

В заключение подчеркнем, что возможности, связанные со свободой выбора представления для вектора состояния системы, которые позволили построить равномерно пригодное приближение для рассмотренной в работе системы, в значительной степени перекликаются с идеями ковариантного подхода, заложенными в трудах Ф. И. Федорова.

1. Allen L., Eberly J. H. Optical Resonance and Two Level Atoms. New York, 1975. P. 230.
2. Альперин М. М. и др. // Введение в физику двухуровневых систем. Киев, 1987. С. 183.
3. Reik H. G., Nusser H., Ribeiro A. A. // J. of Phys. A. 1982. V. 15. P. 3491.
4. Cirac J. I., Sanches-Soto L. L. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 3743.
5. Graham R., Hoehnerbach M. // Phys. Lett. A. 1984. V. 101. P. 61.
6. Amarante R. L. A. // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 2676.
7. Jaynes E. T., Cummings F. W. Proc. IEEE. 1953. V. 51. P. 126.
8. Schweber S. // Ann. Phys. (NY). 1967. V. 41. P. 205.
9. Kus M. // J. Math. Phys. 1985. V. 26. P. 2792.
10. Kus M., Lewenstein M. // J. Phys. A. 1986. V. 19. P. 305.
11. Feranchuk I. D., Komarov L. I. // Phys. Lett. A. 1982. V. 88. P. 212.
12. Same authors // J. of Phys. A. 1984. V. 17. P. 3111.
13. Same authors // Proceedings of The Conference QS-94. Singapour, 1995. P. 220.
14. Feranchuk I., Komarov L., Nechipor I. // J. Phys. A. 1987. V. 20. P. 3849.

Поступила в редакцию 25.05.95.

УДК 535.34

С. М. КАРПУК, О. Г. РОМАНОВ, А. Л. ТОЛСТИК

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

It has been shown that the change in angle of reading the dynamic holograms by a light beam with double frequency might result in the realization of two schemes of the radiation frequency conversion which are based on linear and quadratic recording of dynamic holograms.

Невырожденное четырехволновое взаимодействие позволяет осуществить в реальном времени частотное преобразование когерентных изображений. Метод основан на использовании излучения разных частот при записи и считывании объемных динамических дифракционных структур, фиксируемых в нелинейных средах. При изменении соотношения частот в соответствии с условиями брэгговской дифракции необходимо изменить направление распространения считывающей волны, причем условие пространственного синхронизма может быть достигнуто только для заранее определенного направления плоской сигнальной волны [1, 2]. В работе [3] предложен нетрадиционный подход, основанный на квадратичной записи динамических голограмм и позволяющий осуществить фазовое сопряжение при одновременном удвоении частоты световой волны. При этом считывающая и опорная волны распространяются точно навстречу друг другу независимо от направления сигнальной волны.

В данной работе реализованы обе схемы частотного преобразования сигнала из ИК области в видимую за счет плавной перестройки направления распространения считывающей волны. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Динамическая голограмма записывается сигнальной $E_s = A_s \exp [i(\mathbf{k}_s \mathbf{r} - \omega t + \varphi_s)]$ и опорной $E_1 = A_1 \exp [i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \varphi_1)]$ волнами, а считывание осуществляется волной $E_2 = A_2 \exp [i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - 2\omega t + \varphi_2)]$. Использовалось моноимпульсное излучение лазера на алюмоиттриевом гранате ($\lambda=1,06$ мкм, $\tau=9$ нс), соответствующее максимуму полосы поглощения раствора полиметинового красителя № 3274У в изобутиловом спирте. Восстановление голограммы осу-

ществлялось второй гармоникой излучения того же лазера ($\lambda = 532$ нм), которая практически не поглощается красителем. Диафрагма диаметром 3 мм вырезала однородную часть излучения. Спектроредитель и зеркала 7, 9 формировали сигнальную и опорную волны. С помощью зеркала 4 считывающая волна направлялась в нелинейную среду. Зеркало 4 могло пере-

