Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 3, с. 165 – 169

Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $MgO:LiNbO_3$

Е. Н. Савченков[+1)], *С. М. Шандаров*[+], *С. В. Смирнов*[+], *А. А. Есин*[*], *А. Р. Ахматханов*[*], *В. Я. Шур*[*]

[+] *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия*

[*] *Уральский Федеральный университет, 620000 Екатеринбрг, Россия*

Поступила в редакцию 5 июня 2019 г.
После переработки 17 июня 2019 г.
Принята к публикации 17 июня 2019 г.

Экспериментально и теоретически рассмотрены особенности брэгговской дифракции гауссова светового пучка на регулярной доменной структуре с наклонными 180° доменными стенками в кристалле 5 % $MgO:LiNbO_3$. Регулярные доменные структуры с периодом 8.79 мкм вдоль охи X была сформирована методом переключения поляризации под действием внешнего электрического поля в пластине Z-среза с толщиной 1 мм. Показано, что наклон стенок регулярных доменных структур на угол α относительно полярной оси Z приводит к дифракции Брэгга m-го порядка, характеризуемой распределением интенсивности $I_m(z)$ с двумя максимумами, расстояние между которыми при $m = 1$, 3, 4, ... растет с $m\alpha$. Приложение к РДС внешнего постоянного электрического поля позволило наблюдать по динамике эффективности дифракции Брэгга с $m = 1$ его экранировку, связанную с проводимостью наклонных доменных стенок. Усредненное по периоду Λ эффективное значение этой проводимости для исследуемой регулярной доменной структуры с $\alpha = 0.31^\circ$ было оценено как $\sigma_{\text{eff}} = 5.96 \cdot 10^{-11}$ Ом$^{-1}$ м$^{-1}$.

DOI: 10.1134/S0370274X19150050

В статье приводятся первые результаты по анализу брэгговской дифракции гауссова светового пучка на возмущениях оптических свойств, создаваемых регулярными доменными структурами (РДС) с наклонными стенками в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах. Возрастающий интерес к РДС в кристаллах ниобата лития (LN), обладающего хорошими нелинейно-оптическими и электрооптическими свойствами, обусловлен успехами в реализации на их основе разнообразных эффектов взаимодействия волн в режиме фазового квазисинхронизма [1–6] и создании устройств управления спектральными, пространственными, временными и поляризационными параметрами оптического излучения [1, 3–11]. Эффективность таких устройств зависит, в частности, от однородности пространственного периода РДС Λ. Для получения максимальной эффективности нелинейных спектральных преобразований отклонения Λ от номинального значения не должны превышать 20 нм [12]. Реальные РДС в кристаллах LN имеют вариации доменов по размерам и по положению стенок. Кроме того, доменные стенки могут иметь наклон относительно полярной оси, достигающий в LN 0.2° и более [13–16]. Эффективным неразрушающим методом контроля однородности РДС является дифракция света на создаваемых этими структурами возмущениях оптических свойств кристалла [17–20], однако при ее рассмотрении возможность наклонов доменных стенок не учитывалась.

В последнее время проявляется значительный интерес к наклонным доменным стенкам в сегнетоэлектриках, которые являются заряженными и обладают проводимостью, на много порядков превосходящей ее объемную величину для монодоменного сегнетоэлектрика [15, 16, 21–24]. Металлический тип проводимости заряженных доменных стенок в LN [15, 21] привлекателен для приложений, в которых его нелинейные и электрооптические свойства могут использоваться в сочетании с функциональными активными элементами наноэлектроники [25, 26] для реализации нового поколения адаптивных оптических элементов, электрически управляемых интегрально-оптических схем квантовой фотоники и гибридных оптоэлектронных приборов.

В настоящей работе впервые исследовалась дифракция Брэгга на РДС с 180° наклонными доменными стенками, сформированной методом переключения поляризации под действием внешнего пространственно-периодического электрического поля в кристалле 5%$MgO:LiNbO_3$ с размерами $40 \times 2 \times 1$ мм^3 вдоль осей X, Y и Z, соответственно. Пере-

[1)] e-mail: rossler@mail.ru

ключенные области кристалла с доменными стенками Y-типа имели пространственный период $\Lambda = 8.79$ мкм вдоль кристаллографической оси X. Зондирующий гауссов пучок He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм и радиусом $r_0 = 0.47$ мм фокусировался на середину входной грани кристалла $y = 0$ с РДС сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм. Исследуемый образец размещался на поворотном столике, позволяющем задавать углы Брэгга $\theta_{Bm} = m\theta_{B1}$ в плоскости XY для наблюдения дифракции с порядками $m = 1 \div 6$ для зондирующего пучка с необыкновенной поляризацией. Точное положение вдоль оси z луча на входной грани определялось визуально по симметрии изображения в первом дифракционном максимуме ($m = 1$), приведенного на рис. 1a.

