

07

Экспериментальное исследование самовоздействия светового пучка в фоторефрактивном кристалле во внешнем знакопеременном электрическом поле

© С.А. Ассельборн, Н.Д. Кундикова, И.В. Новиков

Вузовско-академический отдел нелинейной оптики ИЭФ УрО РАН
и ЮУрГУ, Челябинск
E-mail: asselborn@physicon.susu.ac.ru

Поступило в Редакцию 14 июня 2007 г.

Экспериментально исследовано распространение промодулированного по интенсивности светового пучка в фоторефрактивном кристалле $Ba_2NaNb_5O_{15}$ с приложенным к нему знакопеременным электрическим синусоидальным полем. Получена зависимость силы самофокусировки пучка от величины внешнего поля. Доказана возможность формирования солитонного режима в данных условиях.

PACS: 42.65.Hw, 42.65.Jx, 42.65.Tg

Управление самовоздействием световых пучков в фоторефрактивных кристаллах (ФРК) приобретает в настоящее время все больший интерес [1–3]. Это в основном связано с развитием интегральной оптики, важнейшими элементами которой являются волноводы. Технология производства волноводов в наши дни является многосторонне развитой. Предложены элементы на основе стекла, диэлектрических кристаллов, полупроводников, кремния и полимеров. Метод формирования волноводных структур в фоторефрактивных материалах индуцированными фоторефрактивными пространственными солитонами появился относительно недавно [4]. Из-за того что нелинейность в фоторефрактивных средах основана на формировании поля пространственного заряда, локализованного на ловушках, все солитоны этого типа оставляют после себя волноводную структуру, которая сохраняется в темноте [5]. Это свойство можно использовать для создания оптической памяти

или индуцированных волноводов, которые способны удерживать свет такой длины волны, на которой не будут возбуждаться свободные носители заряда. Дополнительным достоинством таких волноводов является то, что в фоторефрактивных материалах возможно не просто создание волноводной структуры, но и управление характеристиками излучения, распространяющегося в ней. Такое свойство фоторефрактивных волноводов делает их перспективными как для применения в устройствах управляемого сопряжения оптических волноводных линий, их коммутации и переключения [6], так и для создания оптической памяти, оптических транзисторов (слабый пучок, формирующий волновод, может управлять мощным пучком [7]).

Несмотря на большой практический интерес к фоторефрактивным солитонам, самозахват во внешнем знакопеременном электрическом поле на сегодняшний день до конца не исследован. Кроме того, важно подчеркнуть, что переменное внешнее поле способно увеличивать отклик в кристаллах с малыми электрооптическими постоянными, таких как $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и др. [8]. Изменение оптических свойств в ФРК определяется в данном случае нелокальной нелинейностью, которая приводит к самоискривлению световых пучков [9,10]. В случае же модуляции интенсивности света, синхронной с внешним переменным полем, появляется локальная компонента отклика, обусловленная экранировкой внешнего поля накапливающимся пространственным зарядом [11]. Вклад данной компоненты определяет самофокусировку световых пучков. Таким образом, переменное внешнее поле в отличие от постоянного позволяет избежать влияния внутренней неоднородности проводимости кристалла и неоднородности его фоновой засветки на экранировку внешнего поля. Использование переменного внешнего поля вместо постоянного также дает возможность управлять в ФРК самофокусировкой только тех пучков, которые промодулированы по амплитуде синфазно с внешним полем. Пучки, имеющие постоянную интенсивность, а также сдвинутую фазу модуляции по интенсивности на $\pi/2$ относительно внешнего поля, не будут претерпевать самофокусировки в связи с отсутствием локальной компоненты нелинейного отклика.

Впервые возможность получения локальной компоненты отклика в ФРК во внешнем знакопеременном поле была экспериментально реализована в работе [11], в которой была продемонстрирована пространственная фазовая самомодуляция когерентного излучения в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (BNN). В работе [12] в том же кристалле

впервые наблюдался эффект самофокусировки промодулированного по интенсивности лазерного пучка в переменном внешнем поле, но волноводный режим при этом не был достигнут. Позднее, в работе [13] было выполнено теоретическое исследование процессов, протекающих в фоторефрактивном кристалле при данных условиях. В работе [13] показано, что зависимость ширины пучка на выходе из кристалла BNN от амплитуды знакопеременного внешнего поля в форме меандра носит линейный характер, что определяется выражением:

$$E_{sc} = -E_0 \frac{mI}{I + I_d} - \frac{E_0 L_e}{I + I_d} \frac{dI}{dx}, \quad (1)$$