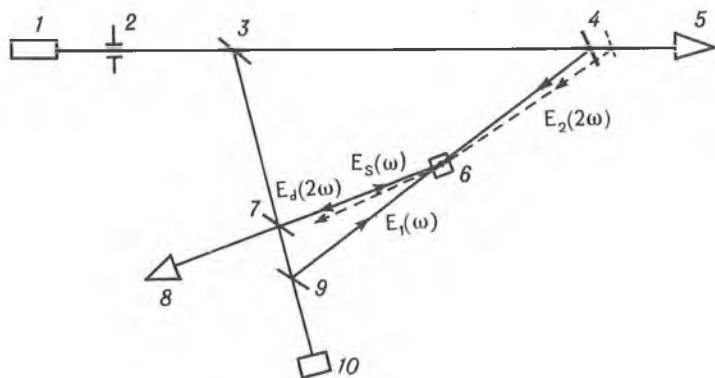


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — лазер; 2 — диафрагма; 3 — спектроредитель; 4, 7, 9 — зеркала; 6 — кювета с красителем; 5, 8 — система регистрации; 10 — измеритель энергии лазерного излучения

мещаться, что позволяло менять угол считывания. Угол (~ 90 мрад) между направлением распространения опорного и сигнального пучков обеспечивал перекрытие взаимодействующих волн в кювете с раствором красителя ($L=0,5$ см). Интенсивность опорной волны контролировалась при помощи измерителя энергии лазерного излучения. Для измерения дифракционной эффективности преобразования излучения (отношения интенсивностей дифрагированного I_d и считывающего I_2 пучков) использовалась регистрирующая система 5, 8 на основе фотодиодов, работающих в режиме фотопреобразователя, и импульсных цифровых вольтметров.

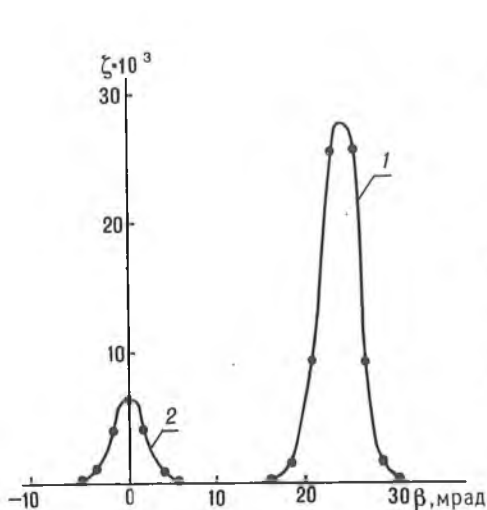


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности ξ от угла падения считывающей волны при $k_0 L=3$ и $I_1=I_2=8$ МВт/см². Значения дифракционной эффективности, соответствующие кривой 2, увеличены в 10 раз

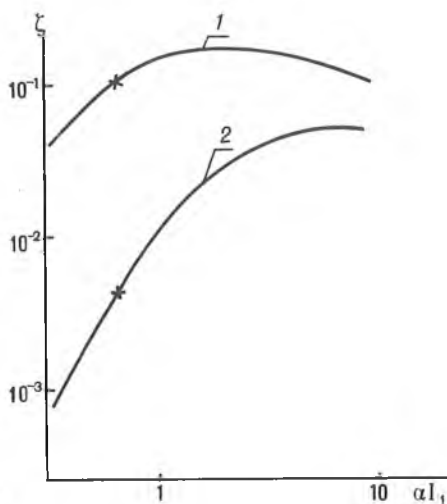


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности ξ от интенсивности опорной волны I_1 для схем линейной (1) и квадратичной (2) записи динамических голограмм

Зависимость дифракционной эффективности преобразования $\xi = I_d/I_2$ от угла β между считывающей и опорной волнами ($\beta = 0$ соответствует встречному направлению этих волн) при интенсивности записывающих голограмму волн $I_1 = I_s = 8$ МВт/см², интенсивности считывающей волны $I_2 = 0,4$ МВт/см² и оптической плотности раствора красителя $k_0 L = 3$ (k_0 — начальный коэффициент поглощения) представлена на рис. 2.

