

Характеристики фотонных наноструй от упорядоченных микросборок диэлектрических сфер

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина

Представлены результаты теоретических исследований пространственно-локализованных световых структур (фотонных наноструй), формирующихся в ближнем поле рассеяния оптического излучения на упорядоченных однослойных кластерах прозрачных стеклянных микросфер. С помощью численного решения уравнений Максвелла выполнены расчеты основных параметров фотонных наноструй (длина, ширина, фокальное расстояние, интенсивность) и изучено их поведение в условиях взаимовлияния соседних микрочастиц. Установлено, что степень проявления коллективных эффектов при формировании массива наноструй зависит от пространственной структуры ансамбля микросфер, их размера и периода следования. При этом в ряде случаев путем соответствующего выбора конфигурации ансамбля сфер оказывается возможным существенно улучшить характеристики формирующихся массивом сфер фотонных наноструй.

Ключевые слова: микросфера, рассеяние света, фотонная наноструя, кластер микрочастиц.

1. Введение

Прогресс в оптических технологиях обуславливает появление новых перспективных научных направлений, связанных с микроскопией ультравысокого разрешения, нанооптикой, наноконструированием материалов, прецизионной диагностикой параметров дисперсных сред [1–4]. Большинство из этих задач требует создания высококонцентрированного оптического излучения вблизи материальных объектов различной физической природы. К настоящему времени существует ряд способов достижения ультравысокой локализации оптического поля в нанометровых масштабах, в частности возбуждение поверхностных плазмонных резонансов в наночастицах [5], использование наноантенн [6], а также оптических острий [7]. Однако все эти технологии связаны с использованием металлических объектов, сильно поглощающих оптическое излучение, что, как следствие, вызывает существенный нагрев исследуемых образцов, в ряде случаев нежелательный.

В связи с этим возрос научный и практический интерес к непоглощающим диэлектрическим микрообъектам с различными геометрическими формами, физическими свойствами и структурным составом [8–14]. Использование такого рода мезомасштабных микрообъектов [15, 16], т. е. объектов с характерным пространственным масштабом порядка длины волны излучения, применительно к задаче локализации световой энергии в предельно малых объемах оказывается весьма перспективным. В результате дифракции электромагнитного излучения на микрочастицах вблизи их поверхности возникают высоколокализованные области повышенной интенсивности – так на-

зываемые фотонные наноструи (ФНС) [9, 17]. Природа возникновения ФНС связана с ближнеполевой абберрационной фокусировкой излучения прозрачной частицей [18], когда в теневой зоне в результате конструктивной интерференции световых полей рассеянного и прошедшего частицу излучения создаются условия для формирования фокальной области ультрамалого размера (вплоть до субдифракционного) с высокой интенсивностью и увеличенной протяженностью.

Следует подчеркнуть, что высокая пространственная локализация электромагнитного поля вблизи малых объектов достигается благодаря использованию именно мезомасштабных частиц. В свою очередь, это предопределяет и пространственную область существования ФНС, ограничивая ее границами ближней зоны дифракции световой волны, где оптическое поле характеризуется наиболее сложной пространственной структурой и, в принципе, может быть локализовано более существенно, чем в дальней зоне дифракции.

На практике манипуляция локализованными световыми потоками, созданными изолированными микрочастицами, является достаточно сложной задачей, поскольку существуют определенные технические проблемы с фиксацией в пространстве взвешенных частиц микронных размеров (если для их освещения используется излучение оптического диапазона) для осуществления адресного воздействия на исследуемый объект. В связи с этим наиболее распространенным в настоящее время способом получения и применения ФНС является помещение организованного массива микрочастиц, как правило, ансамбля прозрачных микросфер, либо сразу на поверхность облучаемого образца [19–23], либо на вспомогательную прозрачную подложку, например полимерную пленку [24, 25] или кварцевую пластину [26]. Это дает возможность надежно зафиксировать микрочастицы в нужных зонах, не позволяя им смещаться относительно первоначального положения. С помощью такой техники удается проводить высокоточную микро- и нанообработку,

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

перфорирование микроотверстий и лазерное травление различных материалов [1, 19, 20, 22, 25, 27], а также детектирование сверхмалых количеств вещества [23] и отдельных наночастиц [24].

