

УДК 53.087, 538.93

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ В ЖИДКОФАЗНОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

Иванова Г.Д., Кирюшина С.И., Мяготин А.В.

ФГБОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»,  
Хабаровск, e-mail: naivi@rambler.ru

В градиентном световом поле на частицы дисперсной среды действуют электрострикционные силы, вызывающие изменение их концентрации. Известно использование такого механизма нелинейности для записи динамических голограмм. При этом среда характеризуется коэффициентом кубичной нелинейности, что корректно только для малых интенсивностей излучения. Для больших интенсивностей излучения потенциальная энергия частицы больше тепловой и необходим учет нелинейности высшего порядка. В данной работе проведен теоретический анализ светоиндуцированного массопереноса в дисперсной жидкофазной среде для больших интенсивностей излучения, когда изменение концентрации больше или сравнимо с начальной. Показано, что запись динамической голограммы происходит в существенно нелинейном режиме, при этом фазовая решетка становится несинусоидальной. Амплитуды первых гармоник в этом режиме нелинейно растут с увеличением интенсивности излучения, что позволяет значительно повысить эффективность записи голограмм. Полученные результаты актуальны для динамической голографии дисперсных жидкофазных сред, а также для оптической диагностики таких сред, в т.ч. термооптической спектроскопии.

**Ключевые слова:** электрострикция, дисперсная среда, динамическая голография

## THE DYNAMIC HOLOGRAMS IN A LIQUID DISPERSE MEDIUM

Ivanova G.D., Kirjushina S.I., Miagotin A.V.

Far Eastern State Transport University, Khabarovsk, e-mail: naivi@rambler.ru

In a gradient light field the particles of the dispersed medium are controlled by the electrostrictive forces, causing changes in their concentrations. The using of such a nonlinear mechanism is known for dynamic holograms recording. The medium is characterized by a cubic nonlinearity in this case that is correct only for small intensities of radiation. For large radiation intensities the potential energy of particle is more than heat one and it requires consideration of non-linearity of the highest order. In this paper the theoretical analysis of the light induced mass transport in the dispersed liquid medium is carried out for large intensities of radiation, when the change in concentration is greater than or comparable to the primary. It is showed the recording of the dynamic hologram is a non-linear process and the phase grating becomes non sinusoidal. The amplitudes of the first harmonics increases in this case with the intensity of the light at the non-linear regime making possible the significantly increasing of the efficiency of holograms recording. The results are relevant for dynamic holography in the dispersed liquid, as well as optical diagnostics of such media including the thermo-optics spectroscopy.

**Keywords:** electrostriction, disperse medium, dynamic holography

В микрогетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков. В зависимости от знака поляризуемости микрочастицы могут втягиваться (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды) или выталкиваться (в обратном случае) из областей с большей напряженностью электрического поля электромагнитной волны, что приводит к соответствующей пространственной модуляции оптических свойств среды. Данный механизм может быть использован для записи динамических голограмм в дисперсных средах [1–4, 8–15]. Концентрационная нелинейность исследовалась экспериментально и теоретически в различных средах: газах, суспензиях, микроэмульсиях [3, 12].

Целью данной работы является теоретический анализ эффективности записи динамических голограмм при больших интенсивностях излучения, когда, в отличие

от работ [3–12], изменение концентрации не обязательно мало.

В качестве дисперсной системы мы будем рассматривать прозрачную жидкофазную среду с наночастицами, находящуюся под воздействием лазерного облучения. Пусть распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид (такое распределение возникает при интерференции двух плоских волн)

$$I(x) = I + I \cos Kx, \quad -\infty < x < \infty, \quad (1)$$

где  $I$  – интенсивность световой волны,  $K = 2\pi/\Lambda$  – волновой вектор интерференционной решетки,  $\Lambda$  – ее период,  $x$  – координата в плоскости слоя среды. Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузионного и электрострикционного потоков, можно записать в виде [4]

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \operatorname{div}(\gamma C \nabla I). \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $C(x, t) = m_0 / m$  – массовая концентрация дисперсных частиц ( $m_0$  – масса наночастиц,  $m$  – масса среды),  $D$  – коэффициент

диффузии,  $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c}nk_B T}$ ,  $\beta$  – поляризуемость

частиц,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n$  – эффективный показатель преломления среды,  $\bar{c}$  – скорость света в вакууме.

