

15. Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах

С. М. Шандаров¹, Е. Н. Савченков¹, М. В. Бородин¹, А. Е. Мандель¹, А. Р. Ахматханов², В. Я. Шур²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Проведен анализ брэгговской дифракции света на периодических доменных структурах (ПДС) в кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле. Экспериментально исследованы временные зависимости эффективности дифракции лазерного пучка с длиной волны 655 нм в кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в синусоидальном поле, при выполнении условий Брэгга для первой и второй пространственных гармоник возмущений необыкновенного показателя преломления, создаваемых ПДС с пространственным периодом 8,79 мкм. Рассмотрена теоретическая модель дифракции, учитывающая наведенные в кристалле возмущения, создаваемые как приложенным электрическим полем, так и упругими и электрическими полями доменных стенок.

Ключевые слова: Электрооптика, Дифракционные оптические элементы, Периодические доменные структуры.

Цитирование: Шандаров, С. М. Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах / 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. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 66–70.

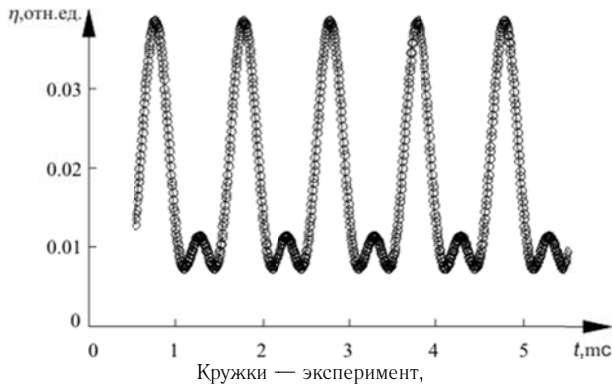
Введение

Изменение направления вектора спонтанной поляризации на противоположное к исходному в сегнетоэлектрических монокристаллах, реализуемое методами доменной инженерии [1, 2], открывает широкие возможности для создания оптических элементов и устройств управления лазерным излучением. Одноосные сегнетоэлектрические кристаллы ниобата и танталата лития, принадлежащие к классу симметрии $3m$, являются популярными материалами для нелинейно-оптических приложений и электрооптической модуляции света, благодаря высоким значениям коэффициентов квадратичной оптической восприимчивости и линейного электрооптического эффекта, соответственно [2, 3]. В этих кристаллах и в оптических волноводах на их основе высококачественные периодические доменные структуры (ПДС) могут быть сформированы методами электрической переполяризации [1–4] и электронно-лучевой записи [4–9]. Периодическое изменение знака электрооптических коэффициентов в ПДС позволяет использовать однородное электрическое поле для создания оптических дефлекторов, переключателей и модуляторов брэгговского типа с низким постоянным [10–12] и импульсным [13] управляющим напряжением. Теоретическая модель дифракции Брэгга на ПДС в кристаллах ниобата лития, индуцированной постоянным электрическим полем, рассматривалась в работе [14] в приближении плоских волн. Однако она не принимала во внимание влияния на дифрагированное световое поле оптических возмущений, создаваемых доменными стенками, вклад которых в него может быть значительным [15–18]. Её использование автором [14] для анализа характеристик оптического переключателя и широкополосного амплитудного модулятора не позволило, в частности, описать наблюдаемый экспериментально сдвиг нуля дифракционной эффективности в область ненулевого напряжения, приложенного к ПДС.

Целью настоящей работы является анализ брэгговской дифракции света в кристаллах класса симметрии $3m$ на ПДС с доменными стенками, параллельными плоскости YZ , во внешнем электрическом поле. Представлены результаты экспериментального исследования брэгговской дифракции света на ПДС такого типа, сформированной в монокристаллическом образце $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ методом электрической переполяризации, для синусоидального внешнего поля. В рамках известной модели [19] получены соотношения для временных зависимостей интенсивности дифрагированного света на выходе управляемого устройства, принимающие во внимание возмущения диэлектрического тензора кристалла, как электрически индуцированные в ПДС внешним синусоидальным полем и задающим положение рабочей точки постоянным смещением, так и вносимые доменными стенками.

