

Нелинейные поверхностные волны на границе фоторефрактивного кристалла

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева, П.А.Лыков, Н.В.Богодаев

Исследовано возбуждение нелинейных поверхностных волн на границе раздела кристалла SBN-75 и воздуха. Кристалл SBN-75 характеризуется фоторефрактивной нелинейностью диффузионного типа, поверхностная волна возбуждается в его приповерхностном слое, а глубина ее проникновения в кристалл определяется нелинейными параметрами кристалла. Из-за большого коэффициента преломления SBN-75 глубина проникновения поверхностной волны в воздух мала, поэтому нелинейная поверхностная волна локализована в приповерхностном слое кристалла толщиной несколько микрометров. Зафиксировано осциллирующее распределение интенсивности поверхностной волны на выходном торце кристалла. Период осцилляций определяется углом падения возбуждающего пучка. Нелинейная волна возбуждается не только на границе кристалла и воздуха, но и в случае, если активная поверхность кристалла покрыта электродом, например слоем аквадага. Это обстоятельство открывает возможность исследования новых свойств поверхностной волны при приложении к кристаллу внешнего электрического поля.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, нелинейные поверхностные волны.

1. Введение

К настоящему времени большинство работ по нелинейному распространению света выполнено применительно к средам с керровской нелинейностью. Такая нелинейность влияет непосредственно на фазу светового пучка, что позволяет компенсировать фазовый дифракционный эффект. Однако нелинейная восприимчивость χ_3 , ответственная за эффект Керра, относительно мала, и поэтому для формирования нерасходящихся пучков требуются интенсивности света не менее 1 МВт/см^2 . В данном отношении значительное преимущество имеют фоторефрактивные (ФР) кристаллы, в которых нелинейные режимы взаимодействия волн проявляются уже при интенсивностях менее 1 Вт/см^2 .

Фоторефрактивный эффект имеет много стадий: поглощение световой энергии, образование свободных электронов и дырок, их перенос и захват с последующим образованием областей объемного заряда. Поле этого заряда через электрооптический эффект образует пространственное распределение показателя преломления света, которое, в свою очередь, взаимодействует с волновым фронтом проходящего излучения и изменяет его. Фоторефракция была открыта Ашкиным с сотрудниками в 1966 г. [1]. Спустя два года это явление использовалось Ченом для записи фазовых голограмм и в настоящее время широко используется для обработки информации [2].

В 1995 г. мексиканские ученые провели анализ нелинейных поверхностных волн в ФР кристаллах с диффузи-

онным механизмом нелинейности [3]. Эти направляемые и пространственно ограниченные волны могут распространяться вдоль границы раздела ФР кристалла и воздуха или металла. В настоящей работе мы рассмотрим самоканалирование световой волны вдоль поверхности ФР кристалла без первоначально приготовленного волноводного слоя.

2. Поверхностные волны

Рассмотрим распространение света с необыкновенной (ТМ) поляризацией по оси z , направленной вдоль границы ФР кристалла и воздуха (рис.1) [4]. Поскольку исследуется скользкое распространение света, то анизотропией показателя преломления мы пренебрегаем. Компонента магнитного поля поверхностной волны $H(x, z)$ вдоль оси y удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 H(x, z) + k^2 H(x, z) = 0, \quad (1)$$

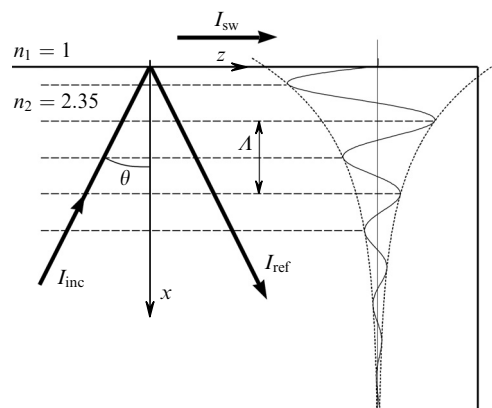


Рис.1. Схема возбуждения и распространения поверхностной волны: I_{inc} , I_{ref} и I_{sw} – падающая, отраженная и поверхностная волны.

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева, П.А.Лыков, Н.В.Богодаев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2009 г., после доработки – 22 марта 2010 г.

где $k = k_0[n_2 + \Delta n(x)]$; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 – длина волны света в вакууме; n_2 – невозмущенный показатель преломления ФР кристалла; $\Delta n(x)$ – нелинейная добавка к показателю преломления n_2 . Стационарное решение для распределения поля в кристалле ищем в виде $H(x, z) = A(x) \exp(i\beta z)$, где β – константа распространения поверхностной волны.

