

Методика исследования фазовой функции управляемых дифракционных оптических элементов

В.Д.Паранин, К.Н.Тукмаков

Предложена методика исследования фазовой функции управляемых дифракционных оптических элементов, основанная на измерении пропускания межэлектродных зазоров. Разработано математическое описание методики, проведена экспериментальная апробация. Выполнен анализ влияния инструментальных погрешностей.

Ключевые слова: управляемый дифракционный оптический элемент, линейный электрооптический эффект, фазовая функция, математическая модель.

1. Введение

Для создания управляемых дифракционных оптических элементов (УДОЭ) используются материалы с электрооптическим эффектом. Управление такими элементами заключается в изменении их диаграммы направленности или пространственно-спектральной функции под действием электрического поля. Для реализации различных диаграмм направленности используются электроды, сформированные на поверхности электрооптического материала, с различной топологией и распределением потенциалов. На основе УДОЭ созданы электрооптические дефлекторы [1–3], модуляторы [4–6], управляемые спектральные фильтры [7, 8], адаптивные линзы Френеля [9, 10]. Таким образом, УДОЭ применяются в информационно-управляющих и измерительных системах, а также в локационно-навигационных комплексах.

Дальнейшее развитие УДОЭ сдерживается рядом нерешенных задач. Диаграмма направленности УДОЭ определяется амплитудно-фазовым пропусканием элемента. Амплитудное пропускание измеряется прямыми методами, тогда как методы измерения фазовой функции в межэлектродных зазорах УДОЭ отсутствуют. Для задания фазовой функции в цитируемых выше работах использовались модельные распределения электрического поля в электрооптическом материале. Эти модели основаны на уравнении Лапласа и в них не учитываются возможные процессы переполаризации поверхностного слоя, а также зависимости диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля и температуры.

Целью работы являлось создание методики экспериментального исследования фазовой функции и ее апробация для УДОЭ на основе электрооптического кристалла ниобата лития.

В.Д.Паранин, К.Н.Тукмаков. Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П.Королева (национальный исследовательский университет), Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34;
e-mail: vparanin@mail.ru, Tukmakov.k@gmail.com

Поступила в редакцию 22 сентября 2013 г., после доработки – 8 февраля 2014 г.

2. Математическое описание методики

Для исследования фазовой функции использовалось измерение пропускания межэлектродного зазора УДОЭ. Известно, что при подаче управляющего напряжения пропускание изменяется в результате изменения состояния поляризации излучения, проходящего через структуру поляризатор–двулучепреломляющий электрооптический кристалл–анализатор. Процесс измерения фазовой функции состоит из двух этапов. На первом измеряется волновая разность хода (ВРХ) электрооптического кристалла в отсутствие электрического напряжения, на втором – определяется пропускание межэлектродного зазора УДОЭ при подаче напряжения. Поскольку ВРХ определяет начальную рабочую точку зависимости пропускания от напряжения, можно установить однозначную зависимость между пропусканием межэлектродного зазора и искомой фазовой функцией.

Отметим, что для реализации обоих этапов нужен один и тот же источник излучения, а измерение следует осуществлять в одной и той же локальной области кристалла. Поэтому известные методы измерения ВРХ [11, 12], связанные с перемещением кристалла на предметные столики сторонних измерительных приборов, неприменимы.

Измерение предлагается осуществлять при неподвижных поляризаторе и кристалле и вращающемся анализаторе. Угол между осью поляризатора и оптической осью кристалла составляет $\pi/4$. Схема измерения ВРХ приведена на рис.1.

Излучение стабилизированного источника поступает на вход системы поляризатор–кристалл–анализатор. Поскольку углы поворота поляризатора a_1 и кристалла a_2 различаются на $\pi/4$, то в кристалле возбуждаются равные

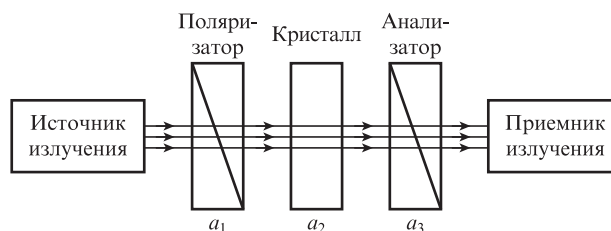


Рис.1. Схема измерения волновой разности хода.

