



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Шепелевич, А. В. Макаревич, С. М. Шандаров, Оптимизация выходных характеристик смешанных голограмм в фоторефрактивном пьезокристалле ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, *ПФМТ*, 2014, выпуск 3, 42–46

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.224.54.136

28 сентября 2024 г., 16:48:56



УДК 535.4; 53.5

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕШАННЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ ВТО СРЕЗА ($\bar{1}\bar{1}0$)

В.В. Шепелевич¹, А.В. Макаревич¹, С.М. Шандаров²¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

OPTIMIZATION OF THE OUTPUT CHARACTERISTICS OF MIXED HOLOGRAMS IN THE ($\bar{1}\bar{1}0$)-CUT VTO PHOTOREFRACTIVE PIEZOCRYSTAL

V.V. Shepelevich¹, A.V. Makarevich¹, S.M. Shandarov²¹I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus²Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia

Представлены результаты теоретических исследований по оптимизации процесса считывания смешанных пропускающих голограмм, сформированных в фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза ($\bar{1}\bar{1}0$). Показано, что в сравнении со случаем чисто фазовых голограмм, традиционно рассматриваемым в фоторефрактивных кристаллах, дополнительный учет амплитудной составляющей голографической решетки приводит к качественным и количественным изменениям ориентационной зависимости поляризационно-оптимизированных значений дифракционной эффективности голограмм, записанных в этом кристалле.

Ключевые слова: дифракционная эффективность, фазовая решетка, амплитудная решетка, смешанная голограмма, фоторефрактивный пьезокристалл, ВТО.

The results of theoretical research of the optimization process of readout mixed transmission holograms formed in the ($\bar{1}\bar{1}0$)-cut $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ photorefractive piezoelectric crystal are presented. It is shown that in comparison with the case of pure phase holograms, traditionally regarded in photorefractive crystals, additional accounting of the amplitude component of the holographic grating leads to a qualitative and quantitative changes in the orientation dependence of the polarization-optimized values of the diffraction efficiency of holograms recorded in this crystal.

Keywords: diffraction efficiency, phase grating, amplitude grating, mixed hologram, photorefractive piezocrystal, VTO.

Введение

Известно, что для эффективного использования фоторефрактивных кристаллов в прикладных целях необходимо оптимизировать условия считывания сформированных в них фазовых голограмм [1]–[3]. В частности, данные условия могут быть реализованы посредством выбора оптимальных значений ориентационного угла кристалла и азимута линейной поляризации считывающего голографическую решетку пучка [3]. При этом обязательным является учет оптической активности кристалла [4], электрооптического эффекта [5] и открытого в 1986 году дополнительного вклада в фоторефрактивный отклик, обусловленного обратным пьезоэлектрическим эффектом и фотоупругостью (ПЭФ) [6].

Однако известны работы, в которых указывается на то, что при освещении фоторефрактивных кристаллов пространственно-периодическим световым полем (интерференционной картиной) в них возможно формирование дополнительной амплитудной голографической решетки, возникновение которой обусловлено изменениями коэффициента поглощения среды под действием

светового излучения [7], [8]. При этом совокупность фазовой и амплитудной (абсорбционной или фотохромной) голографических решеток принято называть смешанной голограммой [9].

Так, например, в работе [10] теоретически и экспериментально изучена возможность существования смешанных голограмм в фоторефрактивном кристалле GaAs:Cr класса симметрии $43m$. Теоретическое моделирование возможного увеличения дифракционной эффективности голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ посредством учета фотохромных решеток представлено в [11].

Проведенные нами экспериментальные исследования зависимости дифракционной эффективности ненаклонных пропускающих голограмм, записанных в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) среза ($\bar{1}\bar{1}0$) толщиной 7.7 мм, от ориентационного угла кристалла показали, что даже для качественного соответствия полученных экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов недостаточно использования модели чисто фазовых голограмм, а необходимо дополнительное привлечение феноменологической модели амплитудных голограмм [12]. При этом в

недавно вышедших работах [13], [14], посвященных изучению вклада флексоэлектрического эффекта во встречное взаимодействие распространяющихся в кристалле ВТО световых волн, указывалось на возможность существования в этом кристалле амплитудных голографических решеток.

В связи с этим, с учетом полученных нами экспериментальных данных, в рамках настоящей работы при теоретической оптимизации процесса считывания голограмм, сформированных в кристалле ВТО исследованного среза, принята во внимание дополнительная феноменологическая модель амплитудных голографических решеток.

