

# Темные фотовольтаические пространственные солитоны в планарном волноводе, полученном в ниобате лития протонной имплантацией

В.Г.Круглов, В.М.Шандаров, Я.Тан, Ф.Чен, Д.Кип

*Реализован фотовольтаический темный пространственный солитон в планарном волноводе, созданном имплантацией протонов в кристалл ниобата лития, легированный медью. Стационарные солитонные режимы достигнуты при мощностях 90 и 30 мкВт на длинах волн  $\lambda = 633$  и  $532$  нм соответственно.*

**Ключевые слова:** темные пространственные солитоны, ниобат лития, ионная имплантация.

Интерес к пространственным оптическим солитонам в значительной степени связан с индуцированием ими волноводных элементов, допускающих оптическое стирание и реконфигурацию [1]. Возможность формирования пространственных солитонов при световой мощности на уровне микроватт в фоторефрактивных кристаллах, предсказанная в работе [2], вскоре была подтверждена экспериментально для кристаллов стронций-бариевого ниобата (SBN) [3], титаната висмута [4], ниобата калия [5] и ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) [6]. Большинство экспериментальных и теоретических исследований в этой области [1, 7–9] посвящено пространственным солитонам в объеме среды, в то же время особый интерес представляют солитонные эффекты в фоторефрактивных планарных волноводах. Существование мод разного порядка с различными поляризациями, а также пространственная неоднородность нелинейно-оптических свойств в волноводных структурах приводят к различию времен формирования солитонов и хранения индуцированных ими волноводных элементов при возбуждении солитонов разными модами. Данные особенности наблюдались в экспериментах по формированию пространственных солитонов в планарных волноводах, созданных ионной имплантацией в SBN [10] и диффузией Fe и Ti в  $\text{LiNbO}_3$  [11, 12], а также при анализе характеристик темных фотовольтаических солитонов в планарном волноводе на основе  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  Z-среза [13]. В многомодовых волноводах возможно также существование многокомпонентных пространственных солитонов, у которых нет аналогов в объемной среде.

Фоторефрактивные свойства оптических волноводов существенно зависят от технологии их создания. Так, скорость нелинейного отклика в волноводах на основе  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  может изменяться на семь-восемь порядков

при изменении концентрации Fe [11, 14]. Имплантация ионов  $\text{He}^+$  также существенно влияет на фоторефрактивные характеристики SBN [10]. Метод ионной имплантации обеспечивает особо надежный контроль волноводных параметров и широкие возможности варьирования свойств материала в волноводной области изменения энергии ионного пучка, типа и дозы имплантируемых ионов [15–17]. Комбинация метода ионной имплантации с легированием материала специальными примесями может значительно расширить диапазон возможных параметров формируемых волноводных пространственных солитонов, что является важным для их практических применений.

В настоящей работе впервые демонстрируется режим темных фотовольтаических пространственных солитонов в планарном волноводе, полученном имплантацией протонов в кристалл  $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$ , легированный ионами Cu в процессе выращивания.

Планарные волноводы были сформированы в пластинах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$  (с молярной концентрацией меди 0.1 %) X-среза с размерами 1.5, 19 и 10 мм вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно. Полированная с оптическим качеством поверхность  $yz$  облучалась пучком протонов с энергией 500 кэВ до дозы  $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . После этого пластины отжигались при температуре  $400^\circ\text{C}$  в течение 30 мин на воздухе для снятия точечных напряжений и релаксации центров окраски, возникающих в волноводной области в процессе имплантации. Качество полировки поверхности пластин  $xz$  обеспечивало торцевой ввод света в волновод. Модовый состав и оптические потери волноводов изучались с помощью призмного элемента связи, а профили показателя преломления восстанавливались с использованием стандартной программы TRIM (Transport and Ranges of Ions in Matter) [16]. Для обсуждаемого образца профиль необыкновенного показателя преломления  $n_e(x)$  показан на вставке к рис.1. На длине волны  $\lambda = 532$  нм в волноводе возбуждаются две ТЕ-моды с эффективными показателями преломления  $n_0 = 2.2033$  и  $n_1 = 2.1988$  (ТЕ-моды волноводами  $\text{LiNbO}_3 : \text{H}^+$  не поддерживаются). Моде ТЕ<sub>1</sub> является вытекающей, для нее  $n_1 < n_s$  (показатель преломления подложки  $n_s = 2.201$ ). Потери излучения с  $\lambda = 633$  нм при распространении вдоль оси  $y$  для ТЕ<sub>0</sub>-моды не превышают 1 дБ/см, для ТЕ<sub>1</sub>-моды они больше 20 дБ/см из-за вытекания излу-

В.Г.Круглов, В.М.Шандаров. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shan@svch.rk.tusur.ru  
Yang Tan, Feng Chen. School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, People's Republic of China  
D.Kip. Institute of Physics and Physical Technologies, Clausthal University of Technology, Clausthal-Zellerfeld, 38678, Germany

Поступила в редакцию 25 марта 2008 г., после доработки – 16 мая 2008 г.

