

УДК 535.34; 530.182

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАММАМИ

© 2013 г. О. Г. Романов, Д. В. Горбач, А. Л. Толстик

*Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь**E-mail: romanov@bsu.by, tolstik@bsu.by*

Поступила в редакцию 22.01.2013 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследований закономерностей преобразования топологической и поляризационной структур оптических вихрей поляризационными динамическими голограммами, сформированными импульсными гауссовыми и сингулярными световыми пучками в растворах красителей.

DOI: 10.7868/S0030403413090201

Как правило, при записи как статических, так и динамических голограмм используют одинаково поляризованные волны, когда пространственно модулированное интерференционное поле опорной и сигнальной волн приводит к записи голографических решеток за счет пространственной модуляции оптических параметров фоточувствительной среды (изменение показателя преломления и (или) коэффициента поглощения). При поляризационной голографической записи опорная и сигнальная волны поляризованы ортогонально друг другу, суммарная интенсивность этих волн остается постоянной, и имеет место только пространственная модуляция состояния поляризации света в соответствии с разностью фаз записываемых голограмму волн [1]. При этом пространственно-переменное состояние поляризации суммарного поля вызывает в среде возникновение пространственной модуляции фотоанизотропии и (или) фотогиротропии [2–4]. Переход к поляризационной записи голограмм позволяет управлять поляризацией дифрагированного излучения, что может быть использовано, например, в системах коррекции лазерного излучения со сложным распределением поляризации по фронту волны [5], а также получать информацию о строении и анизотропных свойствах среды, что имеет перспективы использования в системах поляризационной оптической памяти [6].

Поляризационная запись динамических голограмм в растворах сложных органических соединений (красителей) возможна вследствие наведенной анизотропии поглощения среды. При этом эффект насыщения поглощения приводит к проявлению нелинейностей пятого и более высоких порядков, определяющих возможность реализации нелинейной голографической записи и многоволновых процессов [7–9]. Многоволновые взаимодействия на основе нелинейных дина-

мических голограмм, в свою очередь, позволяют реализовать управление в реальном времени структурой оптических вихрей, при этом становится возможным преобразование их волнового фронта [10], топологической структуры [11], а также частоты несущей волны [12].

В настоящей работе проведен теоретический анализ процессов преобразования топологической и поляризационной структур оптических вихрей в схеме записи и считывания пропускающих динамических поляризационных голограмм, а также приведены результаты экспериментальных исследований закономерностей преобразования сингулярных пучков при реализации поляризационного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим задачу воздействия высокоинтенсивного поляризованного лазерного излучения на резонансную среду, учитывающую два энергетических состояния (основное и возбужденное). Предположим, что световой пучок \mathbf{E} распространяется вдоль оси z и является линейно поляризованным вдоль оси x . Исходя из кинетических уравнений для населенностей основного (n_1) и возбужденного (n_2) энергетических уровней [13] можно получить стационарные функции распределения в единице телесного угла Ω , зависящие от интенсивности излучения I и угла θ между электрическим вектором \mathbf{E} и дипольным моментом молекул \mathbf{D} :

$$n_1(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{2 + 3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (1)$$

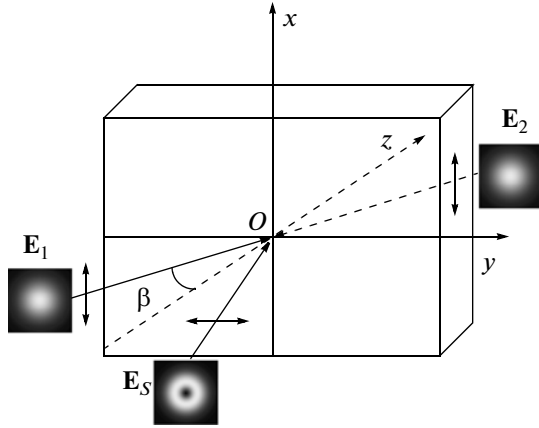


Рис. 1. Схема формирования объемной поляризационной голограммы опорным гауссовым и сигнальным сингулярным световыми пучками.

$$n_2(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где коэффициент $\alpha = (B_{12} + B_{21}) / \nu p_{21}$ определяет интенсивность насыщения резонансного перехода ($I_{\text{нас}} = \alpha^{-1}$), $B_{12,21}$ – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов, P_{21} – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов, $\nu = c/n_0$ – скорость света в среде с показателем преломления n_0 .

