

Поверхностная фоторефрактивная волна на границе фоторефрактивного кристалла, покрытого металлом

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

Детально изучены особенности светоиндуцированного рассеяния излучения ($\lambda = 0.44$ мкм) необыкновенной поляризации в фоторефрактивном кристалле SBN-75 и предложена эффективная методика возбуждения в нем поверхностных волн. В выполненном эксперименте эффективность возбуждения поверхностной волны составила $\sim 30\%$, что в 50 раз больше полученной ранее при возбуждении нелинейных поверхностных волн оптического диапазона. Представлены картины ближнего и дальнего полей поверхностной волны. Обнаружено, что при малых углах возбуждения ($0-1.5^\circ$) присутствие металла изменяет характер возникающих поверхностных волн.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, поверхностная фоторефрактивная волна, металлизированная поверхность кристалла.

1. Введение

Особый интерес исследователей к нелинейным поверхностным волнам, возникший в последние годы 20-го столетия, не ослабел до настоящего времени [1–3].

Поверхностная фоторефрактивная (ФР) волна – это распространяющееся вдоль границы раздела фоторефрактивного кристалла и воздуха электромагнитное излучение, слабо проникающее в воздух и экспоненциально убывающее в кристалле с образованием решётки показателя преломления, отражающей волну, которая распространяется от поверхности, так что энергия локализуется вблизи поверхности кристалла.

Локализация поверхностной волны вблизи поверхности ФР кристалла означает аналогичное волноводному распространение поверхностной волны. Причём это волновод брэгговского типа, поскольку на границе раздела сред осуществляется полное внутреннее отражение света, а другое (брэгговское) отражение реализуется на решётке показателя преломления со слоями, расположенными в ФР кристалле параллельно границе раздела. Периодическое изменение показателя преломления в кристалле в нашем случае возникает вследствие фоторефрактивного эффекта – изменения показателя преломления среды под действием света. В электрооптическом кристалле он связан с линейной модуляцией показателя преломления электрическим полем (эффект Поккельса), обусловленным фотовозбуждением и пространственным перераспределением носителей заряда при неоднородном освещении. Важным отличием изучаемой нами структуры от брэгговского волновода, рассмотренного Яривом [4], является то, что периодическое распределение показателя

преломления создается самой электромагнитной волной, распространяющейся по структуре.

Характерной особенностью распространения пространственно ограниченных пучков света в монокристаллах является фэннинг (beam fanning) – эффект, заключающийся в возникновении фотоиндуцированного рассеяния [5–7]. Это рассеяние с течением времени обычно приводит к образованию на выходе из кристалла шумовой картины интенсивности света в виде совокупности случайным образом расположенных световых пятен, каждое из которых соответствует рассеянной волне, усиленной за счёт перекачки мощности из падающего пучка. Диаграмма направленности рассеянного излучения смещена относительно падающего пучка в сторону, противоположную направлению вектора спонтанной поляризации P_s (или оси c) кристалла, т. е. в сторону грани кристалла, вдоль которой и происходит возбуждение поверхностной волны. Изучение особенностей данного эффекта имеет важнейшее значение для понимания формирования ФР волны.

В работе [8] нами было экспериментально показано, что нелинейные поверхностные волны могут возбуждаться не только на границе кристалла (SBN-75) и воздуха, но и в том случае, если на активную поверхность кристалла нанесён электрод, например слой аквадага. Это открывает возможность исследования новых свойств поверхностной волны при приложении к кристаллу внешнего электрического поля. Тем не менее многие практически важные вопросы требуют разъяснения. Целью настоящей работы является изучение влияния дополнительного проводящего слоя на профиль поля поверхностной волны, а также на условия её возбуждения и распространения.

2. Возбуждение поверхностной волны в кристалле, покрытом металлом

В работе [1] дано решение задачи о нелинейных поверхностных волнах, возбуждаемых на границе раздела ФР кристалла и воздуха, а также на границе раздела ФР

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 18 октября 2010 г., после доработки – 13 января 2011 г.

