

# Использование отражательных динамических решеток в исследовании пленок и поглощающих сред

Е.В.Ивакин, М.Ганджали, А.В.Суходолов, В.В.Филиппов

*Выполнены экспериментальные исследования, демонстрирующие возможность применения отражательных динамических решеток в тонком приповерхностном слое для изучения свойств твердых тел при сильном поглощении. Предложены методы измерения температуропроводности  $\chi$  газа, граничащего с поверхностью, и тонкой прозрачной пленки на поглощающей поверхности. Проведены оптические измерения  $\chi$  пленки пористого кремния на подложке.*

**Ключевые слова:** динамические решетки, температуропроводность, фотоакустика.

## 1. Введение

По сравнению с известными методами исследования и неразрушающего контроля материалов, основанными на фоторефракционных, фототермических и оптико-акустических явлениях, метод импульсных динамических решеток (ДР) [1] обладает рядом преимуществ, связанных с пространственной периодичностью пятна возбуждения и с дифракционным характером отклика образца на оптическое воздействие. Этот метод отличается универсальностью, поскольку решетки могут быть индуцированы как в объеме среды [2, 3], так и на ее поверхности [4]. Возможность управления вектором ДР позволяет разделять вклады различных механизмов в процесс взаимодействия света с веществом путем анализа амплитудных, временных и фазовых характеристик пучка дифракции.

В последние годы метод ДР стал широко применяться для исследования пленок и границы раздела сред (см., напр., [5–7]). Зондирование решеток в отраженном свете существенно расширяет область использования метода ДР, поскольку в качестве исследуемых объектов могут быть взяты сильно поглощающие среды. Применение отражательных ДР, формируемых ультракороткими лазерными импульсами [8, 9], и возникающих при этом акустических поверхностных волн субгигагерцового диапазона оказалось достаточно эффективным при изучении состояния поверхности. Настоящая работа посвящена дальнейшему рассмотрению вопросов применения метода ДР для измерения ряда физических параметров как самого поглощающего образца, так и прозрачной среды, находящейся с ним в тепловом контакте.

## 2. Экспериментальная установка и образцы для исследования

Исследования выполнены на установке, аналогичной описанной в работе [10]. ДР записывались на длине вол-

ны второй гармоники излучением YAG: Nd-лазера, длительность и частота следования импульсов составляли 12 нс и 10 Гц соответственно. Максимальная плотность энергии в плоскости образца могла достигать 0.1 Дж/см<sup>2</sup>, хотя экспериментальные исследования проводились в основном при плотности энергии не более 0.05–0.07 Дж/см<sup>2</sup>, что ниже порога разрушения поверхности. В связи с тем, что все исследованные образцы были непрозрачными, сигнал дифракции наблюдался в отраженном свете. Зондирование ДР осуществлялось пучком синхронно модулированного излучения He–Ne-лазера мощностью 30 мВт, падающим на исследуемый объект под углом от 45° до 60° относительно нормали к поверхности образца. При этом вектор электрического поля лежал в плоскости падения, а сама она была ортогональна вектору решетки. Период ДР варьировался в пределах 50–150 мкм.

Перед началом исследований с помощью импульсов излучения He–Ne-лазера длительностью несколько микросекунд и фильтров с известным пропусканием была проведена амплитудная калибровка установки, необходимая для оценки дифракционной эффективности ДР. Такая калибровка может быть использована при работе с импульсами дифрагированного излучения длительностью не менее 25 нс (ширина импульсной характеристики всей измерительной системы).

Исследовались следующие типы образцов в виде пластинок, отполированных с одной стороны:

– Узкозонные полупроводники – кремний *n*-типа среза (100) с удельным сопротивлением 20 Ом·см (поверхность кремния была обработана механически с последующим химическим травлением) и германий, поверхность которого обрабатывалась только механически. Кроме особо оговоренных случаев, покрытие образцов представляло собой пленку естественного окисла толщиной не более единиц нанометров.

– Поликристаллическая медь с защитным покрытием из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 450 нм.

– Пленка пористого кремния (ПК) толщиной 5 мкм и пористостью 50 %–60 % на подложке кристаллического Si.

– Пленка алюминия толщиной 1 мкм на стеклянной подложке.

