

Ракович Ю.П., Русаков К.И., Гладыщук А.А., Русакова З.В., Чугунов С.В.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННОГО ПУЧКА В СФЕРИЧЕСКОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Введение. В последнее время возобновился интерес к фокусирующим свойствам диэлектрических сфер с диаметром порядка нескольких длин волн в видимом диапазоне света. Как было показано в работах теоретического [1–2] и экспериментального [3–4] направления, такие сферы могут генерировать пучок света с очень малым размером светового пятна и с углом расхождения, по крайней мере, в два раза меньшим, чем в пучке, полученном классической фокусировкой гауссова пучка в свободном пространстве [5].

Эти пучки получили название "фотонные нанореактивные пучки" или "фотонные нанопучки". Они образуются в результате интерференции между падающей плоской волной и световым полем, рассеянным сферой или цилиндром. Нанореактивные пучки находят широкое применение при детектировании наноразмерных частиц [6–7], в усилении флуоресцирующих свойств [8], в прямой субволновой литографии [9], в фотонных волноводах с малыми потерями [10] и в оптических устройствах хранения информации [11].

Графическое моделирование. На рис. 1 показано распределение интенсивности фотонного нанореактивного пучка бесконечным цилиндром, рассчитанное методом конечных элементов с использованием специально подобранной сетки для уменьшения области моделирования. Падающая слева плоская волна является линейно поляризованной в плоскости падения. В результате численного моделирования наблюдается образование системы дифракционных максимумов на теневой стороне цилиндра за счет интерференции падающей волны и поля, рассеянного цилиндром. Угловой спектральный анализ фотонных нанореактивных пучков выявил, что боковые компоненты пространственного распределения света сильнее рассеиваются, чем те, которые вносят основной вклад в конфигурацию фотонных нанопучков [5].

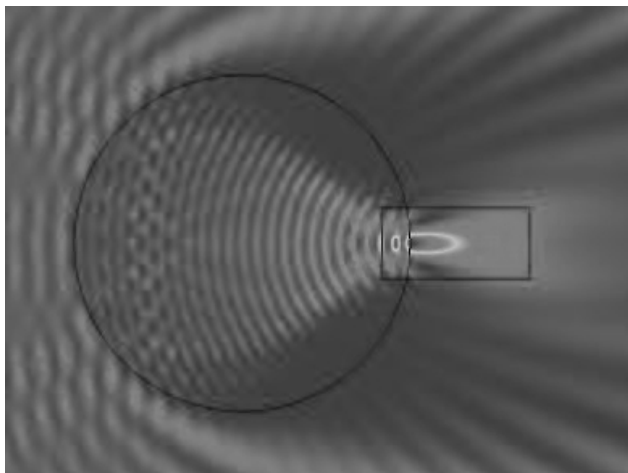


Рис. 1. Графическое представление результатов расчета методом конечных элементов для распределения интенсивности плоской волны длиной 400 нм, сфокусированной бесконечно длинным цилиндром (диаметр 5,75 мкм). Интенсивность падающей волны составляет 1, максимальная интенсивность фотонного пучка равна 15,157 (выделен справа)

На рис. 1 отчетливо виден основной главный максимум (фотонный нанореактивный пучок), причем его интенсивность на порядок выше интенсивности соседних максимумов. Кроме того, из рисунка 1 следует, что фотонный пучок практически без затухания распространяется на длину порядка 1 мкм, что невозможно без вклада максимумов высших порядков.

Теоретически показано, что компоненты затухания вносят незначительный вклад в величину интенсивности центрального пика, между тем распределение угловой интенсивности определяется сферической или цилиндрической конфигурацией фокусирующей системы. Распределение интенсивности в фотонном пучке может быть полностью рассчитано с помощью аналитического метода Ми, поскольку фотонный нанореактивный пучок является одним из явлений, вызванных интерференцией рассеянного вперед излучения Ми частицами среды.

Обоснование метода расчета. Аналитический метод Ми в вычислительном отношении является довольно громоздким. Чтобы преодолеть данную проблему, нами был применен численный метод конечных элементов. Этот метод использовался для изучения свойств нанопучков, таких как ширина пучка, его интенсивность в фокусе и угол расхождения, зависящих от изменяемых параметров установки (показателя преломления, длины падающей волны и диаметра сферы). Выбор двумерной модели, которая представляет из себя бесконечный цилиндр, позволил нам быстро изменять параметры системы и наблюдать распространение фотонного пучка. Затем полученные результаты проходят процедуру сравнения с аналитическими данными в отдельных точках, для подтверждения корреляции.