кристалла и металла. Согласно расчетам [1] поверхностная волна в кристалле, покрытом металлом, ничем не отличается от волны в кристалле, граничащем с воздухом. Поверхностная волна под металлом локализуется вблизи поверхности ФР кристалла. Как нами было показано в [8], изучение картины фэннинга, наблюдаемой для излучения He–Cd-лазера с необыкновенной поляризацией, позволяет выбрать поверхность кристалла, на которой могут возникнуть нелинейные поверхностные волны. В работе [8] рассматривается лишь картина фэннинга в дальнем поле, однако более полное представление о фотоиндуцированном рассеянии можно получить, наблюдая также фэннинг в ближнем поле.

На длине волны 0.44 мкм фэннинг является особенно сильным, поэтому важной для нас оказалась поиск таких условий возбуждения нелинейных волн вблизи поверхности ФР кристалла, при которых влияние фэннинга было бы минимальным. С этой целью изучались особенности фэннинга при прохождении сфокусированного лазерного пучка вблизи поверхности кристалла, покрытого слоем металла.

На рис.1,а показана оптическая схема экспериментальной установки, использованной нами в данной работе для наблюдения особенностей фэннинга при прохождении лазерного пучка через кристалл и изучения особенностей возбуждения поверхностной волны в ФР кристалле, покрытом металлом. Угол α падения пучка возбуждающего света на кристалл связан с углом θ падения света на внутреннюю поверхность кристалла следующим соотношением:

$$\sin \alpha = n \cos \theta, \tag{1}$$

где n – показатель преломления кристалла.

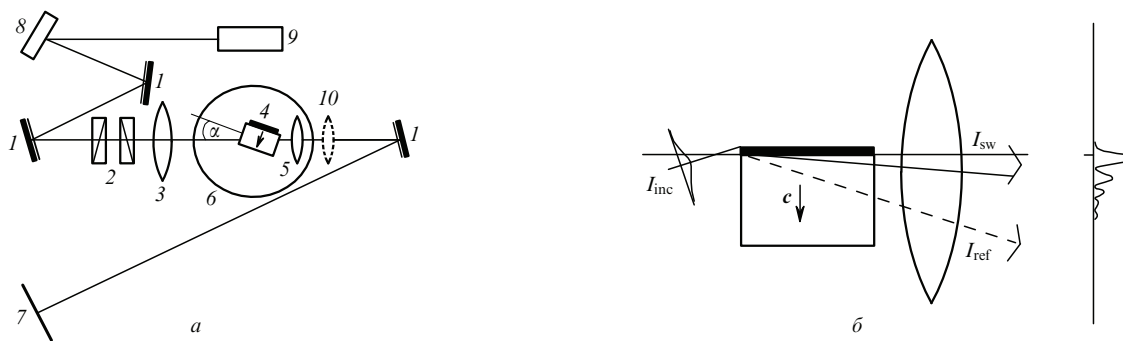


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки (а) и схема возбуждения поверхностной волны в кристалле SBN-75 (б): 1 – зеркала; 2 – поляризаторы; 3 – длиннофокусная линза; 4 – образец; 5 – микрообъектив; 6 – столик гониометра; 7 – экран; 8 – блок поворота поляризации; 9 – He–Cd-лазер; 10 – съёмная линза; I_{inc} , I_{sw} и I_{ref} – падающая, поверхностная и отражённая волны соответственно.

Данная схема отличается от использованной в работе [8] дополнительной (съёмной) линзой 10, обеспечивающей формирование картины дальнего поля на экране 7. При отсутствии этой линзы на экране строится изображение торца кристалла (ближнее поле). Линза 10 создает совместно с линзой 5 телескопическую систему, позволяющую получить на том же экране картину дальнего поля.

