

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННЫХ НАНОПУЧКОВ В МИКРОЦИЛИНДРАХ

С 2004 года наблюдается рост числа публикаций, в которых рассматриваются свойства, основные условия существования и потенциальные применения фотонного нанореактивного пучка. Фотонный нанопучок – это узкий, высокоинтенсивный электромагнитный пучок, который распространяется в фоновой среде от теневой боковой поверхности диэлектрического микроцилиндра (или микросферы), освещенного плоской волной, причем диаметр этих тел больше длины волны излучения. 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 с углом расхождения в два раза меньшим, чем в пучке, полученном классической фокусировкой гауссова пучка в свободном пространстве [5]. Фотонные 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].

Основные свойства фотонного нанопучка: пучок распространяется без затухания и может содержать субдлинноволновую полуширину спектральной линии, поперечная ширина луча может расширяться более чем на $\sim 2\lambda$ вне диэлектрического цилиндра или сферы. Минимальная полуширина спектральной линии пучка может быть меньше, чем классический дифракционный предел (величина порядка $\sim \lambda/3$ для микросфер). Фотонный нанопучок – нерезонансное явление, которое может наблюдаться для широкого диапазона диаметров (от $\sim 2\lambda$ до более чем 40λ) диэлектрического микроцилиндра или микросферы, при условии, что относительный показатель преломления сферического тела и окружающей среды менее 2. Нанореактивный пучок обладает высокой интенсивностью, которая может значительно превышать интенсивность облучающей микросферу волны.

Целью данной работы является разработка методики моделирования фотонных нанопучков, позволяющая прогнозировать их основные параметры и осуществлять оптимизацию по интенсивности или по ширине нанопучка.

Для реализации поставленной задачи был проведен анализ численных методов моделирования электромагнитных волн, хотя 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. Однако аналитический метод Ми в вычислительном отношении является довольно громоздким. Чтобы преодолеть данную проблему, нами был выбран 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 собой бесконечный цилиндр, позволил нам быстро изменять параметры системы и наблюдать распространение фотонного пучка. Затем полученные результаты проходили процедуру сравнения с аналитическими данными в отдельных точках для подтверждения корреляции.

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

На рисунке 1 показано распределение интенсивности фотонного нанореактивного пучка, сформированного бесконечным цилиндром, рассчитанное методом конечных элементов с использованием специально подобранной сетки для уменьшения области моделирования. Следует отметить, что подбор производился исходя из объема оперативной памяти применявшегося компьютера, поскольку особенностью пакета Comsol Multiphysics является высокая требовательность именно к этой характеристике.

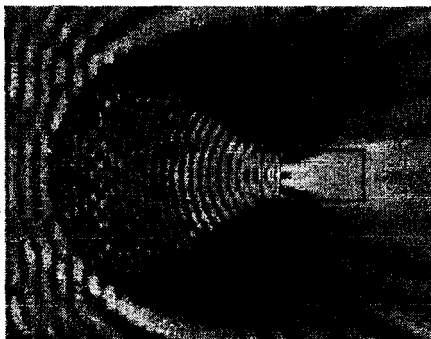


Рисунок 1 – Графическое представление результатов расчета методом конечных элементов для распределения интенсивности плоской волны длиной 400 нм, сфокусированной бесконечно длинным цилиндром диаметром 5 мкм. Интенсивность падающей волны – 1 (темный цвет), максимальная интенсивность фотонного пучка – 15 (выделен справа)

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 рассеиваются сильнее тех, которые вносят основной вклад в конфигурацию фотонных нанопучков [5].

На рисунке 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.

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.

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
λ_0 : Длина волны падающего света	θ : Угол расхождения главного максимума (угол между линиями, соединяющие точки на полуширине контура нанореактивного пучка)
	WD: Расстояние от поверхности сферы до точки с наибольшей интенсивностью в аксиальной плоскости
	G_{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)

На рисунке 2 представлен график максимальной интенсивности излучения на расстоянии 50 нм от поверхности цилиндра в зависимости от его диаметра. На рисунке 2 хорошо заметно постепенное пульсирующее усиление относительной интенсивности света с увеличением диаметра, причем начиная с диаметра цилиндра 4 мкм интенсивность пучка не возрастает, а колеблется от 17 до 21 относительных единиц. Следовательно, оптимальный размер микроцилиндра или микросферы, формирующей интенсивный нанопучок с длиной волны 400 нм, лежит в диапазоне от 4 до 6 мкм.

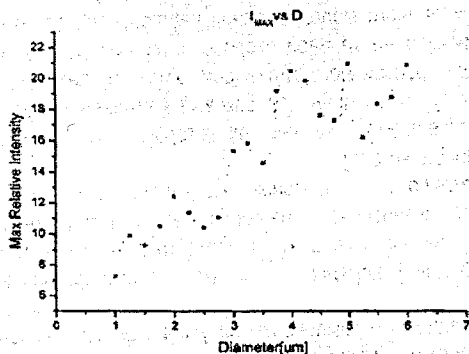


Рисунок 2 – Зависимость максимальной интенсивности (I_{MAX}) от диаметра цилиндра на фиксированном расстоянии от поверхности (50 нм)

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. Например, лазерный пучок чрезвычайно трудно сфокусировать в пятно диаметром менее 1 мкм вследствие дифракционной расходимости, однако экспериментальные данные свидетельствуют, что в ближней зоне дифракции можно получить пучок шириной в сотни нанометров. С помощью численного моделирования нами получена зависимость ширины фотонного пучка от диаметра цилиндра при неизменной длине волны падающего излучения.

Результаты моделирования убедительно свидетельствуют, что ширина фотонного пучка (центрального максимума) колеблется вблизи 0,43 λ , что для длины волны 400 нм составляет 185 нм, 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.

Следовательно, 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 величины равной 0,43 λ . Хотя рассеяние возникает случайным образом, тем не менее, для описания этого явления может быть использована теория Ми. Таким образом, можно методом моделирования 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, no.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, no.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, no.25. – P. 17343–17350.
4. Ferrand, P. Direct imaging of photonic nanojets / P. Ferrand, et al. // *Opt. Express.* – 2008. – Vol.16, no.10. – P. 6930–6940.
5. Devilez, A. Spectral analysis of three-dimensional photonic jets / A. Devilez, et al. // *Opt. Express.* – 2008. –Vol. 16, no.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, no.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. Taflov, V. Backman // *Opt. Express.* – 2004. –Vol. 12, no.7. – P. 1214–1220.
8. Gérard, D. Strong electromagnetic confinement near dielectric microspheres to enhance single-molecule fluorescence / D. Gérard, et al. // *Opt. Express.* – 2008. –Vol. 16, no.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, no.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, no.26. – P. 261111–3.
11. Kong, S. –C. Photonic nanojet-enabled optical data storage / S. –C. Kong, et al. // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16, no.18. – P. 13713–13719.