Для численного моделирования методом конечных элементов поставленной задачи нами использовалась программа Comsol Multiphysics. Применение данного пакета обусловлено тем, что выбор вычислительной сетки может быть задан программой автоматически, что значительно упрощает процедуру метода конечных элементов. Кроме того, для одной геометрии системы можно одновременно рассчитывать не только оптическую модель, но и другие, например тепловую, и связывать их между собой.

Мы исследовали зависимость свойств нанопучка такой системы, принимая во внимание, что в случае сферы, как и следовало ожидать, интенсивность значительно увеличивается [2]. Исходя из этого, мы оптимизировали размеры сфер, длины волн и показатели преломления, чтобы минимизировать полуширину фотонного нанопучка и одновременно повысить его мощность. Далее проводилось сравнение численных результатов с экспериментальными изображениями распределения интенсивности нанореактивного пучка при помощи недавно предложенной техники сканирующей конфокальной микроскопии [4].

В таблице 1 определены переменные параметры, которые можно изменять в ходе проведения эксперимента, и указаны зависимые параметры, которые представляют для нас большой интерес. Однако заметим, что аналитических формул для определения этих величин не существует.

Рисунок 2 демонстрирует метод, который мы используем для обработки информации, полученной путем численного моделирования. Компоненты электрического поля найдены методом конечных элементов, а интенсивность вычислена по треугольной сетке.

Ракович Юрий Петрович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Тринити колледж, Дублин, Ирландия.

Гладыщук Анатолий Антонович, к.ф.-м.н., доцент, заведующий кафедрой физики Брестского государственного технического университета.

Русакова Зоя Витальевна, старший преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Чугунов Сергей Владимирович, ассистент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Таблица 1. Изменяемые и зависимые параметры моделируемой системы

Изменяемые параметры	Зависимые параметры
M: Относительный показатель преломления	I_{MAX}: Максимальная интенсивность в аксиальном профиле
D: Диаметр сферы	Γ_{FWHM}: Полуширина пучка в центральном максимуме
λ₀: Длина волны падающего света	θ: Угол расхождения главного максимума (угол между линиями, соединяющими точки на полуширине контура нанореактивного пучка).
	WD: Расстояние от поверхности сферы до точки с наибольшей интенсивностью в аксиальной плоскости.
	Γ_{AXIAL}: Расстояние от поверхности сфер до точек с относительной интенсивностью, составляющей 1/e ² .
	C: Степень разрешающей способности системы (отношение разности интенсивности центрального максимума от интенсивности соседнего максимума к их сумме).

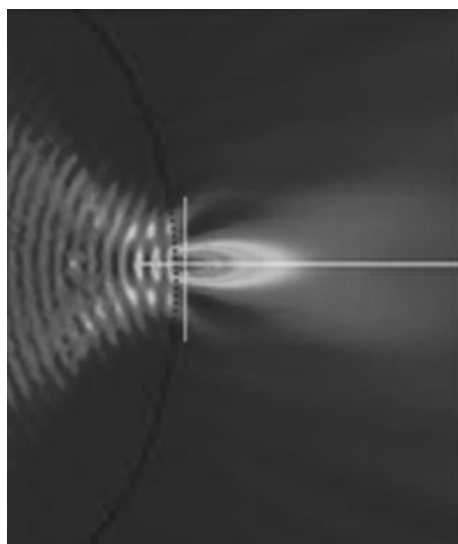


Рис. 2. Распределение относительной интенсивности фотонного нанореактивного пучка. Белые линии – оси, относительно которых снимались размерные профили интенсивности

На рисунке 3 показан аксиальный профиль распределения интенсивности, а на рис. 4 – поперечный профиль, зафиксированный на расстоянии 50 нм от поверхности сферы. Параметры, используемые в таблице 1, отражены ниже. Мы определяем I_{MAX} как максимальную интенсивность в осевом профиле. За счет подбора лоренциана к профилю определяем Γ_{AXIAL} как расстояние, на котором интенсивность пучка равна I_{MAX} / e^2 . Вертикальная пунктирная линия определяет поверхность сферы.