где E_{sc} — амплитуда поля пространственного заряда, E_0 — величина внешнего поля меандровой формы, направленного по сегнетоэлектрической оси, m — глубина модуляции интенсивности пучка света, L_e — дрейфовая длина электрона, I и I_d — интенсивность пучка и фоновая освещенность соответственно. Первое слагаемое данного выражения определяет локальную компоненту отклика, второе — нелокальную. Расчеты, проведенные в работе [13], предсказывают существование одномерного солитона при амплитуде внешнего поля 5 кВ. Расчет в данной работе проводился для кристалла BNN с эффективной длиной 10 мм и для ширины пучка на его входной грани 50 $\mu\text{м}$.

Целью настоящей работы являлись экспериментальное исследование эффекта самовоздействия оптического пучка в номинально чистом сегнетоэлектрическом ФРК ниобата бария–натрия в знакопеременном синусоидальном внешнем поле и экспериментальное определение условий, необходимых для возникновения солитонного режима. Используемый кристалл BNN был вырезан по орторомбическим осям, $a \times b \times c = 6 \times 3.5 \times 3 \text{ мм}^3$. Внешнее электрическое поле прикладывалось в направлении сегнетоэлектрической оси [001] (ось c). При такой геометрии под влиянием внешнего электрического поля происходит неоднородная деформация оптической индикатрисы, однако поляризация собственных векторов не меняется. Поскольку в кристалле BNN значение электрооптического коэффициента r_{33} больше, чем значение r_{13} почти в три раза, в эксперименте направление поляризации лазерного излучения было выбрано параллельно направлению внешнего поля и оси c кристалла.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Непрерывное излучение He–Ne лазера I проходило через акустооптический

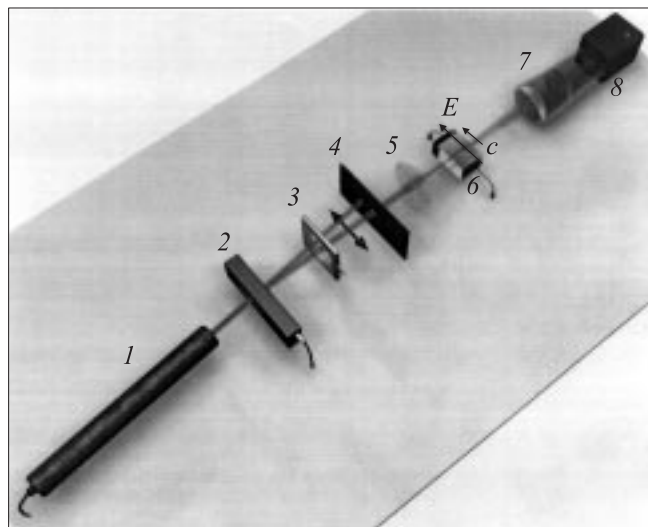


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

модулятор 2. Сигнал, подаваемый на модулятор, был синхронизован с внешним синусоидальным полем E , прикладываемым к кристаллу 6 так, чтобы кристалл освещался только в те моменты, когда поле имело одинаковое направление. Глубина модуляции лазерного излучения была равна единице, что позволило максимально увеличить значение локальной составляющей поля пространственного заряда, отвечающей за эффект самофокусировки. Частота внешнего переменного поля $E = E_0 \cos \Omega t$ составляла $\Omega = 50$ Hz. После модулятора излучение мощностью $20 \mu\text{W}$, пройдя через поляризатор 3 и диафрагму 4, вводилось в кристалл фокусирующей линзой 5. Система отображения — ПЗС камера 8 с объективом 7 находилась на подвижной платформе, которая перемещалась относительно кристалла, благодаря чему можно было получать с одним и тем же увеличением изображение поперечного сечения пучка в заданном сечении кристалла. Система отображения настраивалась на входную грань кристалла по дефектам на этой грани, после чего при помощи микровинта система могла сдвигаться вдоль оси пучка на необходимое расстояние. Сигнал с ПЗС камеры поступал в компьютер и отображался на экране дисплея. Линза 5 с фокусным