1 Теоретическая модель

Для оптимизации процесса считывания смешанных ненаклонных пропускающих голограмм в кристалле ВТО среза ($\bar{1}\bar{1}0$) толщиной d выберем положение кристалла и направление отсчета его ориентационного угла θ относительно рабочей системы координат $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$, связанной с плоскостью распространения опорной R и предметной S световых волн, а также вектором голографической решетки \vec{K} ($\vec{K} = -\vec{e}_2$), как это показано на рисунке 1.1. Отсчет азимута линейной поляризации Ψ_0 , задающего начальные положения колебания векторов напряженности электрического поля \vec{R}_0 и \vec{S}_0 , формирующих в кристалле голограмму волн R и S , будем проводить от прямых, образованных ортогональными проекциями этих векторов на плоскость падения при $\Psi_0 = 0$, в соответствии с направлением, указанным на рисунке. При изменении угла θ поворот кристалла осуществляется вокруг оси OO' . Угол Брэгга φ_0 для волн R и S в случае ненаклонной голограммы будет одинаковым.

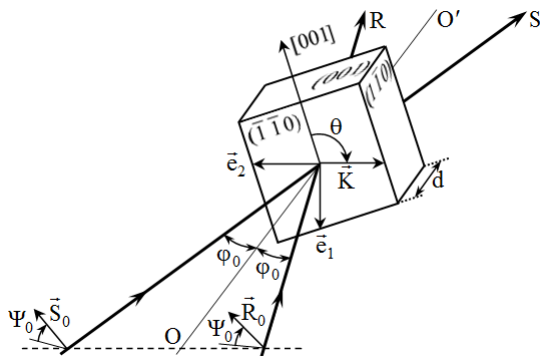


Рисунок 1.1 – Ориентация кристаллической пластинки относительно рабочей системы координат

При перекрытии предметной световой волны S , участвующей в записи голограммы, процесс ее восстановления, происходящий за счет дифракции опорной волны R на записанной в кристалле смешанной голографической решетке, может быть описан при использовании следующей

системы линейных дифференциальных уравнений связанных волн:

$$\begin{cases} \frac{dR_{\perp}}{dz} = -\alpha R_{\perp} + \rho R_{\parallel} + \left(ie^{-i\delta} \chi_1 - \frac{\varepsilon_i}{\cos \varphi} \right) S_{\perp} + ie^{-i\delta} \chi_2 S_{\parallel}, \\ \frac{dR_{\parallel}}{dz} = -\rho R_{\perp} - \alpha R_{\parallel} + e^{-i\delta} \chi_3 S_{\perp} + \left(ie^{-i\delta} \chi_4 - \frac{\varepsilon_i \cos 2\varphi}{\cos \varphi} \right) S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\perp}}{dz} = \left(ie^{i\delta} \chi_1 - \frac{\varepsilon_i}{\cos \varphi} \right) R_{\perp} + ie^{i\delta} \chi_3 R_{\parallel} - \alpha S_{\perp} + \rho S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\parallel}}{dz} = ie^{i\delta} \chi_2 R_{\perp} + \left(ie^{i\delta} \chi_4 - \frac{\varepsilon_i \cos 2\varphi}{\cos \varphi} \right) R_{\parallel} - \rho S_{\perp} - \alpha S_{\parallel}. \end{cases}$$

Здесь R_{\perp} и R_{\parallel} , S_{\perp} и S_{\parallel} – проекции векторных амплитуд восстанавливающей опорной R и восстанавливаемой предметной S световых волн на направления, перпендикулярное к плоскости падения (\perp) и лежащее в плоскости падения (\parallel); $\alpha = \alpha_{\lambda} / \cos \varphi$, где α_{λ} – коэффициент поглощения кристалла для данной длины волны электромагнитного излучения, а φ – угол Брэгга внутри кристалла; $\rho = \rho_0 / \cos \varphi$, где ρ_0 – удельное вращение плоскости поляризации световой волны; ε_i – параметр для характеристики амплитудной решетки; $\delta = \pi/2$ – фазовый сдвиг фазовой составляющей голографической решетки относительно амплитудной составляющей этой решетки, совпадающей по фазе с пространственным распределением интенсивности света в интерференционной картине при записи в кристалле голограммы; χ_k – постоянные связи, включающие вклад электрооптического, обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов, где $k = 1, 2, 3, 4$ [3].