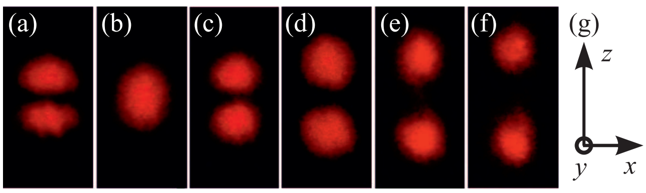

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a)–(f) – Изображения максимумов для дифракции Брэгга различного порядка m на РДС с наклонными доменными стенками: (a) – 1, (b) – 2, (c) – 3, (d) – 4, (e) – 5, (f) – 6. (g) – Ориентация осей кристалла LN

Соответствующие данному положению изображения дифракционных максимумов с $m = 1 \div 6$, зарегистрированные цифровой фотокамерой в зоне Фраунгофера на расстоянии $R = 1.65$ м от выходной грани кристалла, представлены на рис. 1a–f. Видно, что их ширина в направлении координаты x, вдоль которой происходит перемещение дифрагированного пучка с ростом m, сохраняется.

Измеренные распределения интенсивности $I_m(x')$ в плоскости наблюдения описываются функцией Гаусса, согласующейся с зависимостью $I_0(x')$ для максимума нулевого порядка в плоскости наблюдения. Однако если дифракционный максимум второго порядка ($m = 2$, рис. 1b) в направлении полярной оси Z кристалла выглядит лишь слегка уширенным по сравнению с распределением $I_2(x')$, то при $m = 1$, $3 \div 6$ (рис. 1a, c–f) зависимости $I_m(z')$ характеризуются двумя максимумами, расстояние между которыми увеличивается с ростом порядка, начиная от $m = 3$. Экспериментальные зависимости для распределений $I_m(z')$ в представленных на рис. 1 дифракционных максимумах показаны точками на рис. 2.

