

УДК 535.34

С. А. НАЗАРОВ, О. Г. РОМАНОВ, Д. В. ГОРБАЧ, А. Л. ТОЛСТИК

ЗАПИСЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ ГАУССОВЫМИ И СИНГУЛЯРНЫМИ ПУЧКАМИ

Осуществлен расчет пространственных распределений параметров эллипса поляризации (отношение большой и малой полуосей и угол наклона большой полуоси) суммарного светового поля, созданного сингулярным сигнальным и гауссовым опорным пучками. Рассмотрены три комбинации состояния поляризации сигнального и опорного пучков: ортогональные линейные, ортогональные круговые, сигнальная волна с круговой, а опорная – с линейной поляризацией. Экспериментально реализована запись сингулярных динамических голограмм ортогонально-поляризованными световыми пучками в растворе красителя родамин 6Ж. Определена таблица состояний поляризации дифрагированной волны при различных поляризациях, записывающих сингулярную голограмму волн. Установлено, что поляризационное четырехволновое взаимодействие дает возможность динамически изменять поляризацию световых волн: поворачивать плоскость поляризации на 90° , а также переводить линейное состояние поляризации в эллиптическое или круговое. Выявленные закономерности представляют интерес для реализации схем динамического фазово-поляризационного преобразования лазерных пучков.

Ключевые слова: динамические голограммы; поляризационная запись; четырехволновое взаимодействие; гауссовы пучки; сингулярные пучки.

In this paper we have calculated the spatial distributions of the parameters of the polarization ellipse (ratio of the major and minor semi axes, and the slope angle of the major semi axis) of summary light field, created by singular signal and Gaussian reference beams. We have considered three combinations of the polarization state of the signal and reference beams: orthogonal linear polarization, orthogonal circular polarization, signal wave has circularly polarization, but reference wave has linearly polarization. We have realized recording of singular dynamic holograms orthogonally polarization light beams in solution of the Rhodamine 6G dye. We have defined conditions of polarization of the diffracted wave for different conditions of polarizations of recording singular hologram waves. We have found that four-wave polarization mixing allows dynamically change polarization of light waves, namely: rotate plane of polarization by 90° , change the linear polarization state into an elliptical or circular. Identified regularities are interested for realization of schemes of dynamic phase-polarization conversion of laser beams.

Key words: dynamic holograms; polarization recording; four-wave mixing; Gaussian beams; singular beams.

В современной оптической индустрии актуальной задачей является поиск методов и систем, позволяющих проводить операции над световыми пучками. Перспективное направление исследований – многоволновые взаимодействия, которые дают возможность преобразовывать характеристики лазерных пучков, включая пространственно-временную [1], топологическую [2] и поляризационную структуру волнового фронта [3]. В последнее время большое внимание уделяется применению световых пучков специального вида – сингулярных пучков (оптических вихрей). Использование таких пучков позволяет создать оптические пинцеты [4], волноводы [5], разработать новые способы лазерной обработки материалов [6]. Преобразования топологического заряда при использовании сингулярных световых пучков в схемах многоволнового взаимодействия (инвертирование знака топологического заряда, его мультиплицирование, сложение и вычитание топологических зарядов) перспективны для реализации помехозащищенных алгебраических и логических операций [7]. Помимо этого, в растворах сложных органических соединений допустима реализация поляризационного многоволнового взаимодействия, позволяющего управлять состоянием поляризации дифрагированной волны в реальном времени [8]. Таким образом, поляризационная запись динамических голограмм гауссовыми и сингулярными световыми пучками дает возможность не только проводить алгебраические операции с топологическим зарядом, но и динамически изменять состояние поляризации дифрагированной волны, что существенно увеличивает объем информации, преобразуемой в реальном времени.

В настоящей работе проведен теоретический и экспериментальный анализ условий записи поляризационных голограмм, получаемых в случаях, когда сигнальная \vec{E}_s и опорная \vec{E}_r волны обладают различными состояниями поляризации: ортогональной линейной, ортогональной круговой, сигнальная волна имеет круговую, а опорная – линейную поляризацию.

Теоретический анализ

Суммарное световое поле двух когерентных волн равной амплитуды и ортогональной поляризации (линейной или круговой) имеет постоянную интенсивность, но обладает периодически модулированными поляризационными состояниями в соответствии с разностью фаз записывающих голограмму волн [9]. Результирующее световое поле индуцирует в растворах сложных органических соединений (красителей) периодическую модуляцию комплексного показателя преломления, при этом реализуются условия поляризационной голографической записи [10].