Е.В.Ивакин, М.Ганджали, А.В.Суходолов, В.В.Филиппов. Институт физики НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68; тел.: (10 375 17) 284 09 55, e-mail: ivakin@dragon.bas-net.by

Прозрачными средами, находящимися в термическом контакте с поверхностью, служили воздух (при разном давлении), а также органические жидкости (этанол и бензол). Образцы помещались в герметичную камеру с кварцевым окном для ввода и вывода оптического излучения.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена типичная временная развертка интенсивности дифрагированного света для кремния в воздухе (кривая 1) при плотности энергии накачки  $I = 0.06$  Дж/см<sup>2</sup>. Аналогичные зависимости были получены для германия, а также для поликристаллической меди и пленки алюминия на стеклянной подложке в тех же экспериментальных условиях. Замена воздуха жидкостью не приводит к качественным изменениям характера дифракции. На кривой 1 видны два затухающих процесса – монотонный и осциллирующий. Первый связан с формированием тепловой решетки, второй – с возбуждением акустических волн в воздухе. Естественно, что при работе в вакууме (рис. 1, кривая 2) колебания интенсивности дифракции полностью отсутствуют. Нет их также и для пленки ПК в воздухе. Факторы, влияющие на временную картину дифракции, рассматриваются ниже.

#### 3.1. Тепловая решетка на поверхности

При оптическом возбуждении поверхности металла или узкозонного полупроводника быстрые релаксационные процессы приводят к формированию тепловой решетки, которая, строго говоря, является амплитудно-фазовой. Амплитудная компонента возникает вследствие температурного изменения отражательной способности поверхности. Эффект термоотражения в настоящее время интенсивно исследуется и уже используется для оптического контроля температуры поверхности твердого тела [11, 12]. В [13] предложено применить метод ДР для изучения данного эффекта, что может снять ряд проблем регистрации оптического сигнала и повысить надежность измерений. Фазовая составляющая ДР формируется вследствие термического расширения материала и образования рельефа на поверхности.

Располагая экспериментальными данными о дифрак-

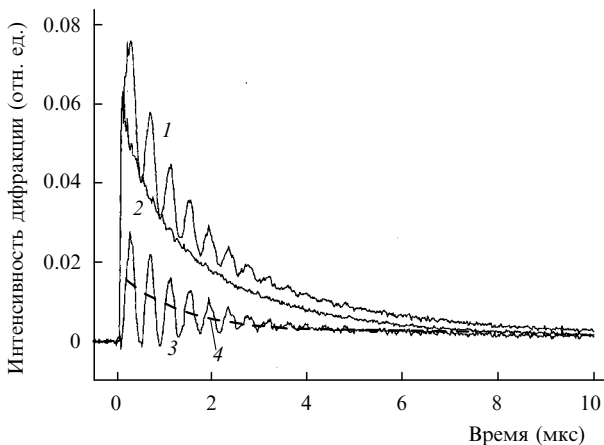


Рис. 1. Кинетика дифракции для кремния в воздухе (1) и вакууме при остаточном давлении не выше  $10^{-1}$  Тор (2), а также разность кривых 1 и 2 (3) и результат подгонки кривой 3 под экспоненту затухания тепловой компоненты дифракции в воздухе (4). Период решетки 143 мкм, плотность энергии накачки 0.06 Дж/см<sup>2</sup>.

ционной эффективности тепловой решетки в момент окончания действия импульса возбуждения, можно оценить роль каждой компоненты путем сопоставления с расчетными значениями. На основании [14] запишем выражение для дифракционной эффективности амплитудной решетки:

$$D_{\text{ampl}} = \frac{1}{16} R_0 \left( \frac{\partial R}{\partial T} \frac{1}{R_0} \right)^2 \Delta T^2, \quad (1)$$

где  $R_0$  и  $(\partial R/\partial T)R_0^{-1}$  – начальная отражательная способность и температурный коэффициент ее изменения для зондирующего пучка;  $\Delta T$  – амплитуда модуляции температуры на поверхности образца. Соотношение (1) справедливо для случая малого изменения  $R$  по сравнению с  $R_0$ , что практически всегда выполняется в эксперименте. Для рельефной (фазовой) решетки

$$D_{\text{ph}} = R_0 \left( \frac{\pi}{\lambda \cos \Theta} \Delta h \right)^2, \quad (2)$$

где  $\Delta h$  – полная высота рельефа на поверхности;  $\Theta$  – угол наклона зондирующего пучка.

