

УДК 534.535

DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_3_56_16

EDN: ASYHAV

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ ПАРАТЕЛЛУРИТА

Г.В. Кулак¹, Т.В. Николаенко¹, П.И. Ропот², О.В. Шакин³¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск³Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

ACOUSTO-OPTICAL MODULATION OF BESSEL LIGHT BEAMS IN PARATELLURITE CRYSTALS

G.V. Kulak¹, T.V. Nikolaenko¹, P.I. Ropot², O.V. Shakin³¹I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University²B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk³Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation

Аннотация. Теоретически исследована акустооптическая модуляция бesselевых световых пучков на ультразвуке в одноосных гиротропных кристаллах парателлурифта. Установлено, что эффективность анизотропной брегговской дифракции бesselевых световых пучков нулевого порядка выше, чем азимутально-неоднородных пучков первого порядка. Показано, что наибольшая эффективность дифракции для бesselевого пучка первого порядка достигается для акустооптического преобразования лево-эллиптически поляризованной световой волны в право-эллиптически поляризованную. Ширина полосы пропускания устройства остается неизменной при оптимальных условиях стопроцентной эффективности дифракции для бesselевых пучков различных порядков и уменьшается при увеличении длины акустооптического взаимодействия.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, гиротропный одноосный кристалл, бesselев световой пучок, модуляция света.

Для цитирования: Акустооптическая модуляция бesselевых световых пучков в кристаллах парателлурифта / Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко, П.И. Ропот, О.В. Шакин // Проблемы физики, математики и техники. – 2023. – № 3 (56). – С. 16–20. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_3_56_16. – EDN: ASYHAV

Abstract. Acousto-optical modulation of Bessel light beams on ultrasound in uniaxial gyrotropic crystals of paratellurite has been theoretically investigated. It is established that the efficiency of anisotropic Bragg diffraction of zero-order Bessel light beams is higher than that of first-order azimuthally inhomogeneous beams. It is shown that the highest diffraction efficiency for a first-order Bessel beam is achieved for the acousto-optical transformation of a left-elliptically polarized light wave into a right-elliptically polarized one. The bandwidth of the device remains unchanged under optimal conditions of one hundred percent diffraction efficiency for Bessel beams of various orders and decreases with increasing acousto-optic interaction length.

Keywords: acousto-optical interaction, gyrotropic uniaxial crystal, Bessel light beam, light modulation.

For citation: Acousto-optical modulation of Bessel light beams in paratellurite crystals / G.V. Kulak, T.V. Nikolaenko, P.I. Ropot, O.V. Shakin // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2023. – № 3 (56). – P. 16–20. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_3_56_16 (in Russian). – EDN: ASYHAV

Введение

Акустооптическая (АО) дифракция световых волн в плосковолновом приближении или гауссовых световых пучков довольно хорошо изучена [1]. В настоящее время имеется мало работ по АО модуляции бesselевых световых пучков (БСП) высших порядков [2]–[4]. В работе [4] исследованы особенности АО преобразований при коллинеарном распространении ультразвука и дифрагированных световых пучков. Влияние оптической активности на брегговскую АО дифракцию в кристаллах парателлурифта исследовано в работе [5]. Показано, что для световых волн с длиной волны 0,6328 мкм

достижима ширина полосы модуляции 25 МГц при акустической мощности 0,035 Вт и длине АО взаимодействия 12 мм. Вследствие узкой дифракционной структуры БСП высших порядков и узкого темного центрального пятна, бesselевы пучки высокого порядка могут быть использованы для управления атомами на больших расстояниях, например, фокусирования холодных атомов [6].

В настоящей работе с использованием метода интегралов перекрытия рассмотрено неколлинеарное АО взаимодействие бesselевых световых пучков высоких порядков при попутном распространении в окрестности оптической

оси в кристаллах парателлурифта. При этом в качестве примера рассмотрена АО модуляция БСП нулевого порядка ($m = 0$) и первого порядка ($m = 1$) в кристаллах парателлурифта при дифракции на медленной сдвиговой ультразвуковой (УЗ) волне, распространяющейся вдоль оси $[110]$ и поляризованной вдоль оси $[\bar{1}10]$.

1 Теоретические результаты и обсуждение

Кроме обычного продольного фазового согласования БСП должны удовлетворять условиям поперечного фазового согласования. Такое согласование связано с тем, что бesselевы световые пучки с различными углами конусности имеют различную пространственную структуру и, как следствие, различные величины интегралов перекрытия дифрагированных пучков. Вычисление интегралов перекрытия позволяет найти их максимальные значения (g_m) в условиях поперечного синхронизма.

