

УДК 535.34; 530.182

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ НЕВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В РАСТВОРАХ КРАСИТЕЛЕЙ

© 2009 г. Д. В. Горбач, О. Г. Романов, А. Л. Толстик

*Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь
E-mail: Romanov@bsu.by*

Проведен анализ частотного преобразования сингулярных световых пучков динамическими голограммами при невырожденном по частоте четырехволновом взаимодействии в растворах красителей. Экспериментально продемонстрировано преобразование оптических вихрей первого и второго порядков из ИК-области спектра в видимую с инвертированием топологического заряда.

ВВЕДЕНИЕ

Постоянный интерес, проявляемый в последнее время к сингулярной оптике, связан с широкими возможностями применения световых пучков с винтовыми дислокациями волнового фронта для оптического захвата и манипуляции над микрочастицами, создания волноводных структур заданной формы, передачи информации от одних пучков на другие, реализации оптических вычислений и др. [1–3]. Для преобразования топологической структуры оптических вихрей используют генерацию второй гармоники [4], трех- или четырехволновое взаимодействие [5, 6]. Так, например, при вырожденном по частоте четырехволновом взаимодействии в коллоидной среде продемонстрировано фазовое сопряжение вихревого сигнального пучка [7]. При невырожденном четырехволновом взаимодействии в парах атомов рубидия реализовано вычитание топологических зарядов двух оптических вихрей [8]. Новые возможности открывают преобразования оптических вихрей, имеющих несколько спектральных компонент. Нелинейная динамика двухцветных оптических вихрей в процессе генерации второй гармоники в кристаллах ниобата лития рассмотрена в [9]. Формирование пространственно-когерентных одно- и двухзарядных полихроматических вихревых солитонов показано в [10]. В то же время для преобразования когерентных изображений в реальном времени развиты методы динамической голографии [11, 12].

Основная цель настоящей работы — демонстрация возможностей использования динамических голографических методов обработки оптических изображений для частотного преобразования сингулярных световых пучков. Проведен теоретический анализ и численное моделирование процессов фазового сопряжения оптических вихрей в схеме невырожденного четырехволново-

го взаимодействия и экспериментально продемонстрировано преобразование сингулярных пучков из ИК-области спектра в видимую.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Теоретический анализ невырожденного по частоте четырехволнового взаимодействия проведем на примере пропускающих динамических решеток, записываемых в резонансной среде попутно распространяющимися сигнальной $E_S = A_S \exp[i(\vec{k}_S \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_S)]$ и опорной $E_1 = A_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)]$ волнами. Считывание динамической голограммы осуществляется встречной волной $E_2 = A_2 \exp[i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - 2\omega t + \varphi_2)]$ на удвоенной частоте 2ω . В процессе взаимодействия в среде с резонансной нелинейностью индуцируется кубическая поляризуемость $P = \chi^{(3)} E_1 E_2 E_S^*$, которая отвечает за формирование дифрагированной волны $E_D = A_D \exp[i(\vec{k}_D \cdot \vec{r} - 2\omega t + \varphi_D)]$. Эффективная генерация дифрагированной волны имеет место в направлении, определяемом условием фазового синхронизма $\vec{k}_D = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_S$, которое эквивалентно выполнению условия брэгговской дифракции.

Систему укороченных волновых уравнений, описывающих формирование дифрагированной волны E_D в процессе невырожденного четырехволнового взаимодействия, можно записать в виде

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

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

где $\gamma_1 = \gamma_S$ и $\gamma_2 = \gamma_D$ – углы между соответствующими волновыми векторами ($\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_S, \vec{k}_D$) и осью z , n_0 – нерезонансная составляющая показателя преломления среды (при использовании красителей определяется показателем преломления растворителя), $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан, ответственный за дифракцию пространственно ограниченных световых пучков, $\chi_0, \chi_{\pm 1}$ – компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды χ_{nl} в ряд Фурье:

$$\chi_N = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi_{nl} \exp[-iN((\vec{k}_1 - \vec{k}_S)\vec{r})] d((\vec{k}_1 - \vec{k}_S)\vec{r}), \quad N = 0, \pm 1.$$

При этом взаимодействие сигнальной и опорной волн определяется нелинейной восприимчивостью на частоте ω , в то время как для считывающей и дифрагированной волн актуальна восприимчивость на частоте 2ω .