Средний подъем температуры в приповерхностном слое образца, достигаемый к окончанию действия лазерного импульса длительностью  $\Delta t$ , можно оценить из соотношения

$$\Delta T = \frac{E_0(1-r)}{c\rho l_{\text{therm}}}. \quad (3)$$

Здесь  $E_0$  – поверхностная плотность энергии лазерного импульса;  $c\rho$  – теплоемкость единицы объема вещества;  $r$  – коэффициент отражения на длине волны возбуждения;

$$l_{\text{therm}} = (4\Delta t\chi)^{1/2}, \quad (4)$$

– глубина слоя, прогретого лазерным импульсом за время его действия [6];  $\chi$  – температуропроводность.

Используя справочные значения  $\chi$  для кремния, германия и меди, при длительности лазерного импульса 12 нс получим  $l_{\text{therm}} = 1.9, 1.1$  и  $2.2$  мкм соответственно. Отсюда следует, что при поверхностной плотности поглощенной энергии  $E_0(1-r)$ , равной 0.03 Дж/см<sup>2</sup>, значения  $\Delta T$  для указанных выше материалов составят 90, 120 и 40 К. Поскольку коэффициент  $(\partial R/\partial T)R_0^{-1}$  для Si, Ge и Cu равен соответственно  $1.5 \times 10^{-4}$ ,  $2 \times 10^{-4}$  и  $5 \times 10^{-4}$  [14], то из выражения (1) следует, что  $D_{\text{ampl}}$  для этих материалов составит  $0.6 \times 10^{-3} \%$ ,  $2.4 \times 10^{-3} \%$  и  $1.2 \times 10^{-3} \%$ .

Проделав аналогичные вычисления для рельефной решетки и используя при этом соотношение

$$\Delta h = \alpha \frac{E_0(1-r)}{c\rho},$$

справедливое в статическом приближении ( $\alpha$  – термический коэффициент линейного расширения), получим для кремния и германия  $\Delta h \approx 1.0$  нм, для меди – порядка 1.5 нм.

Итак, согласно расчетам, дифракционная эффективность рельефной решетки  $D_{\text{ph}} \approx 1.2 \times 10^{-2} \%$  для кремния и германия и  $\sim 2.4 \times 10^{-2} \%$  для меди. Экспериментальные значения  $D_{\text{ph}}$ , измеренные, в частности, для Si и Ge, составляют  $(0.6 - 0.8) \times 10^{-2} \%$ , что несколько меньше расчетных величин. Таким образом, основной вклад в

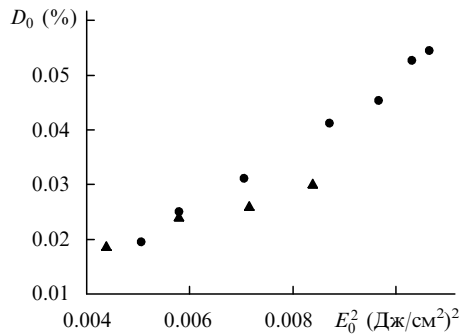


Рис.2. Энергетические зависимости начальной дифракционной эффективности  $D_0$  тепловой решетки на поверхности полупроводников для кремния (●) и германия (▲) в воздухе.

сигнал дифракции дает тепловая рельефная решетка. Энергетическая зависимость начальной дифракционной эффективности тепловой ДР является квадратичной (рис.2), что согласуется с установившимися физическими представлениями.

Для полноты картины следует добавить, что наряду со сравнительно медленными термическими процессами, происходящими при возбуждении поверхности кремния и германия, в начале кинетики мы наблюдали короткий импульс дифракции, длительность которого меньше ширины импульсной характеристики системы регистрации. При плотности энергии возбуждения более 0.08 Дж/см<sup>2</sup> его высота в несколько раз превышала начальную амплитуду дифракции на тепловой поверхностной решетке. Дифрагированный импульс такого типа длительностью 0.5 нс наблюдался ранее при пико- [8] и фемтосекундном [9] возбуждении, хотя механизм его формирования не обсуждался. Причиной сильной дифракции является формирование периодического рельефа на поверхности полупроводника в результате электронно-деформационного взаимодействия фотовозбужденных носителей с кристаллической решеткой [15–17].