Для описания нелинейного отклика ансамбля двухуровневых частиц используем формализм комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + ik$. Коэффициенты экстинкции среды вдоль оси поляризации x и перпендикулярной ей оси y определяются следующими выражениями:

$$\kappa^{(x,y)} = \int \kappa^{(x,y)}(\Omega) d\Omega = \iint \kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

где функции

$$\kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) = (\hbar c N / 2\nu) (n_1 - n_2) b^{(x,y)}(\theta, \phi)$$

определяют вклад в коэффициент экстинкции частиц, ориентированных в единичном телесном угле Ω . При этом используются дифференциальные коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов

$$b^{(x)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \cos^2 \phi,$$

$$b^{(y)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \sin^2 \phi,$$

$B_{12} = B_{21} \equiv B$ для совпадающих контуров поглощения и люминесценции. Интегрируя (3) по всем углам θ и ϕ , получаем следующие выражения для коэффициентов экстинкции среды вдоль оси поляризации x и перпендикулярной ей оси y :

$$\kappa^{(x)} = 3\kappa_0 \left[\frac{1}{3\alpha I} - \frac{\arctg \sqrt{3\alpha I}}{(3\alpha I)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

$$\kappa^{(y)} = \frac{3}{2} \kappa_0 \left[-\frac{1}{3\alpha I} + \left(\frac{1}{\sqrt{3\alpha I}} + \frac{1}{(3\alpha I)^{3/2}} \right) \arctg \sqrt{3\alpha I} \right], \quad (5)$$

где κ_0 – не зависящий от интенсивности (линейный) коэффициент экстинкции.

Вычислим анизотропию коэффициента экстинкции $(\kappa_x - \kappa_y) / \kappa_0$ при малой интенсивности светового пучка ($\alpha I \ll 1$), используя при этом разложение $\arctg \sqrt{3\alpha I} \sim \sqrt{3\alpha I} (1 - \alpha I)$:

$$(\kappa_x - \kappa_y) / \kappa_0 = 3\alpha I / 2. \quad (6)$$

Аналогично можно рассчитать анизотропию показателя преломления двухуровневой резонансной среды под действием интенсивного поляризованного излучения:

$$(n_x - n_y) / \kappa_0 = 3\Theta \alpha I / 2B, \quad (7)$$

где функция $\Theta(\omega)$ связана соотношением Крамера-Кронига с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов $B(\omega)$. Таким образом, при интенсивности светового пучка, много меньшей интенсивности насыщения резонансного перехода, данная модель описывает эффекты светоиндуцированной анизотропии коэффициента поглощения и показателя преломления в приближении кубической нелинейности.

Рассмотренная модель взаимодействия высокоинтенсивного линейно поляризованного излучения с нелинейной первоначально изотропной средой была применена для описания процесса преобразования пространственной и топологической структур вихревых оптических пучков при записи и считывании поляризационных динамических голограмм. Будем полагать, что частота ω записывающих динамическую голограмму световых пучков E_1 и E_s , а также считывающего пучка E_2 близка к центру полосы поглощения $S_0 - S_1$ раствора красителя. Опорный пучок E_1 с гауссовым распределением интенсивности в поперечном профиле и сигнальный сингулярный световой пучок E_s пересекаются в объеме нелинейной среды под небольшим углом β , а считывающий гауссов пучок E_2 распространяется точно навстречу пучку E_1 (рис. 1).