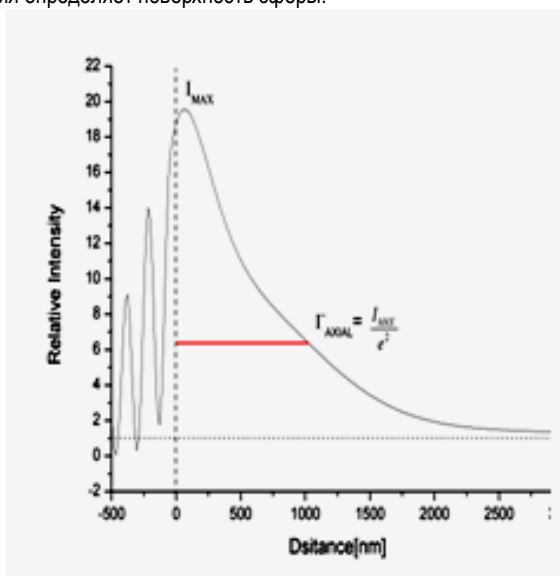


Рис. 3. Расчетный аксиальный профиль фотонного пучка

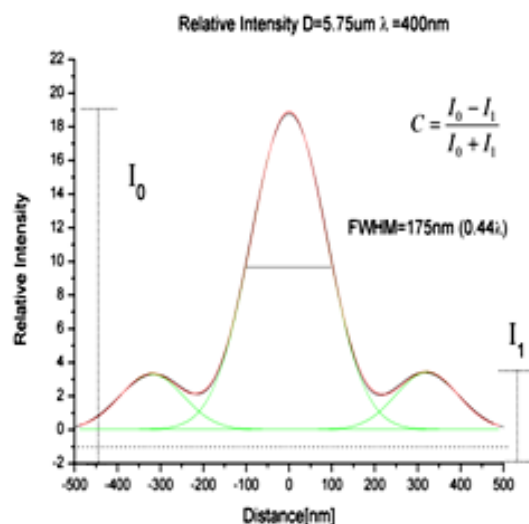


Рис. 4. Поперечный профиль интенсивности фотонного пучка, снятый на расстоянии 50 нм от поверхности сферы. Показана аппроксимация каждого максимума гауссианом, Γ_{FWHM} определяется как ширина пучка центрального максимума на половинной интенсивности

Результаты расчетов. Численные данные моделирования интенсивности пучка были получены при неизменной длине волны падающего света и постоянном показателе преломления, при этом переменной величиной был диаметр сферы. На рис. 5 представлен график максимальной интенсивности излучения на расстоянии 50 нм от поверхности цилиндра в зависимости от диаметра цилиндра. На рис. 5 хорошо заметно постепенное пульсирующее усиление относительной интенсивности света с увеличением диаметра, причем, начиная с диаметра 4 мкм, интенсивность пучка не возрастает, а колеблется от 17 до 21 относительных единиц.

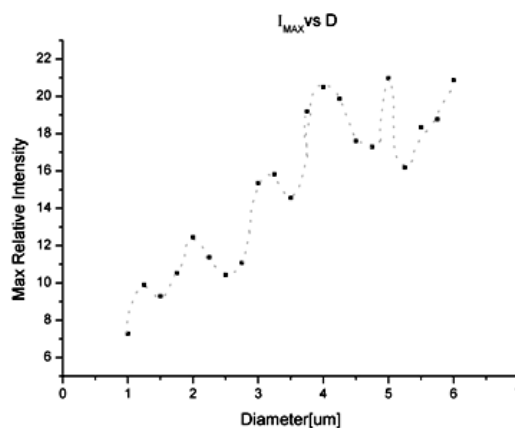


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности (I_{MAX}) от диаметра цилиндра на фиксированном расстоянии от поверхности (50 нм)

Помимо оптимизации фотонного пучка по интенсивности излучения, актуальной задачей является фокусировка излучения до размеров меньших, чем длина волны. С практической точки зрения, эта проблема возникает при разработке устройств оптической записи с повышенной плотностью. На рис. 6 показана зависимость ширины фотонного пучка от диаметра цилиндра при неизменной длине волны падающего излучения.

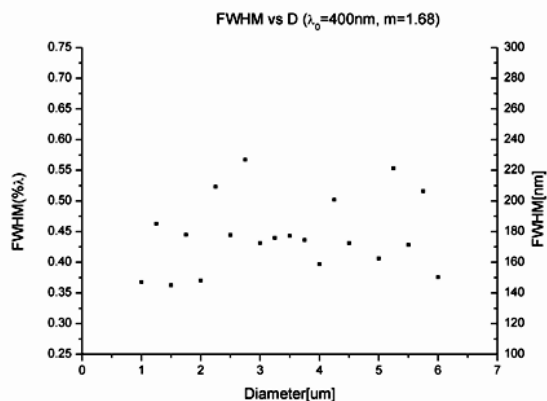


Рис. 6. Зависимость ширины фотонного пучка от диаметра цилиндра с показателем преломления 1,68 при длине волны падающего излучения 400 нм

Рисунок 6 наглядно демонстрирует, что ширина фотонного пучка (центрального максимума) колеблется вблизи $0,43\lambda_0$ и не зависит от диаметра цилиндра. С учетом данных моделирования интенсивности пучка можно утверждать, что при длине волны 400 нм и показателе преломления материала микрорезонатора оптимальные интенсивность и ширина фотонного пучка достигаются при размерах цилиндра от 4 до 6 микрометров.

