**С.М. ШАНДАРОВ[1], Н.И. БУРИМОВ[1], А.О. ЗЛОБИН[1], А.А. ШМИДТ[1], В.Н. НАВНЫКО[2]**
[1]ТУСУР (г. Томск, Россия)
[2]МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПУТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН С ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В КРИСТАЛЛЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА СРЕЗА (110) МЕТОДОМ АДАПТИВНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Адаптивность лазерных интерферометрических измерительных систем к внешним низкочастотным воздействиям, основанным на фазовой демодуляции сигнального лазерного излучения, может быть обеспечена при его взаимодействии со стационарным опорным пучком на объемной голограмме, формируемой ими в фоторефрактивном кристалле [1]. Кубические гиротропные кристаллы силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}$, широко используемые в адаптивных голографических интерферометрах (см., например, [1−3]), характеризуются фоторефрактивным откликом, зависящим от таких вторичных явлений, как обратный флексоэлектрический эффект, электрогирация и флексогирация [4]. Кроме того, в этом кристалле вклад во взаимодействие световых волн дает и абсорбционная составляющая динамической голограммы, зависящая вследствие циркулярного дихроизма от их поляризационного состояния [5].

В настоящей статье представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований попутного взаимодействия стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной, имеющих одинаковую циркулярную поляризацию, в кристалле силиката висмута среза (110). Такое взаимодействие на формируемой световыми волнами фоторефрактивной голограмме приводит к эффекту фазовой демодуляции, так что интенсивность слабой сигнальной волны при модулирующем сигнале с частотой Ω может быть представлена в виде [3]

$$I_S(\varphi_m,t) \sim I_{S0}\left[M^{(0)}(\varphi_m)+M^{(1)}(\varphi_m)\sin\Omega t+M^{(2)}(\varphi_m)\cos 2\Omega t+...\right], \qquad (1)$$

где относительные амплитуды гармоник $M^{(n)}$ зависят от глубины фазовой модуляции $\varphi_m$, как [5]

$$M^{(1)}(\varphi_m)=4M_{1m}\mathrm{J}_0(\varphi_m)\mathrm{J}_1(\varphi_m), \qquad (2)$$

$$M^{(2)}(\varphi_m)=4M_{2m}\mathrm{J}_0(\varphi_m)\mathrm{J}_2(\varphi_m), \qquad (3)$$

где $\mathrm{J}_n(\varphi_m)$ – функция Бесселя $n$-го порядка. Используя рассмотренный в [5] подход к анализу попутного взаимодействия волн с чисто циркулярной поляризацией и учитывая вклад в отклик диффузионного типа в кубических гиротропных кристаллах среза (110) как фазовой, так и абсорбционной составляющей динамической голограммы, можно получить выражения для эффективных параметров демодуляции $M_{1m}$ и $M_{2m}$ в следующем виде:

$$M_{1m}=\exp\left(-\frac{\Gamma_E+\Gamma_a}{2}d\right)\sin\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right), \qquad (4)$$

$$M_{2m}=\exp\left(-\frac{\Gamma_E+\Gamma_a}{2}d\right)\cos\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right)-1, \qquad (5)$$

где $d$ – толщина кристалла, а коэффициенты связи $\Gamma_E$, $\Gamma_f$ и $\Gamma_a$ характеризуют вклад во взаимодействие нелокальной и локальной составляющей фазовой компоненты фоторефрактивной решетки, а также ее абсорбционной компоненты, соответственно. Проведенный анализ показал, что для взаимодействия волн с левой ($l$) или правой ($r$) циркулярной поляризацией в кристалле среза (110) при положительной ($p$) или отрицательной ($m$) ориентации вектора решетки $\mathbf{K}\parallel[001]$, или $\mathbf{K}\parallel[00\bar{1}]$, коэффициенты $\Gamma_E$ и $\Gamma_f$ могут быть представлены в виде

$$\Gamma_{Ep}^{l,r} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[ \frac{r_{41}^S}{2}(1+\sin^2\theta_B) \pm \gamma_{41}\cos\theta_B \right] \cos\theta_B E_{SC}, \tag{6}$$

$$\Gamma_{Em}^{l,r} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[ \frac{r_{41}^S}{2}(1+\sin^2\theta_B) \pm \gamma_{41}\cos\theta_B \right] \cos\theta_B E_{SC}, \tag{7}$$

$$\Gamma_{fp}^{l,r} = \Gamma_{fm}^{r,l} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[ \frac{(2p_{11}+p_{12}+p_{13})}{4c_{11}} f_{1111} \mp \frac{\beta_{1122}+\beta_{2211}}{2} \right] \left( \frac{2\pi}{\Lambda} \right) \cos^3\theta_B E_{SC}, \tag{8}$$

где $\lambda$ – длина волны света; $n_0$ – показатель преломления для невозмущенного кристалла; $r_{41}^S$ – компонента электрооптического тензора механически зажатого кристалла; $p_{11}$, $p_{12}$ и $p_{13}$ – упругооптические коэффициенты кристалла; $E_{SC}$ – эффективное поле пространственного заряда голограммы; $\theta_B$ – угол Брэгга в кристалле; $c_{11}$ – компонента тензора модулей упругости кристалла в сокращенной форме записи и $\Lambda = 2\pi/|K|$ – пространственный период фоторефрактивной голограммы; $f_{1111}$, $\gamma_{41}$ и $\beta_{1122}$, $\beta_{2211}$ – компоненты тензоров флексоэлектрической связи, электрогирации и флексогирации, соответственно.

