

07; 12

© 1990 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ В СИСТЕМАХ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

*А. Л. Глазов, К. Л. Муратиков*

Развит общий метод расчета процессов генерации температурных волн модулированным во времени лазерным излучением в неоднородных твердотельных объектах. Рассмотрены особенности их распространения и рассеяния в таких объектах. Проанализированы основные характеристики систем фотодефлекционной микроскопии, позволяющих получать изображения внутренних неоднородностей твердотельных объектов в температурных волнах с высоким пространственным разрешением. Произведено сравнение параметров систем фотодефлекционной и фотоакустической микроскопии при различных способах регистрации сигнала.

Вопросам использования температурных волн для получения информации о внутренней структуре оптически непрозрачных объектов в настоящее время уделяется большое внимание [1-3]. Среди различных способов получения изображений твердотельных объектов в температурных волнах большой интерес вызывает использование фотоакустических (ФА) методов [4, 5], а также чисто оптических методов [6-8]. Существенным достоинством последних наряду с высокой чувствительностью является возможность получения изображений полностью бесконтактным образом. Одним из наиболее перспективных оптических методов, позволяющих формировать изображения объектов в температурных волнах с высоким пространственным разрешением, является фотодефлекционный (ФД) метод [6-8]. Он основан на отклонении направления распространения луча зондирующего лазера нестационарной тепловой линзой, возбуждаемой температурными волнами вблизи поверхности объекта при ее освещении сфокусированным модулированным излучением возбуждающего лазера. Полное изображение объекта в таком случае формируется в результате регистрации сигналов от отдельных точек его поверхности при последовательном сканировании по двум координатам. ФД метод с успехом использовался для обнаружения микротрещин в приповерхностных слоях объектов из металлов [9, 10], наличия посторонних включений в диэлектрических структурах [11, 12], контроля качества композитных материалов [13].

В работах [9, 10] был рассмотрен вопрос о характеристиках систем ФД микроскопии в предположении о том, что формирование изображений объектов производится с помощью плоских температурных волн. Однако при практическом использовании ФД систем это предположение часто не выполняется и такие их параметры, как диаметр пучка возбуждающего лазерного излучения на поверхности объекта, длина температурных волн, а также характерные размеры дефекта и глубина его залегания, оказываются сравнимой величины. В подобных условиях эффекты, связанные с отклонением фронтов температурных волн от плоской формы, носят принципиальный характер. В связи с этим целью настоящей работы являлось развитие последовательной методики расчета характеристик ФД систем с учетом особенностей процессов генерации, распространения и рассеяния температурных волн в неоднородных объектах, а также их сравнение с аналогичными характеристиками систем ФА микроскопии.

Для определения характеристик систем ФД микроскопии необходимо знать поведение переменной составляющей температуры вблизи поверхности изучаемого объекта [14, 15]. Ее можно найти, решая уравнение теплопроводности для объекта с расположенными в нем дефектными областями. В этих условиях распределение температуры внутри объекта можно найти, используя уравнение теплопроводности общего вида [16]

$$\rho(\mathbf{r}) C(\mathbf{r}) \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(K(\mathbf{r}) \operatorname{grad} T), \quad (1)$$

где  $\rho(\mathbf{r})$ ,  $C(\mathbf{r})$ ,  $K(\mathbf{r})$  — законы изменения внутри объекта таких параметров, как плотность, теплоемкость и теплопроводность.

Решение уравнения (1) будем искать для случая, когда поверхность объекта является плоской и описывается уравнением  $z=0$ , а сам объект занимает область  $z \geq 0$ . Кроме того, будем считать, что возбуждение температурных волн в объекте осуществляется сфокусированным на его поверхность лазерным излучением с гармоническим законом изменения во времени. Тогда граничное условие для уравнения (1) будет определяться выражением

$$\left( K(\mathbf{r}) \frac{\partial T}{\partial t} \right) \Big|_{z=0} = HT(x, y, 0, t) + \frac{W_0}{\pi a^2} \frac{1 + \cos \omega t}{2} e^{-\frac{x^2+y^2}{a^2}}, \quad (2)$$

где  $H$  — коэффициент, характеризующий теплообмен объекта с окружающей средой;  $W_0$  — мощность излучения лазера накачки;  $\omega$  — круговая частота модуляции возбуждающего лазерного излучения во времени;  $a$  — ширина пучка лазера накачки на поверхности изучаемого объекта.

