

07

## **Дискретная дифракция и пространственное самовоздействие световых пучков в одномерных фотонных решетках в ниобате лития**

© *В.М. Шандаров, К.В. Шандарова, Д. Кип*

Томский государственный университет систем управления  
и радиоэлектроники

E-mail: shan@svch.rk.tusur.ru

Технический университет,

38678, Клаустхал–Целлерфельд, Германия

E-mail: detlef.kip@tu-clausthal.de

*Поступило в Редакцию 14 июня 2005 г.*

Экспериментально изучены особенности поведения световых пучков в одномерных фотонных решетках в ниобате лития, легированном железом. Продемонстрирована возможность формирования светлых дискретных пространственных солитонов и светлых щелевых солитонов для излучения с длиной волны 633 nm при его мощности в единицы микроватт.

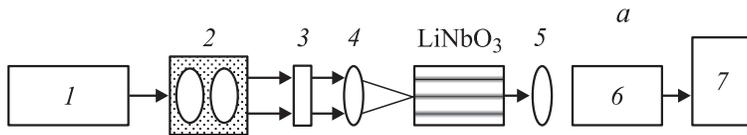
Для световых пучков в оптически нелинейной среде возможно их бездифракционное распространение, или режимы пространственных оптических солитонов, когда дифракционные эффекты полностью компенсируются эффектами самофокусировки или самодефокусировки [1–3]. В последнее время в нелинейной оптике проявляется особый интерес к поведению световых пучков в периодических структурах связанных оптических волноводов [4,5]. Волноводный эффект приводит к особенностям дифракции света в таких структурах и к изменению знака оптической нелинейности при его распространении в направлениях угла Брэгга [4]. При этом оказываются возможными самофокусировка пучков и формирование светлых дискретных пространственных солитонов в среде с дефокусирующей нелинейностью и, наоборот, самодефокусировка и формирование темных дискретных солитонов в среде с фокусирующей нелинейностью. Такие эффекты реализованы в одномерных решетках канальных оптических волноводов с керровской нелинейностью на осно-

ве арсенида галлия, при длине волны света  $1.53 \mu\text{m}$  и его мгновенной мощности в сотни ватт [6]. Они наблюдались также в одномерных и двумерных фотонных решетках (ФР) — оптически индуцированных волноводных структурах в фоторефрактивных кристаллах стронций-бариевого ниобата [7,8]. Фоторефрактивная оптическая нелинейность позволила наблюдать эффекты пространственного самовоздействия при микроваттных световых мощностях. Высокий фоторефрактивной нелинейностью обладает и ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), легированный железом (Fe), медью (Cu) и некоторыми другими примесями. Так, эффект формирования светлых щелевых солитонов реализован в одномерной решетке канальных волноводов в  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  при световой мощности менее  $10 \mu\text{W}$  [9]. В данной работе впервые исследуются дискретная дифракция и пространственное самовоздействие световых пучков в одномерных ФР в  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ .

Для формирования ФР использовалась двухпучковая схема записи фоторефрактивных голограмм излучением He–Ne лазера с длиной волны  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . Вектор решетки ориентирован вдоль оптической оси кристалла, полная мощность записывающих пучков составляла  $\sim 1 \text{ mW}$ . Поляризация света соответствовала таковой для обыкновенной волны в кристалле. Период ФР изменялся в разных экспериментах от 10 до  $15 \mu\text{m}$ , их апертура составляла от 2 до 3 mm.

Рис. 1, *a* представляет схему эксперимента по исследованию поведения света в ФР. Здесь излучение лазера фокусируется на входную плоскость ФР сферическими линзами (4) с фокусным расстоянием  $F$  от 20 до 200 mm. Считывающий пучок необыкновенно поляризован, т. е. оптическая ось кристалла параллельна плоскости поляризации света. Такая поляризация (за счет электрооптического коэффициента  $r_{33}$ ) позволяет увеличивать глубину модуляции показателя преломления для считывающего излучения в области ФР. Изображение выходной плоскости ФР проецируется линзой (5) на ПЗС камеру (6). Исследуемый образец располагается на вращающемся столике, обеспечивающем прецизионную перестройку направления распространения света относительно вектора решетки.

Поскольку ФР является системой связанных оптических волноводов, то дифракция в направлении вектора решетки может полностью отсутствовать, либо проявляется вследствие туннелирования света в соседние волноводные слои. Экспериментально дискретная дифракция исследовалась при возбуждении света в одном или нескольких (до ше-



**Рис. 1.** а) Схема установки по исследованию поля световых пучков в фотонных решетках: 1 — He–Ne лазер; 2 — коллиматор; 3 — поляризатор; 4 — фокусирующая сферическая линза; LiNbO<sub>3</sub> — исследуемый образец; 5 — изображающая линза; 6 — видеокамера; 7 — персональный компьютер. б) Дискретная дифракция светового пучка в одномерной решетке: 1 — профиль интенсивности пучка на входной плоскости; 2 — распределение интенсивности на выходной плоскости в отсутствие решетки; 3 — распределение интенсивности на выходной плоскости при освещении решетки параллельным пучком; 4 — профиль интенсивности на выходной плоскости в направлении вектора решетки при возбуждении одного волноводного слоя; 5 — профиль интенсивности в плоскости отдельного волноводного слоя.