Для взаимодействия волн с одинаковыми поляризациями, когда имеет место изотропная дифракция эллиптически поляризованных волн, условия Брэгга выполняются одновременно при одном и том же угле падения

$$\varphi_B = \arcsin(\lambda_0 / 2n\Lambda),$$

где λ_0 и Λ – длина световой и ультразвуковой волн соответственно; n – средний показатель преломления кристалла. В случае взаимодействия волн с различными поляризациями (анизотропная дифракция эллиптически поляризованных волн) углы Брэгга отличаются от φ_B на величину $\delta\varphi = \pm 2\alpha / (n \sin 2\varphi_B)$, где α – параметр гиротропии [7]. При соблюдении условия $\alpha \gg \Delta n_a$ (Δn_a – глубина модуляции показателя преломления акустической волной) возможно независимое рассмотрение всех четырех дифракционных процессов изотропной и анизотропной дифракции в гиротропных средах. Предполагается, что на границе области АО взаимодействия формируются избирательно БСП с правой или левой эллиптической поляризацией. В таком случае варьированием частоты ультразвука возможно достижение различных типов преобразования эллиптически-поляризованных волн. На рисунке 1.1 представлена геометрия анизотропной брэгговской дифракции эллиптически поляризованных БСП.

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рисунок 1.1), для которой УЗ волна распространяется в кристалле парателлурифта под малым углом δ к оси X и занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. Ось падающего БСП расположена в плоскости XZ под углом φ_1 к фронту УЗ волны. Сечение поверхности волновых векторов плоскостью дифракции XZ и расположение плосковолновых компонент падающего (k_o и k_e) и плосковолновых компонент

дифрагированного (k'_o и k'_e) бesselевых пучков показано на рисунке 1.1, б. При этом предполагается, что в условиях опыта возможно раздельное наблюдение двух возможных дифракционных процессов: $\vec{k}_o + \vec{K}_1 = \vec{k}'_o$, $\vec{k}_e + \vec{K}_2 = \vec{k}'_e$, где \vec{K}_1, \vec{K}_2 – плосковолновые компоненты акустического пучка.

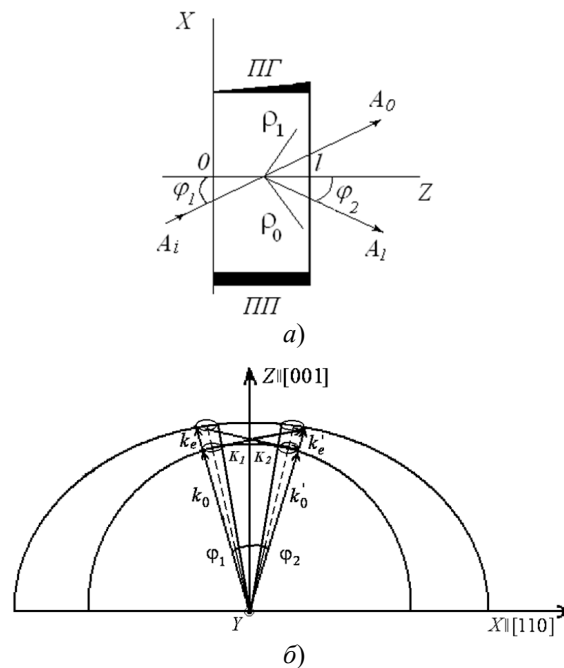


Рисунок 1.1 – а) Схема АО взаимодействия БСП и УЗ волны (ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель ультразвука, φ_1 и φ_2 – угол падения и дифракции соответственно);

б) геометрия расположения преломленной и дифрагированной плосковолновых компонент БСП в плоскости дифракции на медленной сдвиговой УЗ волне в кристалле TeO_2 ($\vec{K}_{1,2}$ – волновые векторы ультразвука, $\vec{k}_{o,e}$, $\vec{k}'_{o,e}$ – волновые векторы преломленной и дифрагированной волн)

