Краткие сообщения по физике № 12-1986 г.

УДК 532.68

О ПРИМЕНЕНИИ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ЭФФЕКТА МАРАНГОНИ ДЛЯ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

С.А. Визнюк, А.Т. Суходольский

Предложен способ получения периодического профиля свободной поверхности жидкости под действием двух интерферирующих лазерных пучков за счет массопереноса, обусловленного градиентом поверхностного натяжения. На основе совместного решения тепловой и гидродинамической задач рассчитана глубина модуляции и эффективность создаваемой таким образом фазовой решетки.

Массоперенос жидкости вблизи поверхности, обусловленный градиентом поверхностного натяжения, описанный еще в прошлом веке /1/, носит название эффекта Марангони. Новые возможности появляются при инициировании этого эффекта лазерным излучением /2/. Представляет интерес оценить возможности применения светоиндуцированного эффекта Марангони для получения стационарного профиля поверхности жидкости с заданной конфигурацией.

В данной работе предлагается использовать эффект Марангони для записи дифракционных решеток, и с этой целью исследуется профиль слоя жидкости на плоской подложке, возникающий под действием двух интерферирующих лазерных пучков. Рассмотрим слой поглощающей жидкости толщиной h_0, смачивающий горизонтально расположенную прозрачную подложку толщиной d. Слой нагревается двумя интерферирующими лазерными пучками, направленными под углами θ к вертикали, при этом в системе координат с началом на границе раздела жидкость – подложка (ось z направлена вертикально) распределение интенсивности имеет вид:

$$I = I_0[1 + \cos(2\pi x/l)], \tag{1}$$

где $l = \lambda/2\sin\theta$, λ – длина волны.

Если плотность мощности лазерного излучения составляет $\sim 1 - 100$ Вт/см^2, то определяющим механизмом, отвечающим за формирование профиля поверхности, будет эффект Марангони, а влиянием испарительного давления, особенно при работе с малолетучими маслоподобными жидкостями, можно пренебречь /3/.

Совместное решение тепловой и гидродинамической задач проведем в приближении малых чисел Пекле. При типичных значениях теплопроводности $\kappa \sim 0{,}5$ Вт/м·К, теплоемкости $c_p \sim 2\cdot10^3$ Дж/кг·К, плотности $\rho \sim 10^3$ кг/м и $l \sim 10^{-5}$ м, что соответствует решетке с 100 шт/мм и скорости $v \sim 10^{-3}$ м/с /4/, число Пекле $P_e = (vl/\kappa)\rho c_p \sim 10^{-2}$. При этом можно пренебречь конвективной теплопроводностью, и в приближении капиллярной гидродинамики исходная система уравнений имеет вид:

$$\kappa(\partial^2T/\partial x^2 + \partial^2T/\partial z^2) = -G, \tag{2}$$

$$\partial^2T_p/\partial x^2 + \partial^2T_p/\partial z^2 = 0, \tag{3}$$

$$\partial^2v_x/\partial x^2 + \partial^2v_x/\partial z^2 = (1/\eta)\partial p/\partial x, \tag{4}$$

$$\int_0^{h(x)} v_x dz = 0, \tag{5}$$

где $G = (I_0/a)(1 + \cos\tilde{x})\exp(\frac{z-h}{a})$; $\tilde{x} = 2\pi x/l$; T, T_p – температуры соответственно жидкости и подложки; η – динамическая вязкость; $h(x)$ – искомый профиль поверхности; $1/a = \alpha$ – коэффициент поглощения.

Так как период решетки много меньше капиллярной постоянной /4/, то давление p в исходной системе уравнений считаем связанным только с кривизной поверхности:

$$p = p_0 - \sigma\partial^2 h/\partial x^2, \tag{6}$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, p_0 — внешнее давление. Исходные уравнения дополняются условиями на границах:

$$\begin{gathered}\kappa\partial T/\partial z|_{z=h} = \beta(T - T_c)|_{z=h}, \quad T|_{z=0} = T_p|_{z=0},\\ \kappa\partial T/\partial z|_{z=0} = \kappa_p\partial T_p/\partial z|_{z=0}, \quad T_p|_{z=-d} = T_c,\end{gathered} \tag{7}$$

$$\partial\sigma/\partial x|_{z=h} = \eta\partial v_x/\partial z|_{z=h}, \quad v_x|_{z=0} = 0, \tag{8}$$

где $\sigma = \sigma_0[1 - \gamma(T - T_c)]$; $\gamma = -(1/\sigma)\,\partial\sigma/\partial T$; T_c — температура внешней среды; κ_p — теплопроводность подложки; β — коэффициент теплопередачи.

Решение уравнений (2) и (3) с учетом (1) и (7) дает выражение для температурного поля:

$$T = T_0 + T_1(z)\cos\tilde{x}, \tag{9}$$

$$T_0 = T_c + k_1 d + \left(\frac{\kappa_p}{\kappa}k_1 + \frac{I_0}{\kappa}e^{-h/a}\right)z + \frac{I_0 a}{\kappa}e^{-h/a}(1 - e^{z/a}),$$

$$T_1 = Ae^{-h/a}[e^{z/a} - \Phi_1(\tilde{z})] + Y_1F_1(\tilde{z}),$$

$$k_1 = \frac{I_0[1 - e^{-h/a}(1 - \beta a/\kappa + \beta h/\kappa) + \beta a/\kappa]}{\kappa_p + \beta d + \beta\kappa_p h/\kappa},$$