по интенсивности обыкновенная и необыкновенная волны с показателями преломления n_o и n_e , определяющими поляризацию излучения на выходе кристалла с учетом его толщины h . Контроль выходной поляризации осуществляется вращением анализатора, а мощность оптического излучения измеряется калиброванным фотоприемником. Для исключения влияния интерференции в плоскопараллельном кристалле при измерении необходимо использовать некогерентный источник излучения.

Обозначим углы поворота осей поляризатора, кристалла и анализатора через a_1, a_2, a_3 , а их пропускание по интенсивности как t_1, t_2, t_3 . Амплитуду и мощность входного излучения обозначим через A_{in}, P_{in} , фазы обыкновенной и необыкновенной волн – через φ_x, φ_z . Запишем матрицы Джонса используемых оптических элементов, полагая, что m_1, m_2, m_3 соответствуют анализатору, m_4, m_5, m_6 – электрооптическому кристаллу, m_7, m_8, m_9 – поляризатору:

$$\begin{aligned} m_1 &= \begin{pmatrix} \cos a_3 & -\sin a_3 \\ \sin a_3 & \cos a_3 \end{pmatrix}, m_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, m_3 = \begin{pmatrix} \cos a_3 & \sin a_3 \\ -\sin a_3 & \cos a_3 \end{pmatrix}, \\ m_4 &= \begin{pmatrix} \cos a_2 & -\sin a_2 \\ \sin a_2 & \cos a_2 \end{pmatrix}, m_5 = \begin{pmatrix} \exp(j\varphi_x) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_z) \end{pmatrix}, \\ m_6 &= \begin{pmatrix} \cos a_2 & \sin a_2 \\ -\sin a_2 & \cos a_2 \end{pmatrix}, m_7 = \begin{pmatrix} \cos a_1 & -\sin a_1 \\ \sin a_1 & \cos a_1 \end{pmatrix}, \\ m_8 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, m_9 = \begin{pmatrix} \cos a_1 & \sin a_1 \\ -\sin a_1 & \cos a_1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{1}$$

В соответствии с аппаратом матриц Джонса, амплитуды x - и z -поляризованных световых волн A_{out}^x, A_{out}^z на выходе структуры поляризатор–кристалл–анализатор связаны с амплитудами поляризованных составляющих источника излучения A_{in}^x, A_{in}^z выражением (1):

$$\begin{pmatrix} A_{out}^x \\ A_{out}^z \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^9 m_i \begin{pmatrix} A_{in}^x \\ A_{in}^z \end{pmatrix}. \tag{2}$$

После перемножения матриц m_i в (2) выходная оптическая мощность

$$P_{out} = P_{out}^x + P_{out}^z = \frac{P_{in} t_1 t_2 t_3}{2} \left[1 + \cos(2a_3) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \Delta n\right) \right], \tag{3}$$

где P_{in} – мощность источника излучения (мВт).

Изменения выходной мощности излучения $P_{out}/P_{in} t_1 t_2 t_3$ в зависимости от угла поворота анализатора a_3 при различных ВРХ кристалла приведены на рис.2. Толщины h моделируемых кристаллов выражены через характеристическую толщину $\lambda/\Delta n$.

Если ВРХ кристалла кратна $\lambda/(4\Delta n)$ (четвертьволновая фазовая пластина), то состояние поляризации на выходе является круговым и составляющие P_{out}^x, P_{out}^z одинаковы при всех положениях анализатора a_3 . При ВРХ, кратной $\lambda/(2\Delta n)$ (полуволновая фазовая пластина), состояние поляризации является линейным и изменение $P_{out}(a_3)$ максимально. Изменение ВРХ на $\lambda/(2\Delta n)$ приводит к смещению характеристики на угол $a_3 = \pi/2$.

Из характера зависимостей на рис.2 следуют два способа измерения ВРХ кристалла. Первый способ основан на вычислении угла наклона характеристики $P_{out}(a_3)$ в положении $a_3 = \pi/4$, второй – на определении отношения минимального и максимального пропусканий при $a_3 =$

$\pi/2$ и $a_3 = 0$. Достоинством обеих методик является неподвижность источника излучения, поляризатора и кристалла, что позволяет исключить погрешности, связанные с неравномерностью диаграммы направленности излучения, и вариации локальных свойств электрооптического кристалла.