Решение поставленной задачи в общем виде представляет серьезные математические трудности. Поэтому воспользуемся результатами работ [14, 15], в которых в рамках теории возмущений был развит метод расчета, позволяющий определять распределение температуры в образце при произвольном расположении в нем дефектных областей. При этом основное предположение, положенное в его основу, заключалось в малости отклонения температуры в образце из-за наличия в нем дефектов от ее значений, характерных для однородного объекта. Не останавливаясь на подробностях вычислений, приведем сразу окончательный результат для поправки в первом приближении теории возмущений к температуре образца  $\tilde{T}^{(1)}(x, y, z, t)$ , обусловленной наличием в объекте внутренних дефектов. Она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{T}^{(1)}(k_x, k_y, z, \omega) = & -\frac{e^{-\xi z}}{h + \xi} \int_0^{\infty} dz' \left( \frac{h}{\xi} \operatorname{sh} \xi z' + \operatorname{ch} \xi z' \right) \tilde{S}(k_x, k_y, z', \omega) + \\ & + \frac{1}{\xi} \int_z^{\infty} dz' \operatorname{sh} \xi(z' - z) \tilde{S}(k_x, k_y, z', \omega), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\tilde{T}^{(1)}(k_x, k_y, z, \omega)$  — фурье-образ от температуры  $T^{(1)}(x, y, z, t) = (1/(2\pi)^3) \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{i\omega t} e^{ik_x x + ik_y y} \tilde{T}^{(1)}(k_x, k_y, z, \omega)$ ,  $\xi = \sqrt{k_x^2 + \frac{i\omega}{x_0}}$ ,  $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ,  $x_0 = K_0/(\rho_0 C_0)$ ;  $\rho_0$ ,  $C_0$ ,  $K_0$  — значения плотности, удельной теплоемкости и теплопроводности однородного объекта;  $h = H/K_0$ ,

$$\begin{aligned} \tilde{S}(k_x, k_y, z, \omega) = & \frac{1}{(2\pi)^2 K_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk'_x \int_{-\infty}^{\infty} dk'_y \left\{ \tilde{K}^{(1)}(k'_x, k'_y, z) \times \right. \\ & \times [k_x(k_x - k'_x) + k_y(k_y - k'_y)] + i\omega \tilde{\beta}(k'_x, k'_y, z) - \tilde{K}^{(1)}(k'_x, k'_y, z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left. \right\} \times \end{aligned}$$

$$\times \tilde{T}^{(0)}(k_x - k'_x, k_y - k'_y, z, \omega) - \frac{1}{(2\pi)^2 K_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk'_x \int_{-\infty}^{\infty} dk'_y \frac{\partial \tilde{K}^{(1)}(k'_x, k'_y, z)}{\partial z} \times \\ \times \frac{\partial \tilde{T}^{(0)}}{\partial z}(k_x - k'_x, k_y - k'_y, z, \omega);$$

$\beta = (\rho C)^{(1)}(x, y, z)$ ;  $\beta$ ,  $K^{(1)}$  — отклонения теплофизических параметров от их значений в однородном объекте, связанные с наличием в нем дефектов;  $\tilde{T}^0(k_x, k_y, z, \omega)$  — фурье-образ по переменным  $x, y, t$  от распределения температуры в однородном объекте.

Выражение (3) позволяет определить изменения температуры поверхности образца, обусловленные расположенными в нем дефектами. В свою очередь по известной температуре поверхности объекта с помощью условия равенства температур на границе раздела двух сред нетрудно найти распределение температуры вблизи поверхности объекта  $T_0(x, y, z, t)$ . Для фурье-образов температур эта связь дается равенством

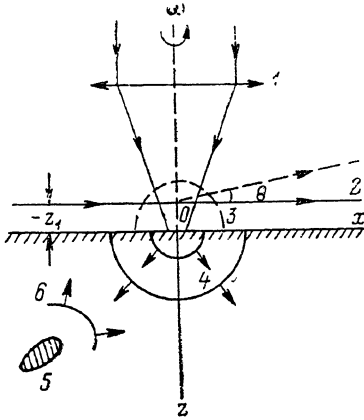


Рис. 1. Схема расположения образца, световых потоков возбуждающего и считывающего лазеров при получении изображений фотодефлекционным методом.