Определяя величину дифракционной эффективности голограммы как

$$\eta(d) = \frac{I_S(d)}{I_R(0)} \cdot 100\%,$$

где $I_S(d)$ – интенсивность восстановленной предметной волны S на выходе из кристалла, а $I_R(0)$ – интенсивность восстанавливающей опорной волны R на входе в кристалл и используя известное в голографии приближение $I \sim E^2$ (интенсивность I электромагнитной волны пропорциональна квадрату ее модуля вектора напряженности электрического поля E), несложно получить выражение для определения величины дифракционной эффективности голограммы в данном случае в виде:

$$\eta(d) = \frac{S_{\perp}^2(d) + S_{\parallel}^2(d)}{R_{\perp}^2(0) + R_{\parallel}^2(0)} \cdot 100\%,$$

где $R_{\perp}(0)$ и $R_{\parallel}(0)$ – проекции векторной амплитуды восстанавливающей волны R на направления, перпендикулярное к плоскости падения и лежащее в плоскости падения на входе в кристалл, а $S_{\perp}(d)$ и $S_{\parallel}(d)$ – соответствующие проекции векторной амплитуды восстановленной волны S на выходе из кристалла.

При теоретических расчетах использованы следующие параметры кристалла ВТО: пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 1.1$ Кл/м²; электрооптический коэффициент $r_{41}^S = 4.75$ пм/В; коэффициенты упругости $c_{11} = 13.7 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{12} = 2.8 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{44}^E = 2.6 \cdot 10^{10}$ Н/м²; фотоупругие постоянные $p_{11} = 0.173$, $p_{12} + p_{13} = -0.003$, $p_{44}^E = -0.005$; показатель преломления $n = 2.58$ [15]; удельное вращение плоскости поляризации $\rho = 112$ рад/м и коэффициент поглощения $\alpha = 38.2$ м⁻¹ были измерены на исследуемом образце кристалла в [12]. В случае чисто фазовой голограммы параметр для характеристики амплитудной решетки ε_i считался равным 0, а в случае учета абсорбционной составляющей голограммы составлял 2.1 м⁻¹ (значение было определено путем экспериментальных измерений). Кроме того, угол Брэгга φ_0 вне кристалла принимался равным 12° (совпадает с углом Брэгга при проведении экспериментов), а амплитуда электрического поля решетки пространственного заряда E_G составляла $9 \cdot 10^4$ В/м.

2 Результаты и обсуждение

Результаты теоретических расчетов по оптимизации процесса считывания ненаклонных пропускающих голограмм в кристалле ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ за счет выбора оптимальных значений азимута линейной поляризации Ψ_0 считывающего пучка, при котором для фиксированных значений толщины d и ориентационного угла кристалла θ достигается максимальное (поляризационно-оптимизированное) значение дифракционной эффективности $\eta_{\Psi_0}^{\max}$ записанных голограмм, представлены на рисунке 2.1.

Из рисунка 2.1 видно, что в случае пренебрежения амплитудной составляющей голографической решетки поляризационно-оптимизированная зависимость дифракционной эффективности пропускающих голограмм от ориентационного угла и толщины кристалла имеет четыре равных локальных максимума (рисунк 2.1, а). При этом в случае учета абсорбционной составляющей голограммы четырехгорбая поверхность, изображенная на рисунке 2.1, а, качественно преобразуется: дифракционная эффективность в двух средних локальных максимумах (втором и третьем) под действием фотохромного эффекта уменьшается, а в двух крайних (первом и четвертом) локальных максимумах – увеличивается (рисунк 2.1, б). Это позволяет сделать вывод о том, что при практическом применении реального кристалла ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ фиксированной толщины максимальное значение записанных в нем голограмм может быть достигнуто только при двух значениях его ориентационных углов. Графические зависимости оптимальных значений азимута линейной поляризации $\Psi_{0\eta}^{\max}$ и

ориентационного угла θ_η^{\max} , при которых достигаются первый и четвертый локальные дифракционные максимумы $\eta_{\Psi_0, \theta}^{\max}$, от толщины кристалла d в случае смешанных голограмм, изображены на рисунке 2.2.