Рассмотрим математическое описание методики минимума-максимума, поскольку она более устойчива к погрешности установки углов элементов измерительной схемы. Экстремумы выходной мощности $P_{out}(a_3)$ согласно (3) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} P_{out}^{max} &= P_{out}(a_3 = 0) = \frac{P_{in} t_1 t_2 t_3}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \Delta n\right) \right], \\ P_{out}^{min} &= P_{out}(a_3 = \pi/2) = \frac{P_{in} t_1 t_2 t_3}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \Delta n\right) \right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Выразив из (4) волновую разность хода кристалла $h\Delta n$, получим

$$h\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left(\frac{P_{out}^{min} - P_{out}^{max}}{P_{out}^{min} + P_{out}^{max}}\right). \tag{5}$$

Поскольку значение функции \arccos находится в пределах $[0; \pi]$, по формуле (5) вычисляется дробная часть ВРХ $h\Delta n \in [0; \lambda/2]$.

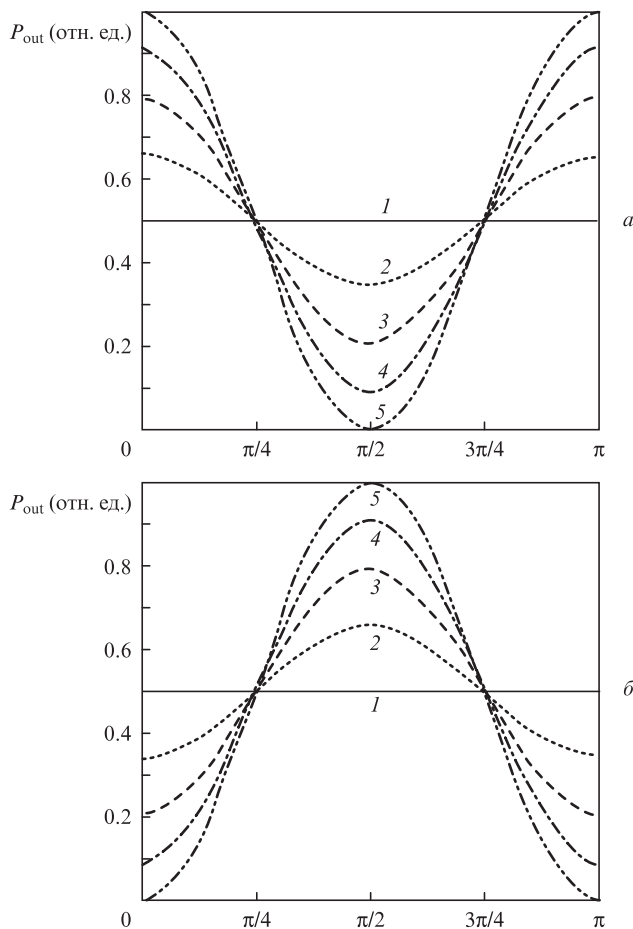


Рис.2. Зависимости пропускания P_{out} от угла поворота выходного поляризатора a_3 : $h = 10.75\lambda/\Delta n$ (1), $10.8\lambda/\Delta n$ (2), $10.85\lambda/\Delta n$ (3), $10.9\lambda/\Delta n$ (4), $11.0\lambda/\Delta n$ (5) (a) и $h = 10.25\lambda/\Delta n$ (1), $10.3\lambda/\Delta n$ (2), $10.35\lambda/\Delta n$ (3), $10.4\lambda/\Delta n$ (4), $10.5\lambda/\Delta n$ (5) (б).

Вычислим погрешность измерения ВРХ по методу минимума-максимума. Для этого зададимся максимальной относительной погрешностью всего измерительного тракта $\pm \Delta P = \pm \Delta P_{in} \pm \Delta S$, учитывающей относительную нестабильность мощности источника излучения ΔP_{in} и относительную погрешность фотоприемника ΔS . Рассчитаем относительную погрешность $\Delta(h\Delta n)$:

$$\Delta(h\Delta n) = \left| 1 - \arccos \left[\frac{(P_{out}^{min}/P_{out}^{max}) - 1 + \Delta P}{(P_{out}^{min}/P_{out}^{max}) + 1 + \Delta P} \right] \right| \times \left(\arccos \left[\frac{(P_{out}^{min}/P_{out}^{max}) - 1}{(P_{out}^{min}/P_{out}^{max}) + 1} \right] \right)^{-1}. \quad (6)$$

Отметим, что $P_{out}^{min}/P_{out}^{max} \rightarrow 1$ при $h \sim \lambda/(4\Delta n)$ и $P_{out}^{min}/P_{out}^{max} \rightarrow 0$ при $h \sim \lambda/(2\Delta n)$.

