

УДК 535.36:548

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В НОМИНАЛЬНО ЧИСТЫХ И ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

© 2019 г. Н. В. Сидоров¹, *, А. М. Шувалова¹, А. А. Яничев¹,
Н. А. Теплякова¹, М. Н. Палатников¹

¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В. Тананаева – Обособленное подразделение ФИЦ “Кольский научный центр Российской академии наук”, Россия, 184209 Мурманская обл., Апатиты, Академгородок, 26а

*e-mail: sidorov@chemy.kolasc.net.ru

Поступила в редакцию 31.05.2018 г.

После доработки 09.11.2018 г.

Принята к публикации 30.11.2018 г.

По параметрам фотоиндуцированного рассеянного света при длинах волн возбуждающего излучения 476.5, 488.0, 514.5, 532.0 нм определены значения напряженностей фотовольтаического и диффузионного полей в номинально чистых и легированных кристаллах ниобата лития. Установлено, что максимальное значение фотовольтаического поля достигается при облучении на длине волны возбуждающего излучения 514.5 нм.

Ключевые слова: легирование, фоторефрактивный эффект, релеевское фотоиндуцированное рассеяние света, фотовольтаическое и диффузионное поля

DOI: 10.1134/S0002337X19050178

ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоэлектрический фоторефрактивный кристалл ниобата лития (LiNbO_3) характеризуется высоким значением спонтанной поляризации, наличием множества собственных и примесных электронных ловушек различного уровня, большими значениями напряженности фотоиндуцированных электрических полей, оказывающих значительное влияние на особенности прохождения лазерного излучения через кристалл [1–4]. Преимущественным механизмом фоторефракции в кристалле LiNbO_3 является фотовольтаический механизм, т.е. значение фотовольтаического поля (E_{pv}) значительно больше значения диффузионного поля (E_d) [2].

Регулирование величины эффекта фоторефракции обычно осуществляется путем легирования кристалла LiNbO_3 катионами различных металлов, способными встраиваться в октаэдрические пустоты структуры [2, 3] или путем легирования шихты неметаллическими катионами, не способными встраиваться в кристаллическую структуру, но существенно изменяющими физические характеристики расплава и, соответственно, физические характеристики кристалла [5]. При этом “нефоторефрактивные” металлические катионы (Zn^{2+} , Mg^{2+} , Er^{3+} и др.), в отличие от многозарядных “фоторефрактивных” катионов

(Cu, Fe, Rh и др.), усиливающих эффект фоторефракции, не изменяют свое зарядовое состояние в кристалле (не являются донорами электронов) под действием оптического излучения. Следствием фоторефрактивного эффекта является релеевское фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС), происходящее на статических и динамических (флуктуирующих) дефектах с измененным показателем преломления, наведенных лазерным излучением [4, 6, 7]. При этом значение электрооптического эффекта определяет значение угла θ раскрытия индикатрисы ФИРС в кристалле [6, 7]. В работе [4] принципиально показано, что, анализируя угловое распределение интенсивности ФИРС, можно экспериментально оценивать фотовольтаическое и диффузионное поля в кристалле LiNbO_3 .

В данной работе исследовано угловое распределение интенсивности спекл-структуры индикатрисы ФИРС в зависимости от длины волны возбуждающего лазерного излучения в номинально чистых стехиометрическом (LiNbO_3 стех) и конгруэнтном (LiNbO_3 конгр) кристаллах ниобата лития, в номинально чистом кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 мас. % в шихте), в конгруэнтных кристаллах LiNbO_3 , легированных металлическими элементами Cu, Zn, Mg, Gd, Y, Er. Для возбуждения ФИРС были использованы линии генерации лазера 476.5, 488.0, 514.5, 532.0 нм. С использова-