1 — объектив для фокусировки излучения возбуждающего лазера; 2 — луч считывающего лазера; 3 — нестационарная тепловая линза над поверхностью изучаемого объекта; 4 — температурные волны в объекте, генерируемые лазером накачки; 5 — неоднородность в образце; 6 — температурные волны в образце, рассеянные неоднородностью.

$$\tilde{T}_g^{(1)}(k_x, k_y, z, \omega) = e^{i\gamma_g(k_{\perp}, \omega) z} \tilde{T}^{(1)}(i, k_y, 0, \omega), \quad (4)$$

где  $\gamma_g(k_{\perp}, \omega) = \sqrt{k_{\perp}^2 + (i\omega/\gamma_g)}$ ,  $\gamma_g$  — коэффициент температуропроводности окружающей объект среды.

По известному распределению температуры у поверхности объекта можно найти ФД сигнал. Для случая, когда луч считывающего лазера распространяется параллельно поверхности изучаемого объекта, угол отклонения его тепловой линзой в перпендикулярном к поверхности объекта направлении (рис. 1), дается выражением

$$\Theta(t) = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\partial T_0(x, y, z, t)}{\partial z}, \quad (5)$$

где  $n$  — показатель преломления среды вблизи объекта,  $\partial n/\partial T$  — скорость его изменения с температурой.

Соотношение (5) позволяет определить общий ФД сигнал от объекта. В него входит как составляющая сигнала от однородного объекта, так и составляющая, связанная с наличием в нем дефектов. Поведение ФД сигнала от однородного объекта исследовалось в целом ряде работ [6, 7], поэтому в дальнейшем нас будет интересовать только последняя составляющая сигнала. Для фурье-образа этой составляющей из (5) получим следующий результат:

$$\Theta^{(1)}(\omega) = -\frac{1}{2\pi n} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{iy_0 k_y} \frac{\partial \tilde{T}^{(1)}(0, k_y, z, \omega)}{\partial z}, \quad (6)$$

где  $y_0$  — расстояние по оси  $y$  между лучом считывающего лазера и центром пучка лазера накачки.

Используя выражения (3) и (6), ФД сигнал можно представить в виде

$$\Theta^{(1)}(\omega) = -\frac{1}{2\pi n} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{ik_y y_0} \frac{\gamma_0(k_y, \omega) e^{\gamma_0(k_y, \omega) z}}{h + \xi(0, k_y, \omega)} \times \\ \times \int_0^{\infty} dz' e^{-\xi(0, k_y, \omega) z'} \tilde{S}(0, k_y, z', \omega). \quad (7)$$

Выражение (7) в первом порядке теории возмущений позволяет определять нормальную составляющую ФД сигнала от неоднородного объекта при любом характере распространения и рассеяния в нем температурных волн. Из него видно, что в общем случае при формировании изображений твердотельных объектов ФД системы обладают различными параметрами в направлениях  $x$  и  $y$ . Это свойство существенно отличает их от систем фотоакустической (ФА) микроскопии с микрофонной регистрацией сигнала [14, 15], параметры которых одинаковы при сканировании объекта в различных направлениях.

Указанное обстоятельство необходимо учитывать при анализе характеристик ФД систем методом, разработанным в работах [14, 15]. С его помощью свойства ФД систем можно исследовать на примере отдельного дефектного слоя, залегающего на глубине  $z = z_0$ . При этом следует иметь в виду, что в случае ФД систем в соответствии с (7) закон изменения сигнала совпадает с законом изменения теплофизических параметров дефектного слоя только в направлении  $x$ . Поэтому при изучении свойств ФД сигналов при сканировании вдоль оси  $x$  по аналогии с работами [14, 15] достаточно ограничиться рассмотрением зависимости параметров дефектного слоя от координаты вида  $e^{iq_x x}$ , но в направлении  $y$  зададим закон их изменения в форме, полностью соответствующей реальным условиям. В связи с этим характер изменения теплофизических параметров дефектного слоя вдоль координат  $x$  и  $y$  выберем в таком виде

$$K^{(1)}(x, y, z) = z_0 A e^{iq_x x} \cos q_y (y - d) \delta(z - z_0), \quad \beta(x, y, z) = \\ = B e^{iq_x x} \cos q_y (y - d) \delta(z - z_0), \quad (8)$$

где  $\delta(z)$  — дельта-функция Дирака;  $d$  — пространственный сдвиг вдоль направления  $y$  центра пучка лазера накачки относительно распределения в дефектном слое теплофизических параметров,  $A$  и  $B$  — произвольные величины, характеризующие теплофизические свойства дефектного слоя и имеющие одинаковую размерность.