1. Эксперимент

В экспериментах исследовалась ПДС с пространственным периодом $\Lambda = 8,79$ мкм, сформированная в ООО «Лабфер» электрической переполяризацией в образце LiNbO_3 : 5 % MgO , имеющем размеры $40 \times 2 \times 1$ мм³ вдоль осей X , Y и Z , соответственно. Переполяризованные области кристалла имели границы (доменные стенки Y -типа), перпендикулярные кристаллографической оси X и полностью соответствующие его поперечному сечению. Синусоидальное напряжение с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой U_m от 0 до 136 В прикладывалось к ПДС с помощью металлических электродов, механически прижимаемых к полированным граням образца, перпендикулярным полярной оси Z . Световой пучок от полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 655$ нм и мощностью 25 мВт, с вектором поляризации, ориентированным вдоль оси Z , фокусировался цилиндрической линзой в середину образца, устанавливаемого на поворотном столике. Угол между осью данного пучка, распространяющегося в



сплошная кривая — аппроксимация в соответствии с формулой (1)

Рис. 1. Временная зависимость эффективности дифракции

Брэгга в приложенном внешнем синусоидальном электрическом поле с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой $U_m = 136$ В

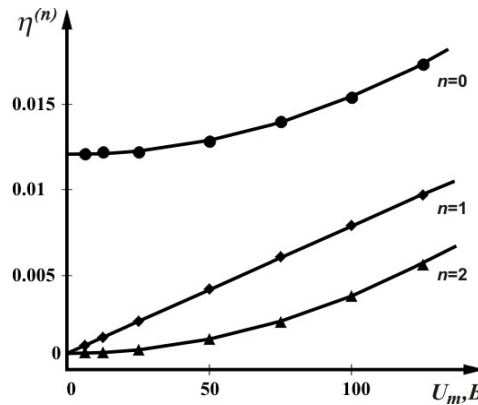
плоскости XY , и кристаллографическим направлением Y , устанавливался равным углу Брэгга для первой ($\theta_B^{(1)}$) или второй пространственной гармоники ($\theta_B^{(2)} = 2\theta_B^{(1)}$) возмущений необыкновенного показателя преломления $\Delta n_{1,2}^e$, создаваемых ПДС. Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка регистрировалась фотодиодным приемником, выходное напряжение которого фиксировалась в цифровом виде осциллографом Tektronix TDS 2012C, для прикладываемого напряжения с амплитудой U_m от 2,5 до 136 В.

Типичная экспериментальная временная зависимость эффективности брэгговской дифракции $\eta(t)$ представлена кружками на рис. 1. Следует отметить, что данная зависимость, полученная при частоте 1 кГц и амплитуде $U_m = 136$ В для первой пространственной гармоники (при распространении падающего светового пучка под углом $\theta_B^{(1)}$ к оси Y), существенно отличающаяся от синусоидальной, качественно соответствует временной эволюции мощности дифрагированного на ПДС светового пучка, представленной в работе [14] для электрооптической модуляции с частотой $f = 1$ ГГц при $U_m = 15$ В.

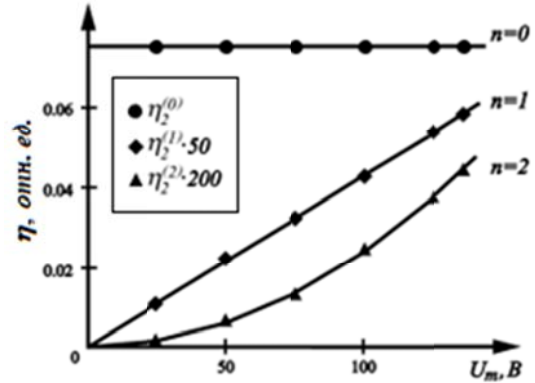
Анализ экспериментальных данных показал, что для используемых условий брэгговского взаимодействия эволюция дифракционной эффективности, не превосходящей 10 %, для первой $\eta_1(t, U_m)$ и второй пространственной гармоники $\eta_2(t, U_m)$, при заданном значении амплитуды модулирующего напряжения U_m , может быть с достаточной точностью представлена в виде

$$\begin{aligned} \eta_{1,2}(t, U_m) = & \eta_{1,2}^{(0)}(U_m) + \\ & + \eta_{1,2}^{(1)}(U_m) \sin\left[\frac{2\pi}{T}(t + t_0)\right] + \\ & + \eta_{1,2}^{(2)}(U_m) \sin\left[\frac{4\pi}{T}(t + t_0)\right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $T = 1/f$ и t_0 — параметр, определяемый начальной фазой $U_m(t)$. Аппроксимация временной эволюции



а) для первой пространственной гармоники



б) для второй пространственной гармоники

Рис. 2. Зависимости амплитуд временных гармоник от напряжения, приложенного к ПДС, для дифракции Брэгга на первой (а) и второй (б) пространственной гармонике создаваемых возмущений

$\eta_{1,2}(t, U_m)$ в соответствии с (1) позволила построить экспериментальные зависимости от U_m для амплитуд Фурье-компонент $\eta_{1,2}^{(n)}(U_m)$ представленные точками на рис. 2а и 2б.