нием подхода, предложенного в работе [4], выполнена оценка величин фотовольтаического и диффузионного полей. Ранее оценка фотоэлектрических полей была выполнена для конгруэнтного и стехиометрического кристаллов при возбуждении ФИРС лазерной линией 532.0 нм и для некоторых легированных кристаллов LiNbO_3 — при возбуждении линией 476.5 нм [8–10].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Номинально чистый конгруэнтный кристалл LiNbO_3 конгр и легированные Cu, Zn, Mg, Gd, Y, Er кристаллы LiNbO_3 выращивались в воздушной атмосфере методом Чохральского из конгруэнтного расплава на установке “Кристалл-2” по единой методике [11]. Использовался метод прямого легирования — добавление (с последующим тщательным перемешиванием) оксидов металлов квалификации “ос. ч.” в гранулированную шихту ниобата лития перед наплавлением тигля. Номинально чистый стехиометрический кристалл (LiNbO_3 стех) выращивался из расплава с 58.6 мол. % Li_2O . Использовалась оригинальная гранулированная шихта ниобата лития с высокой насыпной плотностью, синтезированная в ИХТРЭМС КНЦ РАН, позволяющая получать абсолютно бесцветные номинально чистые монокристаллы ниобата лития [12]. Особое внимание было уделено контролю концентрации следовых количеств примесных многозарядных катионов (Fe, Rh, и др.), поскольку их присутствие существенно влияет на величину фоторефрактивного эффекта и особенности ФИРС в кристалле. Содержание следовых количеств примесей в кристалле не превышало $5 \times 10^{-4} - 1 \times 10^{-3}$ мас. %. Монокристалл $\text{LiNbO}_3:\text{V}$ (0.08 мас. % в шихте) был выращен из гомогенно легированной шихты, для получения которой был использован прекурсор $\text{Nb}_2\text{O}_5:\text{V}$, полученный путем гомогенного легирования реэктракта на стадии экстрационного выделения высокочистого Nb_2O_5 [13]. Содержание неметаллического элемента бора в выращенном кристалле находилось на уровне следовых количеств других неконтролируемых примесей $\approx 10^{-3}$ мас. %.

Образцы для исследований имели форму параллелепипедов с ребрами, параллельными кристаллофизическим осям X , Y , Z . Ось Z совпадает по направлению с полярной осью кристалла P_s . Грани параллелепипедов тщательно полировались.

Регистрация ФИРС осуществлялась с помощью установки, подробно описанной в работах [8, 9]. Для возбуждения ФИРС использовались линии генерации аргонового лазера фирмы Spectra Physics (модель 2018-RM): 476.5 нм ($P = 216$ мВт); 488.0 нм ($P = 98$ мВт); 514.5 нм ($P = 282$ мВт); 532.0 нм ($P = 160$ мВт). Диаметр лазерного пучка составлял 1.8 мм. Во всех случаях геометрия экс-

перимента была такой, чтобы регистрировалось ФИРС ee -типа [7], т.е. падающее на кристалл возбуждающее лазерное излучение и рассеянное излучение имеют одну и ту же поляризацию, при этом вектор \mathbf{E} ориентирован параллельно полярной оси кристалла (ось Z). При таком взаимном расположении оси Z кристалла и вектора \mathbf{E} возбуждающего излучения сечение ФИРС в кристалле ниобата лития является наиболее интенсивным [7] и представляет собой асимметричную “восьмерку” или эллипс, вытянутые вдоль полярной оси кристалла (рис. 1). Данная геометрия рассеяния позволяет более точно определять фотоэлектрические поля по сравнению с другими геометриями рассеяния, ранее используемыми в работах [8, 9]. В начальный момент фотодиод устанавливался в центральной области картины ФИРС, в точке падения возбуждающего лазерного луча. При этом отрицательный и положительный углы θ соответствуют отрицательному и положительному направлениям полярной оси кристалла (рис. 2). Все исследуемые образцы перед измерением ФИРС для заданного угла рассеяния θ предварительно облучались лазерным излучением в течение 60 мин для того, чтобы достичь стационарного состояния спекл-структуры индикатрисы ФИРС, когда минимальна перекачка энергии из лазерного луча в ФИРС и обратно. После построения зависимости интенсивности от угла рассеяния определялась интегральная интенсивность ФИРС методом трапеций.

Расчет величины напряженности фотовольтаического и диффузионного полей в кристаллах осуществлялся в программе Mathcad 15.0 с использованием подхода, предложенного в работе [4]. При этом значения напряженностей фотовольтаического и диффузионного полей рассчитывались по формулам (14) и (15), полученным и приведенным в работе [4]. Показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей определялись из эмпирических уравнений, приведенных в справочнике [14].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вид спекл-структуры картины ФИРС в кристаллах LiNbO_3 для определенной геометрии рассеяния определяется особенностями вторичной структуры¹ кристалла, которая существенно зави-

¹ Под первичной (основной) структурой кристалла подразумевается структура, экспериментально определенная дифракционными методами: рассеянием нейтронов и рентгеноструктурным анализом. Основная структура кристалла описывается в рамках теорий, основанных на Федоровских пространственных группах симметрии. Однако для реальных кристаллов экспериментальные данные можно согласовать с теорией, лишь приняв, что кристаллы дефектны, состоят из микроструктур (кластеров) и других микроразований размерами обычно < 1 мкм (как правило, расположенных хаотически), т.е. имеют еще и вторичную структуру.