На рис.2 показаны картины фэннинга при прохождении пучка лазерного излучения с необыкновенной поляризацией через кристалл перпендикулярно его оси c . Картины дальнего поля получены при радиусе пучка w_0 (по уровню интенсивности e^{-1}) на входном торце кристалла ~ 30 мкм (рис.2,а–б) и ~ 150 мкм (рис.2,з). Мощность пучка составляла 5 мВт, время экспозиции $t = 1$ с, 5 с и 3 мин. Видно, что уже при $t = 1$ с распределение интенсивности излучения в лазерном пучке, прошедшем через кристалл, отличается от распределения интенсивности в исходном гауссовом пучке: снижение уровня интенсивности в центральной части пучка приводит к разделению максимума интенсивности на два. При больших временах экспозиции (5 с и 3 мин) в левой части изображения формируется устойчивая спекл-картина, занимающая обширную область грушевидной формы. В правой части изображения распределение интенсивности света остаётся регулярным и локализованным в пределах исходного гауссова пучка. Наблюдаемые нами особенности фэннинга согласуются с моделями, предложенными в работах [5, 7].

Как известно, многие особенности прохождения света в ФР кристаллах связаны с формой, а не с интенсивностью пучка, и, следовательно, характер картины поля на выходе кристалла не должен существенно изменяться при изменении размера входного гауссова пучка. Это

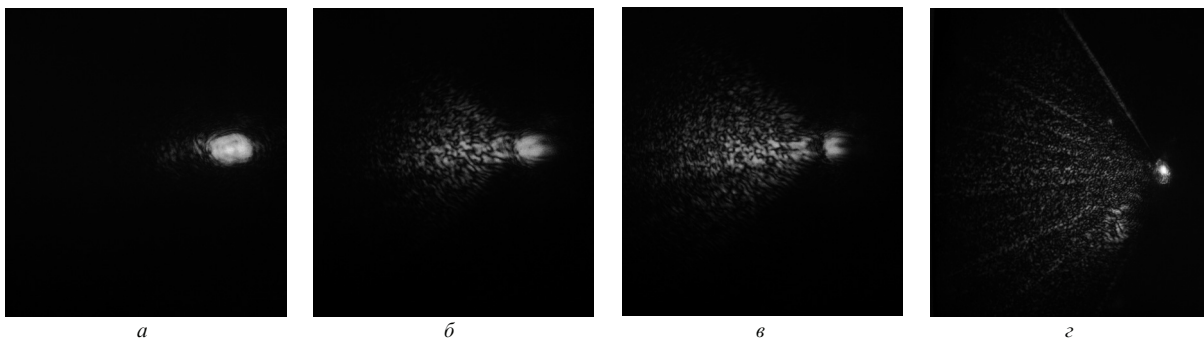


Рис.2. Картины дальнего поля, полученные при прохождении лазерного пучка радиусом $w_0 = 30$ (а–б) и 150 мкм (з) через кристалл SBN-75 при времени экспозиции $t = 1$ с (а), 5 с (б) и 3 мин (в, з).

подтверждает картина дальнего поля (рис.2,з), полученная при увеличенном радиусе пучка ($w_0 \sim 150$ мкм) и его неизменной мощности (5 мВт). Дифракционная расходимость при увеличенном в пять раз радиусе пучка должна быть в пять раз меньше, что мы и видим на рис.2,з.

На рис.3 показаны картины ближнего поля (увеличение $M = 330$), полученные при прохождении пучка лазерного излучения с необыкновенной поляризацией через кристалл перпендикулярно оси c (параллельно поверхности кристалла, покрытой металлом). Радиус входного пучка $w_0 \sim 150$ мкм, мощность – 5 мВт. Картины получены при смещении центра лазерного пучка от покрытой металлом поверхности в направлении оси c на расстояние z_0 , равное 300, 150, 0 и –50 мкм. При $z_0 \approx 2w_0$ (рис.3,а) можно считать, что влияние металлического покрытия на распределение поля световой волны в освещённой области кристалла пренебрежимо мало. Видимые в правой части рис.3,а–в диагональные полосы не являются особенностью процесса возбуждения, а связаны с наличием в кристалле дефектов в области прохождения пучка.

При $z_0 \approx 2w_0$ (рис.3,б) можно отметить слабое влияние металлического покрытия на картину фэннинга, проявляющееся в появлении мелкомасштабных интерференционных полос в области спекл-картины и связанное с отражением части рассеянных волн на границе с металлом.

