

01;07;12

©1995 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ФОТОРЕФЛЕКЦИОННОГО СИГНАЛА В РАМКАХ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ ПРИ ТЕРМОВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 18 апреля 1994 г.)

Развит общий подход к определению фоторефлекционного сигнала в рамках волновой оптики. Учтено влияние модуляции коэффициента отражения и деформации поверхности на фоторефлекционный сигнал, обусловленное возбуждением в образце температурных волн. Получены выражения, позволяющие определять влияние перечисленных факторов на поведение сигнала при различных условиях использования фоторефлекционного метода.

В последние годы большое внимание уделяется развитию лазерных термоволновых методов исследования твердотельных объектов [1]. Подобные методы эффективно используются для диагностики теплофизических параметров объемных материалов [2-5], тонкопленочных структур [6-10], получения изображений неоднородных твердотельных объектов [11-14], исследования фазовых переходов в высокотемпературных сверхпроводниках [15]. Получаемые с помощью температурных волн данные способны давать важную информацию об особенностях строения твердотельных объектов, недоступную для других методов.

Среди различных лазерных термоволновых методик наиболее активно развивается направление, основанное полностью на использовании оптических средств как для генерации температурных волн, так и для их регистрации. При таком подходе возбуждение температурных волн в объекте обычно осуществляется модулированным во времени излучением лазера накачки, а считывание информации производится специальным зондирующим лазером. В настоящее время эту группу методик принято называть фоторефлекционными, поскольку они основываются на отражении пучка зондирующего лазера от поверхности объекта.

Образование полезного сигнала в фоторефлекционных методиках происходит вследствие модуляции параметров пучка зондирующего

лазера при его отражении от участков поверхности образца, находящихся в непосредственной близости от места воздействия излучения накачки. При этом на параметры сигнала обычно оказывают влияние два фактора [4,6,13]. Первый из них связан с модуляцией коэффициента отражения образца в результате возбуждения в нем температурных волн, а второй — с изменением формы его поверхности вследствие термоупругого эффекта. При этом в зависимости от типа исследуемого объекта или условий эксперимента преобладающим может оказаться любой из указанных факторов.

Рассмотрению вопросов формирования фоторефлекционных сигналов посвящен целый ряд работ [6,7,13]. В них в рамках геометрической оптики проанализировано поведение фоторефлекционного сигнала с учетом модуляции коэффициента отражения поверхности образца температурными волнами и термоупругого эффекта. Исследование свойств фоторефлекционного сигнала в рамках волновой оптики проведено в работах [16,17]. При этом в работе [16] рассмотрен случай, когда размер пучка зондирующего лазера на поверхности объекта существенно больше области, возмущаемой температурными волнами, а в работе [17] показана важность учета при определенных обстоятельствах интерферометрического эффекта.

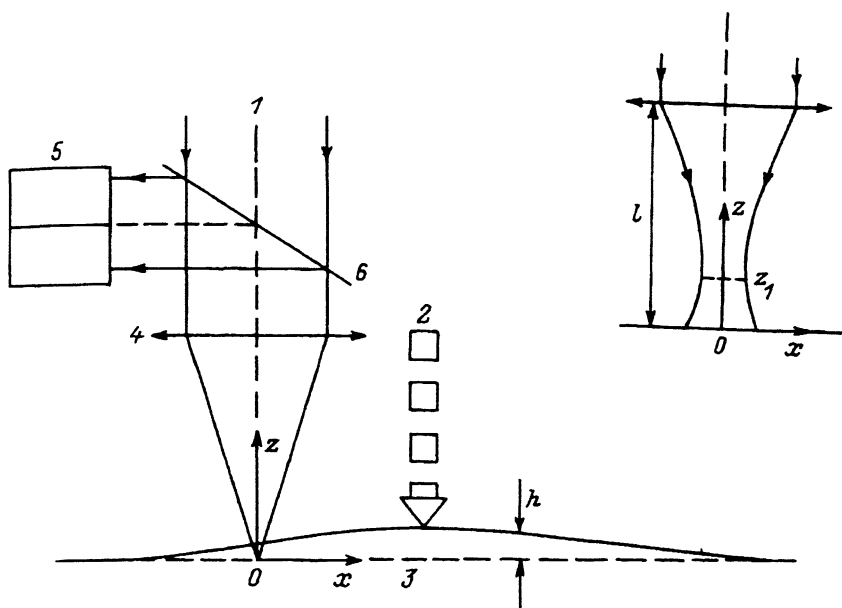
При практическом использовании фоторефлекционного метода частота модуляции возбуждающего излучения изменяется в широких пределах (от единиц Гц до 10 МГц). В подобных условиях размер пучка зондирующего лазера на поверхности объекта часто оказывается сравнимым или даже меньше размеров области, возмущаемой температурными волнами. В связи с этим целью данной работы является создание в рамках волновой оптики общего подхода к определению фоторефлекционного сигнала, справедливого при произвольном соотношении между размерами зондирующего пучка и возмущаемой температурными волнами области.