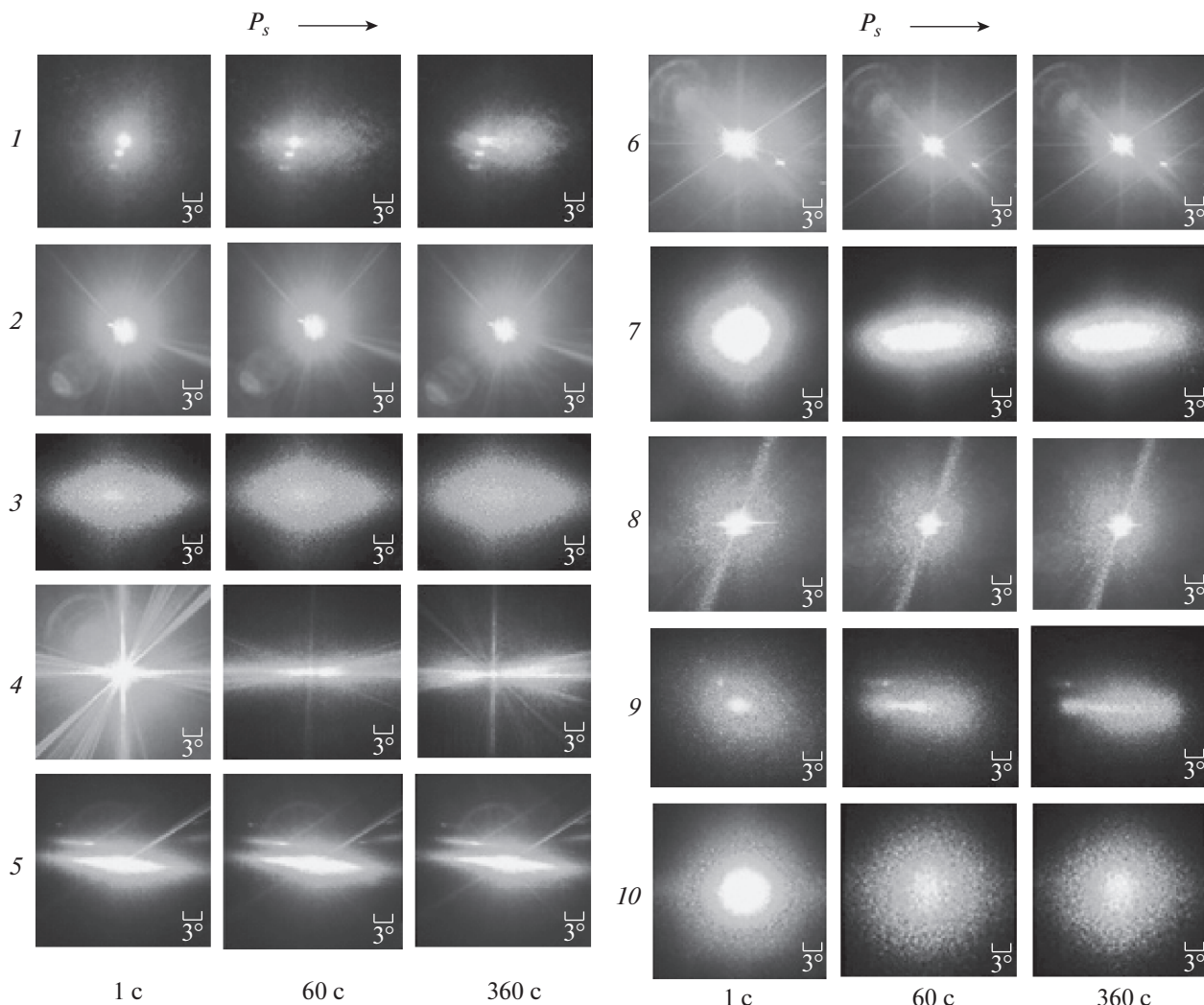


Рис. 1. Картины ФИРС кристаллов ниобата лития разного состава: $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$ (0.018) (1), $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$ (2.93) (2), $\text{LiNbO}_3\text{:Y}$ (0.46) (3), $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$ (0.007): Gd (0.02) (4), $\text{LiNbO}_3\text{:Gd}$ (0.05) (5), $\text{LiNbO}_3\text{:Gd}$ (0.002): Mg (0.4) (6), $\text{LiNbO}_3\text{:B}$ (0.08 мас. % в шихте) (7), $\text{LiNbO}_3\text{:Er}$ (3.1 мас. %) (8), LiNbO_3 стех (9), LiNbO_3 контр (10).

