01;03;07

Термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентной среде

© *В.И. Иванов, К.Н. Окишев*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск
E-mail: valivi@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 апреля 2006 г.

В приближении линейной неравновесной термодинамики получено выражение для эффективности записи амплитудных динамических голограмм в жидкофазной двухкомпонентной среде с концентрационной нелинейностью, обусловленной термодиффузией поглощающих частиц.

PACS: 42.40-i

В многокомпонентных средах существует целый ряд механизмов оптической нелинейности, основанных на перераспределении концентрации компонентов в неоднородном световом поле. К ним относится электрострикционный эффект в суспензиях [1], термофорез в микроэмульсиях [2], эффект Соре в жидкофазных бинарных смесях [3,4]. Известны применения таких концентрационных нелинейностей для записи фазовых динамических голограмм [1–3]. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонентов изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды, что может быть использовано для записи амплитудных (пропускающих) динамических голограмм.

В данной работе теоретически рассмотрен термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентной жидкофазной среде.

Рассмотрим двухкомпонентную жидкофазную среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией C ($\alpha = \beta C$, где $\beta = (\partial\alpha/\partial C)$ — константа среды). Распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид $I = (I_0 + I_1 \sin Kx)$, где $I_1 = 2(I_0 I_s)^{1/2}$,

I_0 и I_s — интенсивности записывающих голограмму опорной и сигнальной плоских волн соответственно $(I_0 \gg I_s)$, K — волновой вектор пространственной решетки $(\Lambda = 2\pi K^{-1}$ — период интерференционной картины).

Систему балансных уравнений для концентрации C и температуры среды T запишем следующим образом:

$$c_p \rho \partial T/\partial t = -\operatorname{div} J_1 + \alpha(I_0 + I_1 \sin Kx), \tag{1}$$

$$\partial C/\partial t = -\operatorname{div} J_2, \tag{2}$$

где c_p, ρ — удельные теплоемкость и плотность среды. В приближении линейной неравновесной термодинамики тепловой и концентрационный потоки (соответственно J_1 и J_2) равны:

$$J_1 = -D_{11} \operatorname{grad} T - D_{12} \operatorname{grad} C, \tag{3}$$

$$J_2 = -D_{21} \operatorname{grad} T - D_{22} \operatorname{grad} C, \tag{4}$$

где D_{11} — коэффициент теплопроводности среды, D_{22} — коэффициент диффузии поглощающих частиц, D_{12} и D_{21} — коэффициенты, описывающие эффект Соре (термодиффузию) и эффект Дюфура соответственно [5].

Для достаточно большой толщины слоя среды $(d \gg \Lambda)$ влиянием тепловых потоков через окна кюветы на амплитуду тепловой решетки можно пренебречь. Полагая поглощение среды малым $(\alpha d \ll 1)$, температуру и концентрацию частиц можем считать одинаковой по глубине среды. Тогда, считая задачу одномерной, ищем решение уравнений (1), (2) в виде

$$C(x, t) = C_0 + C_1(t) \sin Kx, \tag{5}$$

$$T(x, t) = T_0 + T_m(t) + T_1(t) \sin Kx. \tag{6}$$

Здесь C_0 — среднее значение концентрации поглощающих частиц, T_0 — начальная температура среды, $T_m(t) = \alpha_0 I_0 t c_p^{-1} \rho^{-1}$, α_0 — средний коэффициент поглощения. Амплитуды температурной T_1 и концентрационной C_1 решеток предполагаем малыми — $(T_1/T_0) \ll 1$, $(C_1/C_0) \ll 1$.