Нелинейную добавку $\Delta n(x)$ можно представить как результат действия диффузионного механизма нелинейности [5]:

$$\Delta n(x) = \frac{1}{2} n_2^3 r_{\text{eff}} \frac{k_B T}{q} \frac{1}{I(x) + I_d} \frac{d}{dx} [I(x) + I_d], \quad (2)$$

где q – заряд электрона; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; $I(x) \propto |A(x)|^2$ – интенсивность поверхностной волны; I_d – темновая интенсивность.

Следует отметить, что формула (2) демонстрирует неравноправность двух направлений оси x , возникающую вследствие того, что кристалл поляризован в направлении оси x (совпадающей с кристаллографической осью c).

Когда темновая интенсивность I_d мала по сравнению с интенсивностью поверхностной волны и его можно пренебречь, уравнение (1) можно записать в виде

$$\left[\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + 2k_0^2 n_2^4 r_{\text{eff}} \frac{k_B T}{q} \frac{dA(x)}{dx} + (k_0^2 n_2^2 - \beta^2) A(x) \right] \times \exp(i\beta z) = 0, \quad (3)$$

где $\exp(i\beta z)$ описывает установившееся распространение поверхностной волны в направлении оси z . В этом случае уравнение (3) можно упростить:

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{dA(x)}{dx} + (k_0^2 n_2^2 - \beta^2) A(x) = 0, \quad (4)$$

где $\gamma = 2k_0^2 n_2^4 r_{\text{eff}} k_B T / q$. Собственные значения уравнения (4) имеют вид $\lambda_{1,2} = -\gamma/2 \pm (\gamma^2/4 + \beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}$.

В случае $\beta < (k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$ амплитуда поверхностной волны

$$A(x) = \exp(-\gamma x/2) \cos \left[(k_0^2 n_2^2 - \beta^2 - \gamma^2/4)^{1/2} x + \varphi \right], \quad (5)$$

где 2φ – разность фаз падающего на поверхность и отраженного пучков света, формирующих интерференционную картину. Амплитуда поверхностной волны экспоненциально уменьшается, испытывая при этом осцилляции.

В случае $\beta > (k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$ амплитуда поля

$$A(x) = c_1 \exp \left\{ \left[-\gamma/2 + (\beta^2 - k_0^2 n_2^2 + \gamma^2/4)^{1/2} \right] x \right\} + c_2 \exp \left\{ \left[-\gamma/2 - (\beta^2 - k_0^2 n_2^2 + \gamma^2/4)^{1/2} \right] x \right\}. \quad (6)$$

Данный случай соответствует неосциллирующему профилю амплитуды поверхностной волны и может наблюдаться только при очень малых углах скольжения пучка, образующего поверхностную волну.

В воздухе амплитуда поверхностной волны

$$U(x) = U_0 \exp \left[(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} x \right], \quad (7)$$

где n_1 – показатель преломления воздуха. В случае $\beta > k n_1$ амплитуда поля экспоненциально уменьшается по мере удаления от границы кристалла. Из условия непре-

рывности тангенциальных составляющих полей на границе ФР кристалла и воздуха следуют равенства

$$U(x)|_{x=0} = A(x)|_{x=0}, \quad \left. \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial U(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial A(x)}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad (8)$$

где ε_1 – диэлектрическая постоянная воздуха; ε_2 – диэлектрическая постоянная ФР кристалла.

Применив условия непрерывности (8) к уравнениям (5) и (7), получим

$$\varphi = \arctan \left\{ \frac{\varepsilon_2}{(k_0^2 n_2^2 - \beta^2 - \gamma^2/4)^{1/2}} \times \left[\frac{(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2}}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma}{2\varepsilon_2} \right] \right\}. \quad (9)$$

Константа распространения поверхностных волн β связана с углом падения на границу раздела возбуждающего света θ соотношением

$$\beta = k_0 n_2 \sin \theta \quad (10)$$

(отметим, что ось c кристалла направлена вдоль нормали к границе раздела).

Используя приведенные выше соотношения, для заданного угла падения θ можно определить распределение амплитуды поверхностной волны. Эта волна имеет характерный период осцилляций поля

$$A = \frac{2\pi}{(k_0^2 n_2^2 \cos^2 \theta - \gamma^2/4)^{1/2}} \quad (11)$$

и проникает в ФР кристалл на глубину

$$d = 2/\gamma. \quad (12)$$

Известно, что свет распространяется в традиционном планарном волноводе в виде дискретных мод, характеризующихся своими константами распространения, распределением поля поперек волновода и углом падения возбуждающего излучения на волновод. Указанные характеристики мод излучения обусловлены выполнением условия поперечного резонанса, необходимого для реализации волноводного распространения света. Однако для такой волноводящей структуры, как граница раздела ФР кристалл – воздух, условие поперечного резонанса не является необходимым для распространения волн.