Характерно, что линейную зависимость от U_m на этих рисунках демонстрирует только основная гармоника с частотой f .

2. Теоретическая модель

Для описания экспериментально наблюдаемых при слабой дифракционной эффективности зависимостей амплитуд гармоник модулирующего сигнала от амплитуды приложенного поля (рис. 2) воспользуемся приближенной формулой, следующей из известных соотношений [12, 19]

$$\eta_{1,2}^e \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right) \left| \Delta n_{1,2}^e \right|^2, \quad (2)$$

где d — длина взаимодействия. Комплексная амплитуда создаваемых ПДС возмущений показателя преломления необыкновенной волны $\Delta n_{1,2}^e$ должна учитывать возможность фазового сдвига между дающими в него вклад двумя решетками. Первая из них связана с эффектом Погеля, наведенным электрическим полем, приложенным к ПДС со знакопеременными в пространстве электрооптическими свойствами, а вто-

рая – с возмущениями, создаваемыми упругими и электрическими полями доменных стенок [15–18]. Используя соотношения, приведенные в [12, 16–18] и учитывая возможность приложения к ПДС, наряду с синусоидальным модулирующим сигналом, также и постоянного напряжения смещения U_0 , представим амплитуды первой и второй пространственной гармоник возмущений в кристаллах симметрии $3m$ в следующем виде.

$$\Delta \dot{n}_{1,2}^e(t) = -\frac{1}{2} n_e^3 \left\{ r_{33} \frac{\dot{F}_{eo}^{(1,2)}}{h\delta} \left[U_0 + U_m \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \right] - \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \dot{F}_{dw}^{(1,2)} \right\}, \quad (3)$$

где r_{33} и R_{33} — электрооптические коэффициенты линейного и квадратичного эффектов кристалла; p_{31} , C_{11}^P и d_{31}^S — его упругооптическая постоянная, модуль упругости при постоянной электрической поляризации и коэффициент электрострикции при постоянных деформациях, соответственно; P_S — модуль вектора спонтанной поляризации, h — толщина кристалла вдоль оси Z ; $\dot{F}_{eo}^{(1,2)}$ и $\dot{F}_{dw}^{(1,2)}$ — амплитуды Фурье для первой («1») и второй («2») пространственных гармоник, создаваемых в ПДС внешним электрическим полем единичной напряженности (eo) и доменными стенками (dw), а параметр $\delta = 1 + \epsilon'_3 h_a / h$, где ϵ'_3 — относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, учитывает уменьшение электрического поля в кристалле при наличии некоторого воздушного зазора с эффективной толщиной h_a между его Z -поверхностями и металлическими электродами. Нетрудно показать, что подстановка в формулу (2) комплексной амплитуды $\Delta \dot{n}_{1,2}^e(t)$, определяемой соотношением (3), приводит зависимость $n_{1,2}^e(t, U_m)$ к виду (1). В отсутствие постоянного смещения (при $U_0 = 0$) соответствующие значения постоянной составляющей и амплитуд первой и второй гармоник могут быть записаны в следующем виде.

$$\eta_{1,2}^{(0)}(U_m) = \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \times \left[\left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right)^2 P_S^4 (F_{dw}^{(1,2)})^2 + \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2 \right], \quad (4)$$

$$\eta_{1,2}^{(1)}(U_m) = -2 \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 r_{33} \times \left[R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right] P_S^2 \frac{F_{eo}^{(1,2)} F_{dw}^{(1,2)}}{h\delta} \cos \Delta \varphi_{1,2} U_m, \quad (5)$$

$$\eta_{1,2}^{(2)}(U_m) = - \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2, \quad (6)$$

где введены обозначения $\dot{F}_{eo}^{(1,2)} = F_{eo}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{eo}^{(1,2)})$, $\dot{F}_{dw}^{(1,2)} = F_{dw}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{dw}^{(1,2)})$ и $\Delta \varphi_{1,2} = \varphi_{eo}^{(1,2)} - \varphi_{dw}^{(1,2)}$.