С помощью равенств (7) и (8) для ФД сигнала получим выражение

$$\Theta^{(1)}(q_x, q_y, \omega) = \frac{z_0}{K_0} [AG_1(q_x, q_y, \omega) + BG_2(q_x, q_y, \omega)], \quad (9)$$

где

$$G_1(q_x, q_y, \omega) = K_0 \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \gamma_g(k_y, \omega) P(k_y, \omega) \tilde{T}^{(0)}(q_x, k_y - \\ - q_y, \omega) [k_y(k_y - q_y) + \xi(0, k_y, \omega) \xi(q_x, k_y - q_y, \omega)] \cos(k_y y_0 - q_y d), \\ G_2(q_x, q_y, \omega) = \frac{i\omega K_0}{z_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \gamma_g(k_y, \omega) P(k_y, \omega) \tilde{T}^{(0)}(q_x, k_y - q_y, \omega) \times \\ \times \cos(k_y y_0 - q_y d), \\ P(k_y, \omega) = -\frac{1}{2\pi n K_0} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{e^{-\gamma_g(k_y, \omega) z_0} e^{-\xi(0, k_y, \omega) z_0}}{h + \xi(0, k_y, \omega)}.$$

Отметим, что в соответствии с выражением (9)  $G_1(q_x, q_y, \omega)$  и  $G_2(q_x, q_y, \omega)$  являются передаточными функциями ФД системы, ответственными за формирование изображений неоднородностей теплофизических параметров  $K^{(1)}$  и  $\beta$  в изучаемом объекте.

Рассмотрим свойства систем ФД микроскопии более подробно и сравним их основные параметры с ФА системами. Проанализируем сначала поведение передаточных функций таких систем в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения. При этом для ФД систем ограничимся рассмотрением случая  $y_0=0$ , а вместо  $Gr_1$  и  $Gr_2$  используем передаточные функции, отнесенные к сигналу от однородного объекта  $Gr'_1=Gr_1/\Theta_0$ ,  $Gr'_2=Gr_2/\Theta_0$  ( $\Theta_0$  — ФД сигнал от однородного объекта). Для ФА систем используем аналогичную нормировку с заменой  $\Theta_0$  на величину ФА сигнала от однородного объекта. На рис. 2 представлено поведение передаточных функций ФД и ФА систем при малых пространственных частотах  $q_x, q_y < \sqrt{\omega/(2x_0)}$ ,  $1/a, 1/z_0$ . Заметим, что в этих условиях функции  $Gr'_1$  и  $Gr'_2$  для ФА систем связаны соотношением  $Gr'_2=x_0Gr'_1$ . Общим свойством всех функций является быстрое стремление к нулю при частотах модуляции возбуждающего излучения  $f > f_0=x_0/(\pi z_0^2)$ , так как при выполнении этого неравенства длина температурных волн становится меньше  $z_0$ . Основное отличие передаточных функций друг от друга заключается в том, что при частотах модуляции  $f < f_0$   $Gr'_1$  для ФД систем слабо зависит от частоты, тогда как  $Gr'_2$  для ФД и  $Gr'_{1,2}$  для ФА систем имеют максимум, причем в последнем случае максимальное значение достигается при  $f_{max}=f_0/4$ . Полученные результаты показывают, что при формировании изображений неоднородностей с низкими простран-

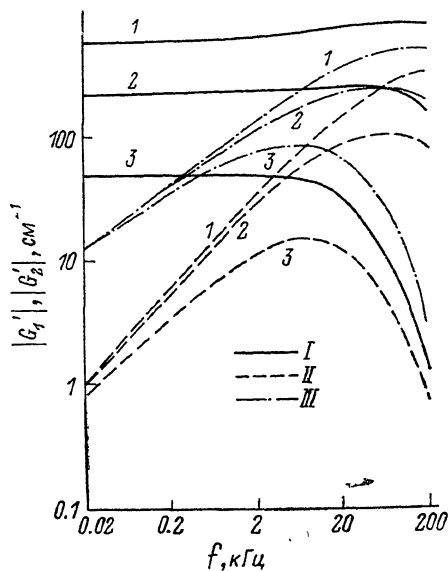


Рис. 2. Зависимость передаточных функций ФД и ФА систем от частоты модуляции возбуждающего излучения при различных глубинах заделки дефекта.