сти) слоях ФР. На рис. 1, б представлены профили интенсивности световых полей на входной (зависимость 1) и выходной гранях образца. Свет фокусировался линзой с  $F = 30 \text{ mm}$  на входную плоскость ФР, на которой ширина перетяжки пучка составляла  $15 \div 17 \mu\text{m}$ . Вследствие дифракции, в однородном образце длиной  $9 \text{ mm}$  в направлении распространения света, ширина пучка на выходной грани возрастала до  $\sim 150 \mu\text{m}$  (профиль 2). Профиль 3 иллюстрирует распределение интенсивности при освещении ФР с периодом  $15 \mu\text{m}$  параллельным световым пучком. Для данной решетки величина индуцированного изменения показателя преломления  $\Delta n_e \cdot 10^{-4}$ . При возбуждении одного волновода, из-за эффекта туннелирования, основная доля световой энергии на выходной плоскости решетки распределена в пяти волноводных слоях, причем интенсивность света максимальна на периферии (профиль 4). Это хорошо согласуется с известными экспериментальными и теоретическими результатами [5]. В плоскости волноводов световой пучок дифрагировал, как в однородной среде (профиль 5).

Оптическая нелинейность проявляется в фоторефрактивных кристаллах даже при световых мощностях микроваттного уровня. Как отмечалось, в области аномальной дифракции, т. е. при распространении света в направлениях, близких к условию брэгговского отражения, оптическая нелинейность в ФР меняет знак. При этом в структурах

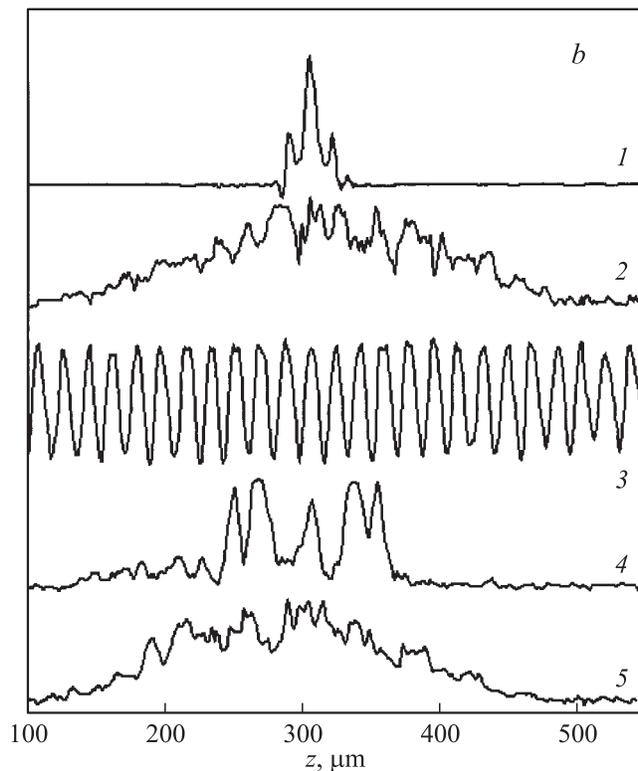
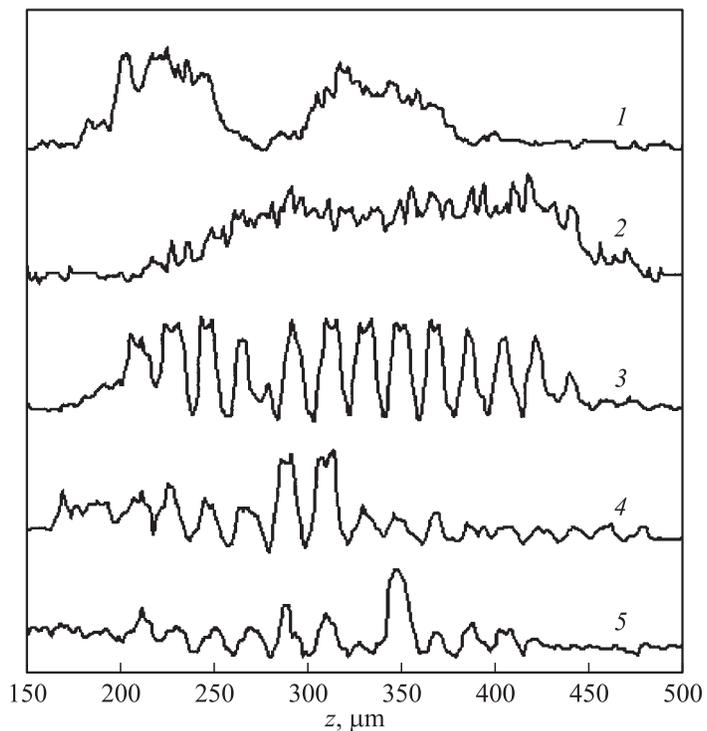


Рис. 1 (продолжение).

