

С помощью подобных клеточных автоматов можно получать полезные модели для исследований в естественных и вычислительных науках. В настоящее время клеточные автоматы используются как вычислительный инструмент для широкого спектра различных задач. Они могут упрощать задачи там, где обычные подходы приводят к сложным, требующим больших усилий вычислениям [3].

Таким образом, клеточные автоматы подчеркивают разнообразие подходов к моделированию сложных систем, демонстрируя, что для понимания явлений, встречающихся в реальной среде, существует бесконечное множество методик и инструментов. Это разнообразие подходов открывает широкие возможности для исследователей и разработчиков, позволяя выбирать наиболее подходящий инструмент в зависимости от специфики задачи, точности требуемых результатов и доступных ресурсов. Использование различных методов моделирования, включая клеточные автоматы, дополняет и обогащает понимание сложных систем, способствует нахождению новых решений и подходов к анализу и предсказанию их поведения.

Список использованной литературы

1. Тоффоли, Т. Машины клеточных автоматов / Т. Тоффоли, Н. Марголус. – М. : Мир, 1991. – 280 с.
2. Wolfram, S. Cellular automaton fluids 1 : Basic theory / S. Wolfram // J. Stat. Phys. – 1986. – Vol. 45, № 3. – P. 471–526.
3. Lattice gas hydrodynamics in two and three dimensions / U. Frish [et al.] // Complex Systems. – 1987. – Vol. 1, № 4. – P. 649–707.

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КУБИЧЕСКОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ**

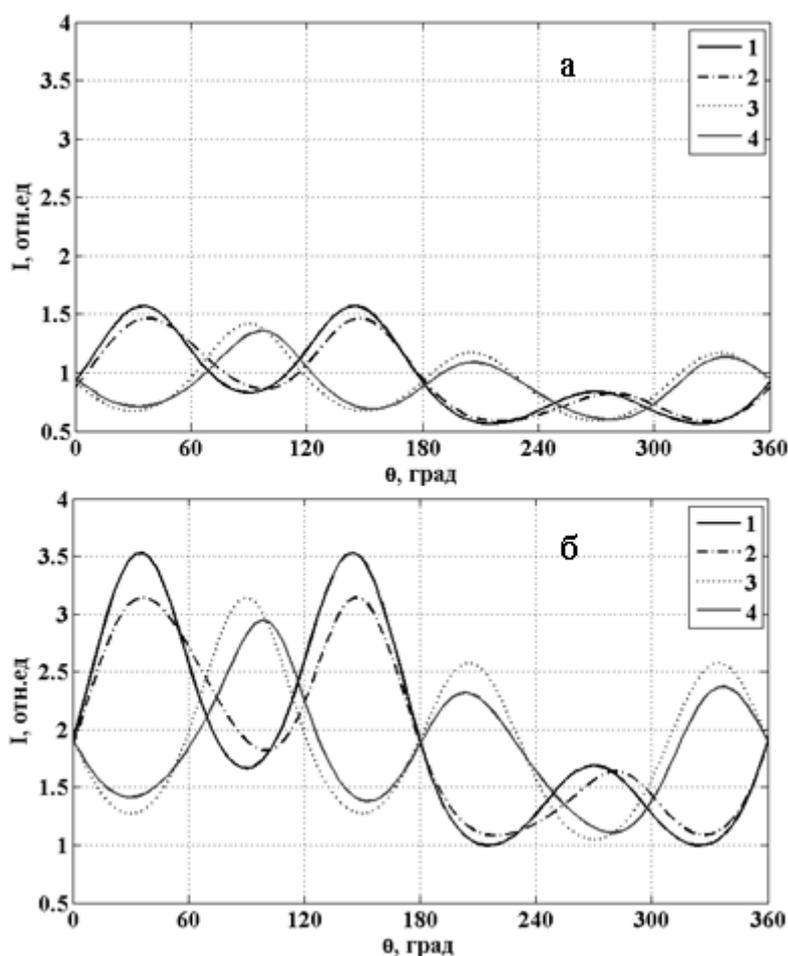
**Федорова Ангелина (УО МГПУ им. И. П. Шамякина, Беларусь)**

**Научный руководитель – В. В. Давыдовская, канд. физ.-мат. наук, доцент**

Исследование распространения и взаимодействия двумерных световых пучков в квазисолитонном режиме в нелинейных средах является актуальной проблемой, т.к. особенности такого взаимодействия могут быть использованы при проектировании современных оптических устройств, предназначенных для обработки и передачи информации.