Используя (1)–(6), получаем систему уравнений для амплитуд C_1 и T_1:

$$\partial T_1/\partial t = \left(-D_{11}K^2 T_1 - D_{12}K^2 C_1 + \beta C_1 I_0 + \beta C_0 I_1\right)(c_p \rho)^{-1}, \tag{7}$$

$$\partial C_1/\partial t = -D_{21}K^2 T_1 - D_{22}K^2 C_1. \tag{8}$$

Вводя обозначения

$$A_{11} = -D_{11}K^2/c_p\rho, \quad A_{12} = (\beta I_0 - D_{12}K^2), \quad Q_0 = \beta C_0 I_0/c_p\rho, \tag{9}$$

$$A_{21} = -D_{21}K^2, \qquad A_{22} = -D_{22}K^2, \tag{10}$$

получаем следующую систему:

$$(\partial T_1/\partial T) = A_{11}T_1 + A_{12}C_1 + Q_0, \tag{11}$$

$$(\partial C_1/\partial T) = A_{21}T_1 + A_{22}C_1. \tag{12}$$

Начальные условия:

$$T_1(0) = 0, \qquad C_1(0) = 0. \tag{13}$$

Общее решение системы (11), (12):

$$T_1 = B_1 \exp(p_1 t) + B_2 \exp(p_2 t) - A_{22}Q_0A_d^{-1}, \tag{14}$$

$$C_1 = A_{21}Q_0A_d^{-1} - A_{12}^{-1}\big[B_1(p_1 + A_{11})\exp(p_1 t) + B_2(p_2 + A_{11})\exp(p_2 t)\big], \tag{15}$$

где

$$p_{1,2} = 1/2\Big[(A_{11} + A_{22}) \pm \big\{(A_{11} + A_{22})^2 - 4A_d\big\}^{1/2}\Big], \tag{16}$$

$$A_d = (A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21}). \tag{17}$$

Константы B_1 и B_2 находим, используя начальные условия (13):

$$B_1 = A_{22}Q_0A_d^{-1}\big[1 + (p_1 - A_dA_{22}^{-1})(p_1 - p_2)^{-1}\big], \tag{18}$$

$$B_2 = Q_0\big(1 + p_1A_{22}A_d^{-1}\big)(p_1 - p_2)^{-1}. \tag{19}$$

В квазистационарном режиме ($t \gg p_{1,2}^{-1}$) для установившихся амплитуд концентрационной C_{1s} и тепловой решеток T_{1s} имеем:

$$C_{1s} = A_{21}Q_0A_d^{-1}, \tag{20}$$

$$T_{1s} = -A_{22}Q_0A_d^{-1}. \tag{21}$$

Возвращаясь к обозначениям (9), (10):

$$C_{1s} = \alpha_0 I_1 D_{21} \left(K^2 D_d - \beta I_0 D_{21}\right)^{-1}, \tag{22}$$

$$T_{1s} = -\alpha_0 I_1 D_{22} \left(K^2 D_d - \beta I_0 D_{21}\right)^{-1}, \tag{23}$$

где $D_d = (D_{11} D_{22} - D_{12} D_{21})$.

Дифракционная эффективность η для амплитудной голограммы при малой амплитуде пространственной модуляции коэффициента поглощения ($\alpha_1 \ll \alpha_0$) равна [6]:

$$\eta = (\beta d \alpha_0 D_{21}/4)^2 \left(K^2 D_d - \beta I_0 D_{21}\right)^{-2}. \tag{24}$$

Из (24) видно, что в зависимости от знака коэффициента термодиффузии эффективность записи динамической голограммы может как убывать (при $D_{21} < 0$), так и возрастать (при $D_{21} > 0$) с увеличением интенсивности опорной волны.

Полученные выражения позволяют рассчитать характеристики голографической записи по известным кинетическим коэффициентам среды, а также могут быть использованы при экспериментальном определении величин этих коэффициентов методами динамической голографии.

Список литературы

[1] *Smith P.W., Maloney P.J., Ashkin A.* // Opt. Lett. 1982. V. 17. P. 347–349.

[2] *Бергер Н.К., Иванов В.И., Суходольский А.Т.* // Краткие сообщения по физике ФИ АН СССР. 1988. № 10. С. 11–14.

[3] *Иванов В.И., Ливашвили А.И., Лобов А.Н., Симаков С.Р.* // Оптический журнал. 2004. № 9. С. 236–238.

[4] *Vicary L.* // Philosoph. Mag. B. 2002. V. 82. N 4. P. 447–452.

[5] *Де Грот С., Мазур П.* // Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.

[6] *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* // Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.