Для малых изменений концентрации частиц можно представить искомую концентрацию в виде суммы невозмущенной части  $C_0$  и возмущенной  $C_N$ :

$$C(x, t) = C_0 + C_N(x, t) = C_0(1 + C'(x, t)), \quad (3)$$

$$\text{где } C'(r, t) = \frac{C_N(x, t)}{C_0} \ll 1. \quad (4)$$

Далее мы опускаем также, учитывая его малость, слагаемое  $\sim \nabla C \nabla T$  (сравнивая слагаемые  $\nabla I \nabla C \approx \frac{\Delta C \cdot \Delta I}{l_0^2}$  и

$$C \cdot \nabla^2 I \approx C \cdot \frac{\Delta I}{l_0^2}, \text{ получаем } \Delta C \ll C, \text{ что}$$

подтверждает правомерность используемого приближения).

В итоге получим задачу:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C'}{\partial x^2} + \gamma K^2 I \cos(Kx), \quad (5)$$

решение которой будем искать в виде

$$C'(x, t) = \varphi(t) \cos(Kx). \quad (6)$$

После подстановки (6) в уравнение (5) переменные разделяются. Решая полученное уравнение относительно функции  $\varphi(t)$  и проводя соответствующие преобразования, получим искомое выражение для  $C'(x, t)$ :

$$C'(x, t) = \frac{\gamma I}{C_0 D} [1 - \exp(-K^2 D t)] \cos(Kx). \quad (7)$$

Для стационарного режима, используя (3–5), получаем:

$$C_s(x, t) = \alpha C_0 \cos(Kx). \quad (8)$$

Физический смысл параметра  $\alpha$  становится понятным при введении интенсивности  $I_s = \gamma^{-1} D$  – интенсивность насыщения, при которой изменение концентрации становится сравнимым с начальной ее величиной. Безразмерный параметр  $\alpha = I / I_s$  показывает превышение интенсивности над интенсивностью насыщения, когда  $C_s(x, t) \approx C_0$ .

В приближении малых интенсивностей амплитуда модуляции концентрации дисперсных частиц прямо пропорциональна интенсивности излучения. Поэтому нелинейные свойства среды можно описывать коэффициентом кубичной нелинейности  $n_2 = (\partial n / \partial I)$ .

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения  $\lambda$ , эффективный показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [11]:

$$n = n_1(1 + \varphi\delta), \quad (9)$$

где  $\delta = (n_2 - n_1) / n_2$ ;  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно,  $\varphi = (4/3)\pi r^3$ ,  $C$  – объемная доля дисперсной среды,  $r$  – радиус микрочастиц.

Тогда эффективный параметр кубичной нелинейности среды:

$$n_2^{eff} = \varphi n_1 \delta (\partial C_s / \partial I). \quad (10)$$

Для суспензии латексных частиц ( $a = 0,234 \text{ мкм}$ ) в воде экспериментально получен коэффициент нелинейности среды  $n_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . При использовании критической микроэмульсии в качестве нелинейной среды при  $(T - T_c) = 10^{-1} \text{ К}$  достигнута величина параметра нелинейности  $n_2 = 10^{-8} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [14]. Последний параметр позволяет рассчитать дифракционную эффективность голограммы.

Дифракционной эффективностью голограммы называется отношение [11]:

$$\eta = I_1 / I_0, \quad (11)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего на голограмму считывающего луча;  $I_1$  – интенсивность света, продифрагировавшего в первый порядок дифракции на голограмме, представляющей собой обычно простую косинусоидальную решетку.

Для дифракционной эффективности тонких фазовых голограмм имеем [1]:

$$\eta = t_0^2 J_1^2(\phi_1), \quad (12)$$

где  $t_0$  – амплитудное пропускание неэкспонированного слоя;  $\phi_1$  – амплитуда модуляции фазового пропускания,  $J_n >$  – бесселева функция  $n$ -го порядка. Полагая среду прозрачной и амплитуду фазовой модуляции малой, имеем:

$$\eta = (L n_2^{eff} I)^2, \quad (13)$$

где  $L$  – толщина слоя нелинейной среды. Для немалых изменений концентрации частиц, когда разложение (3) неприемлемо, урав-