Важнейшей задачей в оптике ФНС является управление ее характеристиками. К настоящему времени в литературе обсужден ряд способов манипулирования параметрами и формой ФНС для повышения достигаемых с ее помощью пространственного разрешения и интенсивности [28–30]. Дело в том, что параметры фотонной струи достаточно чувствительны к изменению размера, оптических свойств, структурного состава и геометрической формы родительской микрочастицы [31]. Было показано, что реализация субволновой фокусировки оптического поля с помощью ФНС от микросфер, в том числе получение светового пучка с поперечной шириной меньше дифракционно обусловленной, возможно только в достаточно узком интервале значений приведенного размера сферических микрочастиц, $5 < x_a < 30$, т. е. в мезомасштабных частицах. Здесь $x_a = 2\pi D/\lambda$ – приведенный радиус частицы (параметр Ми); D – геометрический размер; λ – длина волны падающего излучения. Для частиц меньшего размера достаточной пространственной локализации оптического поля еще не происходит, а для частиц большего размера зона фокуса имеет слишком большие, нехарактерные именно для ФНС, размеры.

Необходимо отметить, что в большинстве исследований, посвященных проблеме управления фотонными струями, рассматриваются, как правило, одиночные изолированные частицы, находящиеся в свободном окружении. Распределение оптического поля вблизи изолированной частицы зависит только от характеристик падающего излучения и микрофизических параметров самой частицы. Очевидно, что использование для получения ФНС не одиночной микрочастицы, а группы микрочастиц, внедренных в фиксирующую матрицу или помещенных на подложку, может существенным образом повлиять на параметры отдельных наноструй вследствие интерференции оптических полей при дифракции излучения на соседних микрочастицах и взаимодействия рассеянного поля с подложкой.

Данный вопрос ранее поднимался в ряде работ [32–34]. В [32] были рассмотрены характеристики областей локальных фокусировок оптического излучения одно- и многослойным кластером идентичных микросфер. Было показано, что наиболее сильная фокусировка поля наблюдается вблизи частиц, образующих границы кластера, поскольку часть оптического поля перераспределяется из центральных микросфер на периферию. Влияние поглощающей подложки на параметры оптического поля от ансамбля из семи микросфер было теоретически изучено в [33], где установлено, что как подложка, так и соседние частицы приводят к падению интенсивности оптического поля в фокальных зонах в несколько раз по сравнению со случаем изолированной сферы в вакууме. Удлинение ФНС и смещение ее максимума к поверхности родительских сфер, организованных в гексагональный кластер, было обнаружено авторами работы [34].

Обычным способом получения матрицы ФНС является использование так называемой самосборки частиц в процессе их расположения на исследуемой поверхности или на подложке. Как правило, этот процесс связан с осаждением и выпариванием микрочастиц из коллоидного раствора, нанесенного на подложку, с последующим

образованием однослойной или многослойной матрицы плотно упакованных частиц [22]. Именно такие кластеры микросфер и рассматривались в упомянутых выше теоретических исследованиях.

Одной из особенностей плотной упаковки частиц является совершенно определенное взаимное расположение в ней формирующихся ФНС. Так, при использовании микросфер фотонные потоки располагаются в вершинах равносторонних треугольников со стороной, равной диаметру отдельной сферы, которые образуют на поверхности периодическую гексагональную структуру [19]. Это накладывает существенное ограничение на манипулирование конфигурацией ФНС. Действительно, при использовании плотной упаковки изменить расстояние между отдельными ФНС можно только путем изменения размера микросфер, что, в свою очередь, неизбежно приведет к изменениям в характеристиках производимых ими фотонных наноструй [8, 31].

Вместе с тем в последние годы появились работы, в которых сообщается о создании и применении в микроскопии ультравысокого разрешения прозрачных полимерных пленок (PDMA) с внедренными в них стеклянными микросферами [35]. Такие «сферосодержащие» силиконовые пленки уникальны тем, что внедряемые в них микрочастицы могут быть в принципе зафиксированы в любой пространственной конфигурации, а не только в форме плотно упакованных частиц. Затем гибкая полимерная матрица может быть перенесена на любую поверхность для осуществления субволновой и даже субдифракционной фокусировки света [25]. В этой связи актуальными становятся исследования коллективных дифракционных эффектов при формировании ФНС от ансамбля частиц при различном их взаимном расположении.