Ограничим рассмотрение случаем линейной взаимно ортогональной поляризации опорного и сигнального пучков ($\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{x}$, $\mathbf{E}_S \parallel \mathbf{y}$), полагая при этом, что поляризация считывающего динамическую голограмму пучка совпадает с поляризацией опорного ($\mathbf{E}_2 \parallel \mathbf{E}_1$). В этом случае суммарное поле световых волн можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_S = \frac{1}{2}[\mathbf{e}_1 E_{1x} \exp i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \varphi_1) + \mathbf{e}_2 E_{Sy} \exp i(\mathbf{k}_S \mathbf{r} - \omega t + \varphi_S) + \text{к.с.}], \quad (8)$$

где \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 — единичные векторы вдоль осей x и y соответственно, \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_S — волновые векторы опорной и сигнальной волн.

Преобразуем выражение (8) к виду

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_x \cos \omega t + q_x \sin \omega t \\ p_y \cos \omega t + q_y \sin \omega t \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где

$$p_x = E_{1x} \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \varphi_1), \quad q_x = E_{1x} \sin(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \varphi_1),$$

$$p_y = E_{Sy} \cos(\mathbf{k}_S \mathbf{r} + \varphi_S), \quad q_y = E_{Sy} \sin(\mathbf{k}_S \mathbf{r} + \varphi_S).$$

При этом мы положили $E_z \approx 0$, что является обоснованным приближением при малых углах схождения световых пучков $2\beta < 5^\circ$ [3]. Используя выражения (9), можно определить состояние поляризации суммарного поля в каждой точке пространства в области перекрытия световых пучков \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_S . Так, выражения для параметров эллипса поляризации суммарного поля (квадратов большой и малой полуосей a^2 , b^2 , а также угла наклона γ между большой полуосью и осью Ox) в плоскости xOy имеют [3] вид

$$a^2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_S) + \frac{1}{2}\sqrt{(I_1 + I_S)^2 - 4I_1 I_S \sin^2[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) \mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_S]}, \quad (10)$$

$$b^2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_S) - \frac{1}{2}\sqrt{(I_1 + I_S)^2 - 4I_1 I_S \sin^2[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) \mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_S]}, \quad (11)$$

$$\sin 2\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 I_S} \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) \mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_S]}{a^2 - b^2}, \quad (12)$$

$$\cos 2\gamma = (I_1 - I_S)/(a^2 - b^2).$$

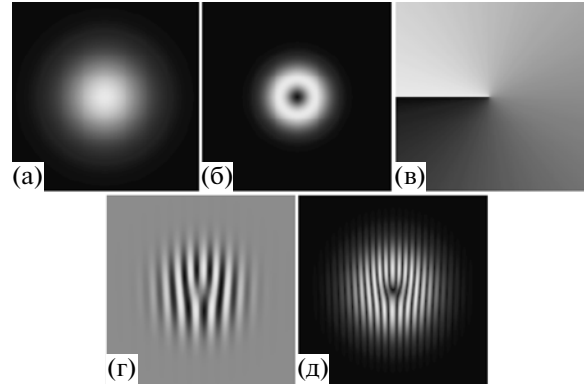


Рис. 2. Пространственные профили опорного (а) и сигнального (б) световых пучков на границе $z = 0$, волновой фронт сигнального пучка (в), распределения азимута наклона (г) и отношения полуосей (д) эллипса поляризации динамической решетки.

Рассмотрим пространственные распределения параметров эллипса поляризации суммарного светового поля, приняв в качестве опорного E_1 пучок с плоским волновым фронтом и гауссовым распределением интенсивности (рис. 2а):

$$E_{1x}(z = 0, r, \varphi) = E_{10} \exp[-(r/\sqrt{2}r_{01})^2],$$

а в качестве сигнального — вихревой пучок E_S с фазовой дислокацией топологического заряда m (рис. 2б, 2в):

$$E_{Sy}(z = 0, r, \varphi) = E_{S0}[r/r_0]^{|m|} \exp[-(r/\sqrt{2}r_{0S})^2 + im\varphi].$$