сит от состава и технологий его получения [15–17]. Определенный вклад в особенности спекл-структуры индикатрисы ФИРС может вносить также двулучепреломление кристалла, как собственное, обусловленное дефектами, так и наведенное лазерным излучением [17]. На рис. 1 приведены типичные картины спекл-структур ФИРС исследованных кристаллов, полученные с использованием линии возбуждения 532.0 нм ($P = 160$ мВт). На рис. 2 приведены зависимости от угла θ относительной интенсивности ФИРС в исследованных кристаллах, полученные с использованием линий возбуждения 476.5, 488.0, 514.5, 532.0 нм.

Зависимости интегральной интенсивности ФИРС от длины волны возбуждающего лазерного излучения приведены на рис. 4. Видно, что при мощности возбуждающего лазерного излучения в 160 мВт индикатриса спекл-структуры

ФИРС в кристаллах LiNbO_3 контр, $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$ (2.93), $\text{LiNbO}_3\text{:Gd}$ (0.002): Mg (0.04), $\text{LiNbO}_3\text{:Er}$ (3.1 мас. %) не раскрывается и наблюдается только круговое рассеяние на дефектах кристаллической решетки. Для всех остальных исследованных кристаллов индикатриса ФИРС асимметрична, имеет вид восьмерки или эллипса, вытянутых вдоль полярной оси (рис. 1). Причем больший лепесток восьмерки расположен в направлении полярной оси и величина асимметрии спекл-картины ФИРС существенно зависит от состава кристалла.

В кристалле LiNbO_3 кроме глубоких ловушек электронов, создаваемых точечными фоторефрактивными центрами (главным образом, дефектами Nb_{Li} -катионами Nb^{5+} , находящимися в позициях ионов Li^+ идеальной структуры стехиометрического состава), существует множество