При дальнейшем уменьшении смещения пучка ($w_0 > z_0 > 0$, рис.3,в) поперечный размер области, занятой спекл-картиной, уменьшается, а в правой части гауссова пучка появляется интерференционная полоса повышенной яркости. При $z_0 < 0$ (рис.3,г) мелкомасштабные пятна рассеяния не наблюдаются, и практически вся мощность световой волны, введённой в кристалл, сосредоточена (в поперечном направлении) в полосе шириной ~ 20 мкм.

Представленная на рис.1,б схема возбуждения поверхностной волны в ФР кристалле, покрытом металлом, в значительной степени повторяет призмный способ возбуждения обычного волновода. Известно, что для достижения высокой эффективности возбуждения поверхностной волны важно получить подходящее распределение поля возбуждающей волны. Возбуждение нелинейных поверхностных волн ранее осуществлялось двумя способами. Первый способ [9] – возбуждение через торцевой образец, причём возбуждающее излучение распростра-

няется вдоль той же грани, что и поверхностная волна. В конце этой грани возникает проблема разделения двух волн для их регистрации. В [9] для выявления распределения интенсивности поля поверхностной волны на выходном торце кристалла использовался микроскоп ближнего поля.

При втором способе возбуждения [10] помимо основной возбуждающей волны ТМ поляризации применялась дополнительная подсветка некогерентным излучением. При использованном авторами угле падения поверхностная и возбуждающая волны разделялись 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 отражённая волна уходит в глубь ФР кристалла под углом полного внутреннего отражения. К сожалению, в выбранном авторами [10] диапазоне углов эффективность возбуждения поверхностной волны оказалось невысокой. При мощности возбуждающего пучка 60 мВт мощность поверхностной волны составила 300 мкВт.

Результаты работы [1] и обнаруженные особенности фэннинга в ФР кристалле позволяют считать, что эффективность возбуждения поверхностной волны можно существенно повысить, если использовать скользящее падение возбуждающего пучка ($\theta \approx 89^\circ$). Кроме того, для оптимального возбуждения поверхностной волны мы использовали лишь ту часть пучка, интенсивность которой спадает при удалении от границы и для которой эффект фэннинга минимален. Другая часть пучка попадает в металлический слой и в нём поглощается. При нашем способе возбуждения поверхностная волна появляется в результате полного внутреннего отражения неоднородного пучка, падающего на покрытую металлом поверхность кристалла. При этом поверхностная волна распространяется вдоль поверхности кристалла. При мощности возбуждающего пучка 6.7 мВт (измерено за длиннофокусной линзой), смещении $z_0 \approx 0$ и угле падения $\alpha = 3^\circ$ нам удалось получить поверхностную волну мощностью 1.8 мВт (измерено за микрообъективом). Таким образом, предложенная нами схема позволяет повысить эффективность возбуждения поверхностной ФР волны более чем в 50 раз.