1 —  $z_0=3$ , 2 — 10, 3 — 30 мм;  $x_0=1$  см<sup>2</sup>/с,  $a=3$  мм; для ФД систем  $z_1=1.5$  мкм. I —  $G'_1$  для ФД систем, II —  $G'_2$  для ФД систем, III —  $G'_1$  для ФА систем.

ственными частотами более чувствительным к изменению параметра  $K$  оказывается ФД метод, а по отношению к параметру  $\beta$  ФА метод, причем с уменьшением частоты модуляции возбуждающего излучения эта тенденция усиливается.

Важное значение имеет характер изменения передаточных функций ФД и ФА систем в зависимости от пространственных частот. Поскольку для ФД систем характер изменения сигнала от пространственных частот  $q_x$  и  $q_y$  оказывается разным, то рассмотрим каждый случай отдельно. Результаты численных расчетов по поведению передаточных функций с изменением пространственной частоты представлены на рис. 3. Из них видно, что передаточные функции всех систем монотонно убывают с увеличением пространственной частоты. Однако наиболее сильно это убывание проявляется при получении ФА методом изображений, обусловленных неоднородностями распределения в объекте параметра  $\beta$ . Поэтому для высоких пространственных частот чувствительность ФА метода к этому параметру оказывается ниже, чем ФД метода.

Рассмотрим также поведение такой важной характеристики ФД и ФА систем, как верхняя граница полосы пропускания пространственных частот  $Q$ . На рис. 4 представлена ее зависимость от частоты модуляции возбуждающего излучения. Для обеих систем при получении информации о распределении неоднородностей параметра  $K$  полоса пропускания практически одинакова. Однако чувствительность ФД метода в этом случае выше при любой ориентации зондирующего луча относительно волнового вектора  $q$ . При формировании изображений, соответствующих неоднородностям параметра  $\beta$ , полоса пропускания ФД метода имеет наибольшее значение при ориентации зондирующего луча перпендикулярно вектору  $q$ . Однако при получении изображений неодно-

родностей с низкими пространственными частотами более предпочтительным оказывается использование ФА метода, поскольку в соответствии с приведенными на рис. 2 данными в этих условиях он обладает более высокой чувствительностью.

Наряду с анализом особенностей поведения сигналов ФД и ФА систем, основанном на проведении численных расчетов, остановимся на одном предельном случае, допускающем точное аналитическое рассмотрение. Он касается получения изображений объектов ФД методом в условиях, когда выполняются