В рамках настоящей работы ограничимся рассмотрением случая, когда излучение зондирующего лазера направлено нормально к поверхности образца. Основные элементы фоторефлекционного микроскопа, характерные для данной ситуации, показаны на рисунке. Кроме того, будем в дальнейшем для простоты считать, что коэффициент отражения излучения зондирующего лазера от поверхности образца не зависит от его поляризации. Тогда для определения характеристик отраженного излучения зондирующего лазера достаточно использовать теорему Грина [18] в ее скалярной форме

$$E^{(r)}(\mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \int ds \left[E^{(r)}(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right) - \frac{\partial E^{(r)}(\mathbf{r})}{\partial n} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right], \quad (1)$$

где $E^{(r)}(\mathbf{r}')$ и $E^{(r)}(\mathbf{r})$ — соответственно напряженности поля в световом потоке зондирующего лазера в точке наблюдения и на поверхности объекта, $k = (2\pi)/\lambda$, λ — длина волны излучения зондирующего лазера, n — единичный вектор нормали к поверхности образца.

Для определения поля $E^{(r)}(\mathbf{r}')$ с помощью выражения (1) необходимо знать поле $E^{(r)}(\mathbf{r})$ и его нормальную производную на поверхности объекта. Для решения поставленной задачи воспользуемся методом



Оптическая схема фоторефлекционного микроскопа.

1 — пучок зондирующего лазера, 2 — пучок лазера накачки, 3 — объект, 4 — объектив, 5 — координаточувствительный фотоприемник, 6 — дихроичное зеркало. На вставке приведена детальная структура зондирующего пучка. При $z_1 = 0$ пучок сфокусирован на поверхность объекта.

Кирхгофа [19]. При этом указанные величины на поверхности объекта можно задать с помощью равенств

$$E^{(r)}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})E^{(i)}(\mathbf{r}), \quad \frac{\partial E^{(r)}(\mathbf{r})}{\partial n} = -V(\mathbf{r})\frac{\partial E^{(i)}}{\partial n}, \quad (2)$$

где $V(\mathbf{r})$ — локальное значение коэффициента отражения излучения зондирующего лазера исследуемым объектом, $E^{(i)}(\mathbf{r})$ — напряженность поля в пучке зондирующего лазера на поверхности образца.

С помощью равенства (2) выражение (1) для поля в отраженном пучке зондирующего лазера можно преобразовать к виду

$$E^{(r)}(\mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \int ds V(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial n} \left[E^{(i)}(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) позволяет определить отраженное от образца излучение, если известно распределение поля зондирующего лазера на его поверхности. В нем интегрирование производится по поверхности объекта с учетом изменений его формы, возникающих в результате возбуждения излучением накачки температурных волн и действия термоупругого эффекта. Обозначим через $h(x, y)$ высоту смещения точек поверхности объекта вдоль оси z . Тогда уравнение поверхности объекта будет определяться равенством $z = h(x, y)$. При этом компоненты вектора нормали к поверхности и элементы ее площади определяются

$$n = \left(-\alpha \frac{\partial h}{\partial x}, -\alpha \frac{\partial h}{\partial y}, \alpha \right), \quad ds = \frac{dx dy}{\alpha}, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + (\nabla h)^2}}.$$

Соотношения (4) позволяют преобразовать подынтегральное выражение в равенстве (3) к следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n} \left[E^{(i)}(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] ds = & \left\{ -\frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left[E^{(i)}(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] - \right. \\ & \left. - \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \left[E^{(i)}(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[E^{(i)}(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] \right\} dx dy. \quad (5) \end{aligned}$$

После подстановки выражения (5) в равенство (3) поле в отраженном пучке зондирующего лазера может быть представлено в виде

$$E^{(r)}(\mathbf{r}') = \Delta E_{\perp}^{(r)}(\mathbf{r}') + E_z^{(r)}(\mathbf{r}'), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta E_{\perp}^{(r)}(\mathbf{r}') = & -\frac{1}{4\pi} \int dx \int dy V(\mathbf{r}) \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left[E^{(i)} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \left[E^{(i)} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] \right\}, \\ E_z^{(r)}(\mathbf{r}') = & \frac{1}{4\pi} \int dx \int dy V(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial z} \left[E^{(i)} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right]. \end{aligned}$$