Суммарное поле сигнальной и опорной световых волн можно представить в виде [11]

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} p_x \cos \omega t + q_x \sin \omega t \\ p_y \cos \omega t + q_y \sin \omega t \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где ω – частота световых волн; t – время; p и q в случае малого угла между сигнальной и опорной волнами ($20 < 5^\circ$) задаются выражениями [11]:

$$\begin{bmatrix} p_x \\ p_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{sx} \cos(\vec{k}_s \vec{r} + \varphi_{sx}) + A_{rx} \cos(\vec{k}_r \vec{r} + \varphi_{rx}) \\ A_{sy} \cos(\vec{k}_s \vec{r} + \varphi_{sy}) + A_{ry} \cos(\vec{k}_r \vec{r} + \varphi_{ry}) \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} q_x \\ q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{sx} \sin(\vec{k}_s \vec{r} + \varphi_{sx}) + A_{rx} \sin(\vec{k}_r \vec{r} + \varphi_{rx}) \\ A_{sy} \sin(\vec{k}_s \vec{r} + \varphi_{sy}) + A_{ry} \sin(\vec{k}_r \vec{r} + \varphi_{ry}) \end{bmatrix},$$

где A – соответствующие компоненты амплитуд световых волн; \vec{k}_s и \vec{k}_r – волновые векторы сигнальной и опорной волн соответственно.

Выразив из (1) $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$, а также используя равенство $\cos^2 \omega t + \sin^2 \omega t = 1$, можно получить выражение, описывающее эллипс поляризации суммарного светового поля [11],

$$(q_y^2 + p_y^2)E_x^2 + (q_x^2 + p_x^2)E_y^2 - 2(q_x q_y + p_x p_y)E_x E_y = (p_x q_y + p_y q_x)^2. \quad (2)$$

Приведение уравнения (2) к каноническому виду позволяет определить выражения для квадратов большой и малой полуосей эллипса поляризации, а также угла наклона большой полуоси эллипса к оси Ox .

При ортогональных линейных поляризациях записывающих голограмму волн компоненты их амплитуд удовлетворяют выражениям:

$$A_{ry} = 0, A_{sx} = 0.$$

При ортогональных круговых поляризациях записывающих голограмму волн компоненты их амплитуд и фаз связаны следующими выражениями:

$$|A_{ry}| = |A_{rx}|, |A_{sy}| = |A_{sx}|, \varphi_{sy} = \varphi_{sx} - \frac{\pi}{2}, \varphi_{ry} = \varphi_{rx} + \frac{\pi}{2}.$$

При ортогональных линейных поляризациях сигнальной и опорной волн выражения для квадратов большой и малой полуосей a^2, b^2 эллипса поляризации принимают следующий вид:

$$a^2 = \frac{1}{2}(I_s + I_r) + \frac{1}{2}\sqrt{(I_s + I_r)^2 - 4I_s I_r \sin^2(r - s)}, \quad (3)$$

$$b^2 = \frac{1}{2}(I_s + I_r) - \frac{1}{2}\sqrt{(I_s + I_r)^2 - 4I_s I_r \sin^2(r - s)}, \quad (4)$$

где I – интенсивность волн, при этом введено обозначение

$$r - s = (\vec{k}_r - \vec{k}_s) \vec{r} + \varphi_r - \varphi_s. \quad (5)$$

Выражения, определяющие угол наклона (γ) большой полуоси эллипса к оси Ox , запишутся

$$\sin 2\gamma = \frac{2\sqrt{I_s I_r} \cos(r - s)}{a^2 - b^2}, \quad \cos 2\gamma = \frac{I_r - I_s}{a^2 - b^2}. \quad (6)$$

При ортогональных круговых поляризациях сигнальной и опорной волн уравнения для квадратов полуосей и угла наклона большой полуоси эллипса поляризации описываются формулами:

$$a^2 = (\sqrt{I_s} + \sqrt{I_r})^2, \quad b^2 = (\sqrt{I_s} - \sqrt{I_r})^2, \quad (7)$$

$$\sin 2\gamma = \frac{4\sqrt{I_s I_r} \sin(s-r)}{a^2 - b^2}, \quad \cos 2\gamma = \frac{4\sqrt{I_s I_r} \cos(s-r)}{a^2 - b^2}. \quad (8)$$