Система уравнений связанных волн для комплексных амплитуд дифрагированных волн ($A_{0\pm}, A_{1\pm}$) имеет вид:

$$\frac{dA_{0\pm}}{dz} = -i \frac{k_0^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} (\vec{e}_{\pm}^* \Delta \hat{\epsilon} \vec{e}_{\mp}) \rho d\varphi d\rho}{2k_{z\pm} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\vec{e}_{\pm}^*|^2 \rho d\varphi d\rho} A_{1\mp} e^{-i\Delta k z},$$

$$\frac{dA_{1\mp}}{dz} = -i \frac{k_0^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} (\vec{e}_{\mp}^* \Delta \hat{\epsilon} \vec{e}_{\pm}) \rho d\varphi d\rho}{2ik_{z\mp} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\vec{e}_{\mp}^*|^2 \rho d\varphi d\rho} A_{0\pm} e^{i\Delta k z}, \quad (1.1)$$

где $\Delta k \sim \Delta f$ – расстройка фазового синхронизма, между падающей и дифрагированной волной

(продольное фазовое рассогласование, Δf – рассогласование УЗ частоты); векторы поляризации находим из соотношений [8]:

$$\begin{aligned} \vec{e}_+ &= e_{\rho+} \vec{e}_\rho + e_{\varphi+} \vec{e}_\varphi, \quad \vec{e}_- = e_{\rho-} \vec{e}_\rho + e_{\varphi-} \vec{e}_\varphi, \\ e_{\rho+} &= i \left[\frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 + \cos \gamma_+) - J_{m+1}(q\rho) \cos \gamma_+ \right], \\ e_{\varphi+} &= \left[J_{m+1}(q\rho) - \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 + \cos \gamma_+) \right], \\ e_{\rho-} &= -i \left[\frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 - \cos \gamma_-) + J_{m+1}(q\rho) \cos \gamma_- \right], \\ e_{\varphi-} &= \left[-J_{m+1}(q\rho) + \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 - \cos \gamma_-) \right]. \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – единичные векторы в цилиндрической системе координат ρ, φ, z ; волновое число дифрагированной волны $k_\pm = k \pm \beta$, причем $\beta = \alpha k_0 / \cos(\gamma_0)$ – удельное вращение кристалла, γ_\pm – параметр конусности преломленного светового пучка без учета гиротропии и линейной анизотропии, $\alpha = \alpha_{ij} n_i^0 n_j^0$ – параметр гиротропии в направлении распространения дифрагированной волны (k_0 – волновое число света в вакууме, α_{ij} – тензор гирации, n_i^0 – компоненты единичного вектора волновой нормали дифрагированной волны), m – целое число; параметры γ_\pm находятся из соотношений:

$$\cos(\gamma_\pm) = \cos(\gamma_0) \left[1 \pm (\alpha / \sqrt{\varepsilon}) \operatorname{tg}(\gamma_0) \right],$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{ij} n_i^0 n_j^0$ (ε_{ij} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости одноосного кристалла); $\Delta \hat{\varepsilon}$ – изменение тензора диэлектрической проницаемости, индуцированное УЗ волной, γ_0 – угол конусности БСП в отсутствие гиротропии.

Решение системы уравнений связанных волн (1.1) ищем с использованием следующих граничных условий: $A_{0\pm}(0) = A$, $A_{1\pm}(0) = 0$. Тогда решение имеет вид:

$$\eta = \frac{(\chi g_{\pm, \mp}) \sin^2 \left[l_d \sqrt{(\chi g_{\pm, \mp})^2 + (\Delta k)^2} \right]}{(\chi g_{\pm, \mp})^2 + (\Delta k)^2}, \quad (1.2)$$

где постоянную связи дифрагированных волн находим из соотношения:

$$\chi = \frac{\pi n_o^4 p_{эф}}{2n\lambda_0 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{2P_a}{l_1 l_2 \sigma v^3}};$$

длина АО взаимодействия с учетом угла (Δ) сноса групповой скорости УЗ волны относительно фазовой дается соотношением [9]:

$$l_d = l_1 [1 - \cos(\Delta) / \cos(\Delta + \varphi_1)],$$

$$\text{где } \Delta = \arctg \left\{ \frac{[c_{44} - (c_{11} - c_{12}) / 2] \sin \alpha \cos \alpha}{[(c_{11} - c_{12}) / 2] \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha} \right\},$$

причем c_{11}, c_{12}, c_{44} – упругие модули кристалла; эффективная фотоупругая постоянная

$$P_{эф} = [(p_{12} - p_{11}) - p_{44} \sin(2\alpha) / 8]$$

(p_{11}, p_{12}, p_{44} – фотоупругие постоянные, σ – плотность кристалла, v – фазовая скорость УЗ волны, λ_0 – длина световой волны в вакууме; $n = (n_o + n_e) / 2$, где n_o (n_e) – обыкновенный (необыкновенный) показатель преломления кристалла; P_a – мощность УЗ волны, l_1 – длина пьезопреобразователя вдоль оси X || [110], l_2 – ширина пьезопреобразователя, σ – плотность кристалла, v – фазовая скорость УЗ волны).