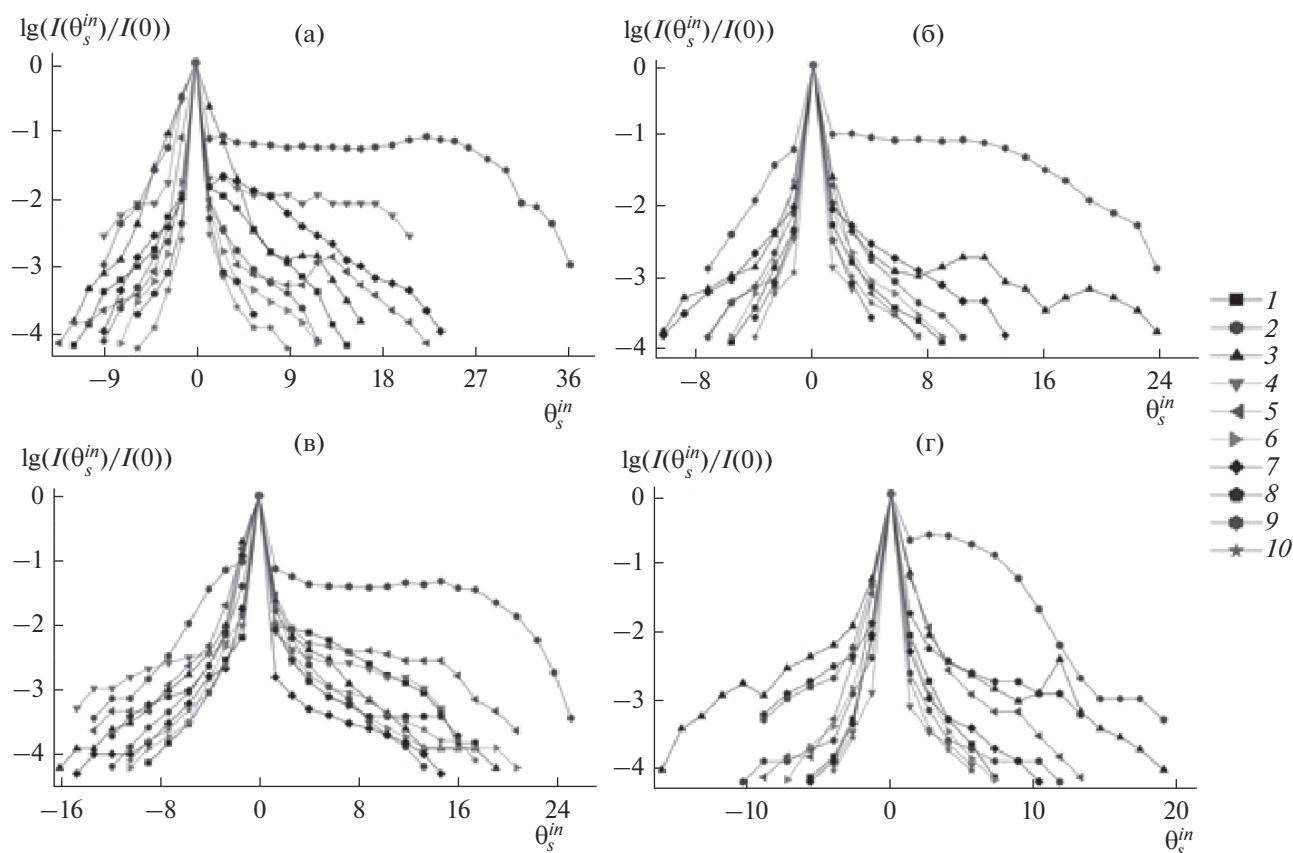


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения при $\lambda = 476.5$ (а), 488.0 (б), 514.5 (в), 532 (г) нм для кристаллов LiNbO_3 разного состава: 1–10 – см. подпись к рис. 1.

мелких ловушек в виде комплексных дефектов и микроструктур, существенно влияющих на эффект фотоиндуцированного изменения показателей преломления и особенности спекл-структуры картины ФИРС [15–18]. Количество дефектов Nb_{Li} и мелких ловушек электронов зависит от состава кристалла и особенностей технологий его получения. В номинально чистых кристаллах LiNbO_3 с увеличением отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ количество глубоких электронных ловушек (дефектов Nb_{Li}) уменьшается, но одновременно увеличивается количество дефектов в виде мелких ловушек электронов [2, 3, 16]. Чем больше в кристаллической решетке концентрация дефектов в виде электронных ловушек различного уровня, тем больше будут фотоэлектрические поля в кристалле, тем больше будет фотоиндуцированное изменение показателей преломления кристалла и величина $\Delta n = n_o - n_e$, тем сильнее энергия должна перекачиваться из обыкновенного в необыкновенный луч и тем более вытянутую форму вдоль полярной оси будет приобретать индикатриса спекл-картины ФИРС [17, 19]. Со временем между энергиями обыкновенного и необыкновенного лучей устанавливается равновесие, и в таком стационарном

виде картина ФИРС может сохраняться длительное время, что и наблюдается экспериментально (рис. 1).

Важно отметить, что для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46 мас. %) при мощности лазерного излучения в 160 мВт индикатриса спекл-структуры ФИРС раскрывается необычно быстро, за время около 1 с (рис. 1, фото 3). При этом индикатриса вдоль полярной оси со временем практически не меняет своей формы, но происходит незначительное увеличение ее размеров перпендикулярно полярной оси (рис. 1). В тоже время для всех остальных кристаллов время раскрытия спекл-структуры индикатрисы ФИРС почти на порядок больше и составляет около 60 с (рис. 1). Из рис. 2–4 видно также, что наибольшими интегральной интенсивностью, асимметрией и углом рассеянного излучения θ в ряду исследованных кристаллов вне зависимости от длины волны возбуждающей лазерной линии обладают кристалл $\text{LiNbO}_3_{\text{стех}}$ и кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.05), $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46 мас. %). Именно для этих кристаллов характерно увеличенное количество мелких ловушек электронов по сравнению с конгруэнтным кристаллом [15, 16, 19]. При этом для кристалла $\text{LiNbO}_3_{\text{стех}}$ вид

кривой рассеяния при возбуждении лазерными линиями 476.5, 488.0 и 514.5 нм приблизительно одинаков, но существенно отличается от них при возбуждении лазерной линией 532 нм (рис. 2).