В случае, когда сигнальная волна имеет круговую поляризацию, а опорная волна – линейную, выражения для квадратов полуосей и угла наклона большой полуоси эллипса поляризации имеют вид

$$a^2 = \frac{1}{2} \left(I_s + I_r + \sqrt{2I_s I_r} \cos(s-r) \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(I_r^2 + 2I_s I_r + I_s \sqrt{2I_s I_r} \cos(s-r) \right)}, \quad (9)$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left(I_s + I_r + \sqrt{2I_s I_r} \cos(s-r) \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left(I_r^2 + 2I_s I_r + I_s \sqrt{2I_s I_r} \cos(s-r) \right)}, \quad (10)$$

$$\sin 2\gamma = \frac{\sqrt{2I_s I_r} \sin(s-r)}{a^2 - b^2}, \quad \cos 2\gamma = \frac{I_r + \sqrt{2I_s I_r} \cos(s-r)}{a^2 - b^2}. \quad (11)$$

В качестве опорной E_r и сигнальной E_s волн были выбраны гауссовы пучки с плоским волновым фронтом и сингулярные пучки с единичным топологическим зарядом:

$$E_r = E_{r0} \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{2}r_{0r}} \right)^2 \right], \quad (12)$$

$$E_s = E_{s0} \frac{r}{r_0} \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{2}r_{0s}} \right)^2 + i\varphi_s \right], \quad (13)$$

где r_{0r}, r_{0s} – полуширины опорного и сигнального пучков.

Рассчитанные по формулам (3)–(13) пространственные распределения отношения полуосей ($\arctg(b/a)$) и угла наклона (γ) эллипса поляризации суммарного светового поля (минимальное значение соответствует черному цвету, максимальное – белому) представлены на рис. 1.

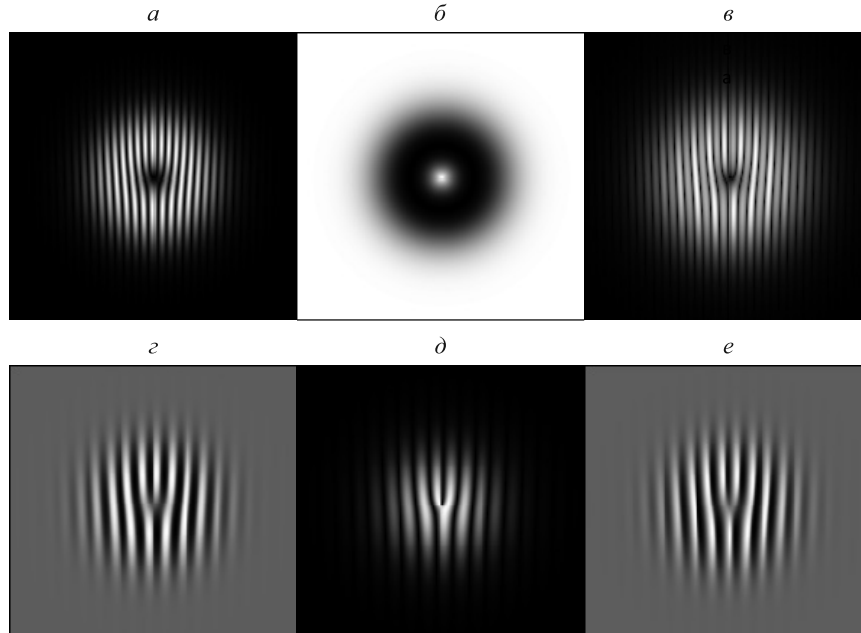


Рис. 1. Пространственное распределение отношения полуосей (a , b , e) и угла наклона (c , d , e) эллипса поляризации динамической решетки, записанной волнами с ортогональной линейной поляризацией (a , c), ортогональной круговой поляризацией (b , d) и одной линейной и одной круговой поляризацией (e , e)

Наличие в поляризационных картинах вилообразных дислокаций, характерных для интерферограмм интенсивности сингулярных световых пучков, объясняется неопределенностью фазы в центре сигнального пучка [12]. При этом видно, что в области перекрытия световых пучков формируются пространственно-периодические распределения параметров эллипса поляризации суммарного поля. Решетка эллиптичности для ортогональных линейных поляризаций характеризуется удвоенной пространственной частотой по отношению к решетке угла наклона эллипса поляризации (см. рис. 1, *a*, *z*) [12]. При взаимодействии волн с ортогональными круговыми поляризациями не происходит записи решетки эллиптичности, которая в данном случае зависит только от соотношения интенсивностей сигнальной и опорной волн (см. рис. 1, *b*, *d*). В случае, когда сигнальная волна имеет круговую поляризацию, а опорная – линейную, решетка эллиптичности обладает двойной структурой, а решетка угла наклона эллипса поляризации – более резкими максимумами (см. рис. 1, *e*, *e*).