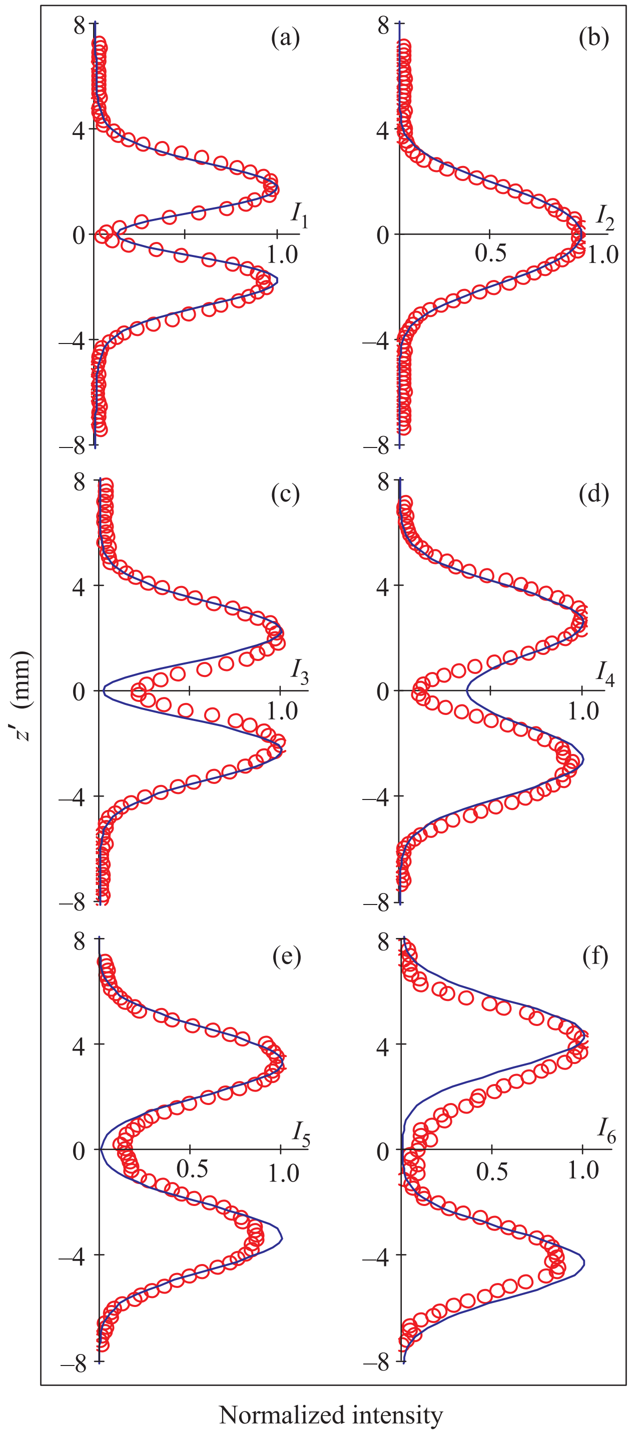

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределения интенсивности света в максимумах, соответствующих дифракции Брэгга различного порядка m на РДС с наклонными доменными стенками (рис. 1): (a) – 1, (b) – 2, (c) – 3, (d) – 4, (e) – 5, (f) – 6. Точки – эксперимент, кривые – расчет по соотношениям (3)–(5)

Наблюдаемые распределения интенсивности в дифракционных максимумах можно связать с возмущениями оптических свойств, создаваемыми двумя периодическими наборами доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$ к полярной оси Z одноосного сегнетоэлектрического кристалла (рис. 3) [15, 23]. Плоскость $z = z_0$ со-

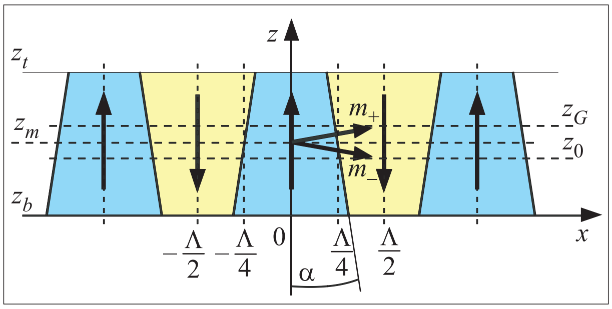

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схематическое изображение РДС с наклонными 180° доменными стенками в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле. Вертикальные стрелки показывают направление вектора спонтанной поляризации в доменах

ответствует сечению, в котором размеры переключенной и исходной областей кристалла одинаковы и равны $\Lambda/2$. Доменные стенки с такими наклонами существуют в кристалле при $z_b \le z \le z_t$, в промежутке размером $h_i = z_t - z_b$, превышающем диаметр перетяжки $D_w = 2r_w$ зондирующего светового пучка на входной грани кристалла.

При этом середина данного промежутка $z_m = (z_t + z_b)/2$ может не совпадать с z_0. Единичные векторы $\mathbf{m}_+$ и $\mathbf{m}_-$ характеризуют направления нормалей к двум системам стенок с углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$, соответственно.

Основной вклад в возмущения доменными стенками компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε_{33} кристалла, определяющей эффективность дифракции необыкновенной световой волны, обусловлен спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом. В этом приближении, согласно [19, 20], распределение возмущений $\delta\varepsilon_{33}$ в пределах пространственного периода $-\Lambda/2 \le x \le \Lambda/2$ в области $z_b \le z \le z_t$ может быть записано в виде

$$\delta\varepsilon_{33}(x,z) = n_e^4 P_S^2 R_{33} \left\{ \mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{x + \Lambda/4 + (z_0 - z)\,\mathrm{tg}\,\alpha}{\omega_0}\right] + \right.$$
$$\left. + \mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{x - \Lambda/4 - (z_0 - z)\,\mathrm{tg}\,\alpha}{\omega_0}\right] \right\}, \tag{1}$$

где n_e – необыкновенный показатель преломления и R_{33} – квадратичная электрооптическая постоянная кристалла; P_S – спонтанная поляризация; ω_0 – половина толщины доменной стенки.