Фоторефрактивные поверхностные волны, так же как и волноводные моды, характеризуются константой распространения, распределением поля волны поперек направления ее распространения и углом падения θ . Однако имеются существенные отличия поверхностных мод для ФР кристалла от мод в обычных волноводах. Поскольку затухание поля моды в глубь ФР кристалла определяется ФР эффектом и не зависит от фазы волны, то необходимость удовлетворения граничного условия с этой стороны отпадает и спектр мод становится непрерывным, т. е. такая мода может существовать при любом значении константы распространения β и, следовательно, при любом угле падения возбуждающего излучения.

Распространение поверхностных электромагнитных волн возможно вдоль границы изотропных сред, диэлектрические проницаемости которых имеют различные знаки. Таким образом, убывание поля в глубь сред связано с чисто мнимым значением волнового числа в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью и с выполнением условия полного внутреннего отражения в

среде с положительной диэлектрической проницаемостью. Требование изменения знака диэлектрической проницаемости при переходе через границу раздела возникает в связи с необходимостью согласовать условия непрерывности тангенциальных компонент полей на границе сред и экспоненциальное уменьшение амплитуд полей по обе стороны границы раздела.

Для существования поверхностной волны на границе ФР кристалла и изотропного диэлектрика (воздуха) смены знака диэлектрической проницаемости не требуется.

3. Экспериментальная установка для изучения поверхностных волн в ФР кристаллах

Цель наших исследований состояла в том, чтобы возбудить и зарегистрировать поверхностные волны на границе раздела линейной среды – ФР кристалл и проверить концепцию мод для нелинейных поверхностных волн. В качестве ФР среды использовались оптические элементы, изготовленные из монокристалла SBN-75 твердого раствора ниобата бария-стронция ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$), характеризующегося электрооптическим коэффициентом для необыкновенной поляризации $r_{\text{eff}} = 750$ пм/В.

Задача возбуждения поверхностных волн на границе раздела линейной среды и ФР кристалла требует решения ряда проблем. Первая из них состоит в том, что прежде всего необходимо найти ту поверхность ФР кристалла, на которой поверхностную волну можно возбудить наиболее эффективно. В работах [6, 7], где получена поверхностная волна, эта поверхность определена неоднозначно, поэтому нужно найти критерий определения данной поверхности. Таким критерием, мы считаем, является направление действия эффекта «фэннинга», впервые описанного в работе [8]. Этот эффект заключается в фотоиндуцированном рассеянии света с необыкновенной поляризацией, распространяющегося в направлении, перпендикулярном оси c фоторефрактивного кристалла. Поверхность, на которой можно возбуждать нелинейную поверхностную волну, должна иметь нормаль, направленную противоположно вектору спонтанной поляризации P_s (или направлению оси c).

На рис.2 показана картина «фэннинга» пучка He – Cd-лазера с $\lambda = 0.44$ мкм, полученная на экране, размещенном за кристаллом SBN-75, ось c которого перпендикулярна направлению падения пучка He – Cd-лазера с необыкновенной поляризацией. Область «фэннинга» имеет грушевидную форму, вытянутую в отрицательном направлении оси c от изображения пятна падающего пучка излучения.

На рис.3,а показана схема экспериментальной установки, использованной нами для изучения особенностей возбуждения поверхностной волны на границе раздела

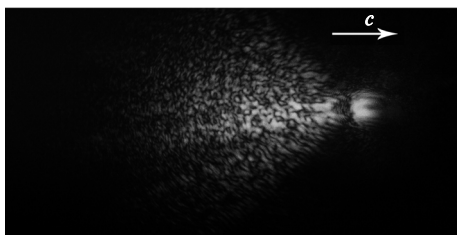


Рис.2. Картина «фэннинга» на экране после прохождения лазерного пучка через кристалл SBN-75.