Покажем, что суммарное световое поле, образованное волнами со взаимно ортогональными поляризациями, может наводить анизотропию и, как следствие, записывать решетку изменения коэффициента экстинкции и (или) показателя преломления в растворе красителей. Для этого рассчитаем анизотропию коэффициента экстинкции для частного случая, когда сигнальная и опорная волны являются гауссовыми пучками с одинаковым профилем интенсивности, представленным на рис. 2, *a*, и со взаимно ортогональными круговыми поляризациями.

В этом случае суммарное световое поле имеет линейную поляризацию во всех точках. Однако направление колебаний изменяется от точки к точке, т. е. суммарное световое поле будет представлять собой решетку угла наклона вектора световых колебаний (см. рис. 2, *b*). В работе [13] показано, что линейно-поляризованный свет (вдоль оси Ox) наводит анизотропию коэффициента экстинкции в двухуровневой резонансной среде:

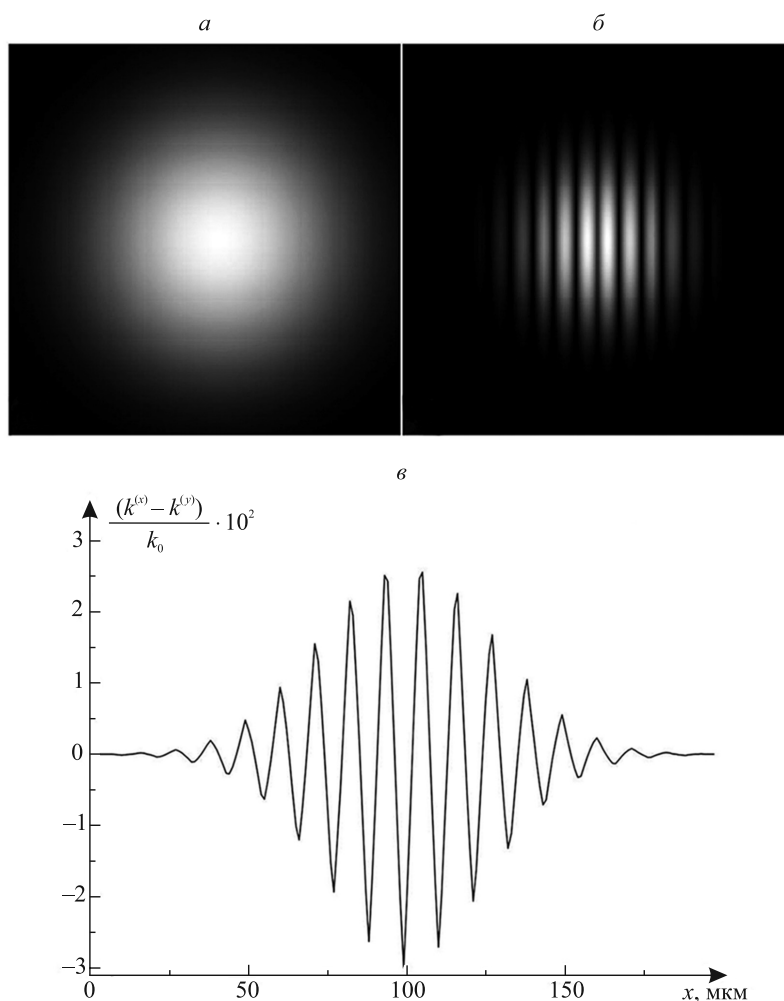


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности гауссового светового пучка (*a*); угла наклона вектора световых колебаний (*b*) и профиль анизотропии коэффициента экстинкции вдоль оси Ox (*в*)

$$k^{(x)} = 3k_0 \left(\frac{1}{3\alpha I} - \frac{\arctg \sqrt{3\alpha I}}{(3\alpha I)^{3/2}} \right), \quad (14)$$

$$k^{(y)} = \frac{3k_0}{2} \left(-\frac{1}{3\alpha I} + \frac{(1+3\alpha I) \arctg \sqrt{3\alpha I}}{(3\alpha I)^{3/2}} \right), \quad (15)$$