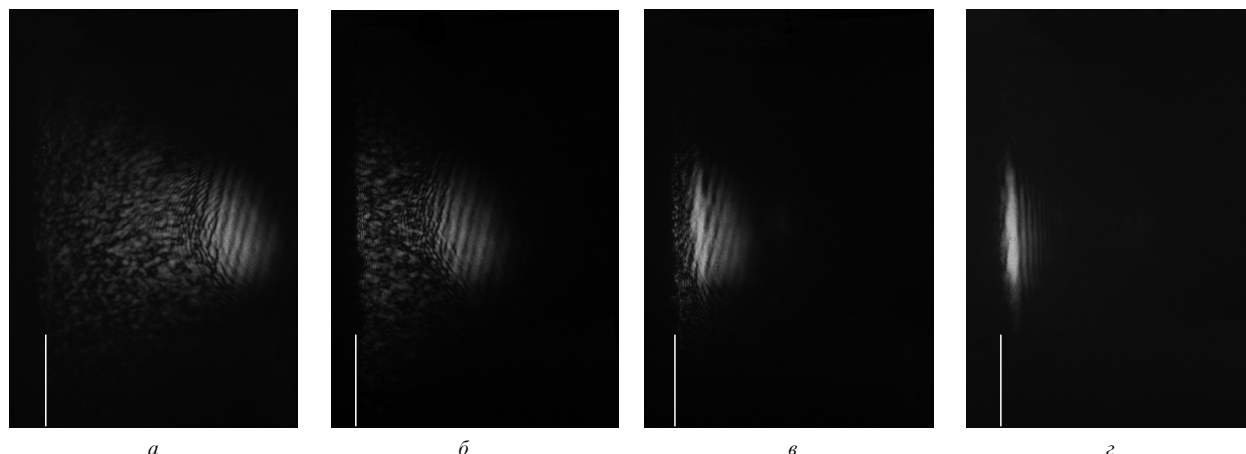


Рис.3. Распределения интенсивности света на выходном торце кристалла при смещении центра возбуждающего пучка от металлического электрода в направлении оси c на расстоянии $z_0 \approx 300$ (а), 150 (б), 0 (в) и –50 мкм (г). Белые линии – границы кристалла.

3. Картина излучения возбужденной волны в кристалле, покрытом металлом, при изменении угла падения возбуждающей волны

Поверхностную волну можно представить как результат взаимодействия падающей и отражённой неоднородных волн, амплитуды которых экспоненциально спадают в глубину кристалла [1]. В случае углов падения $\theta \sim 90^\circ$ эти волны в выходной плоскости пространственно не разделены. Как было показано нами [8], в ближнем поле картина волны на кристалле, контактирующем с воздухом, имеет периодический характер с периодом L , который определяется углом θ между волновым вектором падающей волны в ФР кристалле и нормалью к его поверхности:

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

Здесь

$$\gamma = \frac{2k_0^2 n_2^2 r_{\text{eff}} k_B T}{q}$$

– нелинейная константа кристалла; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 – длина волны света; q – элементарный заряд; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; k_B – постоянная Больцмана; T – температура кристалла.

Обнаруженные особенности фоторефракции волн вблизи границы ФР кристалла, покрытого металлом, позволяют утверждать, что и для волн, возбуждаемых вблизи такой поверхности, могут возникать особенности, которые не наблюдаются в кристалле, контактирующем с воздухом.

С целью проверки данного предположения исследовались поверхностные волны в кристалле, контактирующем с металлом, при различных углах падения света на входной торец кристалла. На рис.4 показаны картины ближнего поля при различных углах падения α . На рис.5 приведены соответствующие картины дальнего поля.

Нам удалось зарегистрировать поверхностные волны с характерным периодическим распределением интенсивности излучения в диапазоне углов падения $\alpha \sim 2.5^\circ - 7^\circ$. Типичная картина ближнего поля поверхностной волны представлена на рис.4,а ($\alpha = 4^\circ$). Поле волны является результатом взаимодействия двух волн, наличие которых может быть выявлено путём наблюдения кар-