В (6) температурное изменение двулучепреломления Δn не учитывается, поскольку время измерения не превышает нескольких секунд, а измерительная схема помещена в термостатируемый корпус. Дрейф длины волны λ для стабилизированных источников излучения также несуществен ($10^{-6} - 10^{-8}$).

Оценим влияние неточности установки углов a_1, a_2, a_3 на P_{out} . Погрешность взаимной установки оси поляризатора и оптической оси кристалла выразим через угол $a_{12} = a_1 - a_2$. Влияние a_{12} будет выражаться в возбуждении различных по мощности составляющих $P_x \sim \cos^2(\pi/4 + a_{12})$, $P_z \sim \sin^2(\pi/4 + a_{12})$ вдоль оптических осей x и z . В результате сложения неравных составляющих P_x и P_z на выходе анализатора минимум функции $P_{out}(a_3)$ увеличивается на $\delta P_{12} = P_z - P_x$. Выразим соответствующую ей относительную погрешность ΔP_{12} :

$$\Delta P_{12} = \frac{\delta P_{12}}{P_x + P_z} = \frac{\sin^2(\pi/4 + a_{12}) - \cos^2(\pi/4 + a_{12})}{\sin^2(\pi/4 + a_{12}) + \cos^2(\pi/4 + a_{12})} = \sin(2a_{12}).$$

Для поворотных оправ с нониусной шкалой и микрометрическим винтом цена деления составляет 0.1° , что определяет погрешность $\Delta P_{12} = 0.35\%$. Это значение может быть снижено в 10–100 раз использованием моторизованных оправ с разрешением $0.01^\circ - 0.001^\circ$.

Погрешность взаимной установки осей кристалла и анализатора $a_{23} = a_2 - a_3$ приводит к сдвигу функции $P_{out}(a_3)$ по оси углов a_3 , но не влияет на значения P_{out}^{min} и P_{out}^{max} . Следовательно, неточность установки угла a_3 не вносит погрешности в измерение ВРХ.

Оценим погрешность дискретности поворотной оправы анализатора δa_3 . Ее влияние заключается в неточной настройке анализатора на минимум и максимум пропускания $P_{out}(a_3)$. В результате возникает относительная погрешность $\Delta P_3 = 2\sin^2(\delta a_3/2)$. При $\delta a_3 = 0.1^\circ$ погрешность $\Delta P_3 = 1.5 \times 10^{-4}\%$. Столь малая погрешность объясняется использованием при измерении ВРХ полых участков функции $P_{out}(a_3)$.

Таким образом, погрешности ΔP_{12} , ΔP_3 установки углов a_1, a_2, a_3 оказываются значительно меньше нестабильности общелабораторных источников и фотоприемников, равной $2.5\% - 7\%$.

На рис.3 приведены зависимости погрешности (6) от дробной части ВРХ при различных модельных погрешностях схемы измерения $\pm \Delta P$.

Поскольку производная функции $\arccos x$ максимальна при $|x| \rightarrow 1$, то погрешность измерения будет наибольшей при $P_{out}^{max} \gg P_{out}^{min}$, т.е. $h\Delta n \sim \lambda/2$. Подставив это условие в (6) и разложив его в степенной ряд низшего порядка, получим максимальную относительную погрешность

$$\Delta(h\Delta n)_{max} \approx \frac{2\sqrt{\Delta P}}{\pi}. \quad (7)$$

Для измерителей мощности общего назначения $\Delta S = \pm 0.11 \dots \pm 0.25$ дБ при дискретности шкалы $0.01 - 0.1$ дБ и нижнем пределе измерений от -60 до -70 дБ. Стабилизированные полупроводниковые источники излучения обладают нестабильностью ΔP_{in} не хуже ± 0.03 дБ за 10 мин. При этом мощность сигнала P_{out}^{max} для фотоприемника с диаметром приемной апертуры 400 мкм составляет от -10 до -20 дБ. Следовательно, становится возможным измерение дробной части ВРХ с погрешностью $(\lambda/\Delta n)/10 - (\lambda/\Delta n)/100$ и разрешением $(\lambda/\Delta n)/30 - (\lambda/\Delta n)/300$.