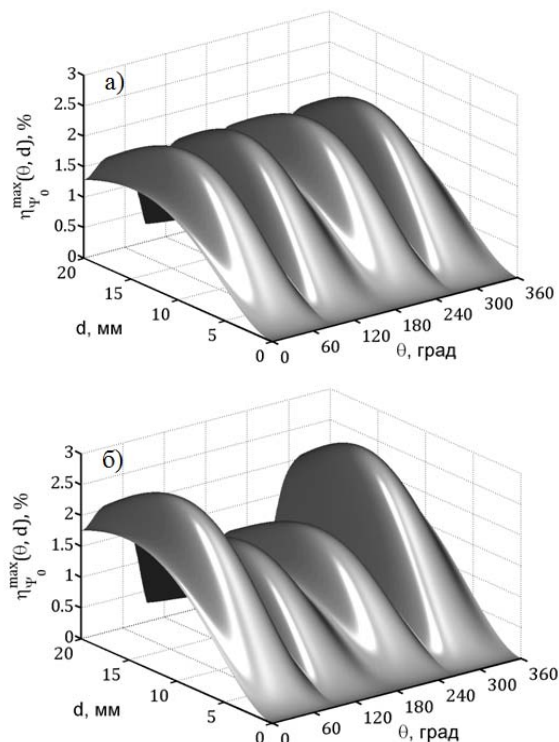


Рисунок 2.1 – Зависимость максимальных значений дифракционной эффективности голограмм $\eta_{\Psi_0}^{\max}$, сформированных в кристалле ВТО, от ориентационного угла θ и толщины кристалла d : а) в случае чисто фазовых голограмм; б) в случае смешанных голограмм

Отметим, что представленные на рисунке 2.2 зависимости $\Psi_{0\eta}^{\max}(d)$ и $\theta_\eta^{\max}(d)$ очень важны для приложений и, в частности, их значения, пересчитанные для конкретных условий формирования голографической решетки, могут быть использованы при оптимизации оптических схем голографических интерферометров, выполненных на основе кристалла ВТО данного среза. При этом сравнение величин $\eta_{\Psi_0, \theta}^{\max}$ для случаев чисто фазовых и смешанных голограмм представлено на рисунке 2.3.

Из анализа рисунка 2.3 следует, что учет абсорбционной составляющей голографической решетки приводит к заметному увеличению значений локальных максимумов дифракционной эффективности смешанных голограмм по сравнению со случаем чисто фазовых голограмм, для которых экстремально высокое значение дифракционной эффективности достигается при толщине кристалла $d_m = 13.21$ мм (точка А). В случае смешанных голограмм соответствующее

значение достигается при толщине кристалла $d_m = 13.67$ мм (точка В) при значениях $\Psi_{0\eta}^{\max} \approx 60^\circ$ и $\theta_\eta^{\max} \approx 45^\circ$ в случае первого локального дифракционного максимума, а также $\Psi_{0\eta}^{\max} \approx 29^\circ$ и $\theta_\eta^{\max} \approx 315^\circ$ в случае четвертого локального дифракционного максимума.

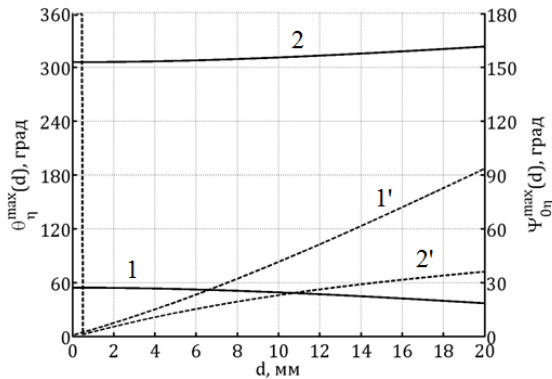


Рисунок 2.2 – Зависимость значений ориентационного угла θ_η^{\max} (сплошная линия)

и азимутов линейной поляризации $\Psi_{0\eta}^{\max}$ (штриховая линия) от толщины кристалла d , при выборе совокупности которых достигаются локальные дифракционные максимумы смешанных голографических решеток, записанных в кристалле ВТО среза ($\bar{1}\bar{1}0$): 1 и 1' – в случае первого локального дифракционного максимума; 2 и 2' – в случае четвертого локального дифракционного максимума

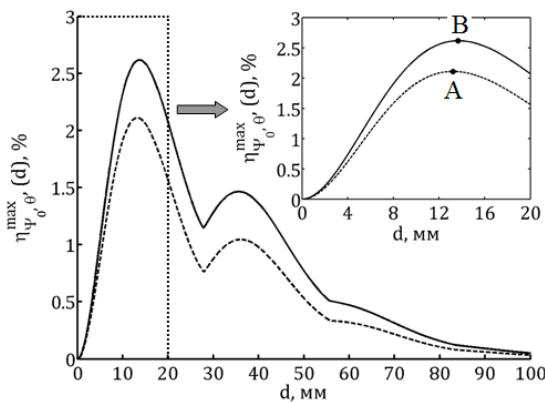


Рисунок 2.3 – Зависимость величины локальных дифракционных максимумов $\eta_{\psi_0, \theta}^{\max}$ от толщины кристалла d : штриховая линия – в случае чисто фазовых голограмм; сплошная линия – в случае смешанных голограмм