Коэффициент связи $\Gamma_a$ для абсорбционной компоненты в общем случае должен учитывать циркулярное двулучепреломление,

$$\Gamma_{ap}^l = \Gamma_{am}^l \neq \Gamma_{ap}^r = \Gamma_{am}^r. \tag{9}$$

В экспериментальных исследованиях использовались установка и методика обработки результатов, описанная в [5]. Эксперименты проводились для монокристаллического образца $Bi_{12}SiO_{20}$ среза (110) с просветленными гранями, имеющего толщину $d$ = 2,2 мм, на длине волны $\lambda$ = 532 нм, при $\theta_B$ = 11,1 угл. град. Анализ результатов для эффективных параметров демодуляции $M_{2m}$ для второй гармоники с частотой 2Ω позволил оценить коэффициенты связи исследуемого образца $Bi_{12}SiO_{20}$ как $\Gamma_{Ep}^l = -\Gamma_{Em}^l =$ 64,1 м$^{-1}$, $\Gamma_{Ep}^r = -\Gamma_{Em}^r =$ 54,3 м$^{-1}$, $\Gamma_{ap}^l = \Gamma_{am}^l =$ 9,8 м$^{-1}$ и $\Gamma_{ap}^r = \Gamma_{am}^r = 9{,}0$ м$^{-1}$.

Таким образом, абсорбционная составляющая динамической голограммы при попутном взаимодействии стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$ среза (110) на длине волны 532 нм дает заметный вклад в его эффективность.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров, М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1992. – 320 с.

2. Georges, M.P. Real-time holographic interferometry using sillenite photorefractive crystals. Study and optimization of a transportable set-up for quantified phase measurements on large objects / M.P. Georges, Ph.C. Lemaire // Appl. Phys. B. – 1999. – Vol. 68. – P. 1073–1083.

3. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.А. Колегов [и др.] // Квант. электрон. – 2011. – Т. 41, № 9. – С. 847–852.

4. Навныко, В.Н. Влияние поляризации считывающей волны и циркулярного дихроизма на дифракционную эффективность отражательной голограммы в кубическом оптически активном фоторефрактивном поглощающем пьезокристалле / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129, № 1. – С. 66–74.

5. Определение материальных параметров фоторефрактивных кристаллов на основе метода адаптивной голографической интерферометрии / С.М. Шандаров [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129, № 4. – С. 413–417.

**A.V. IVASHKEVICH[1], V.M. RED'KOV[1], E.M. OVSIYUK[2]**

[1]B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Science (Minsk, Belarus)

[2]Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin (Mozyr, Belarus)

## NONRELATIVISTIC APPROXIMATION IN THE PAULI – FIERZ THEORY FOR A SPIN 3/2 PARTICLE IN PRESENCE OF EXTERNAL FIELDS

In the present paper we derive the nonrelativistic equation for spin 3/2 particle in presence of external electromagnetic and gravitational fields.

We start with the relativistic system of equations for wave function with transformation properties of vector-bispinor

$$\gamma^5 m_k^{\;can} \gamma_c \left[ i(D_a)_n^{\;l} - \frac{1}{2} M \gamma_a \delta_n^{\;l} \right] \Psi_l = 0, \tag{1}$$

$$M = mc/\hbar, \; D_a = e^{\alpha}_{(a)}(\partial_\alpha + ieA_\alpha) + \frac{1}{2}(\sigma^{ps} \otimes I + I \otimes j^{ps})\gamma_{[ps]a}.$$

With the use of six matrices $m_k^{\;can} = (\mu^{[ca]})_k^{\;n}$, eq. (1) may be presented as follows

$$\gamma^5 (\mu^{[ca]})_k^{\;n} \gamma_c \left[ i(D_a)_n^{\;l} - M \gamma_a \delta_n^{\;l} \right] \Psi_l = 0.$$

The above equation may be presented as

$$(Y^0 D_0 + Y^1 D_1 + Y^2 D_2 + Y^3 D_3 + iM)\Psi = 0.$$

First we restrict ourselves to Minkowski space and Cartesian coordinates. The wave function is presented as (the index *A* is bispinor one, and the (*n*) is vector one)

$$\Psi_{A(n)} = \begin{vmatrix} f_0 & f_1 & f_2 & f_3 \\ g_0 & g_1 & g_2 & g_3 \\ h_0 & h_1 & h_2 & h_3 \\ d_0 & d_1 & d_2 & d_3 \end{vmatrix}.$$