Теоретический анализ проведем в приближении двухуровневой модели среды с учетом как резонансного, так и теплового механизмов нелинейности, типичных для растворов красителей. Считаем, что среда поглощает излучение на частоте ω и прозрачна на удвоенной частоте 2ω . В указанном приближении нелинейную восприимчивость можно представить в виде [13]

$$\chi_{nl}(\omega) = \frac{n_0 k_0}{2\pi} \left(\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I_{\Sigma}}{1 + \alpha I_{\Sigma}} \right), \quad (3)$$

$$\chi_{nl}(2\omega) = \frac{n_0 k_0}{2\pi} \frac{a_T I_{\Sigma}}{1 + \alpha I_{\Sigma}}, \quad (4)$$

где $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})/\nu P_{21} - a_T$, $a_T = \sigma_T(1 - \mu_{21})$. Параметр $\alpha = (B_{12} + B_{21})/\nu P_{21}$ 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 $I_{\Sigma} = I_1 + I_S + 2\sqrt{I_1 I_S} \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_S)\vec{r} + \varphi_1 - \varphi_S]$. 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: ν – скорость света в среде, k_0 – начальный коэффициент экстинкции, P_{21} – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов; $\sigma_T = 2\omega(dn/dT)\tau/cC_p$, τ – длительность взаи-

модействия, C_p – теплоемкость единицы объема, dn/dT – термооптический коэффициент, μ_{21} – квантовый выход люминесценции в канале $S_0 - S_1$.

Используя фурье-разложение нелинейных восприимчивостей $\chi_{nl}(\omega)$ и $\chi_{nl}(2\omega)$, систему уравнений (1), (2) с учетом (3), (4) можно представить в виде

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

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

где $k_0 = 2\omega k_0/c$ – начальный коэффициент поглощения,

$$f_{1,S} = \frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{a}{\alpha} + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha A} - \frac{2\alpha I_{S,1}}{A(1 + \alpha(I_1 + I_S) + A)}, \quad (7)$$

$$\psi = \frac{a_T}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{A}\right), \quad (8)$$

$$\phi = \frac{2a_T \sqrt{I_1 I_S}}{A(1 + \alpha(I_1 + I_S) + A)} \exp[\pm i(\varphi_1 - \varphi_S)], \quad (9)$$

где $A = [1 + 2\alpha(I_1 + I_S) + \alpha^2(I_1 - I_S)]^{1/2}$.

При численном моделировании предполагалось, что сигнальный световой пучок содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда m : $E_S(z=0, r, \varphi) = E_{S0} [(r - r_S)/r_{0S}]^{|m|} \times \exp[-(r - r_S)^2/2r_{0S}^2 + i m \varphi]$. В качестве опорного E_1 и считывающего E_2 использовались пучки с плоским волновым фронтом $E_1(z=0, r, \varphi) = E_{10} \exp[-(r - r_1)^2/2r_{01}^2]$, $E_2(z=L, r, \varphi) = E_{20} \exp[-(r - r_2)^2/2r_{02}^2]$ и полушириной, в 3 раза большей, чем у сигнального ($r_{01} = r_{02} = 3r_{0S}$), для эффективной записи динамических решеток в области перекрытия пучков в объеме среды. Световые пучки, записывающие голограмму, пересекались в нелинейном слое под углом $2\gamma_{1,S} = 40$ мрад, начальное расстояние между их центрами на границе $z=0$ было $r_1 - r_2 = r_{0S}$. Полуширина сигнального светового пучка полагалась $r_{0S} = 1$ мм, начальный коэффициент поглощения нелинейной среды $k_0 = 1$ см⁻¹ длина нелинейного слоя $L = 1$ см, пиковая интенсивность опорного пучка $\alpha I_0 = 1$, отношение интенсивностей $I_{0S}/I_0 = 0.1$, длина волны излучения $\lambda = 1$ мкм совпадала с центром полосы поглощения резонансного перехода нелинейной среды; показатель преломления $n_0 = 1.36$, термооптический коэффициент $\partial n/\partial T = -4 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹, теплоемкость

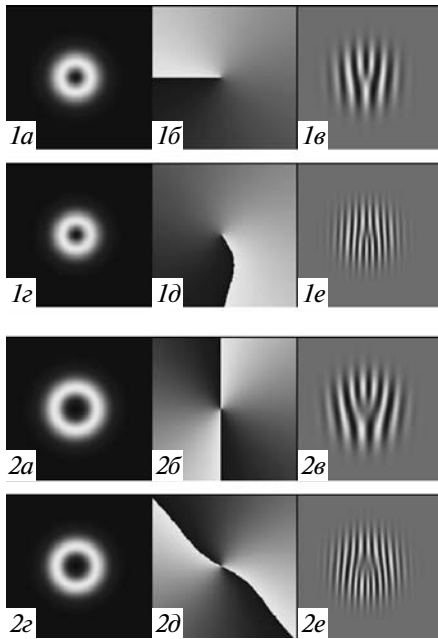


Рис. 1. Пространственные распределения интенсивности (*a, e*), фазы (*б, д*) и интерференционные картины (*в, е*) для сигнального (*a–в*) и дифрагированного (*г–е*) световых пучков с топологическим зарядом $m = 1$ (*1a–1e*) и $m = 2$ (*2a–2e*).