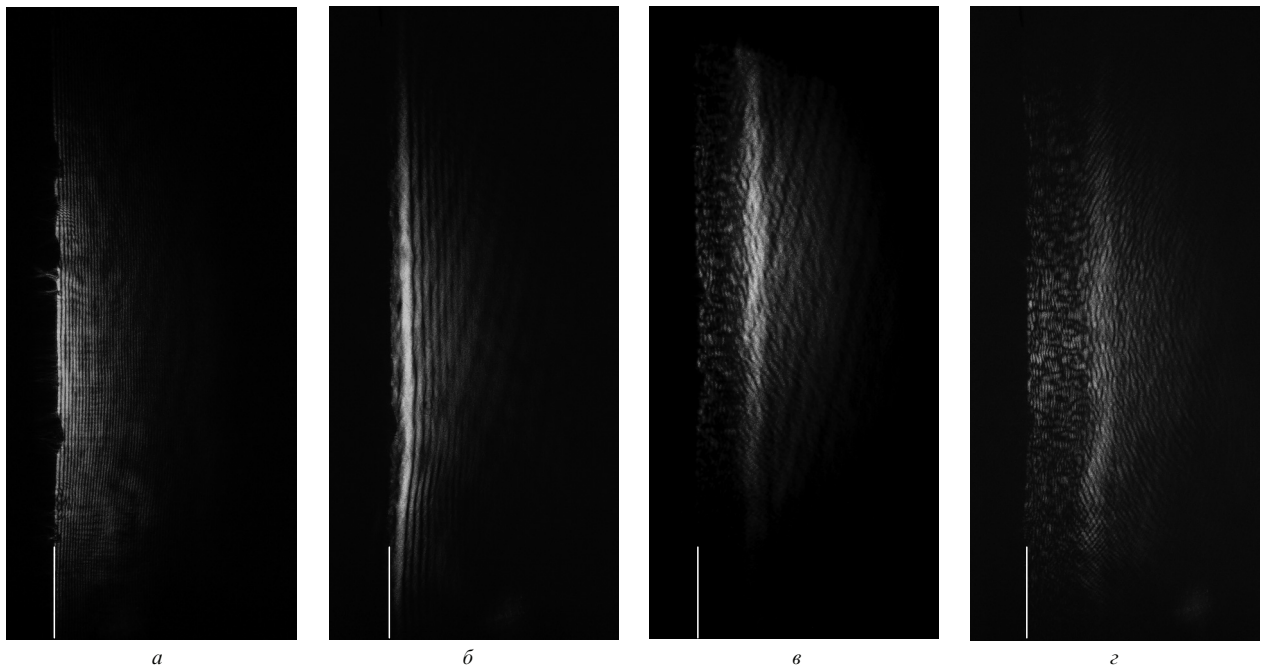


Рис.4. Распределения интенсивности света на выходном торце кристалла при возбуждении поверхностной волны. Угол падения возбуждающей волны $\alpha = 4^\circ$ (а), 2° (б), 0.5° (в) и 0° (z). Белые линии – границы кристалла.

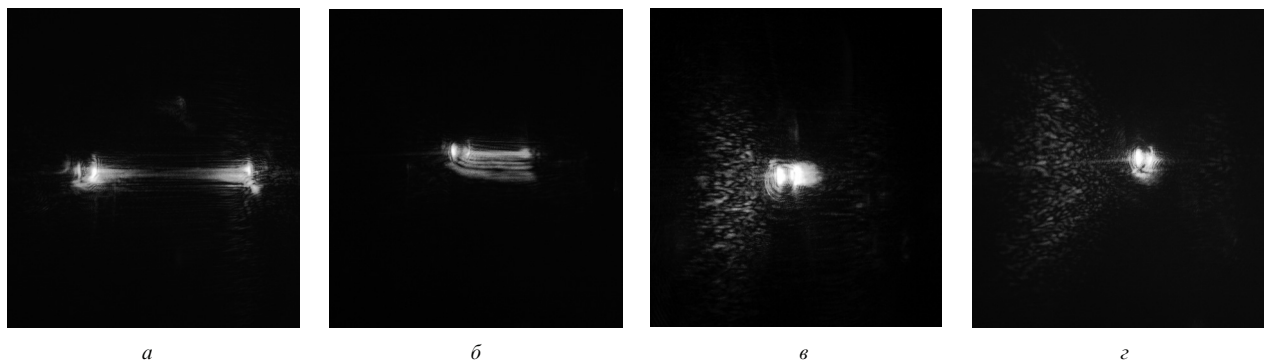


Рис.5. Картины излучения в дальней зоне. Угол падения возбуждающей волны $\alpha = 4^\circ$ (а), 2° (б), 0.5° (в) и 0° (z).

тины излучения в дальней зоне, что и показано на рис.5,*a* ($\alpha = 4^\circ$). Картина дальнего поля демонстрирует два отчётливых максимума, которые соответствуют двум волнам, образующим поверхностную волну. Следует отметить, что нанесение металла сдвинуло нижнюю границу диапазона уверенного возбуждения поверхностной волны в сторону больших углов падения. Поверхностные волны в кристалле, контактирующем с воздухом, возбуждались в диапазоне углов $\alpha \approx 1.5^\circ - 5^\circ$ [8].