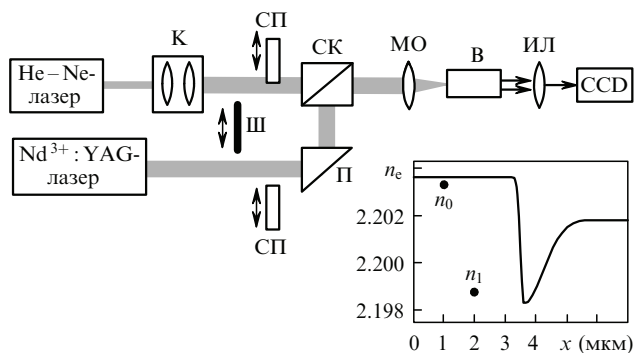


Рис.1. Схема экспериментов и профиль необыкновенного показателя преломления волновода:

К – коллиматор; СП – стеклянная пластинка; П – призма; СК – светоделительный кубик; Ш – шторка для блокировки пучков; МО – микрообъектив; В – волновод; ИЛ – изображающая линза.

ния через барьерный слой в подложку. Волноводный слой имеет толщину ~3.5 мкм.

Схема экспериментов приведена на рис.1. Источниками излучения являются He – Ne-лазер ( $\lambda = 633$  нм) и твердотельный непрерывный Nd<sup>3+</sup> : YAG-лазер с удвоением частоты ( $\lambda = 532$  нм). Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле, формирование темных солитонов и считывание индуцируемых ими волноводных каналов могут осуществляться излучением с одной и той же либо с разными длинами волн. Диаметры световых пучков выравниваются с помощью коллиматора К, для юстировки их соосности служат призма П и светоделительный кубик СК. Микрообъективами МО с увеличением  $3.7\times$  или  $8\times$  свет фокусируется на торец планарного волновода. Для генерирования темных солитонов требуются световые пучки с противофазным полем в разных половинах апертуры [6]. В нашем случае для этого в пучок вводится тонкая стеклянная пластинка СП, перекрывающая половину его апертуры и обеспечиваю-

щая при некотором своем положении нужный фазовый сдвиг [11]. Изображение выходной плоскости волновода проецируется на CCD-камеру изображающей линзой ИЛ. В ходе эксперимента пластинка СП периодически выводится из пучка на время считывания (~1 с). Это позволяет проследить за временной эволюцией поля считывающего пучка, изменение которого обусловлено индуцированием нелинейной линзы формирующим пучком. Кроме того, эта линза может зондироваться световым пучком с другой длиной волны, блокируемым шторкой Ш при формировании солитона и «включаемым» на время считывания при блокировке формирующего пучка.

На рис.2 показана эволюция полей формирующего и считывающего пучков при возбуждении темного фотовольтаического пространственного солитона излучением с  $\lambda = 633$  нм и считывании индуцированного им волноводного канала на  $\lambda = 532$  нм. Формирующий пучок с шириной провала (по половине высоты) в распределении интенсивности ~12 мкм на входной плоскости волновода и ~120 мкм на его выходной плоскости имел мощность  $P_{in} = 90$  мкВт, а считывающий – примерно 1 мкВт. Уже при времени экспозиции 2–5 мин на выходной плоскости наблюдались сужение провала в распределении интенсивности формирующего пучка и локализация светового поля в считывающем пучке. При  $t = 15 - 18$  мин дифракционная расходимость считывающего пучка в плоскости волновода практически полностью компенсировалась вследствие его захвата каналным волноводом, индуцированным полем темного солитона. В случае формирующего пучка с  $\lambda = 532$  нм и  $P_{in} = 30$  мкВт солитонный режим достигался за ~4 мин. Время хранения индуцированных волноводных каналов в отсутствие специальной засветки составило несколько часов. При постоянном считывании светом с  $\lambda = 532$  нм и  $P_{in} = 1 - 100$  мкВт индуцированный солитонный каналный волновод «стирался» за время от 10–20 мин до нескольких секунд.