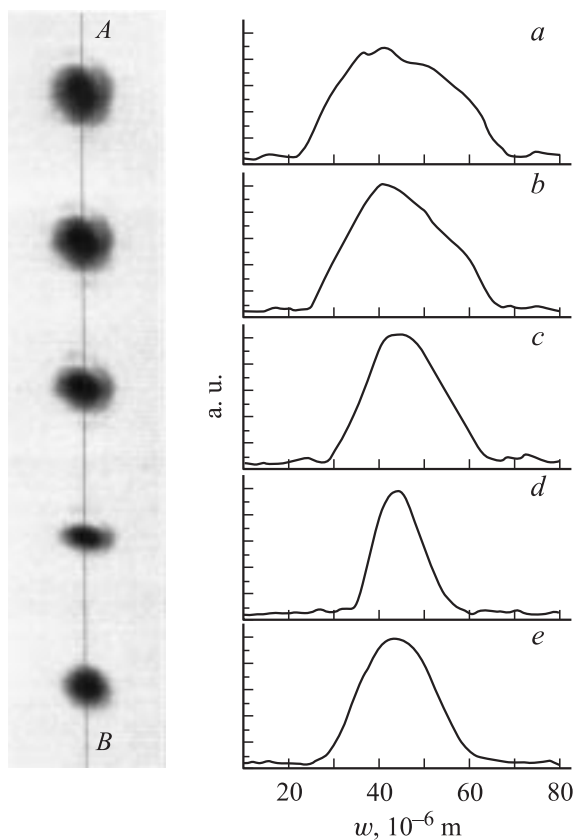


Рис. 2. Распределение интенсивности светового поля на выходе из кристалла при амплитуде внешнего поля $E_0 = 0$ (*a*), 3.4 (*b*), 6.5 (*c*), 10 (*d*) kV/cm и на входе в кристалл (*e*).

расстоянием 35 mm фокусировала пучок так, чтобы перетяжка совпадала с входной гранью кристалла. Диаметр перетяжки на входной грани кристалла составлял $19 \mu\text{m}$ (рис. 2, *e*), ширина пучка определялась на полувысоте профиля интенсивности. Далее луч в кристалле распространялся расширяясь и на входной грани его ширина составляла $29 \mu\text{m}$ (рис. 2, *a*). Для создания равномерной засветки кристалла он освещался

лампой накаливания через красный светофильтр. В результате такой засветки фоновая освещенность кристалла I_d составляла $\sim 10^{-4}$ от интенсивности лазерного пучка внутри кристалла.

При включении переменного электрического поля E пучок, наблюдаемый на выходной грани кристалла, сжимался вдоль направления приложенного поля. Процесс сжатия происходил в течение нескольких секунд (5 с при максимальном значении амплитуды поля, 2 с — при минимальном), и при достижении установившегося процесса экранировки внешнего поля полем пространственного заряда в кристалле сжатие пучка прекращалось. В перпендикулярном направлении изменений поперечных размеров пучка не наблюдалось. Так как величина параметра $\mu\tau$ (μ — подвижность основных носителей заряда, τ — время их рекомбинации), определяющего дрейфовую длину L_e в исследуемом ФРК, очень мала ($\mu\tau < 10^{-12}$), то вклад нелокальной составляющей поля пространственного заряда так же мал. В эксперименте это проявлялось отсутствием искривления траектории пучка в кристалле, а именно отсутствием сдвига выходного профиля пучка при включении внешнего поля. При максимальной величине прикладываемого к кристаллу поля (10 кВ/см) ширина пучка на выходе из кристалла составляла 13 $\mu\text{м}$. При полях, меньших 6 кВ/см, его ширина на выходной грани уменьшалась, но не достигала ширины пучка на передней грани. На рис. 2 слева показаны полученные изображения пучка на выходной грани кристалла, а справа — их профили по сечению пучка (прямая AB) для различных значений амплитуд прикладываемого внешнего поля E_0 . При изменении фазы модулятора излучения на π , наблюдалась самодефокусировка. Причина дефокусировки заключается в смене направления эффективной напряженности внешнего поля (направление внешнего поля в присутствии лазерного излучения) на обратное. При этом в кристалле инвертируется направление поля пространственного заряда E_{sc} , что приводит к смене знака изменения показателя преломления Δn :

$$\Delta n = -n_0^3 r_{33} E_{sc} / 2, \quad (2)$$

и вместо уменьшения показателя преломления в неосвещенной области кристалла наблюдается его увеличение. Расширение пучка происходило также вдоль направления прикладываемого поля, степень дефокусировки также зависела от амплитуды внешнего поля. При величине амплитуды внешнего поля $E_0 = 4.5$ кВ/см ширина пучка на выходной грани