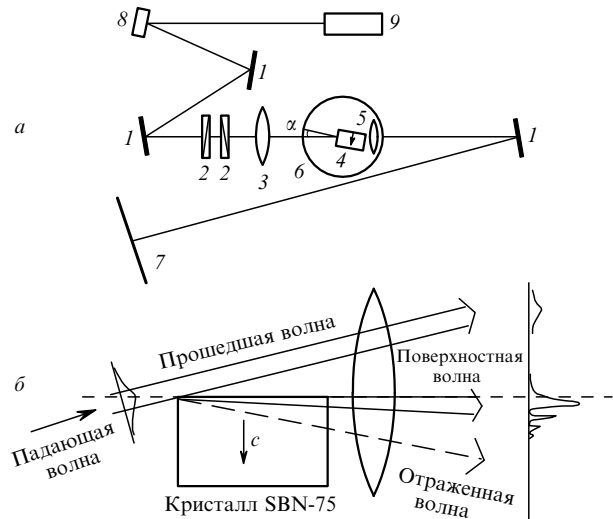


Рис.3. Оптическая схема эксперимента (а) и схема возбуждения поверхностной волны в кристалле SBN-75 (б): 1 – зеркала; 2 – поляризаторы; 3 – длиннофокусная линза; 4 – образец; 5 – микроскоп; 6 – столик гониометра; 7 – экран; 8 – блок поворота поляризации; 9 – He – Cd-лазер.

воздуха и кристалла SBN-75. Угол падения возбуждающего пучка света на кристалл α связан с углом падения света на внутреннюю поверхность кристалла θ следующим соотношением:

$$\sin \alpha = n_2 \cos \theta. \tag{13}$$

Возбуждение нелинейных поверхностных волн ранее проводилось двумя способами. Первый способ [6] – это возбуждение через торец образца, причем возбуждающее излучение распространяется вдоль той же грани, что и поверхностная волна. В конце этой грани возникает проблема разделения двух волн для их регистрации. В [6] для выявления распределения интенсивности поля волны на выходном торце кристалла использовался микроскоп ближнего поля.

При втором способе возбуждения [7] (см. рис.3,б) поверхностная и возбуждающая волны разделяются изначально в связи с тем, что поверхностная волна появляется в результате полного внутреннего отражения падающего на поверхность кристалла возбуждающего света. При этом поверхностная волна распространяется вдоль поверхности кристалла, а возбуждающая отраженная волна уходит в глубь ФР кристалла под углом полного внутреннего отражения. В выходной плоскости эти волны пространственно разделены и могут быть зарегистрированы порознь. На рис.4 приведено изображение пятна излучения поверхностной волны, полученной нами на выходе образца SBN-75 с помощью оптической системы отображения с увеличением 330. Это позволило четко фиксировать на экране распределение поля и измерить период пространственных осцилляций поверхностной волны. Однако регистрация волн может вызывать некоторые затруднения, если изображения выходных волн накладываются друг на друга. Наложение изображений может происходить в результате эффекта «фэннинга», присущего возбуждающей и отраженной волнам. Первые эксперименты по возбуждению поверхностных волн на кристалле SBN-75 показали, что при угле падения $\theta \sim 89^\circ$ и правильном выборе интенсивности возбуждающего

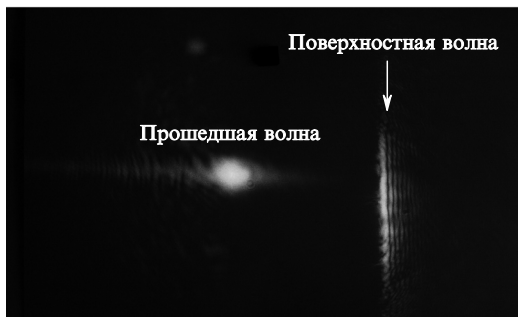


Рис.4. Распределение интенсивности света на выходном торце кристалла при возбуждении поверхностной волны.

пучка проблема наложения выходных пятен излучений разделяемых волн не возникает вследствие сильного истощения отраженной волны из-за «фэннинга» на пути до выходной плоскости кристалла после полного внутреннего отражения. Длина пути L пучка света после возбуждения поверхностной волны составляет 9 мм, так что интенсивность выходного пучка уменьшается в три раза по сравнению с интенсивностью поверхностной волны.

В работе [9] отмечалось, что явление «фэннинга» особенно ярко выражено в синей области спектра, поэтому уменьшение интенсивности возбуждающего излучения с $\lambda = 0.44$ мкм представлялось вполне ожидаемым. К тому же, чтобы уменьшить влияние эффекта «фэннинга» на процесс возбуждения поверхностной волны, мы сознательно выбирали область возбуждения в начале ФР кристалла.

На рис.5 приведена зависимость периода осцилляций интенсивности поля моды поверхностной волны на кристалле SBN-75 от угла падения α этой моды. Согласно представленной выше концепции мод поверхностных волн [4], период осцилляций описывается соотношением (11). Сопоставление нашей экспериментальной зависимости с зависимостью, полученной по формуле (11), показывает их вполне удовлетворительное совпадение, и проверку концепции мод поверхностных волн можно считать завершённой.