Отметим, что поля $\Delta E_{\perp}^{(r)}$ и $E_z^{(r)}$ в отраженном пучке зондирующего лазера обусловлены различными причинами и имеют разную структуру. Так, поле $\Delta E_{\perp}^{(r)}$ определяется производными только в направлениях x и y , а поле $E_z^{(r)}$ — производной вдоль направления z . При проведении лазерных термоволновых экспериментов деформация поверхности и модуляция коэффициента отражения обычно малы, поэтому при определении характеристик сигнала в фоторефлекционном микроскопе можно пользоваться теорией возмущений в первом порядке. При перечисленных условиях поле $\Delta E_{\perp}^{(r)}$ уже имеет первый порядок малости благодаря наличию производной от h . Поэтому все остальные величины, входящие в выражение для него, могут быть взяты в невозмущенном виде, а интегрирование выполнено в плоскости x, y . Поле $E_z^{(r)}$ не является малой величиной, поэтому все величины в выражении для него должны быть взяты на возмущенной поверхности и затем представлены в форме, соответствующей первому порядку теории возмущений.

Исследование свойств поля в отраженном от поверхности образца пучке зондирующего лазера выполним в парааксиальном приближении. В этом приближении все лучи в пучке распространяются под небольшими углами по отношению к нормали к поверхности. Поэтому коэффициент отражения в пучке можно считать не зависящим от угла падения и совпадающим со значением, соответствующим падению света по нормали к поверхности.

Расчет характеристик отраженного от поверхности объекта пучка зондирующего лазера начнем с поля $\Delta E_{\perp}^{(r)}$. После интегрирования соответствующего этому полю выражения (6) по частям и использования обычного для парааксиального приближения представления сферической волны [18] поле $\Delta E_{\perp}^{(r)}$ может быть представлено в следующем виде:

$$\Delta E_{\perp}^{(r)}(\mathbf{r}') = \frac{1}{i\lambda} \frac{e^{ikz'}}{z'} \int dx \int dy \Delta E_{\perp \text{эф}}(x, y) e^{ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z'}}, \quad (7)$$

где

$$\Delta E_{\perp \text{эф}}(x, y) = \frac{i\lambda V_0}{4\pi} E^{(i)} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right).$$

Выражение (7) имеет форму интеграла Френеля-Кирхгофа, связывающего распределение полей в плоскости $z = 0$ и в параллельной ей плоскости на расстоянии z' , если считать, что на поверхности образца действует найденное эффективное поле. Это эффективное поле определяется смещением поверхности объекта $h(x, y)$ и полем в падающем пучке зондирующего лазера.

Расчет смещения поверхности $h(x, y)$ основывается на решении задач термоупругости [2] и выходит за рамки данной работы. В дальнейшем будем считать смещение поверхности известным. Что касается поля в падающем на образец пучке зондирующего лазера, то будем считать, что он имеет гауссовскую форму. Этот пучок распространяется вдоль оси z в отрицательном направлении. Поэтому для пучка, сфокусированного в плоскость $z = z_1$, распределение поля можно представить в виде [16,21]

$$E^{(i)}(x, y, z) = E_0 \frac{-iz_0}{-z + z_1 - iz_0} e^{ik \left[z_1 - z + \frac{x^2 + y^2}{2(-z + z_1 - iz_0)} \right]}, \quad (8)$$

где $z_0 = (kw_0^2)/2$, w_0 — радиус пучка в перетяжке (при $z = z_1$).

Таким образом, при известном смещении поверхности образца и распределении поля в пучке зондирующего лазера с помощью выражения (7) можно найти изменения поля в отраженном пучке.

При определении возмущений, вносимых полем $E_z^{(r)}$ в отраженный пучок зондирующего лазера, прежде всего отметим, что нулевой порядок теории возмущений для него соответствует просто отраженному пучку от поверхности невозмущенного объекта и не представляет интереса. В первом порядке теории возмущений вклад в поле $E_z^{(r)}$ будут давать два фактора. Первый из них модуляция коэффициента отражения, обусловленная возбуждением в объекте температурных волн, а в

случае полупроводников и с генерацией неравновесных носителей ряда. Вторым фактором, влияющим на поле $E_z^{(r)}$, является деформация поверхности образца.

Рассмотрим более подробно влияние перечисленных типов возмущения на поле в отраженном пучке. Начнем с модуляции коэффициента отражения. Для этого представим коэффициент отражения в виде

$$V(x, y) = V_0 + \Delta V(x, y), \quad (9)$$

где $\Delta V(x, y)$ — модуляция коэффициента отражения, обусловленная поглощением возбуждающего излучения в образце.