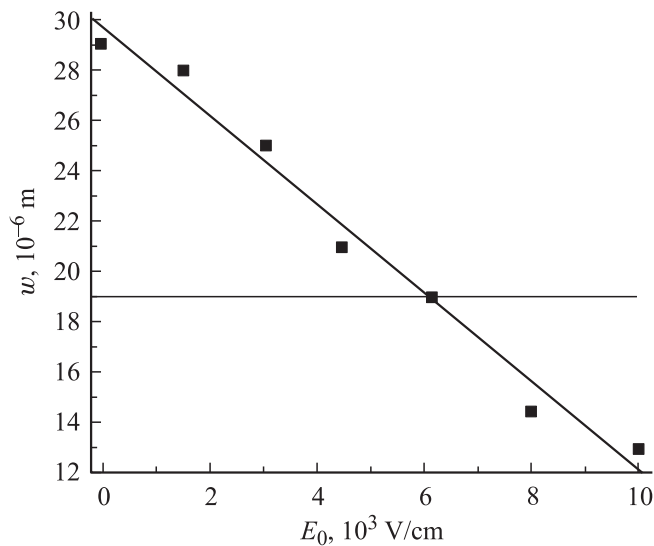


Рис. 3. Экспериментальная зависимость ширины пучка на выходной грани кристалла от значения амплитуды прикладываемого электрического поля E_0 .

кристалла составляла $55 \mu\text{m}$. На рис. 3 показаны экспериментальная зависимость ширины пучка на выходной грани кристалла от значения амплитуды прикладываемого поля E_0 , а также аппроксимирующая прямая. Из рис. 3 видно монотонное (близкое к линейному) уменьшение ширины пучка на выходной грани кристалла при увеличении амплитуды электрического поля. При величине поля $5.8\text{--}6.2 \text{ kV/cm}$ ширина пучка на выходной грани в рассматриваемом сечении совпадает с диаметром пучка на передней грани. Следовательно, в данном диапазоне напряженности внешнего электрического поля реализован одномерный волноводный режим.

Кроме того, экспериментально исследована зависимость степени самофокусировки световой волны от фоновой освещенности. Из выражения (1) следует, что эта зависимость является слабой, если интенсивность светового пучка велика по сравнению с фоновой освещенностью. Это подтверждено экспериментально. Установлено, что при изменении фоновой освещенности от 10^{-4} до 10^{-2} доли интенсивности пучка его ширина на выходной грани кристалла увеличивалась не более

чем на 5% (амплитуда внешнего поля при этом была постоянна и составляла 10 kV/cm). Таким образом, результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими оценками, сделанными в работе [13].

В результате проделанной работы экспериментально показано, что сила самофокусировки пучка линейно зависит от амплитуды внешнего знакопеременного синусоидального поля, а также доказана возможность формирования одномерного оптического солитона во внешнем знакопеременном поле.

Список литературы

- [1] *Sheu F.-W., Shih M.-F.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. N 9. P. 271.
- [2] *Zhang G., Liu J., Zhang H.* et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. N 8. P. 442.
- [3] *Liu J.-S.* // Chin. Phys. Soc. 2007. V. 15. N 2. P. 394.
- [4] *Segev M., Valley G.C., Crosignani B.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. N 73. P. 3211.
- [5] *Duree G.C., Salamo G., Segev M.* et al. // Optics Lett. 1994. N 19. P. 1195.
- [6] *Jinsong L., Keqing L.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. N 16. P. 550.
- [7] *Friedlich L., Stegman G.I., Millar P.* et al. // Opt. Lett. 1998. N 23.
- [8] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.И.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992.
- [9] *Christodoulides D.N., Carvalho M.I.* // Opt. Lett. 1994. N 19.
- [10] *Выслоух В.А., Кутузов В., Петникова В.М.* и др. // ЖЭТФ. 1997. № 11. С. 705.
- [11] *Зельдович Б.Я., Катаевский Н.Г., Кундикова Н.Д.* и др. // Квантовая электроника. 1995. № 22. С. 116.
- [12] *Аникеев В.В., Большаков М.В., Кундикова Н.Д.* и др. // Труды конференции „Фундаментальные проблемы оптики“. С.-Петербург, 2000. С. 130.
- [13] *Фролова М.Н., Шандаров С.М., Бородин М.В.* // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В 1. С. 45.