на основе  $\text{LiNbO}_3$ , материала с дефокусирующей фоторефрактивной нелинейностью, могут наблюдаться эффекты формирования светлых дискретных пространственных солитонов. Кроме того, оптическая нелинейность может привести к снятию запрета на распространение света в направлениях, соответствующих брэгговскому отражению, т. е. к формированию так называемых щелевых пространственных солитонов [10].

Эффекты пространственного самовоздействия исследовались при мощности световых пучков от 10 до  $50 \mu\text{W}$ , при возбуждении света в структуре в направлении, близком или соответствующем брэгговскому условию. В этом случае одновременно возбуждались 4–6 волновод-



**Рис. 2.** Пространственное самовоздействие светового пучка: 1 — профиль интенсивности прошедшей части пучка; 2 — профиль интенсивности дифрагированного светового поля; 3 — профиль интенсивности светового поля на выходной плоскости решетки при  $t = 0$ ; 4 — стадия, соответствующая формированию дискретного пространственного солитона,  $t = 120$  min; 5 — стадия, соответствующая формированию щелевого солитона,  $t = 300$  min.

ных слоев, свет фокусировался на входную плоскость ФР линзой с  $F = 20$  см. Результаты экспериментов иллюстрируются профилями интенсивности светового поля на выходной плоскости ФР, представленными на рис. 2. В начальный момент после возбуждения света в структуре распределение интенсивности в прошедшем пучке, выделенном из полного светового поля путем пространственной фильтрации,

имеет характерный минимум, соответствующий условию брэгговского отражения (профиль 1). Распределение 2 соответствует части поля, отраженного структурой. Профиль интенсивности полного светового поля на выходной плоскости ФР представляет зависимость 3.

С течением времени, вследствие фоторефрактивного самовоздействия, проявлялись изменения в световом поле на выходной плоскости ФР. Так, наблюдалась локализация поля вблизи брэгговского направления (профиль 4). Существенная доля световой энергии оказалась сосредоточенной в двух волноводных слоях. Это соответствует формированию светлого дискретного пространственного солитона в области поля, для которой компоненты углового спектра находятся в непосредственной близости от края первой зоны Бриллюэна. Через некоторое время светлый дискретный солитон разрушался, но возникала новая область локализации света (зависимость 5). В этом случае световое поле локализовалось в одном волноводном слое, находящемся на равных расстояниях от области минимума интенсивности света в прошедшем пучке (1) и максимума интенсивности в отраженном поле (2). Очевидно, данная стадия соответствует формированию щелевого пространственного солитона. Действительно, щелевому солитону должен отвечать световой пучок, распространяющийся в ФР в направлении, соответствующем краю полосы прозрачности. Но в этом случае вектор групповой скорости должен быть направлен вперед, т. е. энергия распространяется вдоль волноводных слоев [10]. Соответственно на выходной плоскости ФР следует ожидать локализации света в волноводных слоях, в которых свет возбуждается на входе структуры.

Следует отметить, что наблюдаемые эффекты нелинейной локализации светового поля в нашем случае не носили стационарного характера, и с течением времени щелевой солитон разрушался, как и светлый дискретный солитон вблизи края первой зоны Бриллюэна. Основной причиной этого является, очевидно, необратимое изменение поля ФР при ее считывании необыкновенно поляризованным излучением в отсутствие записывающих световых пучков. Определенную роль играет и дифракция света в плоскости волноводного слоя, приводящая к зависимости коэффициента связи между соседними волноводами от продольной пространственной координаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке ИНТАС (грант 01–0481).

## Список литературы

- [1] *Iturbe-Castillo M.D., Merquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 408–410.*
- [2] *Розанов Н.Н. // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 89. С. 422–428.*
- [3] *Rozanov N.N. // Journ. of Appl. Phys. 2001. V.89. P. 380–383.*
- [4] *Christodoulides D.N., Joseph R.I. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 794–796.*
- [5] *Lederer F., Silberberg Y. // Opt. & Photon. News. 2002. V. 2. P. 48–53.*
- [6] *Neshev D., Ostrovskaya E., Kivshar Yu. et al. // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 710–712.*
- [7] *Fleischer J., Carmon T., Segev M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 023902-1–023902-4.*
- [8] *Mandelik D., Morandotti R., Aitchison J.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 093904-1–093904-4.*
- [9] *Kivshar Yu. // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1147–1149.*
- [10] *Chen F., Stepic M., Rüter C.E. et al. // Opt. Express. 2005. V. 13. P. 4314–4324.*