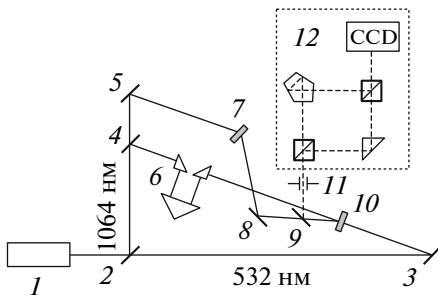


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для реализации частотно-невыврожденного четырехволнового смешения гауссовых и сингулярных световых пучков и определения величины топологического заряда.

единицы объема $C_p = 2 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, длительность импульса $\tau = 20 \text{ нс}$, квантовый выход люминесценции $\mu_{21} = 0.01$.

Так как рассматриваемая геометрия взаимодействия световых пучков предполагает решение краевой задачи с заданием граничных условий на разных границах нелинейной среды (поля E_1 и E_S определены на границе $z = 0$, а поле считывающей волны E_2 направляется на границу $z = L$) численное моделирование выполняли в два этапа: сначала рассчитывали распределения сигнальной и опорной волн в объеме нелинейной среды — прямое решение уравнения (5), а затем

полную систему уравнений (5), (6) решали в обратном направлении от границы $z = L$ до $z = 0$ и находили пространственное распределение считывающего и дифрагированного пучков.

Результаты численного анализа дифракции считывающей волны E_2 на фазовой решетке, записанной гауссовым опорным пучком E_1 и сингулярным сигнальным пучком E_S с топологическим зарядом $m = 1$ или $m = 2$, представлены на рис. 1. Формируются типичные для сингулярных пучков кольцевые распределения интенсивности (*1г, 2г*) и закрученные в поперечном сечении пучка фазовые структуры (*1д, 2д*). На картинах интерференции сигнального и дифрагированного пучков с плоскими опорными волнами видно, что характерные интерференционные вилки имеют противоположные направления (ср. *1в* и *1е* или *2в* и *2е*). Это означает, что в процессе четырехволнового взаимодействия формируется дифрагированная волна E_D , волновой фронт которой содержит винтовую дислокацию обратного знака по отношению к сигнальной волне ($m = -1$ или $m = -2$). При этом, как видно на *1д, 2д*, имеет место фазовый сдвиг и небольшие фазовые искажения для дифрагированного пучка, которые объясняются дифракцией на фазовых динамических решетках в условиях эффективного энергообмена. Двукратное уменьшение периода интерференционной картины для дифрагированной волны по сравнению с сигнальной, очевидно, связано с переходом на удвоенную частоту при восстановлении динамической голограммы.

Заметим, что изменение знака топологического заряда при четырехволновом взаимодействии также следует из уравнения (6) при использовании выражения (9) для коэффициента параметрической связи волн ϕ . Для плоских опорной и считывающей волн ($\phi_1 + \phi_S = \text{const}$) фаза дифрагированной волны противоположна фазе сигнальной волны ($\phi_D = -\phi_S$), что и определяет инвертирование топологического заряда дифрагированного пучка по отношению к сигнальному.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Преобразование топологической структуры сингулярных световых пучков с их одновременным частотным преобразованием было экспериментально реализовано в этанольном растворе полиметинового красителя 3274У при записи пропускающих динамических голограмм в схеме попутного распространения опорного светового пучка и сигнального сингулярного пучка.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Эксперименты были выполнены с использованием лазера на алюмоиттриевом гранате 1 (длина волны излучения 1064 нм, расхо-

димось светового пучка $\theta_{0,5} \leq 2$ мрад, длительность импульса 20 нс). Динамические голограммы записывались на основной гармонике излучения лазера I , соответствующей максимуму полосы поглощения полиметинового красителя 3274У в этаноле. Динамические голограммы восстанавливались второй гармоникой излучения того же лазера на длине волны 532 нм, которая практически не поглощалась раствором красителя. Сигнальная E_S и опорная E_1 волны формировались светоделителем 2 и зеркалами 4, 5. Для согласования оптической длины пути сигнальной и опорной волн использована линия задержки 6. Для получения сигнального светового пучка с винтовой дислокацией волнового фронта использовали специальные компьютерно синтезированные голограммы 7, записанные в слоях полиметилметакрилата, содержащего фенантренхинон, с дифракционной эффективностью около 10%. Сингулярный пучок направляли в кювету с раствором красителя 10 под небольшим углом к опорной волне с помощью зеркала 8. Интенсивности опорной и сигнальной волн составляли $I_1 = 1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $I_S = 0.1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Считывающая волна E_2 на удвоенной частоте 2ω направлялась в кювету с раствором красителя под малым углом навстречу опорной волне E_1 с помощью зеркала 3. Направление распространения считывающей волны определялось условием фазового синхронизма для частотно-невырожденного четырехволнового взаимодействия ($\vec{k}_1 - \vec{k}_S = \vec{k}_D - \vec{k}_2$). Малый угол ($2\gamma_{1,S} \approx 30$ мрад) между направлениями распространения опорной и сигнальной волн и поперечные размеры пучков ($r_0 = 250$ мкм и $r_{0S} = 75\text{--}150$ мкм) обеспечивали эффективное пространственное перекрытие всех взаимодействующих световых пучков в кювете с раствором красителя. Для выделения дифрагированного пучка использовали полупрозрачное зеркало 9 и диафрагму 11. Пространственные профили интенсивности световых пучков регистрировали 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.