В настоящей работе мы рассматриваем дифракцию оптической волны на однослойном ансамбле идентичных микросфер, помещенных в матрицу с показателем преломления, отличным от показателя преломления сфер. С помощью метода вычислительной электродинамики на основе численного решения дифференциальных уравнений Максвелла мы, по нашим сведениям, впервые исследуем пространственные и амплитудные характеристики возникающих локализованных фотонных потоков при варьировании расстояния между отдельными сферами, их размера и пространственной конфигурации размещения в матрице (квадратная и гексагональная решетки). Оказывается, что влияние матрицы, в которую помещены сферы, главным образом проявляется в удлинении ФНС и в снижении ее интенсивности. Коллективное взаимодействие полей ансамбля ФНС от массива частиц приводит к существенно нестабильному поведению параметров ФНС при расстояниях между отдельными сферами, меньших нескольких длин волн падающего излучения. При этом ряд пространственных конфигураций частиц характеризуется формированием ФНС с лучшими параметрами, чем в случае изолированных сфер.

2. Методика численного моделирования

Было рассмотрено два наиболее распространенных типаборок микросфер, представляющих собой гексагональную и квадратную однослойные конфигурации частиц на плоскости (рис.1). Сами сферические частицы считались идентичными (диаметр D , период расположения (период решетки) d). Ансамбль частиц помещался внутрь

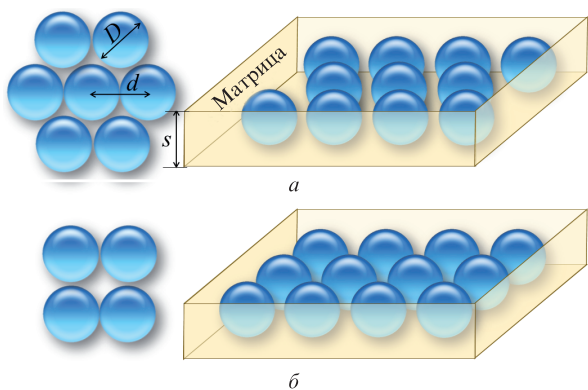


Рис.1. Конфигурации сборок микросфер – гексагональная (а) и квадратная (б).

диэлектрической матрицы толщиной $s \geq D$. Вариант с гексагональным расположением частиц соответствует типичному случаю самосборки и образованию плотной упаковки микросфер. При расположении частиц в вершинах квадрата двумерная фазовая дифракционная решетка представляет собой, например, упорядоченный массив микроступенек [26].

Численный расчет структуры ближнего поля при дифракции световой волны на сборках микросфер проводился при помощи созданного нами программного пакета, ядром которого является C^{++} -модуль трехмерного FDTD с открытым кодом (интернет-ресурс [36]), модифицированный под конкретные счетные конфигурации. Рассматривалась трехмерная конфигурация счетной области, внутри которой в соответствии с конкретным типом ансамбля сфер задавался профиль диэлектрической проницаемости ϵ по координатным осям. Полагалось, что микросферы изготовлены из прозрачного оптического стекла типа тяжелого флинта ($\epsilon = n^2 = 3.4$) с малой хроматической дисперсией в оптическом диапазоне длин волн. Сборки сфер помещались в непоглощающую силиконовую матрицу с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_f = 1.96$, которая, в свою очередь, находилась в воздухе ($\epsilon_0 = 1$).

Геометрические размеры счетной области варьировались в зависимости от параметров задачи и могли достигать $15 \times 15 \times 20$ мкм при общем числе сеточных узлов порядка 10^8 .

Для минимизации краевых эффектов при моделировании гексагональной конфигурации микросфер задавался кластер из 25 частиц, расположенных в пять рядов, и исследовались параметры ФНС в его центре. Квадратный тип расположения частиц допускал моделирование бесконечной решетки микросфер путем применения на границах счетного домена по осям x, y периодических граничных условий. По оси z задавался набор абсолютно согласованных слоев.

В начальный момент времени на нижней границе области включался источник монохроматического излучения с длиной волны λ в виде плоской линейно поляризованной волны с вектором электрического поля, направленным, для определенности, вдоль оси x . Оптическая волна распространялась сквозь сборку частиц в направлении положительных значений оси z и формировала дифракционную картину в ближнем поле рассеяния, которая затем усреднялась за 2 пс, что, по оценкам, было достаточно для учета всех переходных процессов, протекающих в сферах и в матрице. Полученные таким образом пространственные распределения относительной интенсивности светового поля $B(x, z) = |E(x, z)|^2/E_0^2$ (E_0 – амплитуда падающей волны) анализировались на предмет обнаружения локализованных областей повышенной интенсивности (ФНС) и определения их размерных и амплитудных характеристик.