2 Случай анизотропной АО дифракции эллиптически поляризованных световых волн

Рассмотрим различные случаи анизотропной АО дифракции эллиптически поляризованных световых волн и соответствующие им интегралы перекрытия, имеющие следующий вид:

$$\begin{aligned} g_{\pm, \mp} &= \frac{\left| \int_0^{R_B} [(\vec{e}_{\rho\pm}^* e_{\rho\mp}) + (\vec{e}_{\varphi\pm}^* e_{\varphi\mp})] \rho d\rho \right|}{\sqrt{\int_0^{R_B} (|\vec{e}_{\rho\pm}|^2 + |\vec{e}_{\varphi\pm}|^2) \rho d\rho}} \times \\ &\times \frac{1}{\sqrt{\int_0^{R_B} (|e_{\rho\mp}|^2 + |e_{\varphi\mp}|^2) \rho d\rho}}. \end{aligned}$$

В приведенных выше формулах символ « \vec{e} -бар» означает, что символ q , соответствующий поперечному волновому числу дифрагированной световой волны, следует заменить на символ q_0 для падающей; R_B – радиус БСП.

На рисунке 2.1 представлена зависимость интеграла перекрытия g_m от параметра $q_n = q / q_0$ – отношение расходимостей дифрагированного и падающего БСП для дифракции БСП нулевого порядка (a) и первого порядка (b).

Из рисунка 2.1, a) следует, что интегралы перекрытия БСП нулевого порядка ($m = 0$) при анизотропной дифракции достигают максимального значения при выполнении условия поперечного фазового синхронизма, то есть при $q_n = 0$. В случае азимутально-неоднородных БСП с азимутальным числом $m = 1$ (рисунок 2.1, b), эффективности анизотропной дифракции для двух (кривые 1, 2) возможных видов АО преобразования отличаются по величине, причем для дифракции правополяризованной волны в левополяризованную (кривая 1) максимум $g_m = 0,72$ при $q_n = 0$; при дифракции левополяризованной в правополяризованную (кривая 2) максимум $g_m = 0,87$ при $q_n = 0,5$.

На рисунке 2.2 представлена зависимость эффективности дифракции η от мощности ультразвука P_a для анизотропной брэгговской

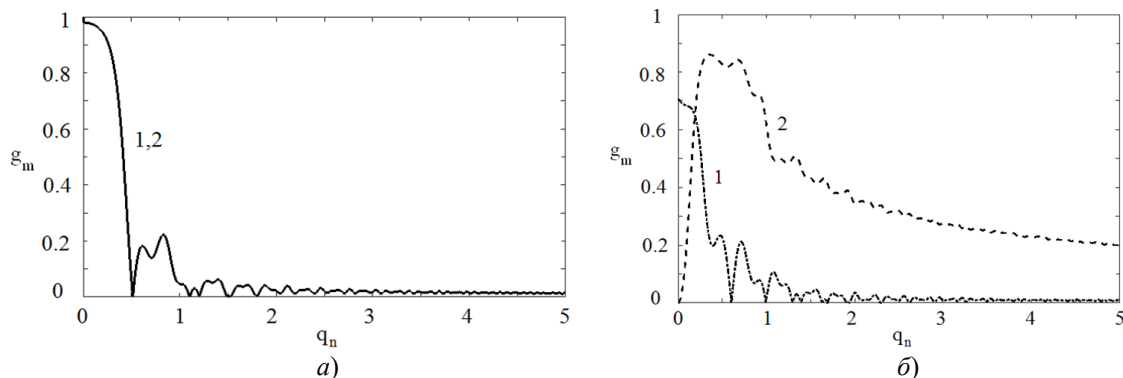


Рисунок 2.1 – Зависимость интеграла перекрытия $g_{\pm, \pm} \equiv g_m$ от параметра $q_n = q / q_0$ для дифракции бesselевого пучка нулевого порядка (а) и первого порядка (б); анизотропная дифракция (кривая 1, 2-правополяризованная в левополяризованную (и наоборот) максимум $g_m = 0,98$ для $m = 0$); (б) дифракция правополяризованной волны в левополяризованную (кривая 1) максимум $g_m = 0,72$ для $m = 1$; дифракция левополяризованной в правополяризованную (кривая 2) максимум $g_m = 0,87$ для $m = 1$ (кристалл TeO_2 ; медленная сдвиговая УЗ волна распространяется под малым углом δ к оси $X||[110]$; $\gamma_{\pm} = 0,5^0$, $\beta = 83$ град/мм, $R_B = 1$ мм, $\lambda_0 = 0,63$ мкм)