Проанализируем зависимость относительной интенсивности двумерных световых пучков (гауссова и супергауссова квадратного сечения) на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла BSO толщиной 2,5 мм от величины ориентационного угла.

Анализируя рисунок 1, видим, что основной вклад в фокусировку х-поляризованного на входе в кристалл светового пучка основной вклад определяется коэффициентом  $\mu_1$  и максимумы интенсивности этого пучка наблюдаются при  $\theta_1 \approx 35,3^\circ$  и  $\theta_2 \approx 144,7^\circ$  (кривые 1 и 2 на фрагментах а, б рисунка 1). Для пучка, у-поляризованного на входе, максимальная фокусировка достигается при  $\theta \approx 90^\circ$  (кривые 3 и 4 на фрагментах а, б рисунка 1).



*Распределение интенсивности: а – гауссово; б – супергауссово; 1, 2 – х-поляризованный пучок в отсутствие и при наличии оптической активности кристалла соответственно; 3, 4 – у-поляризованный пучок в отсутствие и при наличии оптической активности кристалла соответственно;*

**Рисунок 1 – Зависимость относительной интенсивности двумерных световых пучков на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла BSO толщиной 2,5 мм от ориентационного угла**

На рисунке 1 видно также, что при использовании кристалла данной толщины его оптической активностью обусловлено уменьшение максимальной относительной интенсивности пучка на выходе из кристалла.

Для кристалла ВТО наблюдаются аналогичные закономерности, но пучки в нём фокусируются в меньшей степени, и оптическая активность кристалла обуславливает изменение относительной интенсивности пучка на выходе из кристалла такой же тенденции, как в кристалле BSO, но меньшее по величине [1–3].

Отметим также, что максимальное значение относительной интенсивности гауссова пучка на выходе из кристалла выбранной толщины меньше максимального значения относительной интенсивности супергауссова пучка – как для кристалла BSO, так и для кристалла ВТО. Поэтому можно сделать вывод, что для достижения большей фокусировки двумерного светового пучка на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла выбранной толщины (2,5 мм) выгодней использовать супергауссов световой пучок.

#### Список использованной литературы

1. Шепелевич, В. В. Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 4. – С. 353–357.
2. Królikowski, W. Interaction of two-dimensional spatial incoherent solitons in photorefractive medium / W. Królikowski [et al.] // Appl. Phys. B. – 1999. – Vol. 68. – P. 975–982.
3. Motzek, K. Dipole-mode vector solitons in anisotropic photorefractive media / K. Motzek [et al.] // Opt. Commun. – 2001. – Vol. 197. – P. 161–167.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Цырулик Екатерина, Сацута Эдуард (УО МГПУ им. И. П. Шамякина, Беларусь)

Научный руководитель – А. В. Макаревич, канд. физ.-мат. наук, доцент

При рассмотрении волновых процессов в большинстве случаев целесообразно и даже полезно использовать динамические компьютерные модели, позволяющие в режиме реального времени визуализировать процесс распространения бегущих волн. Бегущей волной называется волновое движение, при котором поверхности равных фаз (фазовые волновые фронты) перемещаются в однородной среде с постоянной скоростью [1].

Для вывода уравнения бегущей волны – зависимости смещения колеблющейся точки от координаты и времени – рассмотрим плоскую синусоидальную волну, распространяющуюся вдоль оси  $Ox$  (рисунок 1).

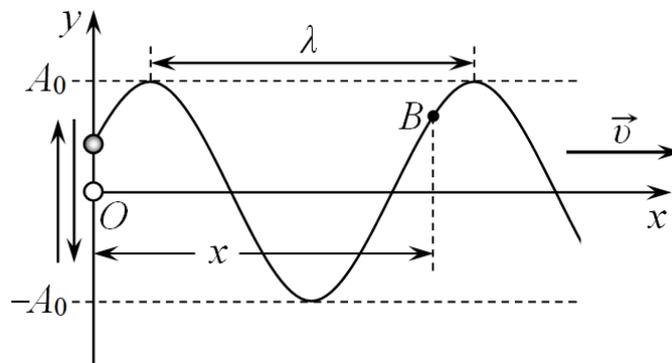


Рисунок 1 – Плоская синусоидальная волна

Пусть в какой-то точке среды  $O$  – условно начале координат – расположен источник, совершающий колебания с частотой  $\nu$  и порождающий волну с длиной  $\lambda$ . Следовательно, в некоторый момент времени  $t$  смещение источника относительно положения равновесия может описываться уравнением

$$y(0,t) = A_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

где  $A_0$  – амплитуда колебаний источника, а  $\omega = 2\pi\nu$  – его циклическая частота.