Для РДС с тонкими стенками, при выполнении условия $\omega_0 \ll \Lambda$, распределение возмущений может быть представлено в виде Фурье-разложения по пространственным гармоникам

$$\delta\varepsilon_{33}(x,z) = n_e^4 P_S^2 R_{33} \frac{\omega_0}{\Lambda} \times$$
$$\times \sum_{m=1}^{\infty} C_m(z) \exp\left(im\frac{2\pi}{\Lambda}x\right) + c.c., \tag{2}$$

с коэфициентами

$$C_m(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im\frac{\pi}{2}\right) \exp\left[im\frac{2\pi}{\Lambda}\,\mathrm{tg}\,\alpha(z_0 - z_m)\right] \times \right.$$
$$\times \mathrm{sinc}\left[\left(K_z + m\frac{2\pi}{\Lambda}\,\mathrm{tg}\,\alpha\right)\frac{h_i}{2}\right] +$$
$$+ \exp\left(-im\frac{\pi}{2}\right) \exp\left[-im\frac{2\pi}{\Lambda}\,\mathrm{tg}\,\alpha(z_0 - z_m)\right] \times$$
$$\left. \times \mathrm{sinc}\left[\left(K_z - m\frac{2\pi}{\Lambda}\,\mathrm{tg}\,\alpha\right)\frac{h_i}{2}\right] \right\} \times$$
$$\times \exp\left[iK_z(z - z_m)\right] dK_z, \tag{3}$$

определямыми составляющими непрерывного углового спектра с волновыми числами K_z.

Разложение (2) и представление светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн [27] позволяет рассмотреть дифракцию Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра с использованием известного подхода и приближения слабой связи [28]. Ограничиваясь анализом распределения углового спектра дифрагированного пучка m-го порядка по составляющим с проекцией волнового вектора k_z, при точном выполнении условия Брэгга, их амплитуды на выходной грани кристалла $y = d$ представим в виде

$$F_{dm}(d, k_z) = -\frac{\pi}{2\lambda} \frac{n_e^3 P_S^2 R_{33}}{\cos(m\theta_{B1})} \frac{\omega_0 r_w}{\Lambda} \times$$
$$\times \int_{z_b}^{z_t} C_m^*(z) \exp(ik_z z) dz \times$$
$$\times \int_0^d \frac{\exp\{-(z - z_G)^2/[r_w^2 - i\lambda y/(\pi n_e \cos(m\theta_{B1}))]\}}{\sqrt{r_w^2 - i\lambda y/(\pi n_e \cos(m\theta_{B1}))}} dy, \tag{4}$$

где z_G определяет положение центра зондирующего пучка при $y = 0$. С учетом условия непрерывности тангенциальных составляющих для волновых векторов дифрагированного светового поля k_x и k_z при $y = d$, его распределение интенсивности в брэгговсских максимумах в дальней зоне, при $R \gg 4r_w^2/\lambda$ и $x'_m = m\lambda R/\sqrt{4\Lambda^2 - (m\lambda)^2}$, может быть получено как

$$I_m(z') \sim \left| F_{dm}\left(d, k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'}{\sqrt{R^2 + (x'_m)^2 + (z')^2}}\right)\right|^2. \quad (5)$$

Рассчитанные с использованием соотношений (3)–(5) распределения интенсивностей $I_m(z')$ в дифракционных максимумах с $m = 1 \div 6$ представлены сплошными кривыми на рис. 2a–f, соответственно. В расчетах предполагалось, что геометрическая конфигурация РДС и положение зондирующего пучка являются симметричными, когда выполняются условия $z_m = z_0 = z_G$. Варьирование размера рассматриваемой структуры h_i вдоль полярной оси z, угла наклона стенок РДС α и значения радиуса перетяжки r_w показало, что наилучшее соответствие расчетных распределений интенсивности $I_1(z')$ и $I_2(z')$ в дифракционных максимумах первого и второго порядков экспериментальным данным имеет место при $h_i = 0.7$ мм, $\alpha = 0.31° \pm 0.01°$ и $r_w = 0.17$ мм. На рисунке 2 видно, что расчетные зависимости $I_m(z')$ удовлетворительно согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями для дифракционных максимумов и при $m = 3 \div 6$.