дифракции БСП нулевого порядка с азимутально-однородным распределением ($m = 0$, кривая 1) и азимутально-неоднородного ($m = 1$, кривая 2), которая соответствует дифракции левополяризованной волны в правополяризованную; кривая 3 соответствует анизотропной дифракции правополяризованной световой волны в левополяризованную).

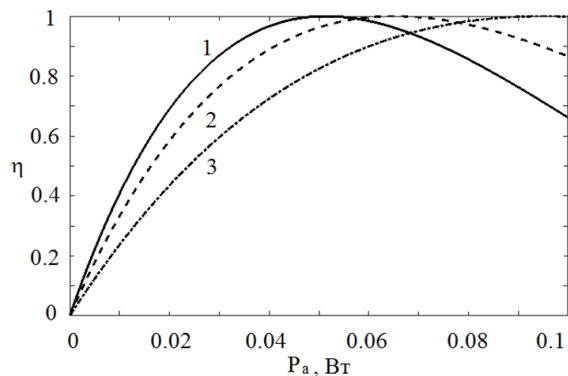


Рисунок 2.2 – Зависимость эффективности дифракции η от мощности ультразвука P_a для дифракции азимутально-однородного БСП ($m = 0$, кривая 1) и азимутально-неоднородного ($m = 1$, кривая 2 (3), когда левополяризованная волна преобразуется в правополяризованную (и наоборот) (кристалл TeO_2 ; медленная сдвиговая УЗ волна распространяется под малым углом δ к оси $X||[110]$; $\gamma_{\pm} = 0,5^0$, $\beta = 83$ град/мм, $R_B = 1$ мм, $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $l_1 = l_2 = 4$ мм, $\varphi_1 = 0,7^0$, $\varphi_2 = 0,4^0$, $f = 30$ МГц, $v = 617$ м/с, $\delta = 0,1^0$)

Из рисунка 2.2 следует, что наиболее эффективное преобразование падающей световой волны в дифрагированную достигается для азимутально-однородного БСП нулевого порядка. Для азимутально-неоднородного БСП первого

порядка при полной перекачке световой мощности из нулевого дифракционного порядка в первый требуются различные акустические мощности.

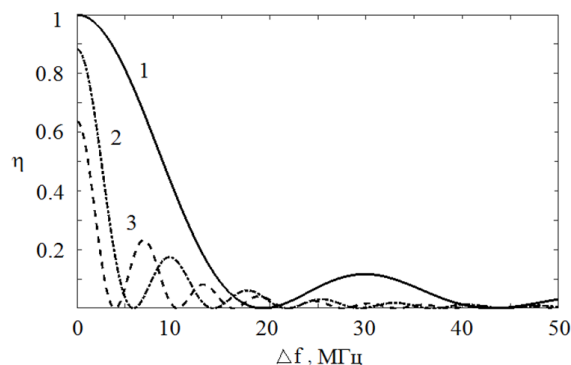


Рисунок 2.3 – Зависимость эффективности дифракции η от отстройки частоты ультразвука Δf от брэгговской для падающего БСП нулевого и первого порядка (1–3) при анизотропной дифракции и различных длинах АО взаимодействия l_1 : 4 (1), 6 (2), 8 мм (3) (кристалл TeO_2 ; медленная сдвиговая УЗ волна распространяется под малым углом δ к оси $X||[110]$; $\gamma_{\pm} = 0,5^0$, $\beta = 87$ град/мм, $R_B = 1$ мм, (кривые 1–3, $P_a = 0,05$, $g_m = 0,98$ Вт, $m = 0$), (кривые 1–3, $P_a = 0,065$, $g_m = 0,87$ Вт, $m = 1$, причем правополяризованная волна дифрагирует в левополяризованную; кривые 1–3, $P_a = 0,09$, $g_m = 0,72$ Вт, $m = 1$, причем левополяризованная дифрагирует в правополяризованную) $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $\varphi_1 = 0,7^0$, $\varphi_2 = 0,4^0$, $l_2 = 4$ мм, $f = 30$ МГц, $v = 617$ м/с, $\delta = 0,1^0$)