3. Анализ результатов

Соотношения (4)–(6) применялись для аппроксимации экспериментальных данных зависимостями, показанными сплошными линиями на рис. 2. При подгонке использовались значения длины взаимодействия $d = 2$ мм и толщины кристалла $h = 1$ мм и следующие материальные параметры ниобата лития, соответствующие данным, приведенным, например, в работах [17, 20–23]: $r_{33} = 30,8$ пм/В, $R_{33} = 0,091$ м⁴/Кл², $p_{31} = 0,17$, $d_{31}^S = 0,216 \cdot 10^{-9}$ Н м²/Кл², $C_{11}^P = 2,03 \cdot 10^{11}$ Н/м², $P_S = 0,75$ Кл/м², $n_e = 2,187$. В приближении $\delta = 1$ было получено, что минимальные отклонения от экспериментальных данных для первой пространственной гармоники наблюдались при $F_{eo}^{(1)} = 0,538$, $F_{dw}^{(1)} = 42,9 \cdot 10^{-6}$ и $\Delta \varphi_1 = 65^\circ$, и для второй — при $F_{eo}^{(2)} = 0,1$, $F_{dw}^{(2)} = 1,064 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta \varphi_2 = 96^\circ$.

Следует отметить, что для идеальной ПДС с одинаковыми размерами для переполаризованных и исходных областей сегнетоэлектрического кристалла, равными $\Lambda/2$, модули амплитуд пространственных Фурье-гармоник должны удовлетворять соотношениям $F_{eo}^{(1)} = 2/\pi = 0,637$, $F_{dw}^{(1)} = 0$ и $F_{eo}^{(2)} = 0$. Такие различия в указанных характеристиках для исследованной ПДС могут быть связаны с отклонением размера переполаризованных областей от $\Lambda/2$ [17, 18] и с наличием некоторого воздушного зазора между кристаллом и создающими внешнее поле металлическими электродами, когда $\delta > 1$.

Заключение

Таким образом, для электрически управляемых устройств, основанных на брэгговской дифракции света на ПДС в кристаллах симметрии $3m$, характерна нелинейность амплитудной характеристики. Она проявляется в том, что в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой f временная зависимость мощности дифрагированного пучка является суперпозицией постоянной составляющей и гармоник с частотами nf , где $n = 1, 2, 3, \dots$ Для дифракционной эффективности, не превышающей значения $\eta = 0,1$, эта зависимость характеризуется второй гармоникой с амплитудой, квадратично возрастающей с приложенным напряжением. Амплитуда первой гармоники при этом изменяется линейно, однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг $\Delta \varphi$ между Фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в ПДС доменными стенками, и электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проектной части Госзадания на 2017-2019 годы (проект № 3.110.2017/4.6) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м), с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального университета.

