

Рисунок 1

**Список цитированных источников**

1. Габасов, Р. К методам построения оптимальных стабилизаторов / Р. Габасов, Ф.М. Кириллова // Прикладная математика и механика. – 1993. – Т. 57, Вып. 6. – С. 33 – 40.
2. Габасов, Р. Метод решения линейно-выпуклой задачи оптимального управления и стабилизация динамических систем в режиме реального времени / Р. Габасов, Ф.М. Кириллова, Т.Г. Хомицкая // Изв. ВУЗов. Математика. – 2004. – № 12(511). – С. 3 – 16.
3. Барбашин, Е.А. Введение в теорию устойчивости / Е.А. Барбашин – М.: Наука, 1967. – 223 с.
4. Бромберг, П.В. Матричные методы в теории релейного и импульсного регулирования / П.В. Бромберг – М.: Наука, 1967. – 324 с.

УДК 539.23

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННЫХ НАНОПУЧКОВ****Чугунов С.В., Бас В.К.**

УО «Брестский государственный технический университет», г. Брест  
 Научный руководитель – Русаков К.И., к. ф.- м. н., доцент

В последнее время повысился интерес к фокусирующим свойствам диэлектрических сфер с диаметром порядка нескольких длин волн в видимом диапазоне света. Как было показано в работах [1-3], 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.

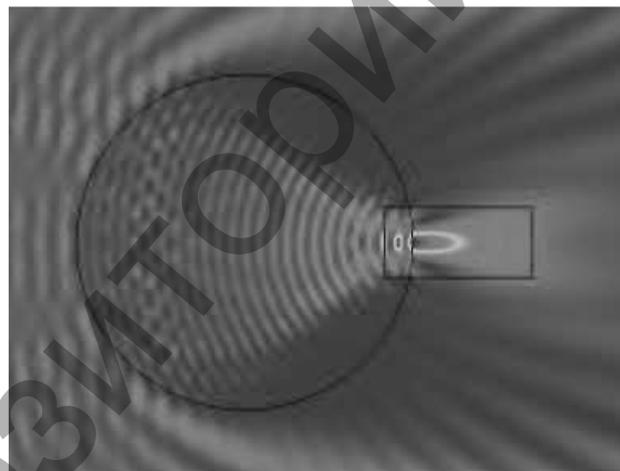
Эти пучки получили название "фотонные нанореактивные пучки" или "фотонные нанопучки". Они образуются в результате интерференции между падающей плоской волной и световым полем, рассеянным сферой или цилиндром. Нанореактивные пучки находят широкое применение при детектировании наноразмерных частиц, в усилении флуоресцирующих свойств, в фотонных волноводах с малыми потерями и в оптических устройствах хранения информации.

Распределение интенсивности в фотонном пучке может быть полностью рассчитано с помощью аналитического метода Ми, однако 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.

На рисунке 1 показано распределение интенсивности фотонного нанопучка бесконечным цилиндром, рассчитанное методом конечных элементов в пакете COMSOL Multiphysics 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.

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.



**Рисунок 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**

Мы исследовали зависимость свойств нанопучка такой системы от варьируемых параметров, принимая во внимание, что в случае сферы интенсивность пучка 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.

В результате численного моделирования показано, что распределение рассеянного излучения существенно изменяется с изменением возбуждающей длины волны. Это по-

звояет подобрать такие диаметры преломляющих цилиндров или сфер, при которых происходит усиление интенсивности его центрального максимума и уменьшение интенсивности смежных максимумов. Установлено, что ширина фотонного нанопучка колеблется вблизи величины равной 0,43 длины падающей световой волны в зависимости от параметров микросферы. 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. Challener // 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 // Optics Letters. – 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 // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, no.25. – P. 17343–17350.

УДК 517.925

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОИСКА РЕШЕНИЙ С ЗАДАНЫМИ ПРЕДЕЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ У НОРМАЛЬНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА**

**Швычкина Е.Н.**

УО «Брестский государственный технический университет», г. Брест

Рассмотрим систему трех дифференциальных уравнений вида

$$\frac{dx_i}{dz} = \frac{\sum_{\tau_1, \tau_2, \tau_3=0}^{p_{i1}, p_{i2}, p_{i3}} P_{\tau_1, \tau_2, \tau_3}^{(i)} x_1^{\tau_1} x_2^{\tau_2} x_3^{\tau_3}}{\sum_{\tau_1, \tau_2, \tau_3=0}^{q_{i1}, q_{i2}, q_{i3}} Q_{\tau_1, \tau_2, \tau_3}^{(i)} x_1^{\tau_1} x_2^{\tau_2} x_3^{\tau_3}} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1)$$

где  $x_i(z)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – искомые функции,  $z$  – независимая комплекснозначная переменная;  $p_{ik}, q_{ik}$  ( $i, k = 1, 2, 3$ ) – целые неотрицательные числа, причем  $p_{i1} + p_{i2} + p_{i3} = p^{(i)}$ ,  $q_{i1} + q_{i2} + q_{i3} = q^{(i)}$ .

Заметим, что одновременно все коэффициенты многочленов  $P_{p^{(i)}}^{(i)}(x_1, x_2, x_3)$ ,  $Q_{q^{(i)}}^{(i)}(x_1, x_2, x_3)$  не должны быть тождественными нулями.

Для системы (1) ищутся решения  $x_i = x_i(z)$  ( $i = 1, 2, 3$ ), обладающие бесконечными предельными свойствами

$$\begin{aligned} x_i(z) &\rightarrow \infty \quad (i = 1, 2, 3) \quad \text{при} \quad z \rightarrow z_0, \\ x_i(z) &\rightarrow \infty \quad (i = 1, 2), \quad x_3 \rightarrow x_{30} \quad \text{при} \quad z \rightarrow z_0, \\ x_i(z) &\rightarrow \infty, \quad x_2 \rightarrow x_{20}, \quad x_3 \rightarrow x_{30} \quad \text{при} \quad z \rightarrow z_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Вопросу существования и представления решений  $x_i = x_i(z)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) со свойством (2) у нормальных систем трех дифференциальных уравнений посвящена работа [1]. Однако класс систем удовлетворяющих условиям, поставленным в работе [1], оказывается достаточно узким. Чтобы его расширить, применим следующий метод.