175.
18. Sergeeva K.A., Tutov M.V., Voznesenskiy S.S., Shamich N.I., Mironenko A.Yu., Sergeev A.A. *Sensors Actuators B: Chemical*, **305**, 127354 (2020).
19. Bityurin N., Afanasiev A., Bredikhin V., Alexandrov A., Agareva N., Pikulin A., Ilyakov I., Shishkin B., Akhmedzhanov R. *Opt. Express*, **21**, 21485 (2013).
20. Генцелев А.Н., Гольденберг Б.Г., Кондратьев В.И., Петрова Е.В. Патент РФ № 2350996 (2009).
21. Лебедев-Степанов П.В., Кадушников Р.М., Молчанов С.П., Иванов А.А., Митрохин В.П., Власов К.О., Рубин Н.И., Юрасик Г.А., Назаров В.Г., Алфимов М.В. *Российские нанотехнологии*, **8** (3-4), 5 (2013).
22. Chan C.-H., Fischer A., Martinez-Gil A., Taillepierre P., Lee C.-C., Yang S.-L., Hou C.-H., Chien H.-T., Cai D.-P., Hsu K.-C. *Appl. Phys. B*, **100**, 547 (2010).
23. Brétagnol F., Ceriotti L., Valsesia A., Sasaki T., Ceccone G., Gilliland G., Colpoand P., Ross F. *Nanotechnology*, **18**, 135303 (2007).
24. Rizzato S., Primiceri E., Monteduro A.G., Colombelli A., Leo A., Manera M.G., Rella R., Maruccio G. *Beilstein J. Nanotechnol.*, **9**, 1582 (2018).
25. Wang Z.B., Guo W., Luk'yanchuk B., Whitehead D.J., Li L., Liu Z. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, **3** (1), 14 (2008).
26. Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **32** (2), 113 (2019).
27. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **49** (3), 210 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (3), 210 (2019)].
28. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **46** (3), 236 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (3), 236 (2016)].
29. Zhang B., Hao J., Shen Z., Wu H., Zhu K., Xu J., Ding J. *Appl. Opt.*, **57** (28), 8331 (2018).
30. Головашкин Д.Л., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л. *Дифракционная компьютерная оптика* (М.: Физматлит, 2007).
31. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **41** (6), 520 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (6), 520 (2011)].