Гофрированный характер графических зависимостей, представленных на рисунке 2.3, связан с естественной гиротропией кристалла, причем значения толщины кристалла, при которой периодически наблюдаются провалы в данных

локальных максимумах, определяются выражением $d = (\pi t \cos \varphi) / \rho$, где t – целое положительное число.

Отметим, что учет амплитудной составляющей голографической решетки в кристалле ВТО среза ($\bar{1}\bar{1}0$) сыграл важную роль в оптимизации оптической схемы голографического адаптивного интерферометра для контроля толщины покрытий, наносимых на оптические элементы, что позволило осуществлять мониторинг исследуемых объектов в отсутствие внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу [16].

Заключение

Таким образом, в рамках настоящей работы представлены результаты теоретических исследований по оптимизации процесса считывания ненаклонных пропускающих голограмм, сформированных в фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза ($\bar{1}\bar{1}0$), с учетом амплитудной составляющей смешанной голографической решетки. Полученные в работе данные могут быть применены для рационального использования этого образца кристалла в оптических схемах адаптивных голографических интерферометров, реализуемых на основе пропускающей геометрии записи голограмм в фоторефрактивном кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров, М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб.: Наука. С.-Петербургское отд-ние, 1992. – 320 с.
2. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах: монография / С.М. Шандаров [и др.]. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.
3. Шепелевич, В.В. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах: монография / В.В. Шепелевич. – Минск: Изд. центр БГУ, 2012. – 254 с.
4. Шепелевич, В.В. Влияние оптической активности на дифракционную эффективность голограмм и поляризацию дифрагированного света в фоторефрактивных кубических кристаллах / В.В. Шепелевич // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, № 3. – С. 618–619.
5. Петров, М.П. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – Ленинград: Наука, 1983. – 270 с.
6. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.А. Изванов [и др.] // Автоматрия. – 1986. – № 2. – С. 79–84.
7. Андреева, О.В. Прикладная голография: учебное пособие / О.В. Андреева. – СПб: СПбГУ-ИТМО, 2008. – 184 с.

8. Ханун, Х.К. Фотохромные эффекты в фоторефрактивных кристаллах титаната висмута: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / Х.К. Ханун; Белорус. госуд. ун-т. – Минск, 2013. – 23 с.
 9. Montemezzani, G. Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in anisotropic media for arbitrary geometries / G. Montemezzani, M. Zgonik // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 55, № 1. – P. 1035–1047.
 10. Contribution of nonlinear absorption and elasto-optic effect in photorefractive grating recording in GaAs / K. Shcherbin [et al.] // Opt. Soc. Am. B. – 1996. – Vol. 13, № 10. – P. 2268–2277.
 11. Theoretical analysis of mechanism of photorefractive enhancement of photochromic gratings in BSO / D.A. Fish [et al.] // Opt. Comm. – 1993. – Vol. 98, № 4–6. – P. 349–356.
 12. Шепелевич, В.В. Смешанные пропускающие голограммы в фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / В.В. Шепелевич, А.В. Макаревич, С.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 22. – С. 83–89.
 13. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута / С.М. Шандаров [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95, № 12. – С. 699–702.
 14. Contribution of the inverse flexoelectric effect to counterpropagating two-wave mixing of light beams in photorefractive crystals / S.M. Shandarov [et al.] // J. Opt. Technol. – 2013. – Vol. 80, № 7. – P. 409–414.
 15. Diffusion recording in photorefractive sillenite crystals: an analytical approach for engineering purposes / E. Shamonina [et al.] // Opt. Comm. – 2000. – Vol. 180, № 1–3. – P. 183–190.
 16. Голографический интерферометр на основе фоторефрактивного кристалла для контроля изменения толщины покрытий оптических элементов / А.В. Макаревич [и др.] // Вестник ФФИ. – 2013. – № 4. – С. 70–79.
- Работа выполнена при поддержке Государственной комплексной программы научных исследований «Электроника и фотоника», задание 2.2.18, а также Минобрнауки Российской Федерации в рамках задания № 2014/225 (проект № 2491).

Поступила в редакцию 16.07.14.