Для адекватности измерения отношения $P_{out}^{min}/P_{out}^{max}$ оптико-механическая измерительная схема должна обеспечивать необходимый динамический диапазон. Как показывает практика, подобные установки обеспечивают динамический диапазон $30 - 40$ дБ, что позволяет в перспективе снизить погрешность измерения ВРХ с $(\lambda/\Delta n)/10$ до $(\lambda/\Delta n)/50 - (\lambda/\Delta n)/150$ при стабилизации источника и более точной калибровке фотоприемника.

При измерении необходимо учитывать спектральное пропускание структуры поляризатор – одноосный кристалл – поляризатор, которое имеет периодический вид [13]. Чем больше ВРХ кристалла, тем меньше период спектральной функции. Например, для кристалла ниобата лития с толщиной $h = 2$ мм и двулучепреломлением $\Delta n = 0.086$ период в окрестности длины волны $\lambda = 633$ нм составляет 1.2 нм. Следовательно, измерение должно производиться с узкополосным частотно-стабилизированным источником излучения.

Рассмотрим измерение фазовой функции пропускания для одномерного УДОЭ. Перепишем (3) с учетом приращения ВРХ $\varphi(z)$ под действием электрического поля. При измерении фазовой функции угол поворота анализатора относительно оптической оси кристалла задается равным $a_3 = \pi/4$:

$$P_{out}(z) = \frac{P_{in} t_1 t_2 t_3}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (h\Delta n + \varphi(z)) \right] \right\}. \quad (8)$$

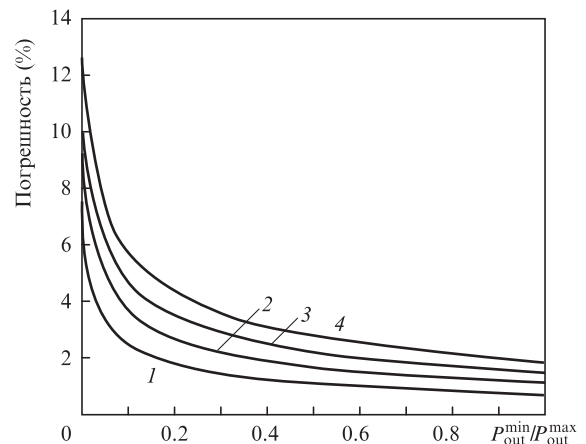


Рис.3. Относительная погрешность измерения ВРХ при $\Delta P = 0.10$ (1), 0.15 (2), 0.20 (3) и 0.25 дБ (4).

Для нахождения $\varphi(z)$ по (8) используем два измерения: $P_{\text{out}}(z)_{U=0}$ в отсутствие напряжения и $P_{\text{out}}(z)_{U=V}$ при напряжении $U = V$:

$$\varphi(z) = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left(\frac{P_{\text{out}}(z)_{U=V}}{P_{\text{out}}(z)_{U=0}} + \frac{P_{\text{out}}(z)_{U=V}}{P_{\text{out}}(z)_{U=0}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h\Delta n\right) - 1\right) - h\Delta n. \quad (9)$$

В качестве электрооптического материала УДОЭ рассмотрим одноосный кристалл ниобата лития x -среза (LiNbO_3) конгруэнтного состава. Данный кристалл относится к тригональному классу симметрии $3m$ и имеет ненулевые электрооптические коэффициенты r_{13} , r_{22} , r_{31} , r_{51} [14]. Для исследуемого кристалла x -среза с ориентацией оси z перпендикулярно линейным электродам ненулевыми являются напряженности $E_x(x, z)$ и $E_z(x, z)$. Следовательно, новые показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, распространяющихся параллельно оси x , таковы [14]:

$$n_o' = \frac{n_o}{\sqrt{1 + n_o^2 r_{13}^2 E_z(x, z)}} \approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13}^2 E_z(x, z), \quad (10)$$

$$n_e' = \frac{n_e}{\sqrt{1 + n_e^2 r_{33}^2 E_z(x, z)}} \approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33}^2 E_z(x, z).$$