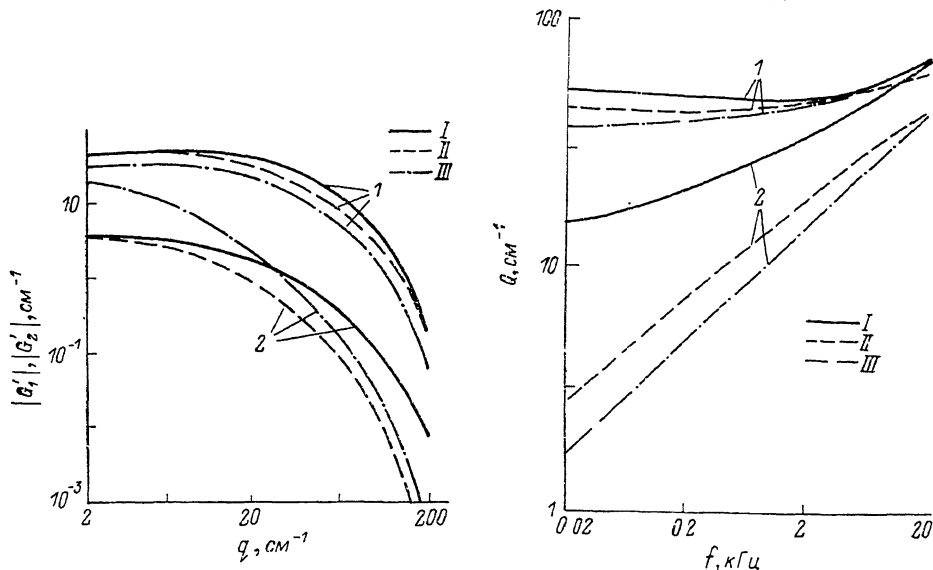


Рис. 3. Зависимость передаточных функций ФД и ФА систем от пространственной частоты.

1 — для  $G_1'$ , 2 — для  $G_2'$ ;  $x_0=1$  см<sup>2</sup>/с,  $a=3$  мм,  $f=200$  Гц,  $z_0=30$  мм, для ФД систем  $z_1=15$  мм; I — для ФД систем при сканировании вдоль направления  $y$  ( $q=q_y$ ), II — для ФД систем при сканировании вдоль направления  $x$  ( $q=q_x$ ), III — для ФА систем.

Рис. 4. Зависимость верхней границы полосы пропускания ФД и ФА систем от частоты модуляции возбуждающего излучения.

1 — для  $G_1'$ , 2 — для  $G_2'$ ;  $x_0=1$  см<sup>2</sup>/с,  $a=3$  мм,  $z_0=10$  мм; для ФД систем  $z_1=15$  мм. I — для ФД систем при сканировании вдоль направления  $y$  ( $q=q_y$ ), II — для ФД систем при сканировании вдоль направления  $x$  ( $q=q_x$ ), III — для ФА систем.

неравенства  $q_y \leq \sqrt{\omega/x_0}$ ,  $\sqrt{\omega/x_g}$ ;  $d \geq \sqrt{x_0/\omega}$ ,  $\sqrt{x_g/\omega}$ . В этом случае выражение (9) для ФД сигнала можно упростить и преобразовать его к следующему виду

$$\Theta^{(1)}(q_x, q_y, \omega) = \frac{W_0}{4\pi n K_0^2} \frac{dn}{dT} e^{-\frac{y_0^2}{a^2}} \frac{\gamma_g(0, \omega) e^{-\frac{a^2, q_y^2}{4}} e^{-\gamma_g(0, \omega) z_1}}{[h + \xi(0, 0, \omega)] [h + \xi(q_x, 0, \omega)]} \times \\ \times e^{-[\xi(0, 0, \omega) + \xi(q_x, 0, \omega)] z_0} [\chi_0 A \xi(0, 0, \omega) \xi(q_x, 0, \omega) + i\omega B] \cos q_y (y_0 - d). \quad (10)$$

Из (10) прежде всего видно, что в рассматриваемом случае при сканировании объекта вдоль направления  $y$ , т. е. при изменении  $d$ , закон изменения ФД сигнала повторяет закон распределения тепловизионных параметров в дефекте вдоль этого направления, причем при  $y_0=0$  имеет место и совпадение их пространственных фаз. Используя результаты работ [14, 15], нетрудно найти явную связь между ФД и ФА сигналами в таких условиях. С учетом того, что в [14, 15] рассматривалась зависимость ФА сигнала только от пространственной частоты  $q_x$ , эта связь дается равенством

$$\Theta^{(1)}(q_x, q_y, \omega) = C \frac{e^{-\frac{y_0^2}{a^2}} e^{-\gamma_g(0, \omega) z_1}}{a l_g^2(\omega)} \Delta P^{(1)}(q_x, \omega) \cos q_y (y_0 - d), \quad (11)$$

где  $C$  — коэффициент пропорциональности, не зависящий от параметров объекта и возбуждающего лазерного излучения;  $\Delta p^{(1)}(q_x, \omega)$ , — колебания давления, регистрируемые в системах ФА микроскопии с микрофонным способом съема сигнала.