На рисунке 2.3 представлена зависимость эффективности АО дифракции η от отстройки частоты ультразвука от брэгговской Δf для БСП нулевого порядка (кривые 1–3) при различных

длинах АО взаимодействия и при оптимальных условиях стопроцентной эффективности дифракции, когда мощность ультразвука $P_a = 0,05$ Вт и максимальное значение интеграла перекрытия $g_m = 0,98$. При этом максимальной эффективности дифракции на рисунке 2.3 соответствует длина АО взаимодействия $l_1 = 4$ мм; для БСП первого порядка имеют место такие же зависимости, причем для дифракции левополяризованной волны в правополяризованную следует полагать $P_a = 0,065$ Вт, $g_m = 0,87$ и при дифракции правополяризованной в левополяризованную полагалось: $P_a = 0,09$ Вт, $g_m = 0,72$.

Из рисунка 2.3 следует, что ширина полосы пропускания модулятора при анизотропной АО дифракции БСП нулевого и первого порядка составляет $\Delta f_{1/2} = 20$ МГц. При увеличении длины АО взаимодействия, то есть при отклонении от оптимальных условий преобразования падающей волны в дифрагированную ($l_2 = 4$ мм), полоса пропускания модулятора уменьшается и составляет $\Delta f_{1/2} = 8$ МГц при $l_2 = 6$ мм и $\Delta f_{1/2} = 4$ МГц при $l_2 = 8$ мм.

Заключение

Таким образом, при дифракции БСП нулевого и первого порядка на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся вдоль оси [110] имеет место эффективная модуляция БСП с частотной полосой пропускания по уровню 3дБ составляющей ~ 20 МГц при длине АО взаимодействия 4 мм и мощности ультразвука 0,05 Вт для световой волны с длиной 0,6328 мкм и ширине пьезопреобразователя 4 мм. Ширина полосы пропускания устройства остается неизменной при оптимальных условиях стопроцентной эффективности дифракции для БСП различных порядков (m) и уменьшается при увеличении длины взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакшиев, В.Н. Физические основы акустооптики / В.Н. Балакшиев, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – Москва: Радио и связь, 1985. – 280 с.
2. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков / В.Н. Белый, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин //

Журнал прикладной спектроскопии. – 2014. – № 1. – С. 75–81.

3. *Noncollinear Bragg diffraction of Bessel light beams by Ultrasound in uniaxial gyrotropic crystals* / V.N. Belyi, S.V. Kulakov, G.V. Kulak, O.V. Shakin // Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems: XVIII International Conference for Young Researchers, Saint-Petersburg, 1–5 June 2015. – Saint-Petersburg, 2015. – P. 39.

4. *Peculiarities of Acoustooptic Transformation of Bessel Light Beams in gyrotropic Crystals* / V.N. Belyi, N.S. Kazak, P.A. Khilo, E.S. Petrova, N.A. Khilo // Universal Journal of Physics and Application. – 2015. – Vol. 9 (5). – P. 220–224.

5. *Warner, A.W.* Acousto-optical light deflectors using optical activity in paratellurite / A.W. Warner, D.L. White, W.A. Booner // J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 43, № 11. – P. 4489–4495.

6. *Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a selfreconstructing light beam* / V. Chavez Garcess, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, K. Dholakia // Nature. – 2002. – Vol. 419. – P. 145–147.

7. *Белый, В.Н.* Дифракция света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах в режиме Брэгга / В.Н. Белый, Г.В.Кулак // Журнал прикладной спектроскопии. – 1991. – Т. 54, № 1. – С. 803–808.

8. *Peculiarities of Acoustooptic Transformation of Bessel Light Beams in gyrotropic Crystals* / V.N. Belyi, N.S. Kazak P.A. Khilo, E.S. Petrova, N.A. Khilo // Universal Journal of Physics and Application. – 2015. – Vol. 9 (5). – P. 220–224.

9. *Зубринов, И.И.* Широкополосный акустооптический фильтр / И.И. Зубринов, В.К. Сапожников, Д.В. Шелопут // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 6. – С. 50–53.

Поступила в редакцию 01.06.2023.

Информация об авторах

Кулак Геннадий Владимирович – д.ф.-м.н., профессор
Николаенко Татьяна Викторовна – к.ф.-м.н., доцент
Ропот Петр Иосифович – к.ф.-м.н., доцент
Шакин Олег Васильевич – д.т.н., профессор