С учетом (10) изменение ВРХ функции $\varphi(z)$ для x -среза ниобата лития, входящей в (8), примет следующий вид:

$$\varphi(z) \approx \frac{1}{2} (n_o^3 r_{13}^2 - n_e^3 r_{33}^2) \int_h E_z(x, z) dx. \quad (11)$$

После измерения $\varphi(z)$ вычисляется входящий в (11) интеграл электрического поля $\int_h E_z(x, z) dx$. Тем самым становится возможным определение фазовых функций УДОЭ $\varphi_o(z)$ и $\varphi_e(z)$, формируемых полем для обыкновенной и необыкновенной волн:

$$\varphi_o(z) \approx -\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{13}^2 \int_h E_z(x, z) dx = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_o^3 r_{13}^2}{n_o^3 r_{13}^2 - n_e^3 r_{33}^2} \varphi(z), \quad (12)$$

$$\varphi_e(z) \approx -\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33}^2 \int_h E_z(x, z) dx = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_e^3 r_{33}^2}{n_o^3 r_{13}^2 - n_e^3 r_{33}^2} \varphi(z).$$

Приближенное равенство в (12) определяется заменой $1/(1 + r_{13}^2 n_o^2 E_z^2)^{1/2} \approx 1 - 0.5 r_{13}^2 n_o^2 E_z^2$ и $1/(1 + r_{33}^2 n_e^2 E_z^2)^{1/2} \approx 1 - 0.5 r_{33}^2 n_e^2 E_z^2$, сделанной в (10). Для ниобата лития ($n_o = 2.286$, $n_e = 2.200$ на $\lambda = 633$ нм и $r_{13} = 9.6$ пм/В, $r_{33} = 30.9$ пм/В) при напряженности E_z меньшей или равной коэрцитивной (2×10^7 В/м) погрешность этой замены не превышает $4 \times 10^{-4}\%$.

Таким образом, предложенная методика позволяет измерять фазовые функции одномерных УДОЭ на основе одноосных кристаллов с линейным электрооптическим эффектом. Это расширяет возможности исследования и создания управляемых фокусирующих и отклоняющих дифракционных оптических элементов.

Разработанная методика применима в отсутствие дифракции света на областях оптической неоднородности в объеме электрооптического кристалла, т.е. управляемый дифракционный оптический элемент должен работать в режиме дифракции Рамана–Ната, а не дифрак-

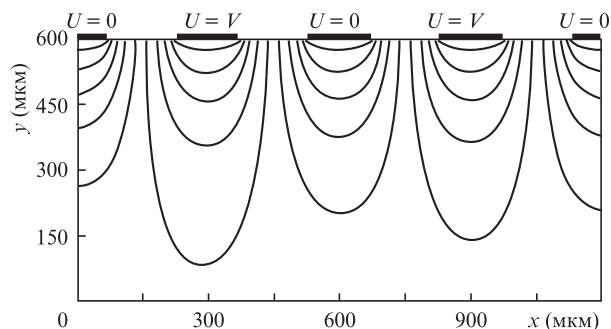


Рис.4. Распределение электрического поля U в УДОЭ на основе ниобата лития x -среза.

ции Брэгга. Это накладывает на период расположения электродов d и длину волны излучения λ следующие ограничения:

$$L \ll \frac{nd^2}{2\pi\lambda},$$

где L — длина взаимодействия излучения с областью наведенной полем оптической неоднородности. Для оценки L был выполнен расчет распределения электрического поля в УДОЭ на основе ниобата лития x -среза с использованием программы численного моделирования Comsol Multiphysics. Результаты расчета поля в виде эквипотенциальных линий при $d = 300$ мкм приведены на рис.4.

Согласно результатам расчетов, глубина залегания поля приблизительно равна периоду электродов $L \approx d$. Таким образом, для УДОЭ на основе ниобата лития должно выполняться условие $d \gg 2\pi\lambda/n$. Для длин волн 0.5–1 мкм это условие ограничивает период электродов снизу размером в десятки микрометров.

3. Экспериментальное исследование

Для проверки методики измерения ВРХ использовались фазовые пластины с $h\Delta n = \lambda/4$ и $h\Delta n = \lambda/2$, ахроматизованные в области 600–1100 нм с погрешностью изготовления не более $\lambda/(100\Delta n)$. Поверхности пластин были просветлены до отражения $R < 0.25\%$. Пластины устанавливались в поворотные оправы с ценой делений 2° и после юстировки микрометрическим винтом фиксировались.