3. ФНС от одиночной частицы

На рис.2 показаны примеры формирования ФНС вблизи одиночных сферических частиц с диаметром $D = 11\lambda$ при падении на них излучения с $\lambda = 0.532$ мкм. Пространственное распределение относительной интенсивности светового поля рассчитано для двух случаев: когда частица внедрена в матрицу (рис.2,а) и когда она взвешена в воздухе (рис.2,б).

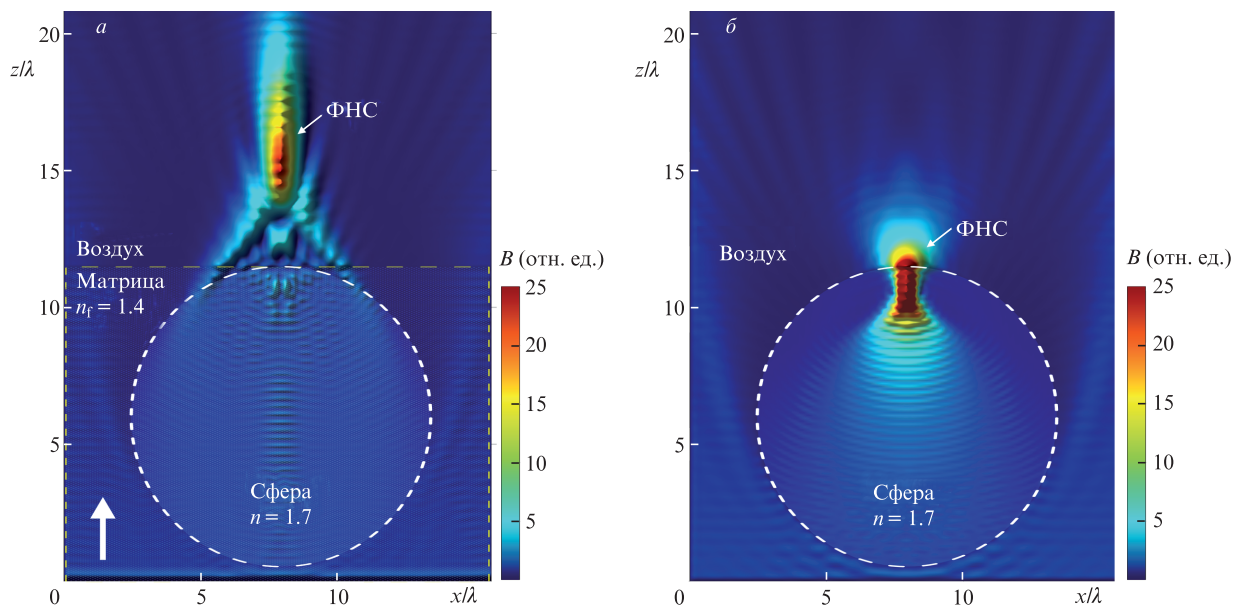


Рис.2. Пространственный профиль интенсивности B оптического поля в окрестности стеклянных сфер диаметром $D = 11\lambda$, находящихся в полимерной матрице (а) и в воздухе (б). Стрелкой показано направление падения излучения.

Видно, что в обоих представленных случаях интенсивные пространственно локализованные оптические структуры формируются вблизи наружной теневой поверхности сфер. Следуя традиции, будем называть эти структуры фотонными наноструями (отмечены на рис.2). Форма, интенсивность, размерные параметры этих ФНС различны и зависят от свойств окружающей частицы среды. Так, для микрочастицы, находящейся в воздухе, максимум интенсивности оптического поля, как видно из рис.2,б, находится внутри сферы, и зона ФНС образована «вытекающим» из фокальной перетяжки полем. Этим обусловлены небольшая протяженность (порядка длины волны) и невысокая интенсивность струи.

Помещение сферы в матрицу с более высоким, чем у воздуха, показателем преломления $n_f = \sqrt{\epsilon_f} = 1.4$ (рис.2,а) кардинально меняет пространственную форму ФНС. Она теперь располагается значительно дальше от поверхности частицы, а также характеризуется большими амплитудой поля и длиной (около 8λ). Это обстоятельство является прямым следствием снижения оптического контраста среды для волны при пересечении границ частицы, линзы и удлиняет фокальную перетяжку подобно тому, как это происходит в градиентно-неоднородных сферах [29, 37].