Для обеспечения эффективного перекрытия пучков в объеме среды полуширина опорного пучка была выбрана в два раза большей, чем у сигнального ($r_{01} = 2r_{0S}$). На рис. 2г, 2д представлены рассчитанные по формулам (10)–(12) пространственные распределения азимута наклона γ ($\pi/2 \geq \gamma \geq -\pi/2$) и отношения полуосей ($\delta = \pm \arctg(b/a)$, $\pi/2 \geq \delta \geq -\pi/2$) эллипса поляризации суммарного светового поля на границе среды $z = 0$, принимающие все возможные значения от минимума (черный цвет) до максимума (белый цвет). Видно, что в области перекрытия световых пучков формируются пространственно-периодические распределения параметров эллипса поляризации суммарного светового поля, причем решетка эллиптичности характеризуется удвоенной пространственной частотой по отношению к решетке азимута угла наклона эллипса поляризации. Наличие в поляризационных картинах вилкообразных дислокаций, характерных для интерферogramm интенсивности сингулярных световых пучков [10], объясняется неопределенностью фазы в центре сигнального пучка \mathbf{E}_S .

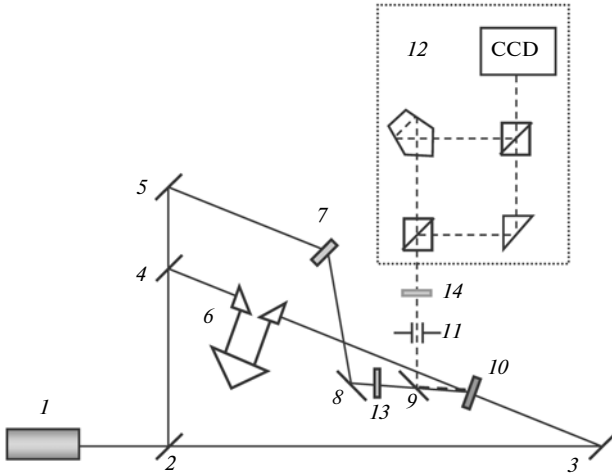


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для реализации ЧВВ гауссовых и сингулярных световых пучков.

Таким образом, анализ структуры пространственного распределения поляризации суммарного поля опорного и сигнального световых пучков позволяет сделать вывод о том, что в средах с фотоанизотропией в рассмотренной геометрии возможна запись поляризационных голограмм, содержащих информацию о топологической структуре оптических вихрей.

При встречном направлении распространения считывающей волны

$$\mathbf{E}_2 = (1/2)[\mathbf{e}_1 E_{2x} \exp i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t + \varphi_2) + \text{к.с.}]$$

и выполнении условия фазового синхронизма $\mathbf{k}_D = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_2$ в среде с кубической нелинейностью индуцируется поляризация $\mathbf{P}_{\text{нл}} \sim \mathbf{e}_2 \chi^{(3)} E_1 E_2 E_S^*$. В приближении малой дифракционной эффективности с учетом выражений (6), (7) для наведенной анизотропии уравнение для комплексной амплитуды дифрагированной волны \mathbf{E}_D может быть записано в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \beta \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik} \right) \mathbf{E}_D = -i \frac{k_0}{2} \mathbf{e}_2 \frac{3\hat{\Theta}}{8B} \alpha' E_1 E_2 E_S^*. \quad (13)$$

В данном уравнении $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан, $k = \omega n_0/c$ – волновое число, k_0 – линейный коэффициент поглощения среды, $\hat{\Theta}(\omega) = \Theta(\omega) + iB(\omega)$, $\alpha' = \alpha c n_0 / 8\pi$.

Как следует из анализа уравнения (13), дифрагированная волна \mathbf{E}_D распространяется точно навстречу сигнальной волне \mathbf{E}_S и имеет такую же поляризацию ($\mathbf{E}_D \parallel \mathbf{y}$). При этом использование плоских опорной \mathbf{E}_1 и считывающей \mathbf{E}_2 волн