Результаты экспериментального исследования частотно-невырожденного четырехволнового взаимодействия в этанольном растворе полиметинового красителя 3274У приведены на рис. 3. Как видно, вследствие дифракции считывающей волны E_2 на фазовой динамической голограмме, записанной опорной волной E_1 и сигнальной волной E_S , содержащей винтовую дислокацию волнового фронта с топологическим зарядом $m = 1$

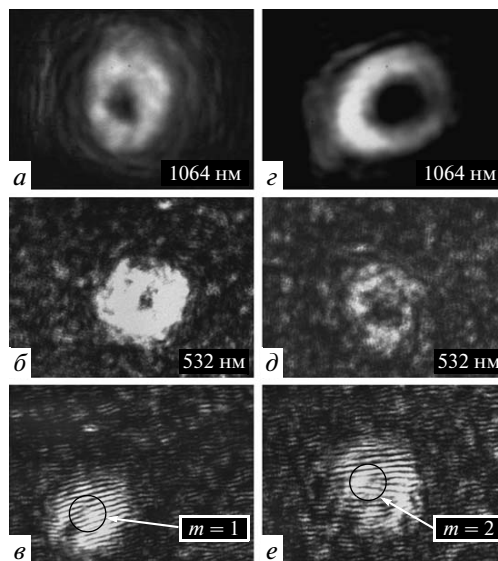


Рис. 3. Измеренные пространственные профили сигнального (а, с) и дифрагированного (б, д) световых пучков и интерференционные картины для дифрагированных пучков (е, е) с топологическим зарядом $m = 1$ (а–е) и $m = 2$ (с–е).

(рис. 3а), формируется дифрагированная волна E_D с аналогичным топологическим зарядом, но на удвоенной частоте (рис. 3б). Интерференционная картина, полученная с помощью интерферометра Маха–Цендера, характеризуется наличием одиночной вилообразной дислокации, типичной для сингулярных пучков с одиночным топологическим зарядом $m = 1$ (рис. 3в). Аналогично, если в качестве сигнального светового пучка используется пучок с удвоенным топологическим зарядом $m = 2$, в результате невырожденного четырехволнового взаимодействия формируется сингулярный дифрагированный пучок, также содержащий удвоенный топологический заряд, но на удвоенной оптической частоте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный теоретический анализ и численное моделирование системы волновых уравнений, описывающих процесс частотно-невырожденного четырехволнового взаимодействия в растворах красителей, позволили показать возможность реализации обращения знака топологического заряда сингулярных световых пучков с одновременным частотным преобразованием сигнала. Данный метод преобразования топологического заряда сингулярных пучков на основе схемы невырожденного четырехволнового взаимодействия в этанольном растворе полиметинового красителя 3274У был использован для реализации частотно-го преобразования оптических вихрей первого и

второго порядков из ИК-области спектра в видимую.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gahagan K.T., Swartzlander G.A.* // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 827.
2. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
3. *Roychowdhury S., Jaiswal V.K., Singh R.P.* // Opt. Commun. 2004. V. 236. P. 419.
4. *Courtial J., Dholakia K., Allen L., Padgett M.J.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 4193.
5. *Berzanskis A., Matijosius A., Piskarskas A. et. al.* // Opt. Commun. 1997. V. 140. P. 273.
6. *Pyragaitė V., Regelskis K., Smilgevičius V., Stabinis A.* // Opt. Commun. 2001. V. 198. P. 459.
7. *Lopez-Mariscal C., Gutierrez-Vega J.C., McGloin D., Dholakia K.* // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 6330.
8. *Jiang W., Chen Q., Zhang Y., Guo G.-C.* // Phys. Rev. A. 2006. V. 74. 043811.
9. *Dreischuh A., Neshev D.N., Kolev V.Z. et. al.* // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 5406.
10. *Neshev D.N., Dreischuh A., Shvedov V. et. al.* // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 1851.
11. *Acioli L.H., Gomes A.S.L., Rios Leite J.R., de Araujo C.B.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1956.
12. *Ormachea O., Romanov O.G., Tolstik A.L. et. al.* // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 8298.
13. *Толстик А.Л.* Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений. Минск: Изд-во БГУ, 2002. 159 с.