В дальнейшем, чтобы получить количественную характеристику ФНС, введем в рассмотрение размерные параметры струи как локализованной световой структуры, а именно длину L , ширину R и удаленность f от поверхности частицы (фокальное расстояние). Амплитудной характеристикой ФНС является пиковая (относительная) интенсивность B_m оптического поля в области ближней зоны рассеяния.

Во избежание неоднозначности трактовки параметров, будем определять ширину ФНС на уровне половины максимума интенсивности поля, а протяженность – по фиксированному уровню интенсивности $B = 1$. Фокальное расстояние струи вычисляется по разности координат центра области ФНС, где реализуется наибольшая интенсивность светового потока, и границы частицы. Для комплексной оценки степени пространственной локализации ФНС в целом будем использовать критерий качества Q [29], который включает в себя три основных параметра струи: $Q = B_m L/R$.

4. ФНС от кластера плотно упакованных микросфер

Начнем с рассмотрения ФНС, формируемых ансамблем плотно упакованных микросфер, помещенных в прозрачную матрицу. Как упоминалось выше, будем исследовать две пространственные конфигурации размещения частиц на плоскости – гексагональную и квадратную. Под плотной упаковкой идентичных сфер здесь подразумевается выполнение соотношения $d = D$, т. е. плотный контакт поверхностей соседних частиц в горизонтальном и вертикальном направлениях. Нас интересовал вопрос о том, как влияют конфигурация кластера сфер и их размеры на параметры генерируемых фотонных струй.

На рис.3 представлены результаты соответствующих расчетов. Здесь и на остальных рисунках все размерные параметры кластеров сфер и производимых ими ФНС даны в единицах длины волны освещающего частицы из-

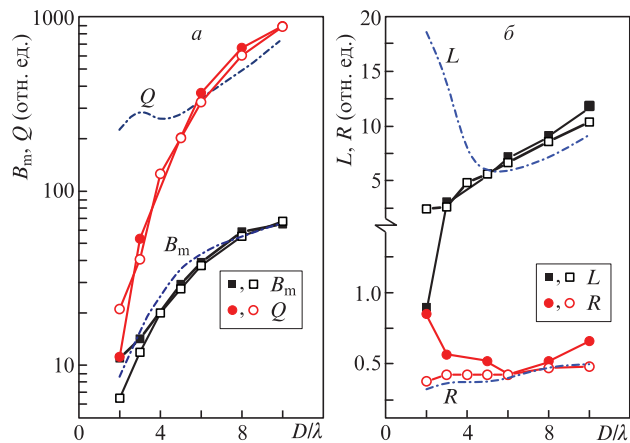


Рис.3. Параметры фотонных наноструй от кластера плотно упакованных микросфер различного диаметра для гексагональной (□, ○) и квадратной (■, ●) конфигураций. Характеристики ФНС от одиночных сфер показаны штрих-пунктиром.

лучения. Это позволяет обобщить установленные закономерности, поскольку, согласно теории Ми [38], сама структура распределения оптического поля волны, дифрагированной на сфере, зависит от безразмерного отношения D/λ .

Итак, в зоне ближнего поля рассеяния, как это следует из рис.3, конфигурация размещения плотно упакованных частиц в целом несущественно сказывается на величине основных характеристик формирующихся ФНС. Исключение составляет только случай малых сфер (с радиусом в одну длину волны), когда квадратная решетка частиц оказывается существенно хуже (в терминологии качества струи), чем гексагональная. Прежде всего это касается резкого уменьшения длины струи и увеличения ее ширины (рис.3,б) при квадратном размещении частиц, хотя пиковая интенсивность ФНС при этом почти вдвое выше (рис.3,а).

В остальных случаях при увеличении размера сфер фотонные струи демонстрируют монотонный рост своих параметров независимо от формы пространственной решетки. Параметры качества струи для двух крайних значений диаметра частиц различаются практически на два порядка. При этом всегда реализуется субволновая ширина струи. Все ФНС формируются достаточно близко от поверхности сфер, при средней удаленности $f = 1.5\lambda$ (на рис.3 не показано).