В работе [4] показано, что суммарную величину диффузионного и фотовольтаического полей в фоторефрактивном кристалле ниобата лития можно оценить, используя следующие формулы:

$$E_{pv} = \frac{\lambda (\Gamma_{-c} + \Gamma_{+c})}{2\pi \left[n_e^3 r_{33} \sqrt{\cos \theta_s^{in}} \cos \left(\frac{\theta_s^{in}}{2} \right) + n_e n_o^2 r_{51} \sqrt{\text{tg} \theta_s^{in} \sin \theta_s^{in}} \sin \left(\frac{\theta_s^{in}}{2} \right) \right]}, \quad (1)$$

$$E_d = \frac{\lambda (\tilde{A}_{-\tilde{n}} - \tilde{A}_{+\tilde{n}})}{2\pi \left[n_e^3 r_{33} \sqrt{\cos \theta_s^{in}} \cos \left(\frac{\theta_s^{in}}{2} \right) + n_e n_o^2 r_{51} \sqrt{\text{tg} \theta_s^{in} \sin \theta_s^{in}} \sin \left(\frac{\theta_s^{in}}{2} \right) \right]}, \quad (2)$$

где E_{pv} – фотовольтаическое поле, E_d – диффузионное поле, λ – длина волны, θ_s^{in} – угол рассеянного излучения, Γ_{-c} и Γ_{+c} – коэффициенты усиления (индексы “–” и “+” указывают направление рассеянного излучения против и вдоль направления полярной оси кристалла соответственно), n_e и n_o – показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно, r_{33} и r_{51} – электрооптические коэффициенты для LiNbO_3 .

Коэффициент усиления $\Gamma(\theta_s^{in})$ зависимости от угла ФИРС можно вычислить по формуле [4]:

$$\Gamma(\theta_s^{in}) = \frac{1}{l_{eff}(\theta_s^{in})} \ln \frac{I_s(\theta_s^{in})}{I_{SO}^\Omega(\theta_s^{in})}, \quad (3)$$

где I_s – интенсивность рассеянного излучения, I_{SO}^Ω – интенсивность первичного рассеяния (падающего луча), l_{eff} – эффективный интервал взаимодействия, который вычисляется в зависимости от угла рассеяния согласно следующим формулам [4]:

$$l_{eff} = \frac{d}{\cos \theta_s^{in}} \quad \text{для} \quad \theta_s^{in} < \arctg \left(\frac{w_p}{2d} \right), \quad (4)$$

$$l_{eff} = \frac{d}{2 \sin \theta_s^{in}} \quad \text{для} \quad \theta_s^{in} \geq \arctg \left(\frac{w_p}{2d} \right), \quad (5)$$

где d – толщина кристалла, w_p – диаметр лазерного луча

На рис. 3 приведены зависимости напряженностей фотовольтаического и диффузионного полей в исследованных кристаллах, рассчитанные по формулам (1) и (2), от длины волны возбуждающего излучения. Видно, что для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (3.1), $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 в шихте), $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46 мас. %), в отличие от остальных

кристаллов, отсутствует максимум на зависимости E_d при длине возбуждающей лазерной линии 514.5 нм. В то же время для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46), $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.05), $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0.007):Gd (0.02), $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 в шихте), $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (3.1), $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (2.93 мас. %), LiNbO_3 стех, LiNbO_3 контр максимум на зависимости E_{pv} также наблюдается при длине возбуждающей лазерной линии 514.5 нм.

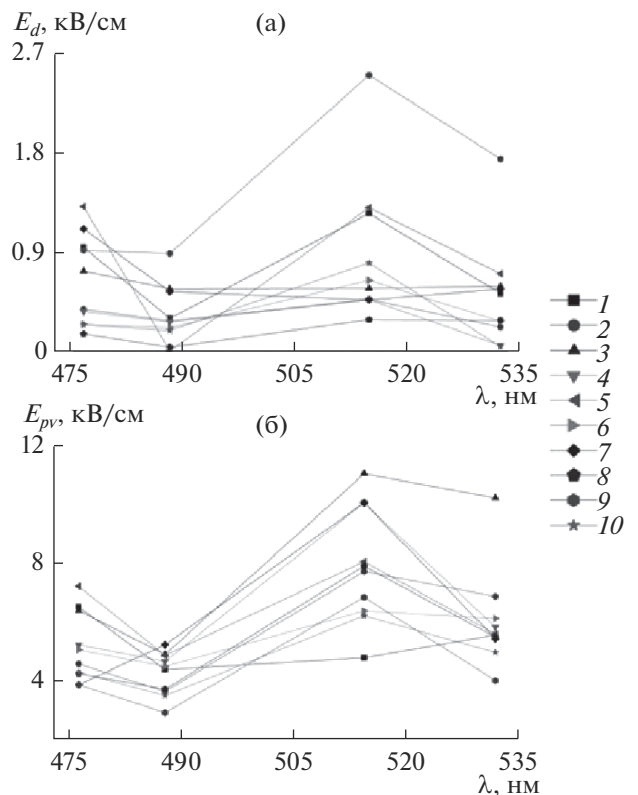


Рис. 3. Зависимости E_d (а) и E_{pv} (б) от длины волны для кристаллов LiNbO_3 разного состава: 1–10 – см. подпись к рис. 1.