нение (2) аналитически решается только в стационарном режиме:

$$-D\nabla C + \gamma C \nabla I = 0. \quad (14)$$

Общее решение уравнения (3) ищем в виде  $C = B e^{\alpha \cos Kx}$ , где  $B$  – константа. Для больших изменений концентрации частиц имеем  $\alpha \gg 1$ . Константу  $B$  находим из условия нормировки (сохранения числа частиц)

$$\int_0^{\frac{\Lambda}{2}} C dx = \frac{\Lambda}{2} C_0. \quad (15)$$

Окончательно получаем выражение для зависимости концентрации частиц от приведенной координаты ( $y = Kx$ )

$$C(y) = \left( \pi \div \int_0^{\pi} e^{\alpha \cos y} dy \right) \times e^{\alpha \cos y}. \quad (16)$$

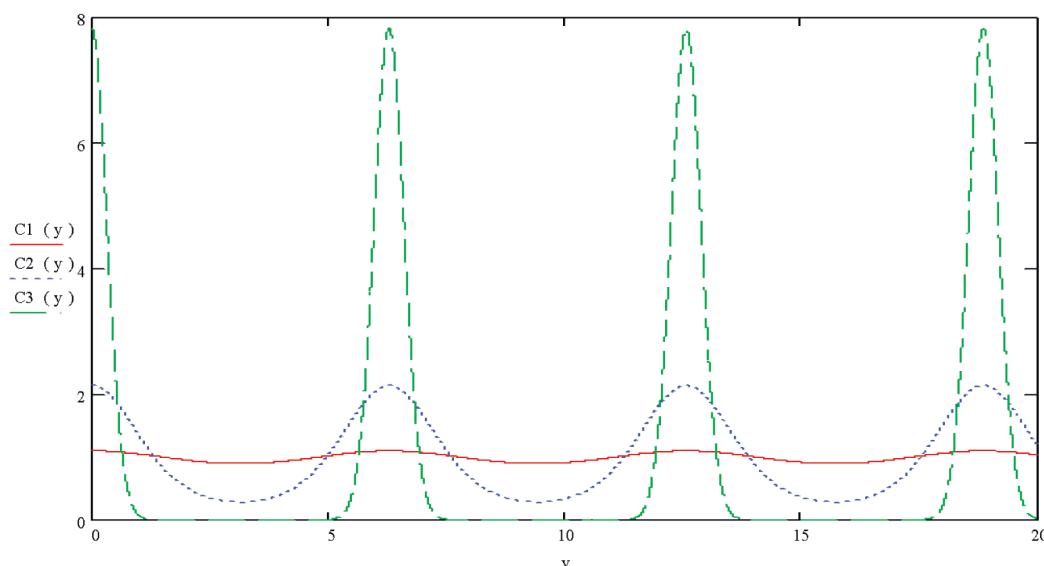


Рис. 1. Электрострикционные решетки для стационарного случая при разных интенсивностях излучения где  $(C1(y) = C/C_0$  при  $\alpha_1$ ;  $C2(y) = C/C_0$  при  $\alpha_2$ ;  $C3(y) = C/C_0$  при  $\alpha_3$ )

Для численного расчета амплитуды концентрационных решеток по формуле (16) использовался Mathcad. Полученные зависимости для разных интенсивностей ( $\alpha_1 = 0, 1$ ;  $\alpha_2 = 1$ ;  $\alpha_3 = 10$ ) приведены на рис. 1.

Видно, что для больших интенсивностей ( $I \gg I_s$ ) решетка концентраций существенно несинусоидальна, что приводит к искажению профиля записываемой решетки (или появлению дополнительных дифракционных порядков).

Для анализа дифракционной эффективности голограмм рассмотрим Фурье-компоненты полученных несинусоидальных голограмм. Воспользуемся разложением в ряд Фурье для  $C(y)$ :

$$C(y) = \frac{a_0}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(ny) + b_n \sin(ny)), \quad (17)$$

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} C(y) dy, \quad (18)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} C(y) \cos(ny) dy, \quad (19)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} C(y) \sin(ny) dy, \quad (20)$$

где числа  $a_0$ ,  $a_n$  и  $b_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) коэффициенты Фурье.

Для нахождения зависимости  $a_n$  от параметра  $\alpha$  вычисляем интегралы (в среде Mathcad):

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} (e^{\alpha \cos y} \times \cos(ny)) dy. \quad (21)$$

На рис. 2 показаны полученные зависимости амплитуд первых четырех гармоник  $a_n$  концентрационной решетки от параметра  $\alpha$ . Видно, что амплитуды первых гармоник линейно возрастают с параметром  $\alpha$ .