Появление двух максимумов обусловлено тем, что в первом случае ($\beta = 23$ мрад) реализуется линейная запись динамических голограмм, при которой поляризация, ответственная за генерацию волны E_d с удвоенной частотой 2ω , имеет вид: $P \sim E_1 E_2 E_s^*$. Величина $\beta = 23$ мрад соответствует выполнению условия фазового синхронизма $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_d$, что отвечает уменьшению угла между дифрагированной и считывающей волнами по сравнению с углом между записывающими голограмму пучками.

Появление второго максимума в зависимости $\xi(\beta)$ при $\beta = 0$ обусловлено реализацией в этом случае квадратичной записи динамической голограммы, при которой дифракция определяется вторыми компонентами разложения восприимчивости среды в ряд по гармоникам динамической решетки, и индуцируется нелинейная поляризация $P \sim (E_1 E_s^*)^2 E_2$, ответственная за генерацию волны E_d с удвоенной частотой. Направление волны E_d определяется условием фазового синхронизма $\mathbf{k}_d = 2\mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_2$. При встречных направлениях распространения плоских опорной и считывающей волн $\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_1 = 0$ индуцируемая волна E_d распространяется строго навстречу сигнальной волне $E_s(\mathbf{k}_d = -2\mathbf{k}_s)$ и имеет удвоенную сопряженную фазу $\varphi_d = -2\varphi_s$. Таким образом, волны E_s и E_d имеют совпадающие поверхности волнового фронта при встречных направлениях распространения, т. е. обладают свойствами фазово-сопряженных волн.

Значения угловой селективности динамических голограмм для обеих схем воспроизведения близки (~ 5 мрад) и соответствуют (с учетом расходимости лазерного излучения ~ 2 мрад) теоретической оценке [4] $\Delta\beta = n \Lambda / L \approx 3$ мрад (период решетки $\Lambda = 12$ мкм, $L = 0,5$ см, $n = 1,36$).

Ниже приведем результаты теоретического сопоставления энергетической эффективности схем частотного преобразования лазерного излучения. Предполагается, что среда поглощает излучение на частоте ω и прозрачна на удвоенной частоте. Тогда формирование волны E_d будет определяться дифракцией считывающей волны E_2 на тепловой динамической решетке, записанной сигнальной и опорной волнами с частотой ω . В указанном приближении нелинейные восприимчивости $\chi(\omega)$ и $\chi(2\omega)$, определяющие запись и считывание динамической голограммы, имеют вид [5]:

$$\chi(\omega) = \frac{n_0 k_0}{2\pi} \left(\frac{\hat{\theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I}{1 + \alpha I} \right), \quad (1)$$

$$\chi(2\omega) = \frac{n_0 k_0 a_r I}{2\pi(1 + \alpha I)}, \quad (2)$$

где $a_r = \sigma(1 - \mu)$ и $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21}) / \nu P_{21} - \sigma(1 - \mu)$. Здесь $\sigma = 2\omega (dn/dT)\tau / c C_p$, dn/dT — термооптический коэффициент, C_p — теплоемкость единицы объема, ν — скорость света в среде, n_0 — нерезонансная составляющая показателя преломления, k_0 — линейный коэффициент экстинкции, $\hat{\theta}_{12(21)}(\omega) = \theta_{12(21)}(\omega) + iB_{12(21)}(\omega)$ — комплексная функция, описывающая спектральные свойства резонансного перехода, $\theta_{12}(\omega)$, $\theta_{21}(\omega)$ связаны дисперсионными соотношениями с коэффициентами Эйнштейна $B_{12}(\omega)$, $B_{21}(\omega)$, P_{21} — суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов, μ — квантовый выход люминесцен-

ции, I — интенсивность записывающих голограмму волн, τ — длительность светового импульса.