Источником излучения служил одномодовый полупроводниковый лазерный диод с длиной волны излучения 639.4 нм и его расходимостью не более 0.1–0.2 мрад. Ширина спектра источника не превышала 0.02 нм. Для предотвращения возбуждения лазерного диода отраженным излучением использовался нейтральный фильтр с ослаблением 10 дБ, установленный после источника под углом 45° к оптической оси. Излучение на входе и выходе фазовых пластин поляризовалось призмой Глана–Тейлора.

Фотоприемником служил калиброванный измеритель оптической мощности FOD-1202Si в диапазоне от +5 до –60 дБ на длине волны 650 нм. Разрешение шкалы прибора составляло 0.1 дБ, погрешность измерения относительных уровней мощности не превышала 0.25 дБ.

Для эталонной четвертьволновой пластины наблюдалась зависимость $P_{\text{out}}(a_3)$, в соответствии с рис.2 близкая к горизонтальной линии. Согласно формуле (5) измеренное значение ВРХ составило $\lambda/(4\Delta n)$ (1.2%), что не превышает прогнозируемой погрешности $\sim 2\%$ (см. рис.3).

Для полуволновой пластины наблюдалась значительная (до 30 дБ) глубина модуляции функции $P_{out}(a_3)$. По формуле (5) получена ВРХ $\lambda/(2\Delta n)$ (15%), что также укладывается в расчетную погрешность.

Для исследования фазовой функции использовался электрооптический кристалл конгруэнтного ниобата лития x -среза с размерами $15 \times 15 \times 1$ мм. Чистота поверхности кристалла соответствовала классу РШ по ГОСТу 11141-84, неплоскостность поверхности не превышала $10''$, шероховатость была меньше 2 нм. Экспериментально измеренная дробная часть ВРХ используемого электрооптического кристалла составила $0.1(\lambda/\Delta n)$.

Линейные электроды формировались на предметном стекле и имели период 300 мкм и межэлектродный зазор 175 мкм. Они представляли собой структуру из адгезионного слоя хрома толщиной 10 нм и верхнего слоя меди толщиной 250 нм. Предметное стекло с электродами приклеивалось к кристаллу оптическим клеем РЭО-113К, обеспечивающим электрическую изоляцию.

Для детального исследования фазовой функции использовался объектив $10\times$ с числовой апертурой 0.25. Изображения зазоров регистрировались ПЗС-камерой DCM 310 с разрешением 1024×768 . Девиация мощности источника излучения не превышала ± 0.05 дБ. Для подачи управляющего напряжения использовался высоковольтный блок с напряжением 0–1000 В и пульсациями не более 0.2 В. Напряжение измерялось вольтметром GDM-78251 с погрешностью менее 0.012%.

На рис.5 приведена фазовая функция УДОЭ при напряжении 1000 В, измеренная по предложенной методике. Распределение потенциалов электродов имело периодический вид 00V00V.

Фазовая функция имеет периодический вид с распределением фазы в зазоре, близким к равномерному. Знак изменения фазы определяется направлением поперечного электрического поля в кристалле, что характерно для линейного электрооптического эффекта первого порядка. Ненулевая фазовая функция между эквипотенциальными электродами (номера пикселей ПЗС-матрицы 300–420 и 710–830) формируется поперечным электрическим полем соседних пар электродов. Влияние именно поперечного поля подтверждается противоположным знаком изменения фазы на краях межэлектродных зазоров.

Приложение напряжения до 1000 В к межэлектродному зазору шириной 175 мкм не вызывало появления оптических неоднородностей (доменов), различимых в поляризованном микроскопе. Отсутствие иглообразных доменов, формируемых электрическим полем вдоль оптической

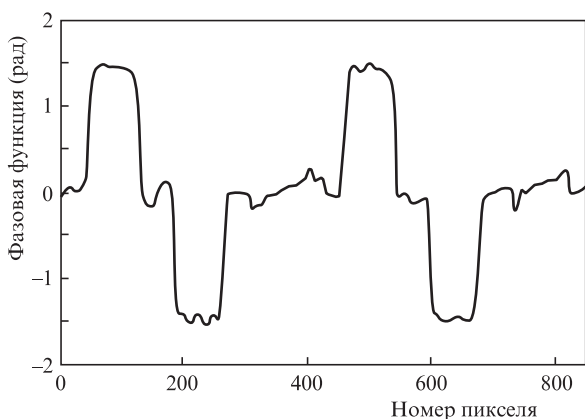


Рис.5. Фазовая функция УДОЭ при напряжении 1000 В.