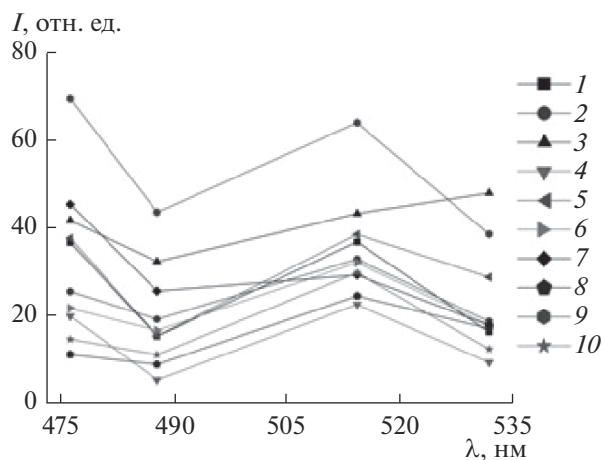


Рис. 4. Зависимости интегральной интенсивности спекл-структуры ФИРС для кристаллов LiNbO_3 разного состава: 1–10 – см. подпись к рис. 1.

Но максимум отсутствует для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0.018), $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.02): Mg (0.4 мас. %). Для всех кристаллов, кроме $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46) и $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 мас. % в шихте), наблюдается одинаковый характер зависимости интегральной интенсивности ФИРС. Но при этом на зависимости ФИРС для этих кристаллов тоже имеется максимум на длине волны 514.5 нм (рис. 4). Из рис. 3 видно также, что наименьшим значением фотовольтаического поля E_{pv} , которое определяет величину наведенного двулучепреломления (эффекта фоторефракции), при длинах волн возбуждающего излучения 476.5, 488.0 и 532 нм обладает кристалл LiNbO_3 стех, а при длине волны 514.5 нм – кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0.018 мас. %).

Таким образом, в ряду исследованных кристаллов ФИРС обладает наибольшей асимметрией и наиболее интенсивно для кристалла LiNbO_3 стех. Полученные нами данные свидетельствуют и о том, что в кристалле LiNbO_3 стех сильно проявляется диффузионный механизм переноса заряда, что характерно для кристаллов с мелкими ловушками электронов (рис. 3а, зависимость 9). При этом значение E_{pv} для LiNbO_3 стех – одно из наиболее низких в ряду исследованных кристаллов. Есть еще одна особенность: для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0.018), $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (2.93), $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46) (кроме возбуждения линией 488.0 нм), $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (3.1), $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0.007): Gd (0.02) (кроме возбуждения линией 476.5 нм), LiNbO_3 конгр, $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.002): Mg (0.4 мас. %) индикатриса спекл-структуры ФИРС раскрывается довольно симметрично вдоль полярной оси (рис. 2). При этом для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.05 мас. %) наибольшая симметричность наблюдается при возбуж-

дении линией 488.0 нм, а для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 мас. % в шихте) – 532.0 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано рэлеевское фотопроиндуцированное рассеяние света в номинально чистых стехиометрическом и конгруэнтном кристаллах LiNbO_3 , в номинально чистом кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{B}$ (0.08 мас. % в шихте), выращенном из шихты, легированной неметаллическим элементом бором, в конгруэнтных кристаллах LiNbO_3 , легированных металлическими элементами Cu , Zn , Mg , Gd , Y , Er . Исследованные кристаллы отличаются видом легирующей примеси, количеством и типом дефектов с локализованными электронами в виде глубоких и мелких электронных ловушек, степенью деформации (“возмущением”) легирующими добавками кислородных октаэдров O_6 и особенностями упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси, а следовательно, зонной структурой и электрооптическими свойствами.

По характеристикам ФИРС для всех исследованных кристаллов, выращенных как по единой, так и по разным технологиям, выполнена количественная оценка напряженностей фотовольтаического и диффузионного полей. Обнаружено, что величины E_{pv} и E_d для некоторых кристаллов имеют максимум на длине волны 514.5 нм. Необычным является то, что для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0.46 мас. %), в котором происходит anomalно быстрое (в течение 1 с) раскрытие спекл-структуры индикатрисы ФИРС по сравнению с другими исследованными кристаллами, в которых раскрытие осуществляется в течение ≈ 60 с, максимум на зависимости E_{pv} отсутствует, но на длине волны 514.5 нм наблюдается максимум на зависимости E_d .