где k_0 – независящий от интенсивности (линейный) коэффициент экстинкции; $\alpha = 1/I_{\text{нас}}$; $I_{\text{нас}}$ – интенсивность насыщения резонансного перехода. При малых интенсивностях анизотропия коэффициента экстинкции определяется выражением

$$\frac{k^{(x)} - k^{(y)}}{k_0} = \frac{3}{2} \alpha I. \quad (16)$$

Следовательно, зная угол между направлением вектора световых колебаний и осью Ox и используя формулы (14) – (16), можно рассчитать анизотропию коэффициента экстинкции, которую наведет рассматриваемое световое поле. На рис. 2, в, представлен профиль анизотропии коэффициента экстинкции вдоль оси Ox при $\alpha I = 0,02$.

Зная анизотропию коэффициента экстинкции двухуровневой резонансной среды и отстройку частоты излучения от центра полосы поглощения, можно рассчитать и анизотропию показателя преломления:

$$\frac{n^{(x)} - n^{(y)}}{k_0} = \frac{3\Theta}{2B} \alpha I, \quad (17)$$

где функция Θ связана соотношением Крамерса – Кронига с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов B .

Аналогичным образом можно рассчитать решетки изменения коэффициента экстинкции и показателя преломления, которые записываются другими комбинациями сигнальной и опорной волн.

Экспериментальная часть

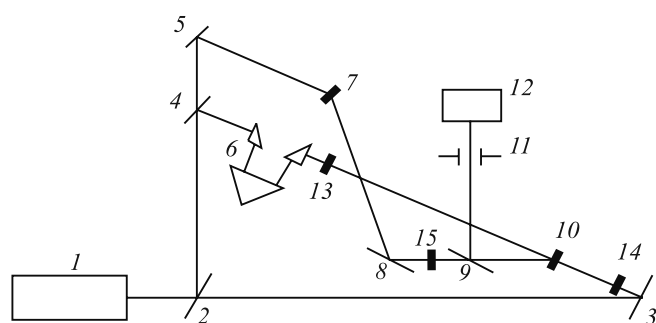


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для поляризационной записи динамических голограмм: 1 – Nd:YAG-лазер; 2 – светоделитель; 3–5, 8, 9 – зеркала; 6 – линия задержки; 7 – оптический транспарант с фазовой сингулярностью; 10 – кювета с красителем; 11 – диафрагма; 12 – система регистрации; 13–15 – полу- и четвертьволновые пластинки

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. В качестве источника излучения использовалась вторая гармоника Nd:YAG-лазера 1, который работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульса 20 нс и частотой следования импульсов 10 Гц. С помощью светоделителя 2 зеркала 3, 4, 5 формировали считывающую, опорную и сигнальную волны соответственно, которые сводились в кювете с нелинейной средой (этанольным раствором красителя родамин 6Ж) 10, где и происходила запись динамических голограмм. Линия задержки 6 предназначена для выравнивания оптических путей сигнальной и опорной волн. Для создания сингулярного сигнального пучка в схему вносили оптический транспарант 7 с фазовой сингулярностью. Полученный сингулярный пучок попадал в кювету с красителем с помощью зеркала 8. При распространении считывающей волны точно навстречу опорной реализуется вариант обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Зеркало 9 направляло дифрагированный пучок через диафрагму 11 на систему регистрации 12. Для изменения состояния поляризации волн в схему вносили полу- и четвертьволновые пластинки 13–15.

При распространении считывающей волны точно навстречу опорной реализуется вариант обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Зеркало 9 направляло дифрагированный пучок через диафрагму 11 на систему регистрации 12. Для изменения состояния поляризации волн в схему вносили полу- и четвертьволновые пластинки 13–15.