($\varphi_1 + \varphi_2 = \text{const}$) позволяет реализовать эффект обращения волнового фронта, при котором фаза дифрагированной волны \mathbf{E}_D формируется обратной к фазе сигнальной волны \mathbf{E}_S ($\varphi_D = -\varphi_S$). В случае, когда сигнальный пучок \mathbf{E}_S характеризуется наличием топологического заряда m , обращенный световой пучок \mathbf{E}_D должен содержать топологический заряд обратного знака $-m$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментально ЧВВ поляризованных гауссовых и сингулярных световых пучков исследовалось при записи пропускающих динамических голограмм в схеме попутного распространения опорного и сигнального пучков в растворе красителя родамин 6Ж. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Лазер на алюмоиттриевом гранате 1 (расходимость светового пучка $\theta_{0.5} \leq 2$ мрад, длительность импульса $\tau = 20$ нс) работал в режиме генерации второй гармоники излучения ($\lambda = 532$ нм). Опорная \mathbf{E}_1 и сигнальная \mathbf{E}_S волны формировались светоделителем 2 и зеркалами 4, 5. Для согласования оптической длины пути сигнальной и опорной волн использовалась линия задержки 6. Для получения сигнального светового пучка с винтовой дислокацией волнового фронта использовались компьютерно синтезированные транспаранты 7, записанные в слоях полиметилметакрилата, содержащего фенантренхинон [14]. Сингулярный пучок направлялся в кювету 10 с этанольным раствором красителя родамин 6Ж под небольшим углом к опорной волне с помощью зеркала 8. Считывающая волна \mathbf{E}_2 направлялась в кювету с раствором красителя точно навстречу опорной волне \mathbf{E}_1 с помощью подвижного зеркала 3. Малый угол ($2\beta \approx 30$ мрад) между направлениями распространения опорной и сигнальной волн и поперечные размеры пучков ($r_{10} = 250$ мкм и $r_{S0} = 75-150$ мкм) обеспечивали эффективное пространственное перекрытие взаимодействующих световых пучков в кювете с раствором красителя. Для выделения дифрагированного пучка использовались полупрозрачное зеркало 9 и диафрагма 11. Пространственные профили интенсивности световых пучков регистрировались с помощью CCD-камеры, размещенной на выходе интерферометра Маха-Цендера 12, позволяющего получать интерференционные картины для сигнального и дифрагированного световых пучков и идентифицировать их топологическую структуру. Поляризация взаимодействующих волн изменялась посредством внесения в сигнальный пучок полуволновой фазовой пластинки 13, а состояние поляризации обращенной волны анализировалось с помощью призмы Глана 14. При проведении эксперимента

также отслеживался вид пространственного распределения и топологическая структура обращенной волны. Для регистрации пространственного распределения пучка одно из плеч интерферометра Маха-Цендера перекрывалось, и на камеру поступал только один пучок.

Результаты экспериментального исследования ЧВВ в этанольном растворе красителя родамин 6Ж представлены на рис. 4, где приведены изображения пучков, полученные в эксперименте (левая колонка), а также соответствующие им интерферограммы (правая колонка), подтверждающие наличие топологического заряда.

На начальном этапе все взаимодействующие волны имели одинаковую поляризацию – вертикальную, что соответствовало стандартной схеме ЧВВ. Изображения на рис. 4а', 4а" соответствуют сигнальному пучку E_s . В данном случае в качестве сигнального использовался сингулярный пучок с топологическим зарядом $m = 1$, что подтверждается интерферограммой, в которой, как и следует из вида используемой для регистрации заряда схемы, добавляются две интерференционные полосы. Дифрагированный пучок E_D (рис. 4б', 4б") также был вертикально поляризован и содержал топологический заряд, по модулю равный заряду сигнального пучка. Отметим, что обращение волнового фронта сингулярного пучка, реализующееся при стандартных схемах ЧВВ, приводит к инверсии знака топологического заряда [10], однако для подтверждения данного факта необходимо регистрировать интерферограммы сигнального и дифрагированного пучков не с плоским волновым фронтом, а со сферическим [12].

Путем внесения в сигнальный пучок фазовой пластинки $\lambda/2$ была реализована схема записи поляризационной голограммы линейно поляризованными во взаимно ортогональных плоскостях опорным гауссовым и сигнальным сингулярным световыми пучками, аналогичная представленной на рис. 1. Полученные изображения дифрагированного пучка E_D и соответствующая интерферограмма представлены на рис. 4в', 4в". Поляризация дифрагированного пучка совпадала с поляризацией сигнального пучка. Помещая полуволновую фазовую пластинку поочередно в опорный и считывающий гауссовы световые пучки, были также получены и другие возможные комбинации ортогональной поляризации взаимодействующих волн. Интерферограммы, полученные при этом, показывают, что при любой комбинации поляризаций взаимодействующих волн топологический заряд, внесенный в сформированную динамическую голограмму, передается обращенной волне и по модулю равен заряду сигнальной волны E_s .

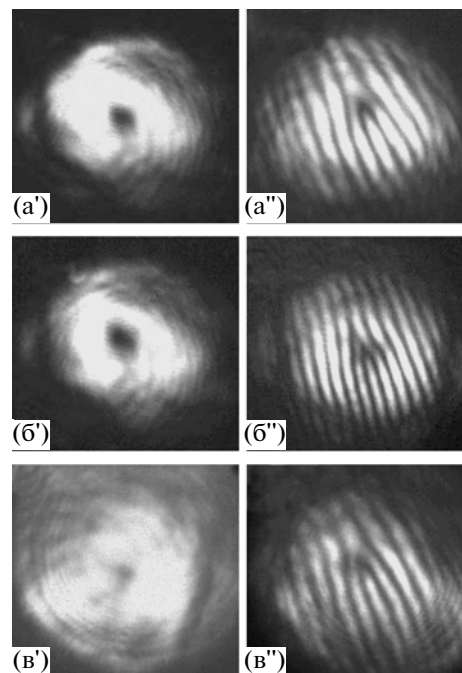


Рис. 4. Пространственные профили и интерферограммы сигнального сингулярного пучка с топологическим зарядом $m = 1$ (а) и дифрагированных пучков при одинаковой (б) и ортогональной (в) поляризациях опорного и сигнального пучков.

В заключение отметим, что исследованный в настоящей работе метод записи и считывания поляризационных динамических голограмм в средах с фотоиндуцированной анизотропией коэффициента поглощения и показателя преломления открывает дополнительные возможности управления структурой сингулярных световых пучков, что может найти применение, например, при реализации математических операций с использованием в качестве логических единиц топологического заряда оптических вихрей и их состояния поляризации.

Работа частично поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта Ф11К-136.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Какичаивили Ш.Д.* // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. В. 3. С. 324.
2. *Ebraldize T.D.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 1357.
3. *Huang T., Wagner K.H.* // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. P. 372.
4. *Xu M., de Boer D.K.G., van Heesch C.M., Wachters A.J.H., Urbach H.P.* // Opt. Expr. 2010. V. 18. № 7. P. 6703.

5. *Тарасашвили В.И., Пурцеладзе А.Л.* // Опт. и спектр. 2007. Т. 103. № 6. С. 1046–1049.
6. *Nikolova L., Todorov T.* // J. Mod. Opt. 1984. V. 31. P. 579.
7. *Blouin A., Denariez-Roberge M.M.* // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. P. 227.
8. *Arce Diego J.L., Fanjul Velez F., Pereda Cuban D., Tolstik A.L., Romanov O.G., Ortachea O.* // Proc. SPIE. 2005. V. 5710. P. 159.
9. *Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л.* // Опт. и спектр. 1996. Т. 80. № 2. С. 313.
10. *Романов О.Г., Толстик А.Л.* // ЖПС. 2009. Т. 76. № 3. С. 395.
11. *Романов О.Г., Толстик А.Л.* // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 5. С. 825.
12. *Романов О.Г., Горбач Д.В., Толстик А.Л.* // Опт. и спектр. 2010. Т. 108. № 5. С. 812.
13. *Степанов Б.И., Грибковский В.П.* Введение в теорию люминесценции. Минск: Изд. АН БССР, 1963. 444 с.
14. *Mahilny U.V., Marmysh D.N., Tolstik A.L., Matusevich V., Kowarschik R.* // J. Opt. A. 2008. V. 10. № 8. P. 085302.