При определении возмущения поля в отраженном пучке, связанного с модуляцией коэффициента отражения $\Delta V(x, y)$, все остальные величины, входящие в поле $E_z^{(r)}$, можно считать заданными на невозмущенной поверхности. Произведя подобным образом вычисления для указанного типа возмущения в параксиальном приближении, получим следующий результат:

$$\Delta E_V^{(r)}(\mathbf{r}') = \frac{1}{i\lambda} \frac{e^{ikz'}}{z'} \int dx \int dy \Delta E_{V,\text{eff}}(x, y) e^{ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z'}}, \quad (10)$$

где

$$\Delta E_{V,\text{eff}} = \frac{i\lambda \Delta V}{4\pi} E^{(i)} \left[\frac{1}{z_1 - iz_0} - 2ik + ik \frac{(x^2 + y^2)}{2(z_1 - iz_0)^2} \right].$$

Выражение (10) позволяет определить изменения в поле отраженного пучка зондирующего лазера, связанные с модуляцией коэффициента отражения.

Определим возмущение поля $E_z^{(r)}$, обусловленное деформацией поверхности образца. При проведении подобного расчета коэффициент отражения следует считать равным его значению для невозмущенной поверхности, а в выражении (6) для $E_z^{(r)}$ произвести разложение по степеням h с точностью до членов первого порядка.

В соответствии со сделанными замечаниями при определении возмущения поля $E_z^{(r)}$ воспользуемся приближенными равенствами

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right) \simeq ik \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|},$$

$$\left. \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right|_{z=h} \simeq \frac{e^{ikz'}}{z'} e^{ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z'}} \left[1 - ikh + ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z'} h \right]. \quad (11)$$

Второе из равенств (11) справедливо в параксиальном приближении и учитывает деформацию поверхности образца. Последнее слагаемое в скобках этого равенства стремится к нулю при больших расстояниях z' . Однако, как будет видно из дальнейшего, оно дает конечный вклад в изменение направления распространения отраженного пучка и его необходимо учитывать.

В соответствии с разложением сферической волны на возмущенной поверхности в виде (11) проанализируем влияние на поле в отраженном пучке зондирующего лазера обоих из членов, пропорциональных смещению поверхности. Для этого представим общее изменение поля $\Delta E_z^{(r)}$ в виде суммы двух слагаемых

$$\Delta E_z^{(r)} = \Delta E_z^{(1)} + \Delta E_z^{(2)}, \quad (12)$$

где $\Delta E_z^{(1)}$ представляет изменения поля, обусловленные вторым членом в представлении сферической волны в форме (11); $\Delta E_z^{(2)}$ описывает изменения, связанные с последним членом в этом представлении.

Определим сначала возмущение поля в отраженном пучке $\Delta E_z^{(1)}$. Для этого подставим в выражение (6) для поля $E_z^{(r)}$ соответствующий член в разложении сферической волны (11). В первом порядке теории возмущений при этом коэффициент отражения поверхности следует считать равным его значению для невозмущенного образца. После указанных преобразований получим выражение типа (7) или (10), в котором эффективное поле определяется равенством

$$\Delta E_{z\text{эфф}}^{(1)}(x, y) = \frac{i\lambda V_0}{2\pi} h E^{(i)} \left\{ \frac{1}{(z_1 - iz_0)^2} - \frac{2ik}{z_1 - iz_0} - 2k^2 + \frac{x^2 + y^2}{(z_1 - iz_0)^2} \left[k^2 + \frac{ik}{z_1 - iz_0} - \frac{k^2(x^2 + y^2)}{8(z_1 - iz_0)^2} \right] \right\}. \quad (13)$$

Выражение (13) описывает изменения поля в пучке при отражении от смещенной на величину h поверхности объекта, обусловленные как изменением формы, так и сдвигом фазы пучка при отражении от деформированной поверхности. Для слабо сфокусированных пучков зондирующего лазера ($w_0 \gg \lambda$) оно переходит в результат, полученный в работе [16].