Система уравнений, описывающая запись и считывание динамических голограмм, имеет вид

$$\frac{\partial E_{1,s}}{\partial z} = i \frac{2\pi\omega}{cn_0} (E_{1,s}\chi_0(\omega) + E_{s,1}\chi_{\pm 1}(\omega)), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{2,d}}{\partial z} = -i \frac{4\pi\omega}{cn_0} (E_{2,d}\chi_0(2\omega) + E_{d,2}\chi_{\mp 1(\mp 2)}(2\omega)), \quad (4)$$

где $\chi_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi(\zeta) \exp(-im\zeta) d\zeta$ — компоненты разложения восприимчи-

вости среды χ в ряд Фурье по гармоникам решетки $\zeta = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s)\mathbf{r}$. В уравнении (4) для линейной записи используется компонента разложения восприимчивости $\chi_{\mp 1}(2\omega)$, а для квадратичной записи — $\chi_{\mp 2}(2\omega)$.

Численное решение системы дифференциальных уравнений проводилось методом Рунге—Кутты при параметрах среды и излучения, отвечающих условиям эксперимента: $n_0 = 1,36$, $\tau = 9$ нс, $(dn/dT)Cp^{-1} = -2 \cdot 10^{-4}$ Дж $^{-1}$ см 3 , $\mu = 0,003$, $k_0L = 3$. Зависимости дифракционной эффективности $\xi = |E_d/E_2|^2$ от интенсивности опорной волны I_1 представлены на рис. 3. Интенсивности взаимодействующих волн нормированы на интенсивность насыщения резонансного перехода $I_{sat} = \alpha^{-1}$.

Анализ системы уравнений (3), (4), проведенный для обеих схем записи и воспроизведения, позволил определить оптимальные значения интенсивностей записывающих голограмму волн: $\approx 4,2I_{sat}$ при квадратичной и $\approx 1,2I_{sat}$ при линейной записи динамических голограмм. Для красителя № 3274У интенсивность насыщения ≈ 13 МВт/см 2 [6] и используемые в эксперименте интенсивности $I_1 = I_s = 8$ МВт/см 2 отвечают значению $\approx 0,6 I_{sat}$. Более высокие значения дифракционной эффективности ξ , рассчитанные по формулам (3), (4) при указанной интенсивности (см. рис. 3), по сравнению с экспериментальными данными (см. рис. 2), объясняются в первую очередь тем, что при решении системы уравнений определяется значение дифракционной эффективности на конец импульса, а в эксперименте измерялось усредненное значение для всего импульса.

В заключение отметим, что применение описанных схем записи и восстановления динамических голограмм расширяет возможности частотного преобразования лазерного излучения (как плоской волны, так и сложных изображений) в реальном времени. При этом частотное преобразование излучения может сочетаться с эффектом фазового сопряжения, что позволяет компенсировать искажения при распространении излучения в фазово-неоднородных средах.

Настоящая работа была поддержана Международной соросовской программой образования в области точных наук.

1. Wu C., Fan J., Wang Z. Beijing-Shanghai Proc. Int. Conf. Lasers. 1980. P. 231.
2. Buck J. A., Rodriguez J. R. // J. Opt. Soc. Amer. 1987. V. B4. № 12. P. 1988.
3. Карпук С. М., Рубанов А. С., Толстик А. Л., Чалей А. В. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 12. С. 4.
4. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., 1973. С. 688.
5. Кабанов В. В., Рубанов А. С., Толстик А. Л. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 8. С. 1681.
6. Масалов А. В., Петухов В. А., Тимохович Н. В., Водоватов Л. Б., Горбунов М. В. // Там же. 1991. Т. 18. № 6. С. 749.

Поступила в редакцию 18.04.95.