Интересно, что качество ФНС, производимых кластером частиц и одиночной сферой в такой же полимерной матрице, различно только для малых частиц ($D \leq 5\lambda$). Это различие в основном связано с существенно большей протяженностью ФНС от малых одиночных сфер, достигающей десятков длин волн. В то же время, если сферы объединены в плотно упакованный кластер, интерференция полей соседних струй неизбежно приведет к пульсациям их интенсивности и может вызвать пространственный разрыв изначально сплошной ФНС на отдельные сегменты вдоль вектора распространения оптической волны. С увеличением размера частиц влияние коллективных интерференционных эффектов ослабевает вследствие как большей удаленности струй друг от друга, так и резкого повышения их интенсивности, проявляющегося в сглаживании продольных разрывов струи.

5. Влияние периода решетки микросферного кластера

Ниже представлены результаты моделирования ансамбля ФНС при варьировании расстояния между отдельными микросферами в кластере для двух рассматриваемых конфигураций решетки. Для анализа результатов удобнее использовать не период решетки частиц d , а межсферный промежуток $g = d - D$.

Проанализируем рис.4, на котором представлены основные параметры ФНС, формирующихся с помощью ансамбля сфер. Как и на рис.3, здесь также приведены референсные значения соответствующих параметров струи от одиночной частицы.

Прежде всего обращает на себя внимание достаточно высокая изменчивость исследуемых характеристик струи при варьировании расстояния между частицами. В наименьшей степени это касается ширины, тогда как соответствующие значения интенсивности, длины, удаленности и суммарного качества ФНС могут различаться практически в разы даже при небольшом изменении промежутка. Гексагональная форма расположения сфер приводит к более гладкому характеру зависимости характеристик ФНС от параметра g , в отличие от квадратного размещения частиц. Очевидно, здесь сказывается то, что ближайшее окружение каждой сферы при квадратной конфигурации решетки составляют восемь частиц, а в гексагональной решетке – всего шесть. Интерференция полей от большего числа частиц характеризуется и большей чувствительностью к изменению межсферного промежутка. Однако стабилизация параметров струи около

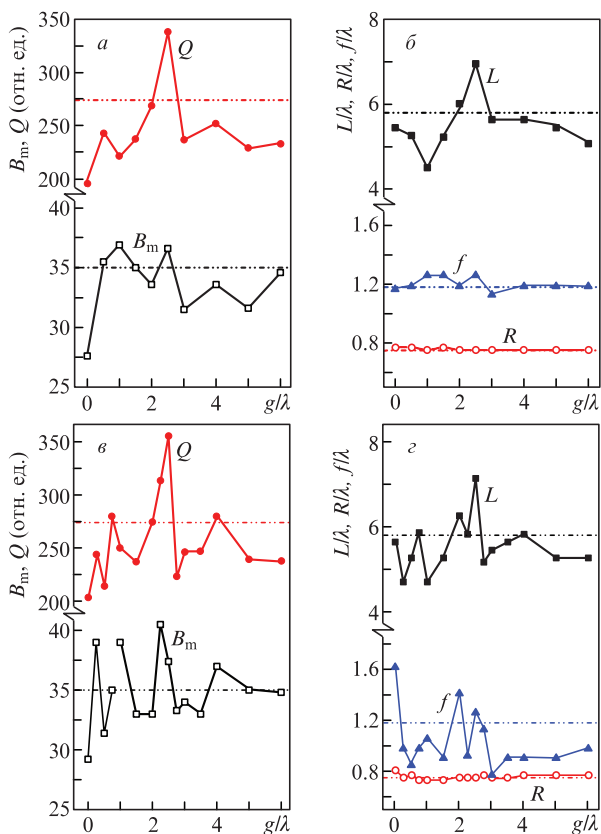


Рис.4. Основные параметры ФНС для гексагональной (а, б) и квадратной (в, з) конфигураций кластера сфер ($D = 5\lambda$) при изменении межсферного промежутка. Штрих-пунктир – референсные значения параметров.

уровней, реализующихся для одиночной сферы, для обеих решеток происходит приблизительно при одном и том же значении промежутка $g \geq 4\lambda$.

Из анализа рис. 4 видно, что плотная упаковка микросфер с $D = 5\lambda$ приводит к формированию ФНС с наименьшим параметром качества струи. При некотором взаимном расположении микросфер реализуется ФНС с наивысшим ($Q \approx 350$) параметром качества. Этой ситуации соответствует одно и то же значение параметра $g = 2.5\lambda$ для обеих рассматриваемых конфигураций решетки. Более того, такая фотонная струя оказывается по двум своим параметрам лучше, чем ФНС от изолированной сферы того же размера, для которой $Q \approx 275$.