Перейдем теперь к анализу влияния поля $\Delta E_z^{(2)}$ на параметры отраженного пучка. После подстановки разложения сферической волны в параксиальном приближении из равенства (11) в выражение (6) для $E_z^{(r)}$ поле $\Delta E_z^{(2)}$ получим в виде

$$\Delta E_z^{(2)} = \frac{ikV_0}{8\pi} \frac{e^{ikz'}}{z'^3} \int dx \int dy h \left(\frac{\partial E^{(i)}}{\partial z} - ikE^{(i)} \right) \times \\ \times [(x - x')^2 + (y - y')^2] e^{ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z'}}. \quad (14)$$

Поле в падающем пучке зондирующего лазера и его производную по z в полученном равенстве необходимо определять на невозмущенной поверхности объекта. Кроме того, при преобразовании выражения (14) воспользуемся соотношениями типа

$$(x - x')^2 e^{ik \frac{(x-x')^2}{2z'}} = \left(\frac{2z'}{ik} \right)^2 \frac{d^2}{dx^2} e^{ik \frac{(x-x')^2}{2z'}} - \frac{2z'}{ik} e^{ik \frac{(x-x')^2}{2z'}}. \quad (15)$$

Подставим равенство (15) в выражение (14). После этого произведем интегрирование по частям и оставим слагаемые, остающиеся конечными при больших z' . Тогда снова получим выражение типа (7) или (10) с эффективным полем, имеющим следующий вид:

$$\Delta E_{\text{eff}}(x, y) = -\frac{V_0}{2k^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} (h\tilde{E}^{(i)}) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} (h\tilde{E}^{(i)}) \right], \quad (16)$$

где

$$\tilde{E}^{(i)} = E^{(i)} \left[\frac{1}{z_1 - iz_0} - 2ik + \frac{ik(x^2 + y^2)}{2(z_1 - iz_0)^2} \right].$$

Полученные для эффективных полей выражения позволяют определить возмущения, вносимые в отраженный пучок зондирующего лазера как в результате модуляции коэффициента отражения, так и деформации поверхности объекта. Распределение эффективных полей с помощью равенств (7), (10), (13) и (16) задается на невозмущенной поверхности объекта. Однако методом Френеля-Кирхгофа оно может быть найдено для любой параллельной с ней плоскости.

Для определения выходного сигнала от термоволнового микроскопа необходимо знать распределение интенсивности света зондирующего лазера на фоточувствительном элементе. Для этого следует учесть воздействие линзы на отраженный пучок при его прохождении от объекта к фотоприемнику. В параксиальном приближении для этой цели можно использовать соотношение, связывающее распределение полей за линзой и перед ней. Эта связь устанавливается равенством

$$E(x'', y'', d) = -\frac{ik\epsilon^{ikd}}{2\pi d} \int dx' \int dy' E(x', y') e^{-ik\frac{x'^2+y'^2}{2f}} e^{ik\frac{(x''-x')^2+(y''-y')^2}{2d}}, \quad (17)$$

где $E(x', y')$ — распределение поля в плоскости x', y' перед линзой; $E(x'', y'', d)$ — распределение поля в плоскости x'', y'' , расположенной на расстоянии d за линзой; f — фокусное расстояние линзы.

Выражение (17) позволяет найти распределение поля в любой плоскости x'', y'' , расположенной за линзой. Однако в данной работе ограничимся случаем, когда плоскость x'', y'' является плоскостью изображения или находится вблизи нее. Тогда соотношение (17) упрощается и сводится к равенству [22]

$$E(x'', y'', d) = -\frac{l}{d} e^{ik(l+d)} e^{ik\frac{x''^2+y''^2}{2l}} E\left(-\frac{l}{d}x'', -\frac{l}{d}y''\right), \quad (18)$$

где $E(x'', y'', d)$ — поле на расстоянии d за линзой, l — расстояние от объекта до линзы, поле

$$E\left(-\frac{l}{d}x'', -\frac{l}{d}y''\right)$$

представляет собой изображение поля $E(x, y)$ в плоскости $z = 0$.

Отметим, что выражение (18) справедливо как для полей в невозмущенном пучке зондирующего лазера, так и для его возмущений.

Для регистрации фоторефлекционного сигнала обычно используется координаточувствительный фотоприемник [1]. Будем считать, что он находится в плоскости x'', y'' и состоит из двух плеч, включенных по балансной схеме. Тогда фоторефлекционный сигнал определяется изменением общей засветки одного из плеч фотоприемника и может быть найден с помощью выражения

$$S = A \int_0^{\infty} dx'' \int_{-\infty}^{\infty} dy'' \Delta I(x'', y''), \quad (19)$$

где $\Delta I(x'', y'')$ — изменения в распределении интенсивности света в пучке зондирующего лазера на фотоприемнике, обусловленные возмущениями в распределении поля; A — коэффициент пропорциональности, характеризующий чувствительность регистрирующей системы.