Приложение к кристаллу с РДС внешнего электрического поля делает возможным управление дифрагированным световым излучением [1, 6–11, 29], на характеристики которого должна влиять проводимость доменных стенок. К исследуемому образцу поле прикладывалось с помощью металлических электродов, механически прижимаемых к полированным граням образца перпендикулярно полярной оси Z. Временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в первый порядок для зондирующего пучка полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 655$ нм, наблюдаемая при подключении к электродам постоянного напряжения $U_0 = 90$ В в момент времени $t_2 = 12$ с и отключении его при $t_3 = 52$ с, представлена на рис. 4.

Видно, что включение зондирующего светового пучка в момент времени $t_1 = 1$ с приводит к дифракции на доменных стенках, регистрируемой с помощью фотодиода ФД-24К и цифрового осциллографа Tektronix TDS 2012C, с эффективностью $\eta_{dw} = 0.012$. Установление электрического поля при $t \geq t_2 = 12$ с, происходящее за 0.8 с, увеличивает дифракционную эффективность до максимального значения $\eta_m = 0.02$. После этого, для $t > t_m$, наблюдается ее релаксация, которую можно связать только с экранировкой приложенного электрического поля в кристалле, обусловленной перераспределением зарядов по проводящим доменным стенкам. Выключение приложенного поля в момент времени $t_3 = 52$ с, наблюдаемое в использованных условиях эксперимента, происходило за 0.5 с, и вызывало рост дифракционной эффективности, связанный с релаксацией экранирующего поля практически к нулевому уровню в течение ~ 30 с.

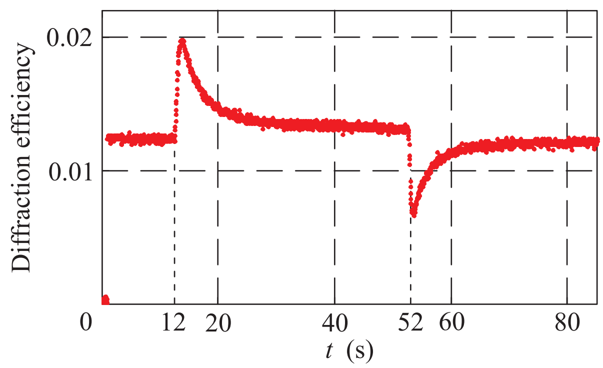

Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок при включении зондирующего пучка в момент времени $t = 1$ с, с последующим приложением внешнего поля и его отключением при $t = 12$ и 52 с, соответственно

Проведенные оценки показывают, что скорость релаксации $1/\tau(t)$ на интервале времени от t_m до t_3 может быть удовлетворительно описана с использованием функции $\tau(t) = \tau_0[1 + a(t - t_m)]^2$, с параметрами $\tau_0 = 4.16$ с и $a = 0.0315$ с$^{-1}$. Полученное значение времени релаксации τ_0 на ее начальном участке позволяет оценить усредненную по периоду Λ эффективную проводимость кристалла LN с РДС как $\sigma_{\text{eff}} = \varepsilon_{33}/\tau_0$. Используя значение статической диэлектрической проницаемости LN, $\varepsilon_{33} = 2.48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, находим $\sigma_{\text{eff}} = 5.96 \cdot 10^{-11}$ Ом$^{-1}$ м$^{-1}$. Эта величина более чем на два порядка превосходит оценку темновой проводимости $\sigma_d \leq 1.9 \cdot 10^{-13}$ Ом$^{-1}$ м$^{-1}$, полученную в [30] для монодоменного кристалла MgO : $LiNbO_3$.

Таким образом, создаваемые РДС с 180° наклонными стенками возмущения оптических свойств в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле в отсутствие внешнего приложенного электрического поля, характеризуется дискретным набором пространственных гармоник с волновыми числами $K_x^{(m)} = 2\pi m/\Lambda$, амплитуды которых определяются интегралами Фурье по составляющим непрерывного углового спектра с волновыми числами K_z. Дифракция Брэгга зондирующего светового пучка на таких дискретных гармониках с номерами $m = 1, 3, 4, \ldots$ позволяет выделить в непрерывном спектре составляющие с максимальной амплитудой, имеющие место для волновых чисел $K_z^m = \pm(2\pi/\Lambda)\,\mathrm{tg}\,\alpha$ (см. формулу (3)). Этим составляющим соответствуют наблюдаемые в дальней зоне максимумы в распределениях интенсивности $I_m(z')$, расстояние между которыми определяется углом наклона доменных стенок α для исследуемой РДС. Однако строгая интерпретация описанного эксперимента по динамике дифракционной эффективности света на РДС с наклонными стенками, наблюдаемой при включении внешнего поля и после его отключения, требует построения теории, позволяющей рассмотреть влияние проводимости таких стенок на процессы его экранировки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Гос. задания на 2017–2019 годы (проекты # 3.1110.2017/4.6 и 3.8898.2017/8.9) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 16-29-14046-офи_м и 18-32-00641).