На рис.5 показан продольный профиль относительной интенсивности оптического поля в области ФНС для случаев изолированной сферы и кластера частиц. Начало фотонной струи соответствует относительной координате $z/\lambda = 5.7$. Видно, что струя, созданная одиночной сферой, имеет практически идеально гладкий профиль интенсивности с максимумом $B_m = 35.5$, отстоящим от поверхности частицы примерно на одну длину волны, и с экспоненциально спадающим хвостом. Протяженность ФНС в этом случае составляет чуть менее шести длин волн ($L \approx 5.7\lambda$).

Если же сфера находится в окружении себе подобных частиц, то дифракционное взаимодействие полей от отдельных микросфер может либо «погасить» ФНС (например, при $g = 3\lambda$), либо, как в представленном случае, продлить ее хвостовую часть. Для квадратной матрицы сфер максимально реализуемое удлинение струи, как следует из рис.5, составляет $\sim 1.5\lambda$ при небольшом подъеме пиковой интенсивности B_m (до 37.4) по сравнению с одиночной сферой. В дальнейшем, после первого минимума интенсивности, ФНС не прекращается, а демонстрирует пульсирующее поведение, характерное для интерференционной картины сложения когерентных полей от пространственно разнесенных источников.

Возвращаясь к рис.4, отметим, что интерференция полей является также причиной того, что даже при достаточно больших промежутках между частицами в кластере ($g > 6\lambda$) образующиеся ФНС, тем не менее, несколько короче, чем фотонная струя от изолированной сферы. При этом как ширина, так и пиковая интенсивность ФНС для данных случаев выходят на референсные уровни для одиночной частицы.

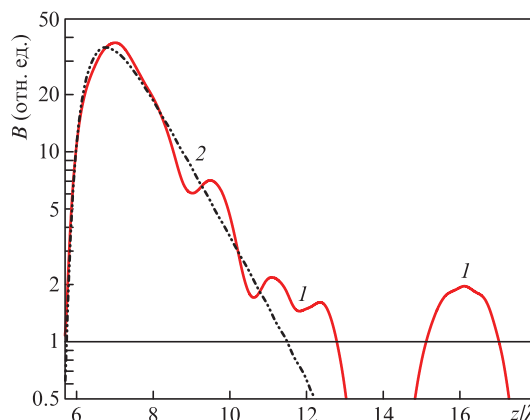


Рис.5. Профиль интенсивности оптического поля в области ФНС от микросфер с $D = 5\lambda$ в форме квадратной матрицы с $g = 2.5\lambda$ (1) и от изолированной сферы (2).

6. Заключение

На основе теоретического моделирования пространственной структуры ближнего поля рассеяния световой волны на упорядоченном кластере диэлектрических микросфер, внедренных в прозрачную матрицу, были изучены характеристики областей с высокой концентрацией оптического поля – фотонных наноструй. Исследовались длина, ширина, удаленность и интенсивность образующихся ФНС при гексагональной и квадратной конфигурациях размещения частиц. Все рассмотренные характеристики ФНС обнаруживают зависимость от размерных параметров пространственных решеток частиц, что открывает перспективы управления фотонными струями путем варьирования размера, периода и конфигурации кластеров микросфер.

Каждый из изученных типов кластеров способен формировать в ближней зоне дифракции массив фотонных струй с субволновым пространственным разрешением. Коллективные эффекты при формировании ФНС связаны со взаимной интерференцией оптических полей соседних частиц и проявляются, главным образом, в пульсациях интенсивности и длины фотонной струи при изменении периода кластерной решетки. При этом наиболее сильно изменяются параметры ФНС от квадратной решетки микросфер, тогда как гексагональная конфигурация кластера характеризуется наибольшей устойчивостью параметров ФНС к изменению межсферного расстояния.

Установлено, что в целом кластер микросфер формирует фотонные струи с худшим качеством, чем от изолированной микросферы такого же радиуса, расположенной в матрице. В то же время с увеличением размера частиц и расстояния между ними влияние коллективных интерференционных эффектов ослабевает как по причине большей удаленности струй друг от друга, так и в связи с резким повышением их интенсивности. Это выравнивает качество ФНС от кластера частиц и одиночной сферы. Вместе с тем при определенном взаимном расположении микросфер в кластере становится возможным реализовать фотонный поток с параметром качества, существенно превышающим аналогичное значение для изолированной микросферы. Для сфер с $D = 5\lambda$ этой ситуации соответствует расстановка частиц с промежутком в один радиус сферы, независимо от конфигурации пространственной решетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы Сибирского отделения РАН.