В таблице представлены результаты экспериментального исследования поляризационных динамических решеток с использованием схемы четырехволнового взаимодействия, когда решетка, записанная двумя волнами с различными поляризациями, считывается третьей, линейно-поляризованной волной, в результате чего образуется четвертая (дифрагированная) волна. Видно, что при взаимодействии волн с ортогональными линейными поляризациями дифрагированная волна приобретает поляризацию, ортогональную поляризации считывающей волны. При взаимодействии волн с ортогональными круговыми поляризациями дифрагированная волна имеет круговую поляризацию. При считывании решетки, записанной сигнальной волной с круговой поляризацией

и опорной волной с линейной поляризацией, поляризация дифрагированной волны становится эллиптической. Это можно объяснить, представив круговую поляризацию сигнальной волны как суперпозицию двух линейных поляризаций. В этом случае в среде будет происходить одновременная запись двух решеток: обычной амплитудно-фазовой, обусловленной пространственной модуляцией интенсивности, и поляризационной, связанной с пространственной модуляцией состояния поляризации светового поля. Вследствие того, что эффективность поляризационной решетки значительно меньше, чем амплитудно-фазовой, итоговое состояние поляризации дифрагированной волны будет представлять собой эллипс с меньшей осью, соответствующей дифракции на поляризационной решетке.

Состояния поляризации дифрагированной волны в зависимости от состояний поляризации взаимодействующих волн

Волна	Поляризация					
	→	○	↑	→	○	↑
Опорная	→	○	↑	→	○	↑
Сигнальная	↑	○	○	↑	○	○
Считывающая	↑	↑	↑	→	→	→
Дифрагированная	→	○	○	↑	○	○

Таким образом, теоретический и экспериментальный анализ сингулярных динамических голограмм, записанных ортогонально-поляризованными световыми пучками, позволил установить основные поляризационные закономерности четырехволнового взаимодействия с участием сингулярного светового пучка. Определена таблица состояний поляризации дифрагированной волны при различных поляризациях записывающих сингулярную голограмму волн. Установлено, что поляризационное четырехволновое взаимодействие дает возможность динамически изменять поляризацию световых волн: поворачивать плоскость поляризации на 90°, а также переводить линейное состояние поляризации в эллиптическое или круговое. Выявленные закономерности представляют интерес для реализации схем динамического фазово-поляризационного преобразования лазерных пучков.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Frequency up-conversion of coherent images by intracavity nondegenerate four-wave mixing / O. Ormachea [et al.] // Opt. Express. 2006. Vol. 14, № 18. P. 8298–8304.
2. Романов О. Г., Толстик А. Л. Преобразование волнового фронта оптических вихрей при многоволновых взаимодействиях в резонансных средах // ЖПС. 2009. Т. 76, № 3. С. 395–401.
3. Ормачеа О., Толстик А. Л. Поляризационное многоволновое взаимодействие в растворах лазерных красителей // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, № 8. С. 1144–1146.
4. Gahagan K. T., Swartzlande G. A. Trapping of low-index microparticles in an optical vortex // J. Opt. Soc. Am. 1998. Vol. 15, № 2. P. 524–534.
5. Linear and nonlinear waveguides induced by optical vortex solitons / A. H. Carlsson [et al.] // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, № 9. P. 660–662.
6. Materials processing with a tightly focused femtosecond laser vortex pulse / С. Hnatovsky [et al.] // Opt. Lett. 2010. Vol. 35, № 20. P. 3417–3419.
7. Толстик А. Л. Динамическая голография сингулярных световых пучков // Вестн НАН Беларуси. 2013. № 2. С. 44–48.
8. Polarization of four-wave mixing with electromagnetically induced transparency / X. Cheng [et al.] // Opt. Commun. 2012. Vol. 285. P. 4507–4514.
9. Multiplex diffraction from functionalized polymer liquid crystals and polarization conversion / O. Hiroshi [et al.] // Opt. Express. 2003. Vol. 11, № 19. P. 2379–2384.
10. Polarization holography reveals the nature of the grating in polymers containing azo-dye / P. A. Blanche [et al.] // Opt. Commun. 2000. Vol. 185. P. 1–12.
11. Huang T., Wagner K. H. Coupled mode analysis of polarization volume hologram // IEEE J. Quantum Electron. 1995. Vol. 31. P. 372–390.
12. Романов О. Г., Горбач Д. В., Толстик А. Л. Преобразование оптических вихрей поляризационными динамическими голограммами // Оптика и спектроскопия 2013. Т. 115, № 3. С. 383–388.
13. Степанов Б. И., Грибковский В. П. Введение в теорию люминесценции. Минск, 1963.

Поступила в редакцию 15.09.2014.

Сергей Александрович Назаров – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета БГУ. Научный руководитель – А. Л. Толстик.

Олег Геннадьевич Романов – кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой компьютерного моделирования физического факультета БГУ.

Дмитрий Владиславович Горбач – старший преподаватель кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета БГУ.

Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор, проректор по учебной работе БГУ.