При проведении фоторефлекционных экспериментов возмущения поля в отраженном пучке обычно являются малыми. Поэтому в первом порядке теории возмущений для $\Delta I(x'', y'')$ можно использовать соотношение

$$\Delta I(x'', y'') = E_0^{(r)}(x'', y'') \Delta E^*(x'', y'') + E_0^{(r)*}(x'', y'') \Delta E(x'', y''), \quad (20)$$

где $E_0^{(r)}(x'', y'')$ — распределение поля на фотоприемнике в пучке зондирующего лазера, отраженного от невозмущенной поверхности.

При размещении фотоприемника в плоскости изображения линзы фоторефлекционный сигнал с помощью равенства (18) выражается через распределение полей в плоскости $z = 0$. В этом случае фоторефлекционный сигнал может быть преобразован к виду

$$S = A \int_0^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \left[E_0^{(r)}(x, y) \Delta E^*(x, y) + E_0^{(r)*}(x, y) \Delta E(x, y) \right]. \quad (21)$$

Для определения фоторефлекционного сигнала с помощью выражения (21) необходимо знать распределение поля в отраженном невозмущенном пучке. Его можно найти из равенства (8) с учетом того, что отраженный пучок распространяется вдоль оси z в положительном направлении. При этом если падающий пучок сфокусирован в плоскость $z = z_1$, то область перетяжки для отраженного пучка будет расположена при $z = -z_1$. Таким образом, поле в отраженном невозмущенном пучке определяется равенством

$$E_0^{(r)}(x, y, z) = V_0 E_0 \frac{-iz_0}{z + z_1 - iz_0} e^{ik \left[z + z_1 + \frac{x^2 + y^2}{2(z + z_1 - iz_0)} \right]}. \quad (22)$$

Подставляя в выражение (21) значение поля для отраженного невозмущенного пучка и значения эффективных полей из соотношений

(7), (10), (13) и (16), можно найти фоторефлекционные сигналы, соответствующие различным условиям их формирования.

С помощью полученных результатов проанализируем сначала ситуацию, в которой излучение зондирующего лазера точно сфокусировано на поверхность образца, а фотоприемник расположен на большом расстоянии от линзы. В этом случае следует считать $l = f$, $z_1 = 0$, $d = x$. Отметим, что фоторефлекционный микроскоп часто используется именно в этом режиме.

При определении фоторефлекционного сигнала в рассматриваемом режиме поле $E_0^{(\Gamma)}(x, y)$ на поверхности объекта можно считать вещественным, а значения эффективных полей, соответствующих выражениям (7), (13) и (16), чисто мнимыми. Сделанные утверждения в общем случае справедливы без учета коэффициента отражения V_0 . Однако при определении фоторефлекционного сигнала в этом нет необходимости, так как в окончательный результат он входит только в виде квадрата модуля. Таким образом, на основании выражения (21) эффективные поля (7), (13) и (16) при перечисленных условиях не дают вклада в фоторефлекционный сигнал.

Найдем теперь фоторефлекционный сигнал, обусловленный эффектом модуляции коэффициента отражения. С помощью соотношений (10), (21) и (22) нетрудно получить явное выражение для фоторефлекционного сигнала в этом случае. Оно имеет вид

$$S = A \int dx \int dy \Delta R(x, y) I(x, y) \left[1 - \frac{1}{2kz_0} + \frac{x^2 + y^2}{2z_0^2} \right], \quad (23)$$

где ΔR — модуляция коэффициента отражения для интенсивности зондирующего лазера ($R = |V|^2$); $I(x, y)$ — распределение интенсивности в зондирующем пучке на поверхности объекта.

Следует отметить, что последние два слагаемых в выражении (23) являются величинами порядка $\lambda^2/(\pi^2 w_0^2)$ и практически представляют малые поправки. При этом выражение (23) переходит в результат, обычно используемый для фоторефлекционного сигнала [12-14] при наличии модуляции коэффициента отражения.

Таким образом, при нормальном падении и точной фокусировке излучения зондирующего лазера на поверхность объекта сигнал в термоволновом микроскопе формируется только в результате модуляции коэффициента отражения.

Более сложная ситуация имеет место, если излучение зондирующего лазера не сфокусировано точно на поверхность объекта. Проанализируем ее более подробно. В этом случае остаются в силе все выражения для эффективных полей. Кроме того, будем считать, что фотоприемник расположен вблизи плоскости изображения объектива. Тогда остаются в силе выражения (18) и (21).

Из выражения для фоторефлекционного сигнала (21) видно, что эффективное поле (7) в данных условиях, по-прежнему, не дает вклада в сигнал. Однако появляется вклад от полей (13) и (16). Будем далее считать, что фокус объектива находится не слишком далеко от поверхности объекта и справедливо неравенство $z_0 \gg z_1$.

Рассмотрим сначала влияние эффективного поля (13) на фоторефлекционный сигнал. С помощью равенств (13) и (21) для фоторефлекционного сигнала в этом случае получим выражение

$$S = \frac{4z_1}{z_0^2} AR_0 \int dx \int dy I_1(x, y) h \left[1 - \frac{k(x^2 + y^2)}{z_0} - \frac{1}{kz_0} + \frac{3}{2} \frac{x^2 + y^2}{z_0^2} - \frac{k(x^2 + y^2)^2}{4z_0^3} \right], \quad (24)$$

где $R_0 = |V_0|^2$ — коэффициент отражения от невозмущенной поверхности объекта; $I_1(x, y)$ — распределение интенсивности излучения в пучке зондирующего лазера на поверхности объекта при условии, что его перетяжка расположена при $z = z_1$.

Последние три члена в квадратных скобках выражения (24) имеют порядок $\lambda^2/(\pi^2 w_0^2)$ и фактически являются малыми поправками. Второй член в общем случае сравним с единицей и связан с отклонением волнового фронта пучка зондирующего лазера от плоской формы. Таким образом, при отсутствии точной фокусировки появляется вклад в фоторефлекционный сигнал от эффективного поля (13).

Перейдем к исследованию фоторефлекционного сигнала, обусловленного эффективным полем (16). При этом учтем, что поле $\tilde{E}^{(i)}$ мало отличается от $E^{(i)}$. Подставим эффективное поле (16) в выражение (21) для фоторефлекционного сигнала и выполним в нем интегрирование по частям. Тогда фоторефлекционный сигнал для рассматриваемой ситуации получим в виде

$$S = AR_0 \frac{2z_1}{z_1^2 + z_0^2} \int dx \int dy I_1(x, y) \left(x \frac{\partial h}{\partial x} + y \frac{\partial h}{\partial y} \right). \quad (25)$$

При гауссовском характере распределения интенсивности света в зондирующем пучке выражение (25) можно преобразовать, учитывая равенства

$$\frac{\partial I_1}{\partial x} = -\frac{2x}{w^2} I_1, \quad \frac{\partial I_1}{\partial y} = -\frac{2y}{w^2} I_1,$$

где w — радиус зондирующего пучка на поверхности объекта.

Тогда фоторефлекционный сигнал (25) принимает вид

$$S = -\frac{AR_0}{2} \frac{z_1 w^2}{z_1^2 + z_0^2} \int_0^\infty dx \int_{-\infty}^\infty dy \left(\alpha_x \frac{\partial I_1}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial I_1}{\partial y} \right), \quad (26)$$

где

$$\alpha_x = 2 \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \alpha_y = 2 \frac{\partial h}{\partial y}$$

— изменения углов лучей зондирующего лазера в направлениях x и y при отражении от деформированной поверхности объекта.

Выражение (26) описывает фоторефлекционный сигнал, связанный с изменением направления распространения пучка зондирующего лазера при отражении от деформированной поверхности объекта. Полученное выражение можно существенно упростить в условиях, когда размер деформированной области поверхности значительно превосходит радиус считывающего пучка. Учитывая, что в данной работе рассматривается фотоприемник, у которого граница различных зон чувствительности проходит вдоль оси x , для фоторефлекционного сигнала в этом случае получим следующий результат:

$$S = \frac{AR_0}{2} \frac{\sqrt{\pi} z_1 w^3}{z_1^2 + z_0^2} \alpha_x I_1(0, 0). \quad (27)$$

Выражение (27) связывает фоторефлекционный сигнал с углом отклонения зондирующего пучка при отражении и значением интенсивности в его центральной части. Именно выражения такого типа обычно используются для оценки фоторефлекционного сигнала [3,4]. Отметим, что в подобных условиях из выражения (24) также может быть выделен вклад в сигнал, возникающий в результате отклонения зондирующего пучка. Для этого необходимо разложить в ряд Тейлора смещение $h(x, y)$ вблизи центра зондирующего пучка. Тогда линейный член разложения по координате x приводит к результату, в два раза превышающему значение фоторефлекционного сигнала, получаемого из равенства (27).

Таким образом, выражения типа (24) и (27) могут быть основой для определения влияния деформации объекта на фоторефлекционный сигнал при значительно более общих условиях, чем это обычно принято. Они показывают, что при нормальном падении и отсутствии точной фокусировки зондирующего излучения на поверхность образца появляется фоторефлекционный сигнал, пропорциональный углу отклонения пучка зондирующего лазера при отражении.