Из выражений (10), (11) хорошо видны и другие свойства ФД сигнала. Так, одно из них состоит в значительно более быстром увеличении при  $y_0=0$  амплитуды ФД сигнала по сравнению с ФА сигналом при уменьшении размера пучка возбуждающего лазера. При  $y_0 \neq 0$  зависимость амплитуды ФД сигнала от размера пучка возбуждающего лазера носит более сложный характер и при формировании изображений неоднородностей с пространственной частотой  $q_x$  существует его оптимальное значение  $a_{opt} = (1/q_x) \sqrt{\sqrt{1 + 4y_0^2 q_x^2} - 1}$ , обеспечивающее максимальную амплитуду ФД сигнала. Однако следует заметить, что при  $y_0 > a$  амплитуда ФД сигнала с ростом  $y_0$  быстро убывает. Остановимся еще на одном результате, касающемся поведения ФД сигнала при изменении глубины залегания дефекта. В соответствии с (10) скорость убывания ФД сигнала с ростом глубины залегания дефекта определяется параметрами  $\sqrt{\omega/z_0}$ ,  $z_0$  и  $(q_x^2 + (\omega^2/z_0^2))^{1/2} z_0$ . Поэтому скорость убывания ФД сигнала с увеличением  $z_0$  определяется не только длиной температурных волн в образце [1, 2], но и значением пространственной частоты, характеризующим дефект. Этот результат оказывается аналогичным полученному ранее для случая ФА микроскопии [14, 15] и показывает существенное влияние на параметры ФА и ФД систем процессов дифракции температурных волн на неоднородностях, теплофизические параметры которых изменяются с пространственными частотами  $q_x \geq \geq \sqrt{\omega/z_0}$ . Важной особенностью выражения (11) является также присутствие экспоненциального множителя  $e^{-\gamma_g(0, \omega)z_1}$ . Его наличие при  $|\gamma_g(0, \omega)| z_1 \geq 1$ , т. е. в области высоких частот модуляции возбуждающего излучения или больших значений  $z_1$ , приводит, во-первых, к быстрому уменьшению амплитуды ФД сигнала, а во-вторых, к появлению у ФД сигнала дополнительной фазовой задержки. Поэтому при использовании ФД метода для обеспечения наибольшей величины сигнала желательно выбирать значения  $z_1$ , удовлетворяющие условию  $|\gamma_g(0, \omega)| z_1 < 1$ .

Таким образом, разработанный метод позволяет анализировать процессы генерации, распространения и рассеяния температурных волн в неоднородных объектах. На базе полученных с его помощью результатов можно определять свойства систем ФД микроскопии при различных способах регистрации выходного сигнала, оптимизировать их параметры при получении изображений твердотельных объектов в температурных волнах.

#### Список литературы

- [1] Tam A. C. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. N 2. P. 381—431.
- [2] Thomas R. L., Favro L. D., Kuo P. K. // Can. J. Phys. 1986. Vol. 64. N 9. P. 1234—1235.
- [3] Patel P. M., Almond D. P., Reiter H. // Appl. Phys. 1987. Vol. B43. N 1. P. 9—17.
- [4] Rosencaiwig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. New York: Wiley, 1980. 309 p.
- [5] Cielo P., Rousset G., Bertrand L. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 8. P. 1327—1334.
- [6] Jackson W. B., Amer N. M., Voccaro A. C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. N 8. P. 1333—1344.
- [7] Aamodt L. C., Murphy J. C. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 52. N 8. P. 4903—4914.
- [8] Wetzel G. C., McDonald Jr. and F. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 10. P. 926—928.
- [9] Grice K. R., Inglehart L. J., Favro L. D. et al. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 11. P. 6245—6255.
- [10] Grice K. R., Inglehart L. J., Favro L. D. et al. // J. de Phys. 1983. Vol. 44. N 10. C6. P. 519—524.
- [11] Mundy W. C., Hughes R. S. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. N 11. P. 985—987.
- [12] Abate J. A., Roitides R. // J. de Phys. 1983. Vol. 44. N 10. P. 497—502.
- [13] Inglehart L. J., Lepoutre F., Charbonnier F. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 1. P. 234—240.
- [14] Глазов А. Л., Гуревич С. Б., Муратиков К. Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 600—602.
- [15] Глазов А. Л., Муратиков К. Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 11. С. 2184—2191.
- [16] Беляев И. М., Рядно А. А. Методы теории теплопроводности. М.: Высшая школа, 1982. Ч. 1. 327 с.