$$Y_1 = A\left[e^{-h/a}\left(\frac{\beta}{\kappa}\Phi_1(\tilde{h}) + \frac{2\pi}{l}\Phi_2(\tilde{h})\right) - \left(\frac{1}{a} - \frac{\beta}{\kappa}\right)\right]/\left[\frac{\beta}{\kappa}F_1(\tilde{h}) + \frac{2\pi}{l}F_2(\tilde{h})\right],$$

$$\Phi_1(x) = \operatorname{ch} x + (1/\tilde{a})\operatorname{sh} x, \quad \Phi_2(x) = \operatorname{sh} x + (1/\tilde{a})\operatorname{ch} x,$$

$$F_1(x) = \operatorname{sh}\tilde{d}\,\operatorname{ch} x + (\kappa_p/\kappa)\operatorname{ch}\tilde{d}\,\operatorname{sh} x,$$

$$F_2(x) = \operatorname{sh}\tilde{d}\,\operatorname{sh} x + \frac{\kappa_p}{\kappa}\operatorname{ch}\tilde{d}\,\operatorname{ch} x,$$

$$A = (I_0 a/\kappa)(\tilde{a}^2 - 1)^{-1},$$

$$\tilde{d} = 2\pi d/l, \quad \tilde{a} = 2\pi a/l, \quad \tilde{h} = 2\pi h/l.$$

Предполагая в силу периодичности задачи, что

$$p = p_0 + \sum_{n=1}^{\infty} p_n \cos(n\widetilde{x}), \quad h = h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} h_n \cos(n\widetilde{x}), \tag{10}$$

подставим (10) в уравнения (4) и (5) и, решая их с учетом (6), (8), (9), получим выражение для искомого профиля: $h = h_0 + \Delta h \cos\widetilde{x}$, где глубина модуляции определяется выражением

$$\Delta h = -l^2 \gamma T_1(h)\,(\mathrm{ch}\widetilde{h} - 1)/4\pi^2 h\,[\mathrm{ch}\widetilde{h} - (1/\widetilde{h})\mathrm{sh}\widetilde{h}]. \tag{11}$$

Таким образом, в указанных приближениях профиль поверхности тонкого слоя жидкости имеет синусоидальную форму с глубиной модуляции, определяемой выражением (11). На рис. 1 представлены зависимости глубины модуляции от толщины слоя жидкости при различных величинах α, рассчитанные на основе соотношения (11). На рис. 2 представлена зависимость эффективности такой динамической решетки от теплопроводности подложки, рассчитанная по формуле Томлинсона для фазовой решетки с синусоидальным профилем /5/.

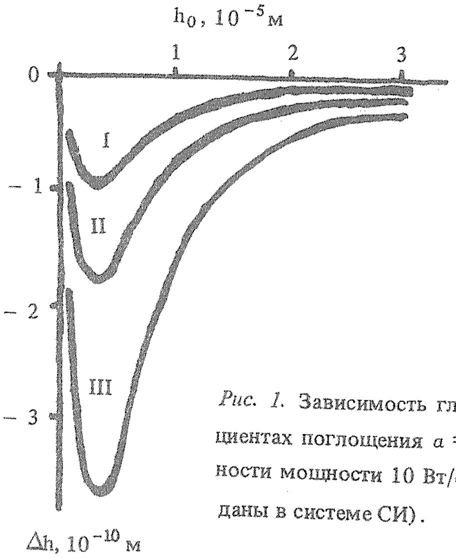

Рис. 1. Зависимость глубины модуляции Δh от толщины слоя жидкости при различных коэффициентах поглощения $\alpha = 10^3 \text{см}^{-1}$ (1), $0{,}4 \cdot 10^3$ см$^{-1}$ (2) и $0{,}25 \cdot 10^3$ см$^{-1}$ (3), полученная при плотности мощности 10 Вт/см^2 и $\kappa = 0{,}3$; $\kappa_p = 3$; $\gamma = 0{,}005$; $\beta = 5{,}6$; $d = 0{,}005$; $l = 10^{-5}$ (размерности даны в системе СИ).

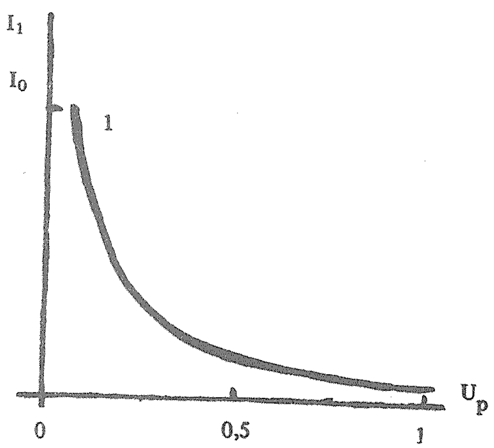

Рис. 2. Зависимость эффективности решетки I_1/I_0 от теплопроводности подложки при $h_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $\alpha = 10^5$ см$^{-1}$, $\kappa = 0{,}1$ (другие параметры те же, что и на рис. 1).

Рассмотренный способ записи решеток можно предложить в качестве нового независимого метода измерения коэффициентов теплопроводности веществ. Таким образом, измеряя эффективность решетки на различных подложках, при фиксировании других параметров задачи, и пользуясь градуировочной кривой, пример которой приведен на рис. 2, можно измерить теплопроводность подложки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marangoni C. G. M. Ann. Phys., **143**, 337 (1971).
2. Суходольский А. Т. Изв. АН СССР, сер. физ., **50**, № 6, 1086 (1986).
3. Ахманов С. А. и др. УФН, **147**, 675 (1985).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., Наука, 1986.
5. Tomlinson R., Weber D. JOSA, **63**, № 6, 924 (1973).

Поступила в редакцию 8 июля 1986 г.