Таким образом, наличие ФИРС и величина угла раскрытия ФИРС в кристалле LiNbO_3 определяются не только величиной наведенного двулучепреломления, но и величиной диффузионного поля, при этом величина диффузионного поля выше в кристаллах, характеризующихся повышенной концентрацией мелких ловушек электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
2. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003. 255 с.

3. Volk T., Wohlecke M. Lithium niobate. Defects, Photo-refraction and Ferroelectric Switching. Berlin: Springer, 2008. 249 p.
4. Gouklov M., Imlau M., Woike Th. Photorefractive Parameters of Lithium Niobate Crystals from Photoinduced Light Scattering // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 235110-1–235110-7. doi 10.1103/PhysRevB.77.235110
5. Обуховский В.В. Процессы фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. 01.04.07 Киев. 1989. 24 с.
6. Максименко В.А., Сюй А.В., Карпец Ю.М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 96 с.
7. Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Яничев А.А., Титов Р.А., Теплякова Н.А. Структурный беспорядок кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{V}$ и его проявление в спектре комбинационного рассеяния света // Журн. прикл. спектроскопии. 2016. Т. 83. № 5. С. 707–714.
8. Суу А.В., Гапонов А.У., Ефременко В.Г., Сидоров Н.В., Палатников М.Н. Determination of Photoelectric Fields in a Lithium Niobate Crystal by Parameters of Indicatix of Photoinduced Scattered Radiation // Optik. 2013. V. 124. № 21. P. 5259–5261.
9. Сюй А.В., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Штарев Д.С., Антонычева Е.А., Гапонов А.Ю., Чехонин К.А. Фотоэлектрические поля в кристаллах ниобата лития // Опт. журн. 2015. Т. 82. № 5. С. 71–75.
10. Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Теплякова Н.А., Сюй А.В., Киле Е.О., Штарев Д.С. Фотоэлектрические поля и запрещенная зона в легированных кристаллах ниобата лития // Неорган. материалы. 2018. Т. 54. № 6. С. 611–615. doi 10.7868/S0002337X18060106
11. Palatnikov M.N., Biryukova I.V., Sidorov N.V., Denisov A.V., Kalinnikov V.T., Smith P.G.R., Shur V.Ya. Growth and Concentration Dependencies of Rare-Earth Doped Lithium Niobate Single Crystals // J. Cryst. Growth. V. 291. 2006. P. 390–397. doi 10.1016/j.jcrysgro.2006.03.022
12. Палатников М.Н., Сидоров Н.В., Бирюкова И.В., Щербина О.Б., Калинин В.Т. Гранулированная шихта для выращивания монокристаллов ниобата лития // Персп. материалы. 2011. № 2. С. 93–97.
13. Palatnikov M.N., Biryukova I.V., Masloboeva S.M., Makarova O.V., Manukovskaya D.V., Sidorov N.V. The Search of Homogeneity of LiNbO_3 Crystals Grown of Charge with Different Genesis // J. Cryst. Growth. 2014. V. 386. P. 113–118. doi 10.1016/j.jcrysgro.2013.09.038
14. Гурзаян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь, 1991. 160 с.
15. Палатников М.Н., Сидоров Н.В., Макарова О.В., Бирюкова И.В. Фундаментальные аспекты технологии сильно легированных кристаллов ниобата лития. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН, 2017. 241 с.
16. Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Калинин В.Т. Микроструктурные дефекты и проявление эффекта фоторефракции в сегнетоэлектрическом монокристалле ниобата лития // Докл. РАН. 2011. Т. 441. № 2. С. 209–213.
17. Сидоров Н.В., Крук А.А., Яничев А.А., Палатников М.Н., Калинин В.Т. Проявление двулучепреломления в фоторефрактивном и комбинационном рассеянии света // Докл. РАН. 2014. Т. 459. № 1. С. 58–61. doi 10.7868/S0869565214310156
18. Блистанов А.А., Любченко В.М., Горюнова А.Н. Рекомбинационные процессы в кристаллах LiNbO_3 // Кристаллография. 1998. Т. 43. № 1. С. 86–91.
19. Сидоров Н.В., Пикуль О.Ю., Крук А.А., Теплякова Н.А., Яничев А.А., Палатников М.Н. Комплексные исследования структурной и оптической однородности кристаллов ниобата лития с низким эффектом фоторефракции методами лазерной коноскопии, фоторефрактивного и комбинационного рассеяния света // Оптика и спектроскопия. 2015. Т. 118. № 2. С. 273–282. doi 10.7868/S0030403415020178