Заключение. Показано, что распределение рассеянного излучения существенно изменяется с изменением возбуждающей длины волны, хотя фотонные нанопучки не являются результатом резонансного эффекта. Это позволяет подобрать такие диаметры преломляющих цилиндров или сфер, при которых происходит усиление интенсивности центрального дифракционного максимума и уменьшение интенсивности смежных дифракционных максимумов. Установлено, что ширина фотонного нанопучка колеблется вблизи вели-

чины равной, $0,43\lambda_0$. Хотя рассеяние возникает случайным образом, тем не менее, для описания этого явления может быть использована теория Ми. Таким образом, можно подобрать оптимальный размер сферы, чтобы одновременно увеличить максимальную интенсивность центрального максимума, и уменьшить ширину фотонного нанопучка.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Itagi, A.V. Optics of photonic nanojets / A.V. Itagi, W.A. Challenor // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – Vol. 22. – № 12. – P. 2847–2858.
2. Lecler, S. Properties of a three-dimensional photonic jet / S. Lecler, Y. Takakura, P. Meyrueis // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – № 19. – P. 2641–2643.
3. Gerlach, M. Nanojets and directional emission in symmetric photonic molecules / M. Gerlach, Y.P. Rakovich, J.F. Donegan // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – № 25. – P. 17343–17350.
4. Ferrand, P. Direct imaging of photonic nanojets / P. Ferrand [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 10. – P. 6930–6940.
5. Devilez, A. Spectral analysis of three-dimensional photonic jets / A. Devilez [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 18. – P. 14200–14212.
6. Alexander, H. Experimental confirmation of backscattering enhancement induced by a photonic jet / H. Alexander [et al.] // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 89. – № 22. – P. 221118.
7. Chen Z. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express. – 2004. – Vol. 12. – № 7. – P. 1214–1220.
8. Gérard, D. Strong electromagnetic confinement near dielectric microspheres to enhance single-molecule fluorescence / Gérard D. [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 19. – P. 15297–15303.
9. McLeod, E. Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres / E. McLeod, C.B. Arnold // Nat Nano. – 2008. – Vol. 3. – № 7. – P. 413–417.
10. Yang, S. Photonic nanojet-induced modes in chains of size-disordered microspheres with an attenuation of only 0.08 dB per sphere / S. Yang, V.N. Astratov // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 92. – № 26. – P. 261111–3.
11. Kong, S.-C. Photonic nanojet-enabled optical data storage / S.-C. Kong [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 18. – P. 13713–13719.

Материал поступил в редакцию 26.11.10

RAKOVICH Y.P., RUSAKOV K.I., GLADYSHCHUK A.A., RUSAKOVA Z.V., CHUGUNOV S.V. Modelling of Photonic Nanojets in Spherical Microcavities

We study the properties of these jets such as beam waist, focal intensity, divergence angle, as a function of refractive index and incident beam diameter. On this way we explore the dependence of the jet properties of this system, proposing propose the optimum sphere size, wavelength and refractive index to minimise the full width at half maximum of the photonic nanojet, while maximising the power in the jet. Our angular spectrum analyses of the photonic nanojets reveals that it is the higher order spatial frequency components bellow the light cone that contribute to the PNJs shape and not the evanescent components. We also show that the evanescent components contribute a small amount to the intensity of the central peak, however the angular intensity distribution is determined by the spherical geometry.

УДК 669.046:539.4.019.3

Пинчук А.И.

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ СКОЛЬЖЕНИЕМ И ДВОЙНИКОВАНИЕМ В КРИСТАЛЛАХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ

Введение. В последнее время широко изучается вопрос влияния внешнего электрического и магнитного поля на физико-механические свойства металлов. Использование электромагнитных методов воздействия привлекательно возможностью значительного

изменения пластических и прочностных характеристик металлов, легкостью осуществления, локальностью воздействия, максимально возможным в природе быстродействием и другими преимуществами. В последние два десятилетия активно исследуется магнитопла-

Пинчук А.И., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика