

УДК 535.34

А.Л. ТОЛСТИК, Д.В. ГОРБАЧ, О. ОРМАЧЕА (БОЛИВИЯ), О.Г. РОМАНОВ

ЧАСТОТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ МЕТОДАМИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

The features of the frequency conversion of light beams on recording of nonlinear dynamic holograms in dye solutions have been studied. Four- and six-wave mixing patterns in the intracavity and cavitiless configurations have been considered. The effective multiplication methods for the topological charge of singular light beams have been demonstrated together with the realizations of doubled phase conjugation of coherent images.

Постоянный интерес, проявляемый последние десятилетия к преобразованию световых полей интерференционно-голографическими методами, связан с возможностью реализации прямой оптической обработки изображений и управления пространственно-временной структурой световых полей. Первые шаги в этой области были сделаны за счет переноса идей и методов традиционной (статической) голографии на процессы динамической записи и обработки световых полей в нелинейных средах. Впоследствии была установлена тесная связь между динамической голографией и нелинейной оптикой. Работы в данном направлении внесли существенный вклад в развитие исследований параметрического взаимодействия в разнообразных средах, стимулировали интерес к процессам преобразования световых пучков со сложной пространственно-временной структурой. Наиболее впечатляющим эффектом явилось открытие явления обращения волнового фронта – ОВФ (фазового сопряжения) световых волн при четырехвольновом взаимодействии [1]. На основе ОВФ были разработаны оригинальные способы компенсации фазовых искажений при распространении излучения в оптически неоднородных средах, предложены новые методы оптической обработки информации в реальном времени, при реализации разнообразных логических операций и ассоциативной голографической памяти [2].

Существенное расширение возможностей голографических методов преобразования световых полей связано с переходом к исследованиям многоволновых взаимодействий, используемых в средах с нелинейностями пятого и более высоких порядков [3]. В таких средах имеют место искажения профиля штриха голографической решетки, которые традиционно рассматривались как негативный фактор, приводящий к появлению шумовых компонент дифрагированного излучения. Однако в этих условиях появляются новые компоненты в Фурье-разложении нелинейной восприимчивости среды по пространственным гармоникам динамической решетки, что позволяет реализовать дифракцию считывающего луча в брэгговском режиме во второй и более высокие порядки. Анализ свойств нелинейных голографических элементов способствовал существенному развитию методов обработки оптической информации (пространственная фильтрация, ассоциативная память) и позволил осуществить различные виды преобразований светового пучка (изменение формы волнового фронта, направления распространения, корректировка искажений пространственной структуры, частотное преобразование изображений и т. д.).

Сказанное позволяет сделать вывод об актуальности изучения записи динамических голограмм при многоволновых взаимодействиях и разработки на их основе новых методов преобразования световых полей. В настоящей работе изложены теоретические и экспериментальные результаты по частотному преобразованию световых полей динамическими голограммами при невырожденном

по частоте многоволновому взаимодействию в условиях проявления нелинейностей высших порядков. Рассмотрены основные физические процессы, приводящие к формированию нелинейного отклика. Особое внимание уделено нелинейной записи динамических голограмм, позволяющей реализовать обращение волнового фронта с одновременным преобразованием частоты излучения, а также интерференционно-голографическим методам преобразования световых полей.

Теоретическая модель

Теоретическая модель частотного преобразования световых полей при записи динамических голограмм в нелинейных средах основывается на системе укороченных волновых уравнений для комплексных амплитуд световых волн в условиях, когда динамические голограммы записываются сигнальной E_S и опорной E_1 волнами на частоте ω , а считывание осуществляется волной E_2 на удвоенной частоте 2ω .

Условия фазового синхронизма. В зависимости от направления распространения считающей волны реализуется четырех- (рис. 1 *a*) или шестиволновое (рис. 1 *б*) смешение. В первом случае поляризация, отвечающая за формирование дифрагированной волны E_D на частоте 2ω , имеет вид $P \propto E_1 E_S^* E_2$, при этом условие фазового синхронизма $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_D$ отвечает уменьшению угла

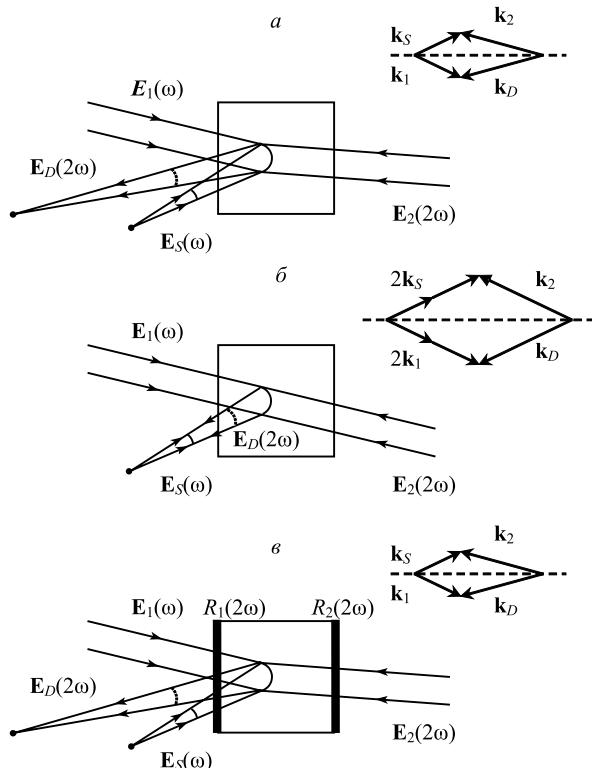


Рис. 1. Схемы преобразования световых пучков при частотно-невырожденном четырех- (*а*) и шести- (*б*) и внутристационарном четырехвольновом (*в*) взаимодействиях

полагается внутри интерферометра Фабри – Перо, зеркала которого эффективно отражают излучение на частоте 2ω и прозрачны на частоте ω . Таким образом, реализуется дополнительная возможность управления дифракционной эффективностью и угловой селективностью внутристационарных динамических голограмм.

Нелинейно-оптический отклик растворов красителей. При теоретическом моделировании будем предполагать, что частота ω записывающих динамическую голограмму волн E_1 и E_S совпадает с центром полосы поглощения $S_0 – S_1$ раствора красителя, а волны E_2 и E_D на частоте 2ω практически не поглощаются в нелинейном слое. При этом волна E_D формируется вследствие дифракции волны E_2 на тепловой динамической решетке. С учетом вклада в формирование оптического отклика раствора красителя как резонансной, так и тепловой нелинейности в резонансном канале $S_0 – S_1$ выражения для нелинейной восприимчивости среды на частотах ω и 2ω имеют вид [3]:

между дифрагированным и считающим пучками относительно угла между записывающими голограмму волнами. В схеме шестиволнового смешения нелинейная поляризация представляется в виде $P \propto (E_1 E_S^*)^2 E_2$ и направление распространения E_D определяется условием фазового синхронизма $\mathbf{k}_D = 2\mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_S + \mathbf{k}_2$. В терминах динамической голографии можно говорить о записи и считывании линейных (четырехвольновое смешение) и квадратичных (шестиволновое смешение) динамических голограмм [4]. При встречном распространении плоских опорной и считающей волны ($2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0$) дифрагированная волна имеет свойства фазово-сопряженной к сигнальной волне, так как распространяется точно навстречу ей ($\mathbf{k}_D = -2\mathbf{k}_S$) и имеет сопряженный волновой фронт ($\phi_D = -2\phi_S$). В данной геометрии взаимодействия реализуется частотное преобразование сложных волновых фронтов, что позволяет осуществить, например, визуализацию инфракрасных (ИК) изображений [5]. На рис. 1 *в* также представлена геометрия взаимодействия световых волн в условиях реализации внутристационарного четырехвольнового взаимодействия [6]. В отличие от рис. 1 *а* здесь нелинейная среда рас-

$$\chi(\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \left(\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I_\Sigma}{1 + \alpha I_\Sigma} \right), \quad (1)$$

$$\chi(2\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \frac{a_T I_\Sigma}{1 + \alpha I_\Sigma}, \quad (2)$$

где $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})/vP_{21} - a_T$, $a_T = \sigma_T (1 - \mu_{21})$. Параметр $\alpha = (B_{12} + B_{21})/vP_{21}$ определяет интенсивность насыщения резонансного перехода $S_0 - S_1$ ($I_{\text{нас}} = \alpha^{-1}$). Интенсивность интерференционного поля волн E_1 и E_S определяется как $I_\Sigma = I_1 + I_S + 2\sqrt{I_1 I_S} \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_S]$. В выражениях для коэффициентов $\hat{\Theta}_{kl}(\omega) = \Theta_{kl}(\omega) + iB_{kl}(\omega)$ параметры $\Theta_{kl}(\omega)$ связаны соотношениями Крамерса – Кронига с коэффициентами Эйнштейна для вынужденных переходов $B_{kl}(\omega)$ в спектральном канале $S_0 - S_1$. Остальные параметры определяются следующим образом: $v = c/n_0$ – скорость света в среде; κ_0 – начальный коэффициент экстинкции; n_0 – нерезонансная составляющая показателя преломления среды; P_{21} – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов; $\sigma_T = 2\omega(dn/dT)\tau / cC_p$, где τ – длительность взаимодействия, C_p – теплоемкость единицы объема, dn/dT – термооптический коэффициент, μ_{21} – квантовый выход люминесценции.

Укороченные волновые уравнения. Система уравнений, описывающая формирование волны E_D на частоте 2ω при дифракции волны E_2 на решетке, сформированной волнами E_1 и E_S на частоте ω , в стационарном режиме четырех- или шестиволнового взаимодействия может быть записана в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \mp \gamma_{1,S} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_\perp}{2ik_{1,S}} \right) E_{1,S} = \frac{i2\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(\omega) E_{1,S} + \chi_{\pm 1}(\omega) E_{S,1}], \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \gamma_{2,D} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_\perp}{2ik_{2,D}} \right) E_{2,D} = -\frac{i4\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(2\omega) E_{2,D} + \chi_{\mp 1(\mp 2)}(2\omega) E_{D,2}]. \quad (4)$$

Здесь $\gamma_{1,S}$ и $\gamma_{2,D}$ – углы с осью z волновых векторов \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_S и \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_D соответственно; $k = \omega n_0/c$ – волновое число; $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан. Компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды в ряд Фурье $\chi_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi(\xi) \exp[-im\xi] d\xi$ по пространственным гармоникам решетки $\xi = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}$ определяются спектроскопическими характеристиками резонансного перехода, термооптическими параметрами раствора красителя, частотой и интенсивностью взаимодействующих волн. Конкретный вид взаимодействия (четырех- или шестиволновое) учитывается путем использования в уравнении (4) компонент разложения $\chi_{\mp 1}$ или $\chi_{\mp 2}$.

С использованием явного вида выражений для Фурье-компонент нелинейной восприимчивости на частотах ω (1) и 2ω (2) систему уравнений (3), (4) можно преобразовать к следующему виду:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \mp \gamma_{1,S} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_\perp}{2ik_{1,S}} \right) E_{1,S} = i \frac{k_0}{2} f_{1,S} E_{1,S}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \gamma_{2,D} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_\perp}{2ik_{2,D}} \right) E_{2,D} = -ik_0 [\psi E_{2,D} + \phi^{(1),(2)} E_{D,2}], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} f_{1,S} &= \frac{\Theta_{12}}{B_{12}} - \frac{a}{\alpha} + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha A} - \frac{2\hat{\alpha} I_{S,1}}{A[1 + \alpha(I_1 + I_S) + A]}, \\ \psi &= \frac{a_T}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{A} \right), \\ \phi^{(1)} &= \frac{2a_T \sqrt{I_1 I_S}}{A[1 + \alpha(I_1 + I_S) + A]} \exp[\mp i(\varphi_1 - \varphi_S)], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\phi^{(2)} = \frac{4a_T \alpha I_1 I_S}{A [1 + \alpha(I_1 + I_S) + A]^2} \exp[\mp 2i(\varphi_1 - \varphi_S)], \quad (8)$$

$$A = \left[1 + 2\alpha(I_1 + I_S) + \alpha^2(I_1 - I_S)^2 \right]^{1/2}, \quad k_0 = 2\omega c / c - \text{линейный коэффициент поглощения},$$

$$I_{1,S} = cn_0 |E_{1,S}|^2 / 8\pi - \text{интенсивности сигнальной и опорной волн.}$$

Функции $f_{1,S}$ позволяют учесть модуляцию коэффициента поглощения и показателя преломления вследствие просветления резонансного перехода в интерференционном поле сигнальной и опорной волн; ψ описывает самомодуляцию волн E_2 и E_D , а $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ – параметрическую связь между ними для четырех- и шестиволнового взаимодействия в результате дифракции волн на тепловой динамической решетке.

Внутрирезонаторное взаимодействие световых волн. Для осуществления эффективного считывания динамических решеток, записанных волнами E_S и E_1 на частоте ω , в работе [6] предложено использовать резонаторную обратную связь для E_2 и E_D волн на частоте 2ω .

С учетом многократных отражений на зеркалах интерферометра Фабри – Перо амплитуда волны E_2 на выходе интерферометра может быть найдена в виде суммы волн, представляющих геометрическую прогрессию, и записана в виде

$$E_{2T} = E_{20} \sqrt{1 - R_2} \exp(i\Phi_2) \sqrt{V} \sqrt{1 - R_1} \cdot \left\{ 1 + V \sqrt{R_1 R_2} \exp(i2\Phi_2) + V^2 R_1 R_2 \exp(i4\Phi_2) + \dots \right\},$$

где E_{20} – амплитуда считающей волны на входе резонатора, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора на частоте 2ω ; $\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} nL \cos \theta_2$ – фазовый набег волны E_2 , распространяющейся под углом θ_2 к оси резонатора z ; L – длина резонатора; V – коэффициент, определяющий потери интенсивности волны E_2 за один проход резонатора.

Соответственно интенсивность волны E_2 на выходе резонатора находится как

$$I_{2T} = cn_0 |E_{2T}|^2 / 8\pi = I_{20} \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)V}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}V)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}V \sin^2(\Phi_2)}.$$

Здесь $I_{20} = cn_0 |E_{20}|^2 / 8\pi$ – интенсивность считающей волны на входе резонатора. При отсутствии поглощения на частоте 2ω потери считающей волны определяются ее дифракцией на записанной в интерферометре динамической решетке: $V = 1 - \xi_0$, где $\xi_0 = I_D(z=0)/I_{20}$ – дифракционная эффективность динамических решеток при однократном проходе нелинейного слоя.

Аналогичным образом путем суммирования амплитуд волн, возникающих при дифракции волны E_2 на внутрирезонаторной решетке при каждом обходе резонатора, находим амплитуду дифрагированной волны на выходе интерферометра в виде суммы

$$E_{DT} = E_D(z=0) \sqrt{1 - R_1} \left\{ 1 + VV^* \sqrt{R_1 R_2} \exp(i2\Phi_D) + V^2 (V^*)^2 R_1 R_2 \exp(i4\Phi_D) + \dots \right\}, \quad (9)$$

где $E_D(z=0)$ – амплитуда дифрагированной волны при однократном проходе нелинейного слоя, определяемая при решении системы уравнений (6); $\Phi_D = \frac{2\pi}{\lambda} nL \cos \theta_D$ – фазовый набег дифрагированной волны, распространяющейся под углом θ_D к оси резонатора z . Параметр $V^* = 1 + \xi_0$ определяет усиление дифрагированной волны за один проход резонатора.

С учетом выражения (9) эффективность дифракции волны E_2 на внутрирезонаторной решетке в интерферометре находится как

$$\xi_R = \frac{|E_{DT}|^2}{|E_{20}|^2} = \xi_0 \frac{(1 - R_1)}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}VV^* \right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}VV^* \sin^2(\Phi_D)}. \quad (10)$$

Из анализа выражения (10) следует, что при симметричной конфигурации резонатора ($R_1 = R_2 = R$) максимальный выигрыш в дифракционной эффективности достигается в условиях настройки интерферометра в максимум пропускания ($\Phi_D = 0$) и в области небольших значений ξ_0 может быть оценен

простым соотношением $\xi_R \approx \xi_0 / (1 - R)$. Таким образом, наличие резонаторной связи для волны E_2 может приводить к многократному считыванию динамической решетки и увеличению доли энергии волны E_2 , которая преобразуется в волну E_D .

Методика эксперимента

Частотное преобразование световых пучков было экспериментально реализовано в этанольном растворе полиметинового красителя 3274У при записи пропускающих динамических голограмм в схеме попутного распространения опорного и сигнального пучков. Краситель 3274У имеет полосу поглощения на основной частоте генерации лазера (интенсивность насыщения $I_{\text{нас}} \approx 13 \text{ МВт/см}^2$, время жизни молекул в возбужденном синглетном состоянии $\tau_{21} \approx 10 \text{ пс}$ [7]) и практически прозрачен на частоте второй гармоники, что позволяет записывать динамические голограммы в ИК-области спектра и восстанавливать их в видимой области.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Динамические голограммы записывались на основной гармонике излучения лазера на алюмоиттриевом гранате 1 (длина волны излучения $\lambda = 1064 \text{ нм}$, расходимость светового пучка $\theta_{0,5} \leq 2 \text{ мрад}$, длительность импульса $\tau = 20 \text{ нс}$), соответствующей максимуму полосы поглощения полиметинового красителя 3274У в этаноле. Восстановление динамических голограмм осуществлялось второй гармоникой излучения того же лазера на длине волны $\lambda = 532 \text{ нм}$, которая практически не поглощалась раствором красителя. Опорная E_1 и сигнальная E_S волны формировались спектрорадиатором 2 и зеркалами 4, 5. Для согласования оптической длины пути сигнальной и опорной волн использовалась линия задержки 6. В качестве сигнального светового пучка был взят сингулярный пучок с винтовой дислокацией волнового фронта, который формировался при дифракции на фазовом транспаранте 7, созданном на основе компьютерно-синтезированных структур, с дифракционной эффективностью около 10 %. Сингулярный пучок направлялся в кювету с раствором красителя 10 под небольшим углом к опорной волне с помощью зеркала 8. Типичные соотношения интенсивности опорной и сигнальной волн составляли $I_{10} = 1 \text{ МВт/см}^2$ и $I_{S0} = 0,1 \text{ МВт/см}^2$.

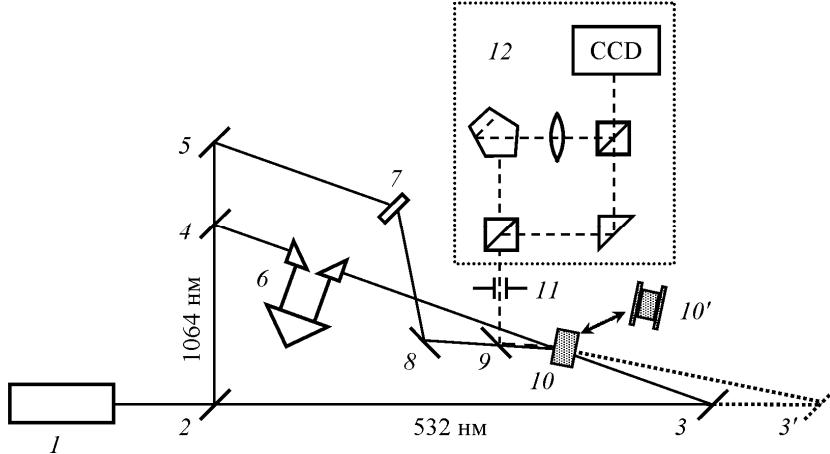


Рис. 2. Схема экспериментальной установки
для реализации частотно-невырожденного многоволнового смешения световых пучков

Считывающая волна на частоте 2ω направлялась в кювету с раствором красителя под малым углом навстречу опорной волне E_1 с помощью зеркала 3. Для случая частотно-невырожденного четырехвольнового взаимодействия направление распространения считающей волны определялось условием фазового синхронизма $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S = \mathbf{k}_D - \mathbf{k}_2$. Малый угол ($2\gamma_{1,S} \approx 30 \text{ мрад}$) между направлениями распространения опорной и сигнальной волн и поперечные размеры пучков ($r_{01} = 250 \text{ мкм}$ и $r_{0S} = 75 \div 150 \text{ мкм}$) обеспечивали эффективное пространственное перекрытие взаимодействующих световых пучков в кювете с раствором красителя. Для выделения дифрагированного пучка использовалось 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. Расположение в одном из плеч интерферометра линзы приводило к формированию интерферограммы в виде спира-

ли, количество рукавов которой пропорционально абсолютной величине топологического заряда оптического вихря, а направление вращения определяет его знак [8].

Аналогичная схема была реализована для внутрирезонаторной записи динамических голограмм. Основной задачей экспериментального исследования в данном случае являлось сравнение значений дифракционной эффективности динамических решеток при реализации невырожденных многоволновых взаимодействий в безрезонаторной схеме и с использованием интерферометра Фабри – Перо. Для этого в эксперименте использовались кювета толщиной 500 мкм и интерферометр Фабри – Перо с такой же базой резонатора и коэффициентами отражения зеркал $R_1 = R_2 = 68\%$ на $\lambda = 532$ нм. Оптическая толщина раствора красителя 3274У на $\lambda = 1064$ нм в обоих случаях составляла $k_0 L = 1$. Отметим, что интерферометр применялся для излучения $\lambda = 532$ нм, в то время как волны основной частоты генерации лазера (E_S и E_1) проходили через нелинейную среду без резонаторной обратной связи. Дифракционная эффективность голографических решеток измерялась при использовании для записи пространственно однородных световых пучков одинаковой интенсивности.

Результаты и их обсуждение

Результаты экспериментального исследования частотного преобразования сингулярных световых пучков при невырожденном четырехволновом взаимодействии в этанольном растворе полиметинового красителя 3274У приведены на рис. 3 *a*, *b*. Как видно, вследствие дифракции считающей волны на фазовой динамической голограмме, записанной опорной волной и сигнальной волной, содержащей винтовую дислокацию волнового фронта с топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 3 *a'*), на частоте 2ω формируется дифрагированный волна с топологическим зарядом противоположного знака $m = -1$ (рис. 3 *a''*). Интерференционная картина, полученная с помощью интерферометра Маха – Цендера, характеризуется наличием однорукавной спиральной структуры, причем различное направление вращения рукавов спирали указывает на различие знаков топологического заряда сигнального (рис. 3 *b'*) и дифрагированного (рис. 3 *b''*) световых пучков.

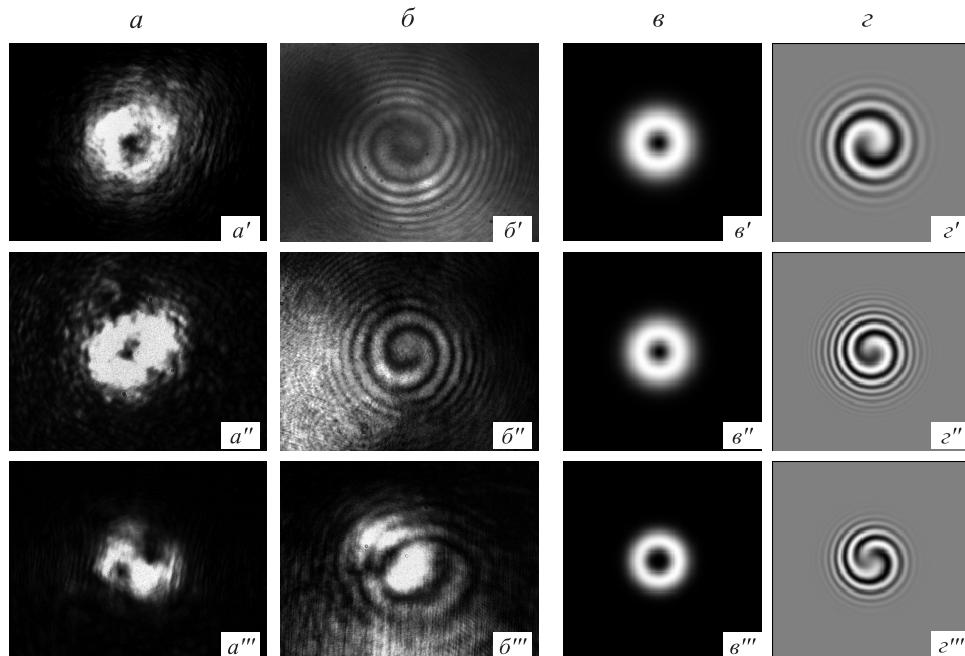


Рис. 3. Экспериментально зарегистрированные и теоретически рассчитанные пространственные профили (*a*, *в*) и интерференционные картины (*б*, *г*) сигнального светового пучка (*a'*–*г'*) и дифрагированных пучков при четырех- (*a''*–*г''*) и шестиволновом (*a'''*–*г'''*) взаимодействии

Изменение угла считывания динамической голограммы в соответствии с условием фазового синхронизма $2(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S) = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_D$ позволяет осуществить восстановление записанного изображения во втором порядке дифракции. При этом в экспериментальной схеме считающая волна направляется точно навстречу опорной волне путем перемещения зеркала $3'$ в положение 3 (см. рис. 2). Зафиксированный в данной геометрии взаимодействия дифрагированный пучок представлен на рис. 3 *a'''*. Как видно, полученное изображение соответствует оптическому вихрю второго порядка ($m = -2$), распавшемуся на два одиночных вихря с топологическим зарядом $m = -1$. Интерференционная картина подтверждает

данное суждение, так как характеризуется не двойной спиралью, а наложением двух спиралей. Таким образом, устойчивой структуры оптических вихрей с топологическим зарядом $m = -2$ зафиксировать не удалось, что может быть обусловлено известным эффектом неустойчивости оптических вихрей второго и более высокого порядка при их распространении, так как регистрация на CCD-камеру проходила на расстоянии 30 см от области взаимодействия (кюветы с раствором красителя), а также влиянием эффектов само- и кросс-модуляции при взаимодействии световых пучков в нелинейной среде.

Результаты экспериментального исследования частотного преобразования сингулярных световых пучков нашли подтверждение в процессе решения системы укороченных волновых уравнений (5), (6). При численном моделировании предполагалось, что сигнальный световой пучок E_S содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда m :

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

В качестве опорного и считающего использовались пучки с плоским волновым фронтом и гауссовым распределением амплитуды:

$$E_1(z=0, r, \varphi) = E_{10} \exp \left[-\left((r - r_1)/\sqrt{2}r_{01} \right)^2 \right],$$

$$E_2(z=L, r, \varphi) = E_{20} \exp \left[-\left((r - r_2)/\sqrt{2}r_{02} \right)^2 \right],$$

причем для обеспечения эффективного перекрытия пучков в объеме среды полуширина опорного и считающего пучков была выбрана в три раза большей, чем у сигнального ($r_{01} = r_{02} = 3r_{0S}$). Световые пучки пересекались в нелинейном слое под углом $2\gamma_1 = 40$ мрад, начальное расстояние между их центрами на границе $z = 0$ было $r_1 - r_S = r_{0S} = 0,1$ см. Пиковая интенсивность опорного пучка варьировалась в диапазоне $\alpha I_0 = 0,5 \div 5$, отношение интенсивности сигнального и опорного пучков $I_{S0}/I_{10} = 0,1$; $\tau = 20$ нс; $\lambda = 1064$ нм. Параметры нелинейной среды выбирались следующим образом: начальный коэффициент поглощения составлял $k_0 = 1 \text{ см}^{-1}$, длина нелинейного слоя равна 1 см, показатель преломления $n_0 = 1,36$; $dn/dT = -4 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$; $C_p = 2 \text{ Дж} \text{ К}^{-1} \text{ см}^{-3}$; полуширина линии поглощения $\Delta\lambda = 100$ нм; квантовый выход люминесценции $\mu_{21} = 0,01$. Длина волны лазерного излучения совпадала с центром полосы поглощения с основного уровня $S_0 - S_1$; стоксов сдвиг зеркально-симметричной полосы люминесценции составлял величину $\Delta\lambda = 100$ нм.

На рис. 3 в, г представлены результаты численного анализа дифракции E_2 на фазовой решетке, записанной гауссовым опорным пучком и сингулярным сигнальным пучком с топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 3 в'). Как для случая четырехволнового (рис. 3 в''), так и для шестиволнового (рис. 3 в''') взаимодействий в дифракционном поле E_D формируются типичные для сингулярных пучков кольцевые распределения интенсивности. На картинах интерференции сигнального (рис. 3 г') и дифрагированных (рис. 3 г'') пучков со сферической опорной волной видно, что характерные интерференционные спирали имеют противоположные направления. Причем для случая шестиволнового взаимодействия (рис. 3 г'') количество рукавов спирали удваивается. Это означает, что в процессе четырехвольнового взаимодействия формируется дифрагированная волна, волновой фронт которой содержит винтовую дислокацию обратного знака по отношению к сигнальной волне ($m = -1$). А в процессе шестиволнового взаимодействия одновременно с инвертированием происходит удвоение знака ($m = -2$) топологического заряда оптического вихря.

Заметим, что полученные при численном анализе изменения знака топологического заряда при четырех- и шестиволновом взаимодействии также следуют из анализа уравнений (5), (6) при использовании выражений (7), (8) для коэффициентов параметрической связи волн $\phi^{(1),(2)}$. Так, при четырехвольновом взаимодействии с использованием плоских опорной и считающей волн ($\phi_1 + \phi_2 = \text{const}$) фаза дифрагированной волны противоположна фазе сигнальной волны ($\phi_D = -\phi_S$), что и определяет инвертирование топологического заряда дифрагированного пучка по отношению к сигнальному. В случае же шестиволнового взаимодействия фаза дифрагированной волны является удвоенной по отношению к фазе сигнальной волны с обратным знаком ($\phi_D = -2\phi_S$), что позволяет инвертировать знак топологического заряда сингулярного светового пучка с его одновременным удвоением.

Далее рассмотрим результаты расчета дифракционной эффективности динамических решеток на частоте 2ω в зависимости от интенсивности записывающих голограмму волн для случаев реализации

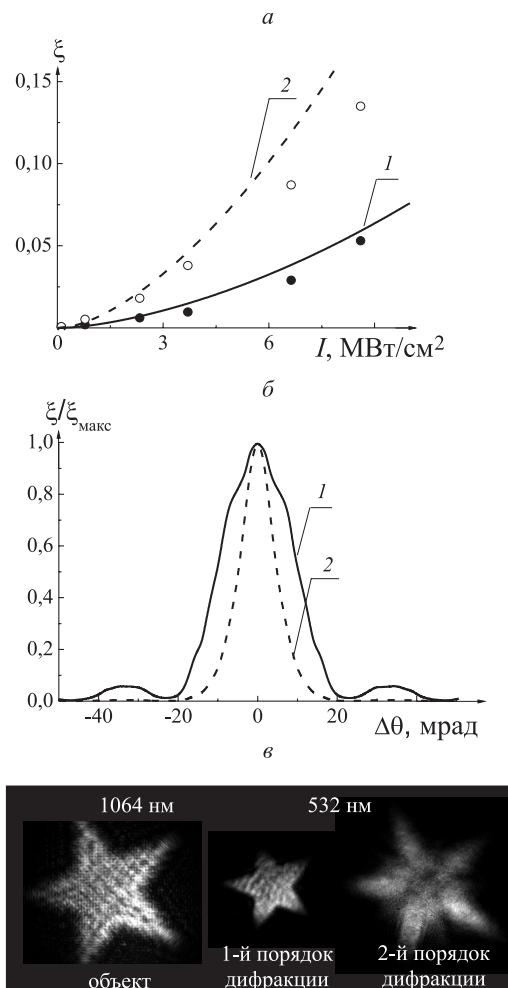


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности записывающих динамических решетки волн (а), без- (1) и внутрирезонаторное (2) четырехволновое смешение; (б) – зависимость дифракционной эффективности ξ от угла рассогласования считающей волны $\Delta\theta$: без- (1) и внутрирезонаторное (2) четырехволновое смешение; (в) – визуализация ИК-изображения (1) при четырех- (2) и шестиволновом (3) смешении

риметра с коэффициентами отражения зеркал $R_1 = R_2 = 68 \%$ приводят к практически двукратному сужению пика угловой селективности динамических решеток вследствие увеличения эффективной длины взаимодействия световых пучков, которая может быть оценена из формулы $L_{\text{eff}} \approx L_0 \frac{\sqrt{1 - R_1}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}$.

С одной стороны, это обстоятельство может снижать качество преобразования сложных волновых фронтов, а с другой – быть использовано для мультиплексной записи динамических голограмм.

В проведенном экспериментальном исследовании подтверждена перспективность увеличения дифракционной эффективности динамических решеток при использовании схем внутрирезонаторного четырех- и шестиволнового смешения. Так, на рис. 4 а точками представлены зависимости дифракционной эффективности ($\xi = I_D(z=0) / I_2(z=L)$) от интенсивности записывающих динамических решетки волн E_S и E_1 для случая четырехволнового смешения. Видно, что в соответствии с теоретическими расчетами с ростом интенсивности имеет место практически квадратичный рост дифракционной эффективности, которая может достигать десятка процентов, при этом использование внутрирезонаторного взаимодействия (кривая 2) позволило в два-три раза увеличить значения дифракционной эффективности по сравнению с безрезонаторным случаем (кривая 1) и экспериментально достигнуть значений дифракционной эффективности $\approx 13,5 \%$.

без- и внутрирезонаторного четырехволнового взаимодействия (рис. 4 а). Зависимости получены в условиях настройки интерферометра Фабри – Перо на максимум пропускания для волн E_2 и E_D ($\Phi_{2,D} = 0$). Можно отметить значительное увеличение дифракционной эффективности внутрирезонаторных динамических решеток (кривая 2) в сравнении с классической безрезонаторной схемой (кривая 1).

Другой особенностью использования внутрирезонаторных схем записи динамических голограмм является увеличение их угловой и спектральной селективности [9] вследствие увеличения эффективной длины взаимодействия световых пучков. Сравнение селектирующих свойств динамических голограмм проведем для рассмотренных схем внутри- и безрезонаторного четырех- и шестиволнового смешения. При этом система волновых уравнений (3), (4) для случая небольшого отклонения от условий фазового синхронизма перепишется в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_{1,S}}{\partial z} &= i \frac{k_0}{2} f_{1,S} E_{1,S} \\ \frac{\partial E_{2,D}}{\partial z} &= -ik_0 (\psi^{(m)} E_{2,D} + \phi^{(m)} E_{D,2} \exp[\mp im(\phi_1 - \phi_S \pm \Delta kz)]) \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

где параметр $\Delta k = 2 \frac{\omega}{c} \theta \Delta\theta$ определяет величину отклонения считающей волны от выполнения точного условия брэгговской дифракции.

Зависимости дифракционной эффективности динамических решеток от угла рассогласования считающей волны $\Delta\theta$, полученные в результате численного решения системы волновых уравнений (11), приведены на рис. 4 б для случая четырехволнового смешения в безрезонаторной (кривая 1) и внутрирезонаторной (кривая 2) геометрии. Все зависимости нормированы на свои максимальные значения, и для расчета использованы параметры интерферометра ($k_0 = 20 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 45 \text{ мрад}$, $L = 500 \text{ мкм}$, $R_1 = R_2 = 68 \%$), для которых проводилось экспериментальное исследование. Отметим, использование интерфе-

Достигнутые в эксперименте достаточно высокие значения дифракционной эффективности позволили реализовать частотное преобразование когерентных изображений, формируемых при внесении амплитудных транспарантов в сигнальный пучок. Экспериментально с использованием обеих конфигураций взаимодействия световых пучков (четырех- и шестиволновое смешение) реализовано преобразование изображений из ИК-области спектра в видимую область (рис. 4 в). Динамическая голограмма объекта, сформированного на $\lambda = 1064$ нм, записывалась опорным и сигнальным световыми пучками. Считывание голограммы пучком E_2 на $\lambda = 532$ нм в зависимости от геометрии взаимодействия позволяло восстановить первый или второй порядок дифракции. Причем в последнем случае реализовывалось одновременное обращение волнового фронта с удвоением оптической частоты.

* * *

Таким образом, приведенные результаты теоретических и экспериментальных исследований не вырожденного по частоте многоволнового взаимодействия иллюстрируют широкие возможности использования динамических голограмм в разнообразных системах обработки изображений и управления пространственно-временной структурой лазерных пучков. Световые пучки, дифрагированные на различных пространственных компонентах динамической решетки, отличаются как направлением распространения, так и пространственной структурой волнового фронта. Использование различных схем взаимодействия позволяет целенаправленно изменять волновой фронт светового пучка, причем при квадратичной голографической записи возможна реализация обращения волнового фронта с одновременным преобразованием частоты излучения, что перспективно для визуализации сложных ИК-изображений. Запись динамических голограмм сингулярными световыми пучками позволяет реализовать мультилиплицирование топологического заряда, используя различные порядки дифракции. При этом богатая физика процессов в нелинейных интерференционно-голографических системах, присущие им разнообразные эффекты пространственно-временных преобразований световых полей представляют несомненный фундаментальный интерес, позволяя и в дальнейшем рассчитывать на обнаружение новых режимов нелинейно-оптических преобразований световых пучков, разработку эффективных методов оптической обработки информации и способов управления лазерным излучением.

1. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. // ДАН СССР. 1971. Т. 196. № 3. С. 567.
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. // Обращение волнового фронта. М., 1985.
3. Толстик А.Л. // Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений. Мн., 2002.
4. Karpuk S.M., Romanov O.G., Rubanov A.S., Tolstik A.L. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics / Supplement: Physics of Vibration. 1996. Vol. 60. № 1. P. 52.
5. Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л. // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 80. № 2. С. 313.
6. Ormachea O., Romanov O.G., Tolstik A.L. et al. // Opt. Express. 2006. Vol. 14. P. 8298.
7. Масалов А.В., Петухов В.А., Тимохович Н.В. и др. // Квант. электроника. 1991. Т. 18. С. 749.
8. Романов О.Г., Горбач Д.В., Толстик А.Л. // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108. № 5. С. 812.
9. Романов О.Г., Ормачеа О., Толстик А.Л. // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2008. № 1. С. 8.

Поступила в редакцию 15.06.11.

Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор, проректор по учебной работе. Область научных интересов – лазерная физика, динамическая голограмма и нелинейная оптика, сингулярная оптика и оптическая обработка информации, эффекты самоорганизации в нелинейно-оптических системах, голографические технологии защиты ценных бумаг и документов, лазерно-оптическое и научно-учебное приборостроение. Опубликовано более 400 научных работ, в том числе 3 монографии и 2 учебных пособия.

Дмитрий Владиславович Горбач – ассистент кафедры общей физики. Область научных интересов – динамическая голограмма и нелинейные взаимодействия световых пучков. Опубликовано 30 научных работ, в том числе учебное пособие и 14 статей в международных журналах.

Ormachea Omar – кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой электроники и телекоммуникационных систем Universidad Privada Boliviana (Боливия). Область научных интересов – динамическая голограмма и нелинейная оптика. Опубликовано более 50 научных работ.

Олег Геннадьевич Романов – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии. Область научных интересов – нелинейная оптика и взаимодействие лазерного излучения с веществом. Опубликовано более 100 научных работ, в том числе 50 статей, монография и учебное пособие.