1. *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications*, ed. by P. Ferrari, S. Grilli, and P. DeNatale, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (2014).
2. А. В. Никандров, А. С. Чиркин, Письма в ЖЭТФ **76**, 333 (2002).
3. Г. Д. Лаптев, А. А. Новиков, А. С. Чиркин, Письма в ЖЭТФ **78**, 45 (2003).
4. А. Н. Тучак, Г. Н. Гольцман, Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, С. В. Селиверстов, М. И. Финкель, А. В. Шепелев, П. В. Якунин, Письма в ЖЭТФ **96**, 97 (2012).
5. O. Alibart, V. D'Auria, M. DeMicheli, F. Doutre, F. Kaiser, L. Labonte, T. Lunghi, E. Picholle, and S. J. Tanzilli, J. Opt. **18**, 104001 (2016).
6. T. Ding, Y. Zheng, and X. Chen, Opt. Lett. **44**, 1524 (2019).
7. M. Yamada, Rev. Sci. Instrum. **71**, 4010 (2000).
8. I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, and L. Guilbert, Opt. Lett. **41**, 4174 (2016).
9. Y. Y. Lin, S. T. Lin, G. W. Chang, A. C. Chiang, and Y. C. Huang, Opt. Lett. **32**, 545 (2007).
10. T. Ding, Y. Zheng, and X. Chen, Opt. Express **26**, 12016 (2018).
11. H. Jiang, Y. Chen, G. Li, C. Zhu, and X. Chen, Opt. Express **23**, 9784 (2015).
12. V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, and I. S. Baturin, Appl. Phys. Rev. **2**, 040604 (2015).
13. M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, and L. M. Eng, Adv. Funct. Mater. **22**, 3936 (2012).
14. T. Kampfe, P. Reichenbach, M. Schröder, A. Haußmann, and L. M. Eng, Phys. Rev. B **89**, 035314 (2014).
15. C. S. Werner, S. J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, and I. Breunig, Sci. Rep. **7**, 9862 (2017).
16. A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur, Appl. Phys. Lett. **114**, 092901 (2019).
17. А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин, Квантовая электроника **23**, 657 (1996).
18. M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, and M. M. Fejer, J. Appl. Phys. **97**, 044102 (2005).
19. S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur, Ferroelectrics **496**, 134 (2016).
20. S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshanin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur, Ferroelectrics **508**, 49 (2017).
21. V. Ya. Shur, I. S. Baturin, A. R. Akhmatkhanov, D. S. Chezganov, and A. A. Esin, Appl. Phys. Lett. **103**, 102905 (2013).
22. T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. S. Bednyakov, and N. Setter, Nat. Commun. **4**, 1808 (2013).
23. P. S. Bednyakov, B. I. Sturman, T. Sluka, A. K. Tagantsev, and P. V. Yudin, Computational Materials **4**, 65 (2018).
24. T. R. Volk, R. V. Gainutdinov, and H. H. Zhang, Appl. Phys. Lett. **110**, 132905 (2017).
25. G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, and J. F. Scott, Rev. Mod. Phys. **84**, 110 (2012).
26. R. K. Vasudevan, A. N. Morozovska, E. A. Eliseev, J. Britson, J.-C. Yang, Y.-H. Chu, P. Maksymovych, L. Q. Chen, V. Nagarajan, and S. V. Kalinin, Adv. Funct. Mater. **23**, 2592 (2013).
27. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, Наука, М. (1990).
28. В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков, *Физические основы акустооптики*, Радио и связь, М. (1985).
29. С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур, *HOLOEXPO 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов* (2018), с. 66.
30. M. C. Wengler, U. Heinemeyer, E. Soergel, and K. Buse, J. Appl. Phys. **98**, 064104 (2005).