- Abdurrochman A., Lecler S., Mermet F., Tumbelaka B. Y., Serio B., Fontaine J. *Appl. Opt.*, **53**, 7202 (2014).
- Terakawa M., Tanaka Y. *Opt. Lett.*, **36**, 2877 (2011).
- Cui X., Erni D., Hafner C. *Opt. Express*, **16**, 13560 (2008).
- Kato S., Chonan S., Aoki T. *Opt. Lett.*, **39**, 773 (2014).
- Brongersma M.L., Kik P.G. (Eds). *Surface Plasmon Nanophotonics* (New York: Springer, 2007, pp 1–9).
- Moreno E., Rodrigo S.G., Bozhevolnyi S.I., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 023901 (2008).
- Ropers C., Neacsu C.C., Elsaesser T., Albrecht M., Raschke M.B., Lienau C. *Nano Lett.*, **7**, 2784 (2007).
- Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *Opt. Commun.*, **283**, 4775 (2010).
- Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12**, 1214 (2004).
- Mendes M.J., Tobías I., Martí A., Luque A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1221 (2010).
- Kotlyar V.V., Stafeev S.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1991 (2010).
- Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Panina E.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**, 1570 (2015).
- McCloskey D., Wang J.J., Donegan J.F. *Opt. Express*, **20**, 128 (2012).
- Sundaram V.M., Wen S. *Opt. Lett.*, **39**, 582 (2014).
- LeCompte M.R., Shi S., Prather D.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4436**, 115 (2001).
- Дифракционная компьютерная оптика*. Под ред. В.А.Сойфера (М.: Физматлит, 2007).
- Ferrand P., Wenger J., Devilez A., Pianta M., Stout B., Bonod N., Popov E., Rigneault H. *Opt. Express*, **16**, 6930 (2008).
- Guo H., Han Y., Weng X., Zhao Y., Sui G., Wang Y., Zhuang S. *Opt. Express*, **21**, 2434 (2013).
- Wu W., Katsnelson A., Memis O.G., Mohseni H. *Nanotechnol.*, **18**, 485302 (2007).
- Wu W., Dey D., Memis O.G., Katsnelson A., Mohseni H. *Nanoscale Res. Lett.*, **3**, 351 (2008).
- Tanaka Y., Obara G., Zenidaka A., Nedyalkov N.N., Terakawa M., Obara M. *Opt. Express*, **18**, 27226 (2010).
- Bityurin N., Afanasiev A., Bredikhin V., Alexandrov A., Agareva N., Pikulin A., Ilyakov I., Shishkin B., Akhmedzhanov R. *Opt. Express*, **21**, 21485 (2013).
- Ghenuche P., De Torres J., Ferrand P., Wenger J. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 131102 (2014).
- Yi K.J., Wang H., Lu Y.F., Yang Z.Y. *J. Appl. Phys.*, **101**, 063528 (2007).
- Allen K.W., Farahi N., Li Y., Limberopoulos N.I., Walker Jr. D.E., Urbas A.M., Liberman V., Astratov V.N. *Ann. Phys. (Berlin)*, **527**, 513 (2015).
- Kotlyar V.V., Stafeev S.S., Feldman A. *Appl. Opt.*, **53**, 5322 (2014).
- Grojo D., Boarino L., De Leo N., Rocci R., Panzarasa G., Delaporte P., Laus M., Sparnacci K. *Nanotechnol.*, **23**, 485305 (2012).
- Devilez A., Bonod N., Stout B., Gerard D., Wenger J., Rigneault H., Popov E. *Opt. Express*, **17**, 2089 (2009).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **6**, 520 (2011).
- Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **15**, 17334 (2007).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 643 (2010).
- Wang Z.B., Guo W., Luk'yanchuk B., Whitehead D.J., Li L., Liu Z. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, **3** (1), 14 (2008).
- Arnold N. *Appl. Phys., Appl. Mater. Sci. Process*, **92** (4), 1005 (2008).
- Pikulin A., Afanasiev A., Agareva N., Alexandrov A.P., Bredikhin V., Bityurin N. *Opt. Express*, **20**, 9052 (2012).
- Darafsheh A., Walsh G.F., Dal Negro L., Astratov V.N. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 141128 (2012).
- <http://www.its.caltech.edu/~seheon/FDTD.html>.
- Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **7**, 3722 (2009).
- Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).