Дифракционную эффективность записанной голограммы (для 1-й фурье-компоненты) можно рассчитать, используя полученные расчетные данные (рис. 2):

$$\eta = (\phi_0 n_1 \delta C_1 C_0^{-1})^2. \quad (22)$$

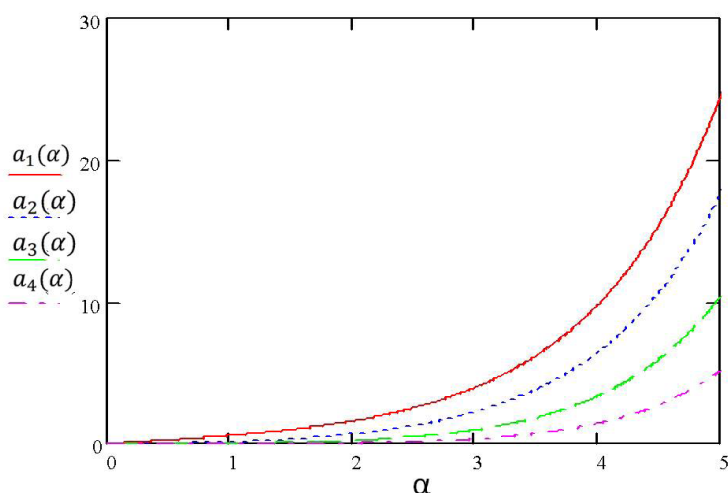


Рис. 2. Зависимости фурье-компонент концентрационной решетки от параметра  $\alpha$  ( $a_1(\alpha)$  – первая гармоника,  $a_2(\alpha)$  – вторая гармоника,  $a_3(\alpha)$  – третья гармоника,  $a_4(\alpha)$  – четвертая гармоника)

Поскольку амплитуда модуляции почти экспоненциально растет с увеличением интенсивности, то можно ожидать значительного увеличения эффективности записи голограмм при интенсивностях больше интенсивности насыщения. Максимальная интенсивность  $I_{\max}$  соответствует максимально достижимой концентрации  $C_{\max} = V_0^{-1}$ , где  $V_0$  – объем одной частицы (т.е. объемная доля частиц  $\phi = I$ ):

$$I_{\max} = I_s \ln \phi_0^{-2} \quad (23)$$

где  $\phi_0$  – начальная объемная доля частиц. Поскольку обычно  $\phi_0 \ll 1$ , то максимальная интенсивность может быть намного больше интенсивности насыщения, что представляет особый интерес для импульсных режимов записи голограмм в дисперсных средах.

### Выводы

Таким образом, показано, что при больших интенсивностях излучения запись динамической голограммы происходит в существенно нелинейном режиме, когда фазовая решетка становится несинусоидальной. При этом амплитуды первых гармоник нелинейно зависят от интенсивности излучения. Полученные результаты актуальны для динамической голографии дисперсных жидкофазных сред, а также для оптической диагностики таких сред (например, для термооптической спектроскопии) [6–8].

### Список литературы

1. Бергер Н.К., Иванов В.И., Суходольский А.Т. О применении капиллярного термофореза в динамической голо-

графии // Краткие сообщения по физике ФИ им. П.Н. Лебедева АН СССР. – 1988. – № 10. – С. 11–14.

2. Доронин И.С. Термодиффузия наночастиц в жидкости / И.С. Доронин, Г.Д. Иванова, А.А. Кузин, К. Н. Окишев // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 6–2. – С. 238–242.

3. Иванов В.И. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, А.И. Лобов, С.Р. Симаков // Оптический журнал. – 2004. – № 9. – С. 236.

4. Иванов В.И. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения суспензии наночастиц / В.И. Иванов, С.В. Климентьев, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили // Оптика атмосферы и океана. – 2010. Т. 23. № 2. – С. 106–107.

5. Иванов В.И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм: монография / Владивосток: Дальнаука, 2006. – 142 с.

6. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Кирюшина С.И. Суперлинза в дисперсной среде // Бюллетень научных сообщений №18: Сб. науч. тр. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2013. – С. 127–129.

7. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Влияние термодиффузии на термолинзовый отклик жидкофазной дисперсной среде: междуз. сб. науч. тр. / Тверск. гос. ун-т; (под ред. В.М. Самсонова). Тверь: Изд-во Тверск. ун-та, 2013. – С. 112–115.

8. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 039–042.

9. Иванов В.И., Кузин А.А., Ливашвили А.И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5. № 1. – С. 5–8.

10. Иванов В.И., Кузин А.А., Окишев К.Н. Оптическая левитация наночастиц: монография // – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. – 105 с.

11. Иванов В.И., Ливашвили А.И. Самовоздействие гауссова пучка излучения в слое жидкофазной микрогетерогенной среды // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. № 8. – С. 751–752.

12. Иванов В.И., Ливашвили А.И., Окишев К.Н. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2009. – Т. 4. – № 2. – С. 58–60.

13. Иванов В.И., Окишев К.Н. Термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентной среде // Письма в «Журнал технической физики». – 2006. – Т. 32. № 22. – С. 22–25.

14. Freysz E., Afifi M., Ducasse A., Pouligny B., Lalanne J.R. Giant optical non-linearities of critical microemulsions // *J. Phys. Lett.* 1985, Vol. 46. pp. 181–187.

15. Smith P.W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four – wave mixing in an artificial Kerr medium // *Opt. Lett.* 1981, Vol.6, no.6, pp. 284–286.

### References

1. Berger N.K., Ivanov V.I., Suhodol'skij A.T. Kratkie soobshhenija po fizike FI im. P.N. Lebedeva AN SSSR, 1988, no. 10. pp. 11–14.

2. Doronin I.S., Ivanova G.D., Kuzin A.A., Okishev K.N. Fundamental'nye issledovaniya, 2014, no. 6–2. pp. 238–242.

3. Ivanov V.I., Livashvili A.I., Lobov A.I., Simakov S.R. Opticheskij zhurnal, 2004, no. 9. pp. 236.

4. Ivanov V.I., Kliment'ev S.V., Kuzin A.A., Livashvili A.I., Optika atmosfery i okeana, 2010, Vol. 23. no.2. pp.106–107.

5. Ivanov V.I., Vladivostok: Dal'nauka, 2006, pp.142.

6. Ivanov V.I., Ivanova G.D., Kirjushina S.I. B'ulleten' nauchnyh soobshhenij no. 18: Sb. nauch. tr. – Khabarovsk: Izd-vo DVGUPS, 2013. pp. 127–129.

7. Ivanov V.I., Ivanova G.D., He V.K. Tvers. gos. un-t; (pod red. V. M. Samsonova). Tver': Izd-vo Tvers. un-ta, 2013, pp. 112–115.

8. Ivanov V.I., Ivanova G.D., He V.K. Vestnik Tihookeanskogo gosudarstvennogo universiteta, 2011, no. 4. pp. 039–042.

9. Ivanov V.I., Kuzin A.A., Livashvili A.I. Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Serija: Fizika 2010, Vol. 5. no. 1, pp. 5–8.

10. Ivanov V.I., Kuzin A.A., Okishev K.N. Khabarovsk: Izd-vo DVGUPS, 2008, pp. 105.

11. Ivanov V.I., Livashvili A.I. Optika atmosfery i okeana, 2009, Vol. 22. no. 8, pp. 751–752

12. Ivanov V.I., Livashvili A.I., Okishev K.N., Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Serija: Fizika, 2009, Vol. 4. no. 2, pp. 58–60.

13. Ivanov V.I., Okishev K.N., Pis'ma v «Zhurnal tehnichekoj fiziki», 2006. Vol. 32, no. 22, pp. 22–25.

14. Freysz E., Afifi M., Ducasse A., Pouligny B., Lalanne J.R. Giant optical non-linearities of critical microemulsions // *J. Phys. Lett.* 1985, Vol. 46. pp. 181–187.

15. Smith P.W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four - wave mixing in an artificial Kerr medium // *Opt. Lett.* 1981, Vol.6, no.6, pp. 284–286.

### Рецензенты:

Крылов В.И., д.ф.-м.н., профессор кафедры «Физика», ФГБОУ ВПО Дальневосточный государственный гуманитарный университет, г. Хабаровск;

Жуков Е.А., д.ф.-м.н., профессор кафедры «Электроника и электротехника», ФГБОУ ВПО Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск.

Работа поступила в редакцию 04.09.2014.