При углах падения света на входной торец кристалла $\alpha < 2.5^\circ$ периодический характер картины излучения нарушается и зависит от позиции возбуждающего гауссова пучка. При $\alpha = 2^\circ$ (рис.4,*b*) ближайший к поверхности максимум интенсивности уширен и сдвинут в глубину кристалла. В дальнем поле (рис.5,*b*) картина имеет более сложный вид, и максимумы, соответствующие двум взаимодействующим волнам, образующим поверхностную волну, выражены менее отчётливо. Сравнение рис.4,*a* и *b* показывает, что в случае меньших углов α возбуждаемые волны более чувствительны к дефектам поверхности.

На рис.4,*b* ($\alpha = 0.5^\circ$) и *c* ($\alpha = 0$) представлены картины излучения при $z_0 \approx 0$. В данном случае наблюдаемая картина существенным образом меняется – распределение интенсивности в возбуждаемой волне становится аперидическим и становится заметным рассеяние (фэннинг) излучения. Для волны, регистрируемой на выходе кристалла, покрытого металлом, в качестве характерной особенности можно отметить наличие широкой яркой полосы в области кристалла, не прилегающей к металлическому слою. Заметим, что с уменьшением α наблюдается сдвиг полосы в глубину кристалла. Данные особенности наиболее отчётливо проявляются в диапазоне углов возбуждающего излучения $\alpha \sim 0 - 2^\circ$. Их возникновение, по нашему мнению, может быть связано с изменением распределения электростатических полей объёмных зарядов в освещённой области кристалла, вызванным присутствием металлического покрытия.

Картины излучения в дальней зоне, показанные на рис.5,*b* ($\alpha = 0.5^\circ$) и *c* ($\alpha = 0$), демонстрируют также отражение рассеянных волн на границе с металлом. Наблюдаемую волну можно назвать приповерхностной, т.к. максимум интенсивности локализован в глубине кристалла (на расстоянии в несколько десятков микрон от границы с металлом).

4. Заключение

В результате проведённого экспериментального исследования особенностей фотоиндуцированного рассеяния в нелинейном кристалле SBN-75 и поверхностных волн, возбуждаемых на его металлизированной поверхности, обнаружено, что при распространении необыкновенно поляризованного пучка света в кристалле возникает не только эффект рассеяния, но и эффект самоограничения для части пучка, распространяющегося в кристалле без заметного дифракционного расплывания. С учётом обнаруженных особенностей фэннинга предложена методика возбуждения поверхностных волн в ФР кристалле.

Исследована поверхностная ФР волна, распространяющаяся вдоль границы раздела ФР кристалла и металла. При её распространении вблизи поверхности кристалла, покрытой металлом, обнаружены особенности в распределении поля волны, заключающиеся в возникновении уширенной полосы излучения и в её сдвиге от начала картины – края покрытой металлом поверхности. Определён диапазон углов возбуждающего излучения ($\alpha \approx 0 - 2^\circ$), в котором данные особенности проявляются наиболее отчётливо. Особенности возбуждаемых нелинейных волн, обнаруженные при наличии металлического покрытия, требуют дальнейшего теоретического анализа.

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

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01389-а).

1. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S. *Phys. Rev. A*, **51**, 1571 (1995).
2. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *J. Mod. Opt.*, **54**, 1445 (2007).
3. Zhang T., Kang H., Lu Y., et al. *Proc. Conf. Photorefractive Materials and Devices (PEMD)* (Sanya, Hainan, China, 2005, p. 412).
4. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
5. Воронов В.В., Дорош И.Р., Кузьминов Ю.С., Ткаченко Н.В. *Квантовая электроника*, **7**, 2313 (1980).
6. Dorosh I.R., Kuzminov Yu. S., Polozkov N.M., et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **65**, 513 (1981).
7. Feinberg J. *J. Opt. Soc.*, **72** (1), 46 (1982).
8. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 437 (2010).
9. Smolyaninov I.I., Davis C.C. *Opt. Lett.*, **24**, 1367 (1999).
10. Zhang T.H., Yang J., Kang H.Z., et al. *Phys. Rev. B*, **73**, 153402 (2006).