Список источников

- [1] **Catalan, G.** Domain wall nanoelectronics / G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84. — № 1. — P. 119–156.
- [2] **Ferrari, P.** Ferroelectric crystals for photonic applications / Ferrari P., Grilli S., De Natale P. (Eds.) — Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2009. — 2014. — 493 p.
- [3] **Toney, J. E.** Lithium niobate photonics / J. E. Toney — Norwood, MA: Artech House, 2015. — 261 p.
- [4] **Volk, T.** Lithium niobate: defects, photorefractive and ferroelectric switching / T. Volk, M. Wöhlecke — Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. — 247 p.
- [5] **Nutt, A. C. G.** Domain inversion in LiNbO₃ using direct electron-beam writing / A. C. G. Nutt, V. Gopalan, M. C. Gupta // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. 60. — № 23. — P. 2828–2830.
- [6] **Коханчик, Л. С.** Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LiNbO₃ и планарных волноводах Ti : LiNbO₃ Y-ориентации / Л. С. Коханчик, М. В. Бородин, С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, В. В. Щербина, Т. Р. Волк // *ФТТ*. — 2010. — Том 52. — № 8. — С. 1602–1609.
- [7] **Volk, T. R.** Microdomain patterns recorded by an electron beam in He-implanted optical waveguides on X-cut LiNbO₃ crystals / T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, S. M. Shandarov, M. V. Borodin, S. D. Lavrov, H. L. Liu, F. J. Chen // *J. Lightwave Technol.* — 2015. — Vol. 33. — № 23. — P. 4761–4766.
- [8] **Volk, T. R.** Domain formation on the nonpolar lithium niobate surfaces under electron-beam irradiation: A review / T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, S. D. Lavrov // *J. Adv. Dielect.* — 2018. — Vol. 8. — № 2. — P. 1830001.
- [9] **Shur, V. Ya.** Domain patterning by electron beam of MgO doped lithium niobate covered by resist / V. Ya. Shur, D. S. Chezganov, A. R. Akhmatkhanov, D. K. Kuznetsov // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 106. — № 23. — P. 232902.
- [10] **Yamada, M.** Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in LiNbO₃ crystals / M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — Vol. 69. — № 24. — P. 3659.
- [11] **Abernethey, J. A.** Demonstration and optical characteristics of electro-optic Bragg modulators in periodically poled lithium niobate in the near-infrared / J. A. Abernethey, C. B. E. Gawith, R. W. Eason, P. G. R. Smith // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — № 14. — P. 2514–2516.
- [12] **Mhaouech, I.** Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzany, M. Chauvet, L. Guilbert // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 18. — P. 4174–4177.
- [13] **Gnewuch, H.** Nanosecond response of bulk-optical Bragg-diffraction modulator based on periodically poled LiNbO₃ / H. Gnewuch, C. N. Pannell, G. W. Ross, H. Geiger, P. G. R. Smith // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 1998. — Vol. 10. — № 12. — P. 1730–1732.
- [14] **Yamada, M.** Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices / M. Yamada // *Rev. Sci. Instrum.* — Vol. 71. — № 11. — P. 4010–4016.
- [15] **Александровский, А. Л.** Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой / А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин // *Квантовая электроника*. — 1996. — Том 23. — № 7. — С. 657–659.
- [16] **Shandarov, S. M.** Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akyilbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*. — 2016. — Vol. 496. — P. 134–142.
- [17] **Shandarov, S. M.** The linear diffraction of light waves on periodically poled domain structure in lithium niobate crystal / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshanin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*. — 2017. — Vol. 508. — P. 49–57.
- [18] **Шандаров, С. М.** Дифракционные и интерферометрические методы исследования периодически поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, С. В. Смирнов, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // В книге: Голография. Наука и практика XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов. Общество с ограниченной ответственностью «Микро и наноголографические системы». — 2017. — С. 203–209.
- [19] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // *Bell Syst. Tech. J.* — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [20] **Scrymgeour, D. A.** Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics: Lithium niobate and lithium tantalate / D. A. Scrymgeour, V. Gopalan, A. Itagay, A. Saxena, P. J. Swart // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71. — P. 184110.
- [21] **Dmitriev, V. G.** Handbook of Nonlinear Optical Crystals / V. G. Dmitriev, G. G. Gurdzanyan, D. N. Nikogosyan — Berlin: Springer-Verlag, 1991. — 413 p.
- [22] **Turner, E. H.** High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate / E. H. Turner // *Appl. Phys. Lett.* — 1966. — Vol. 8. — P. 303–304.
- [23] **Авакянц, Л. П.** Фотоупругость LiNbO₃ / Л. П. Авакянц, Д. Ф. Киселев, Н. Н. Щитов // *ФТТ*. — 1976. — Том 18. — № 6. — С. 1547–1551.

Electrically controllable light diffraction on periodical domain structures in ferroelectric crystals

S. M. Shandarov¹, E. N. Savchenkov¹, M. V. Borodin¹, A. E. Mandel¹, A. R. Akhmatkhanov², V. Y. Shur²

¹ Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia

² Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

We analyze Bragg diffraction of light waves on the periodical domain structures (PDS) in the crystals of point group $3m$ in an external electric field. The time dependences of diffraction efficiency of light beam with the wavelength of 655 nm in the MgO:LiNbO₃ crystal subjected to a sinusoidal field have been experimentally studied. We investigated these dependences at implementation of Bragg conditions for the first and second spatial harmonics of the perturbations of extraordinary refractive index, which were induced by PDS with the spatial period of 8.79 μm . A theoretical model of diffraction taking into account the perturbations induced in the crystal by an applied electric field as well as by the elastic and electric fields of domain walls is considered.

Keywords: Electro-optics, Diffraction optical elements, Periodical domain structures.