Проанализируем влияние эффекта модуляции коэффициента отражения на фоторефлекционный сигнал. На основании соотношений (16) и (21) фоторефлекционный сигнал для этого случая получим в следующем виде:

$$S = A \int dx \int dy I_1(x, y) \left\{ \Delta R \left[1 - \frac{1}{2kz_0} + \frac{x^2 + y^2}{4z_0^2} \right] + \Delta\varphi R_0 \frac{z_1}{kz_0^2} \left[1 - \frac{k(x^2 + y^2)}{z_0} \right] \right\}, \quad (28)$$

где $\Delta R = \Delta|V|^2$, $V = |V|e^{i(\varphi_0 + \Delta\varphi)}$, φ_0 — сдвиг фазы излучения зондирующего лазера при отражении от невозмущенной поверхности; $\Delta\varphi$ — модуляция фазы излучения зондирующего лазера при отражении, обусловленная воздействием на объект излучения лазера накачки.

В соответствии с выражением (28) вклад эффекта расфокусировки зондирующего излучения снова определяется параметром $z_1/(kz_0^2)$. В этом случае при наличии расфокусировки появляется принципиально новый вид вклада в фоторефлекционный сигнал, связанный с модуляцией фазы отраженного излучения зондирующего лазера.

Таким образом, полученные результаты показывают, что имеется существенная разница в свойствах фоторефлексионного сигнала при точной фокусировке зондирующего излучения на поверхность объекта и при ее отсутствии. В последнем случае помимо модуляции коэффициента отражения на фоторефлексионный сигнал оказывает сильное влияние и деформация поверхности. Полученные результаты могут быть использованы для оценки вклада различных механизмов в фоторефлексионный сигнал, оценки погрешностей, вносимых возможной расфокусировкой зондирующего излучения, а также для получения принципиально новой информации, основанной, в частности, на измерении модуляции фазы излучения зондирующего лазера при проведении экспериментов фоторефлексионным методом.

В заключение автор выражает благодарность Х.Г. Вальтеру за интерес к работе и полезные обсуждения и фонду Deutsche Forschungsgemeinschaft за частичную поддержку.

Список литературы

- [1] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. N 2. P. 381-431.
- [2] Favro L.D., Shepard S.M., Kuo P.K., Thomas R.L. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena / Ed. by P. Hess, J. Pelzl. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo: Springer Verlag, 1988. P. 370-376.
- [3] Li B.C. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 2. P. 482-487.
- [4] Li B., Zhen Z., He S. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 2196-2201.
- [5] Mirgorodskii V.I., Orlova G.A., Filatov A.L. // Sov. J. Techn. Phys. 1992. Vol. 37. N 3. P. 333-334.
- [6] Rosencwaig A., Opsal J., Willenborg D.L. // J. de Physique. 1983. Vol. 44. N C6. P. 483-489.
- [7] Opsal J., Rosencwaig A., Willenborg D.L. // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. N 20. P. 3169-3176.
- [8] Welsch E., Walther H.G., Friedrich K., Eckardt P. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 10. P. 6575-6578.
- [9] Welsch E. // J. Mod. Optics. 1991. Vol. 38. N 11. P. 2159-2176.
- [10] Welsch E., Reichling M., Göbel C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61. N 8. P. 916-918.
- [11] Murphy J.C., Aamodt L.C. // J. de Physique. 1983. Vol. 44. N C6. P. 513-517.
- [12] Smith W.L., Rosencwaig A., Willenborg D.L. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. N 7. P. 584-586.
- [13] Rosencwaig A. // Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors / Ed. by A. Mandelis. New York; Amsterdam; London: North-Holland, 1987. P. 97-135.
- [14] Vitkin A., Christofides C., Mandelis A. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 6. P. 2822-2830.
- [15] Wu X.D., Kino G.S., Fanton J.T., Kapitulnik A. // Rev. Sci. Instrum. 1993. Vol. 64. N 11. P. 3321-3327.
- [16] Kuo P.K., Munidasa M. // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. N 36. P. 5326-5331.
- [17] Favro L.D., Munidasa M. // Review of Progress in Quantitative NDE / Ed. by D.O. Thompson, D.E. Chimenti. New York: Plenum Press, 1989. P. 635-640.
- [18] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Суворов А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
- [19] Рытов С.М., Крацов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. М.: Наука, 1978. 463 с.
- [20] Будах Б.М., Фомин С.В. Кратные интегралы и ряды. М.: Наука, 1967. 607 с.
- [21] Ярич А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [22] Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.