оси кристалла ниобата лития, объясняется изолирующим клеевым слоем между электродами и поверхностью кристалла, наличие которого подтверждают три-четыре интерференционные полосы, наблюдаемые после склеивания ниобата лития и стекла с электродами. Клеевой слой препятствует инжекции электронов в поверхностный слой кристалла и развитию доменной структуры.

Для проверки распределения электрического поля и фазовой функции использовались численные методы [15] и следующие параметры кристалла ниобата лития: $n_o = 2.286$, $n_e = 2.200$, $r_{13} = 9.6$ пм/В, $r_{33} = 30.9$ пм/В, $\epsilon_x = 84$, $\epsilon_z = 25$ [14, 16]. Полученная чувствительность фазовой функции в межэлектродном зазоре составила 1.51–1.52 мрад/В, что хорошо соответствует экспериментальным значениям. Следовательно, при плотности мощности излучения 0.01 – 0.1 мВт/см², длине волны 639.4 нм, ширине спектра менее 0.02 нм и напряженности электрического поля вдоль оптической оси до 5.7×10^6 В/м (напряжение 1000 В) фазовая функция УДОЭ на основе конгруэнтного ниобата лития корректно описывается теорией линейного электрооптического эффекта и численным решением уравнения Лапласа.

4. Заключение

Разработана методика исследования фазовой функции одномерных УДОЭ, основанная на измерении пропускания межэлектродных зазоров (поляризации прошедшего излучения). Предложенная методика позволяет исследовать фазовые функции одномерных УДОЭ на основе линейного электрооптического эффекта в одноосных кристаллах.

При плотности мощности излучения 0.01 – 0.1 мВт/см², длине волны 639.4 нм, ширине спектра менее 0.02 нм и напряженности электрического поля вдоль оптической оси до 5.7×10^6 В/м фазовая функция УДОЭ на основе конгруэнтного ниобата лития соответствует теории линейного электрооптического эффекта и уравнению Лапласа. Отсутствие образования доменов вдоль оптической оси кристалла объясняется наличием изолирующего клеевого слоя, препятствующего инжекции электронов в поверхностный слой кристалла.

1. Ivanenko M. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7194**, 7194-06 (2009).
2. Qing Y. et al. *Opt. Express*, **15** (25), 16933 (2007).
3. Qing Y. et al. *Opt. Lett.*, **36** (13), 2453 (2011).
4. Robinson M.G. et al. *United States Patent «Diffraction Spatial Light Modulator»* №6091463; date of patent Jul. 18, 2000.
5. Stappaerts E.A. et al. *United States Patent «Longitudinal PLZT Light Modulator»* №5221989; date of patent Jun. 22, 1993.
6. Sun D., Zhao C., Chen R. *Appl. Opt.*, **3** (3), 629 (1997).
7. Кноп К., Kane J. *United States Patent «Tunable Diffraction Subtractive Filter»* №4251137; date of patent Feb. 17, 1981.
8. Kulishov M. *J. Lightwave Technol.*, **21** (3), 854 (2003).
9. Tatebayashi T., Yamamoto T., Sato H. *Appl. Opt.*, **31** (15), 2770 (1992).
10. Valley P. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7786**, 77860H-01 (2010).
11. Шубников А.В. *Основы оптической кристаллографии* (М.: изд-во АН СССР, 1958).
12. Четвериков С.Д. *Методика кристаллооптического исследования шлифов* (М.: Госгеолиздат, 1949).
13. Паранин В.Д., Матюнин С.А. *Датчики и системы*, **7**, 59 (2013).
14. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
15. Самарский А.А., Гулин А.В. *Численные методы: учебное пособие для вузов* (М.: Наука, 1989).
16. Бурханов А.И. и др. *Тез. Международной научно-технической конференции INTERMATIC-2011* (Москва, 2011, т.2, с.110–113).