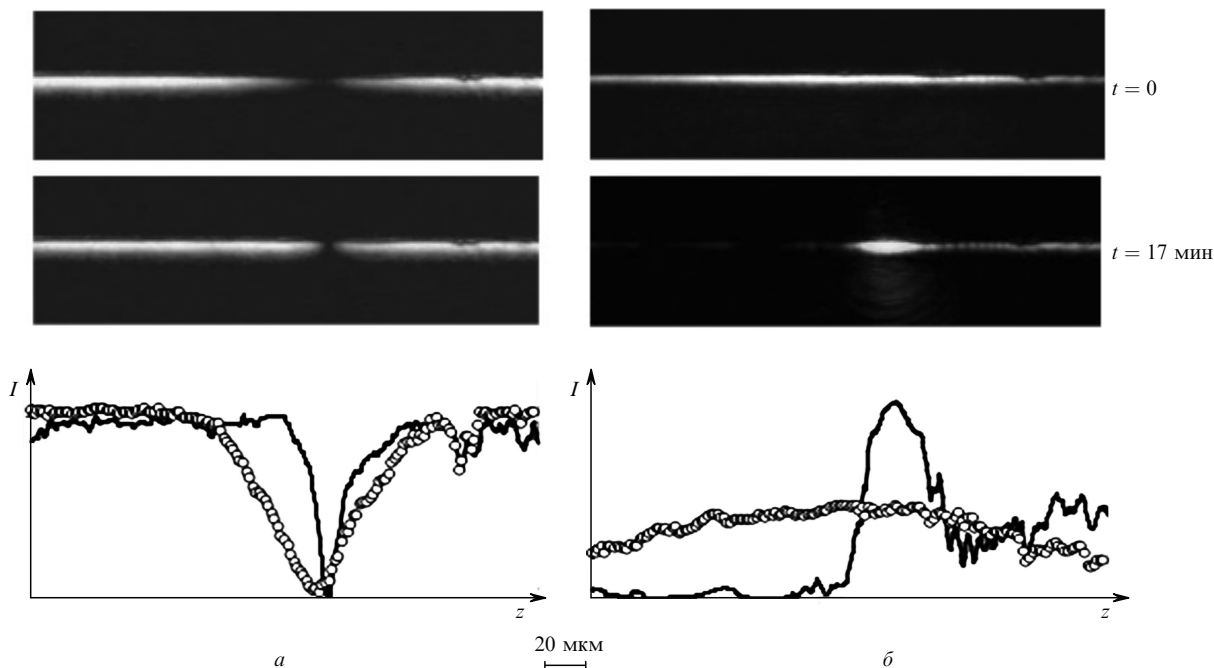


Рис.2. Распределения интенсивности светового поля и соответствующие им профили интенсивности формирующего (а) и считывающего (б) пучков на выходной плоскости волновода в линейном режиме ( $t = 0$ , кривые из точек) и в режиме темного пространственного солитона ( $t = 17$  мин, сплошные кривые).

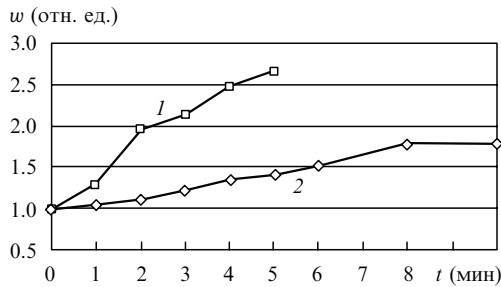


Рис.3. Зависимости ширины считывающего пучка  $w$  (по половине высоты) на выходной плоскости волновода от времени считывания индуцированного темным солитоном волноводного канала при  $\lambda = 532$  нм,  $P_{in} = 20$  (1) и 1 мкВт (2).

Зависимости на рис.3 иллюстрируют изменение во времени ширины считывающего пучка на выходной плоскости волновода при  $P_{in} = 20$  и 1 мкВт. Время хранения индуцированных волноводных каналов оказалось существенно меньше такового для фоторефрактивных решеток в подложке  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ , что связано с повышением удельной проводимости материала в области барьерного слоя в результате процесса имплантации (ранее подобный эффект наблюдался в ионно-имплантированных волноводах на основе SBN [10]).

Таким образом, экспериментально продемонстрировано формирование темных фотовольтаических пространственных солитонов световыми пучками мощностью в десятки микроватт в протонно-имплантированном планарном волноводе на основе  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ . Показана также возможность оперативного оптического стирания индуцированных солитонами волноводных каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-39017-ГФЕН\_а) и Национального фонда естественных наук Китая (гранты № 10505013 и 10711120169).

1. Stegeman G.I., Segev M. *Science*, **286**, 1518 (1999).
2. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fischer B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
3. Duree G., Shultz J., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., DiPorto P., Sharp E., Neurgaonkar R.R. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533 (1993).
4. Iturbe-Castillo M.D., Marquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
5. Lan S., Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **22**, 1467 (1997).
6. Taya M., Bashaw M., Fejer M., Segev M., Valley G.C. *Phys. Rev. A*, **52**, 3095 (1995).
7. Segev M., Valley G.C., Bashaw M.C., Taya M., Fejer M.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1772 (1997).
8. Shih M.-F., Chen Z., Mitchell M., Segev M., Lee H., Feigelson R.S., Wilde J.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 3091 (1997).
9. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
10. Kip D., Wesner M., Shandarov V., Moretti P. *Opt. Lett.*, **23**, 921 (1998).
11. Shandarov V., Kip D., Wesner M., Hukriede J. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 500 (2000).
12. Chauvet M., Chauvin S., Maillotte H. *Opt. Lett.*, **26**, 1344 (2001).
13. Фролова М.Н., Бородин М.В., Шандаров С.М., Шандаров В.М., Ларионов Ю.М. *Квантовая электроника*, **33** (11), 41 (2003).
14. Kip D. *Appl. Phys. B*, **67**, 131 (1998).
15. Chen F., Hu H., Wang X.L., Lu F., Wang K.M. *J. Appl. Phys.*, **98**, 044507 (2005).
16. Kip D., Aulkemeyer S., Moretti P. *Opt. Lett.*, **20**, 1256 (1995).
17. Ramabadran U.B., Jackson H.E., Boyd J.T. *Appl. Opt.*, **32**, 313 (1993).