4. Обсуждение результатов

Фоторефрактивные кристаллы SBN-75 имеют высокий показатель преломления и, следовательно, согласно соотношению (8), малую амплитуду поля поверхностной волны в воздухе. Это определяет потери при распространении поверхностной волны на поверхности кристалла

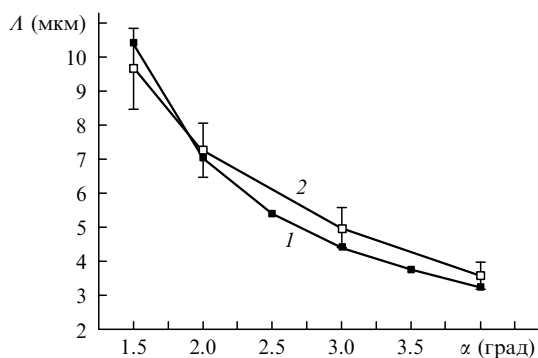


Рис.5. Теоретическая (1) и экспериментальная (2) зависимости периода осцилляций интенсивности поверхностной волны от угла падения света на входной торце кристалла.

вследствие рассеяния света. Обычно для мономодовой кристалла SBN-75 на его поверхности наносят проводящие электроды из аквадага и прикладывают к ним напряжение. Одна из этих поверхностей служит для возбуждения нелинейных волн в SBN-75. Для кристалла SBN-75 мы получили поверхностную волну даже в случае нанесения на его поверхность электрода из аквадага. Это свидетельствует о том, что потери на рассеяние поверхностной волны действительно низкие, причем удаление аквадага с поверхности кристалла никак не сказывается на распространении волны. Низкие потери света на рассеяние указывают, прежде всего, на малую амплитуду поля в воздухе, поэтому нелинейные поверхностные волны в ФР кристаллах скорее можно назвать приповерхностными волнами, поле которых сосредоточено под поверхностью кристалла. Обычные линейные поверхностные волны в волноводах можно связать с помощью туннельной связи, например, используя призму для ввода света в волновод. В случае ФР кристаллов, у которых n велико и поле в воздухе мало, такая связь затруднительна, и поэтому эксперименты, аналогичные проведенным в работе [10], вряд ли можно осуществить. Однако призма с круглым основанием [11], по-видимому, может быть использована для регистрации нелинейных поверхностных волн.

5. Заключение

В результате анализа теории мод нелинейных поверхностных волн и экспериментов по их возбуждению на границе раздела ФР кристалла SBN-75 и воздуха выявлена возможность возбуждения поверхностных волн при достаточно низких мощностях излучения He–Cd-лазера (0.5–12 мВт, $\lambda = 0.44$ мкм).

Экспериментально обнаружено, что нанесение электродного покрытия на активную поверхность кристалла не вносит заметных дополнительных потерь в процесс распространения нелинейных поверхностных волн в кристалле SBN-75. Приложение внешнего электрического поля к этим электродам позволит в дальнейшем изучать его влияние на процесс распространения поверхностных волн в данном кристалле.

Авторы выражают благодарность В.В.Осико за постоянный интерес к работе.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00064).

1. Ashkin A., Boyd G.D., Dziedzic J.M., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 72 (1966).
2. Chen F.S. *J. Appl. Phys.*, **40**, 3389 (1969).
3. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S. *Phys. Rev. A*, **51**, 1571 (1995).
4. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *J. Mod. Optics*, **54**, 1445 (2007).
5. Petrov M., Stepanov S., Khomenko A., in *Photorefractive Crystals in Coherent Optics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991, p. 6).
6. Smolyaninov I.I., Davis C.C. *Opt. Lett.*, **24**, 1367 (1999).
7. Zhang T., Kang H., Lu Y., et al. *Proc. Conf. Photorefractive Materials and Devices (PEMD)* (Sanya, Hainan, China, 2005, p. 412).
8. Воронов В.В., Дорош И.Р., Кузьминов Ю.С., Ткаченко Н.В. *Квантовая электроника*, **7**, 2313 (1980).
9. Dorosh I.R., Kuzminov Yu.S., Polozkov N.M., et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **65**, 513 (1981).
10. Усиевич Б.А., Светиков В.В., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. *Квантовая электроника*, **39**, 94 (2009).
11. Зленко А.А., Сычугов В.А. *Квантовая электроника*, № 4, 101 (1973).