Кинетика дифракции света на поверхностной тепловой решетке может быть использована для определения температуропроводности материалов с сильным поверхностным поглощением. При этом для исключения влияния на результаты измерений слоя воздуха, примыкающего к нагреваемой поверхности, измерение этого параметра должно выполняться в вакуумированной кювете. В работах [6, 18] показано, что распад теплового рельефа на теплоизолированной поглощающей границе описывается функцией ошибок  $\text{erfc}(t/\tau)^{1/2}$ , где  $\tau = A^2/(4\pi^2\chi)$ ,  $A$  – период решетки. В нашем случае подгонка экспериментальных зависимостей дифракции на образце под функцию вида

$$D_s(t) = D_s(0)\text{erfc}^2\left(\frac{4\pi^2\chi t}{A^2}\right)^{0.5} \quad (5)$$

во временном окне, соответствующем изменению сигнала дифракции от 0.95 до 0.1 его максимального значения, где искажения и шумы невелики, дает удовлетворительное согласие со справочными значениями  $\chi$  для кремния, германия и меди. В частности, температуропроводность кремниевой пластины, измеренная в различных ее точках, лежит в диапазоне 0.57–0.62 см<sup>2</sup>/с. В отличие от этого аналогичная процедура для пленки алюминия ( $\chi \approx 1$  см<sup>2</sup>/с) на стеклянной подложке ( $\chi \approx 6 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с) дает  $\chi = 0.04 - 0.05$  см<sup>2</sup>/с, которое можно

рассматривать лишь как эффективное значение для системы металлическая пленка – стекло.

В пленке ПК природа дифракции другая. При указанной выше пористости (50 % – 60 %) пленка практически прозрачна для излучения He–Ne-лазера из-за смещения края полосы собственного поглощения, вызванного эффектом размерного квантования. В то же время на длине волны накачки поглощение сравнительно велико [19]. Тепловыделение в пленке приводит к формированию объемной решетки показателя преломления. Не располагая данными по  $dn/dT$  ПК, мы использовали значение температурного коэффициента для монокристаллического кремния, достигающее  $10^{-4}$  К<sup>-1</sup> [20]. Это дает дифракционную эффективность слоя порядка нескольких процентов при той накачке, которая обеспечивается в эксперименте. В то же время ввиду малого энергозатрата в поверхность кристаллического кремния рельефная решетка неэффективна. Вследствие существенного различия коэффициентов эффузивности пористого и монокристаллического кремния роль подложки в формировании кинетики затухания решетки незначительна. Об этом свидетельствует тот факт, что регистрируемое время жизни ДР пористого кремния в 40–50 раз больше и, следовательно, оно в основном определяется тепловыми свойствами пленки.

Зарегистрированные кинетики затухания дифракции для пленки ПК в вакууме лучше соответствуют экспоненциальному закону. Это связано с тем, что в соответствии с замечаниями, сделанными выше, в формировании сигнала дифракции основную роль играет объемная фазовая решетка в пленке, тогда как влияние подложки мало. Измерения показали, что температуропроводность ПК лежит в диапазоне 0.016–0.020 см<sup>2</sup>/с в случае свежеприготовленного образца и в диапазоне 0.010–0.012 см<sup>2</sup>/с для образца, выдержанного в открытой атмосфере в течение 15 дней. Такое изменение  $\chi$  можно объяснить конденсацией воды в порах пленки, а также заполнением пор двуокисью кремния в результате естественного окисления. Приведенные значения  $\chi$  соответствуют данным для наноструктурных пленок ПК, полученным методами фотоакустической спектроскопии [21].

### 3.2. Тепловые явления в приграничном газе и жидкости

Небольшая часть тепловой энергии, выделившейся на поглощающей поверхности, передается в прилегающий слой прозрачной среды, в результате чего в нем формируются тепловая решетка, а также акустическая волна (при соблюдении условий, о которых будет сказано ниже). Вопрос об эффективности теплового возбуждения прозрачного слоя, контактирующего с нагретой поверхностью, неоднократно рассматривался в ранних работах, посвященных, в частности, методу миража (см., напр., [22]). Согласно [6], коэффициент термической связи  $\gamma$  граничащих сред определяется отношением

$$\gamma = \frac{\varepsilon_{g,l}}{\varepsilon_s + \varepsilon_{g,l}} \approx \frac{\varepsilon_{g,l}}{\varepsilon_s},$$

где  $\varepsilon = c\rho\sqrt{\chi}$  – эффузивность газа (g), жидкости (l) или образца – твердого тела (s).

В табл.1 приведены значения  $\gamma$  для исследованных границ раздела. В ней также содержатся данные, необходимые для приближенной оценки дифракционной эф-

Табл.1.

Граница раздела	$\gamma (10^{-3})$	$l_{\text{therm}}$ (мкм)	$\Delta T$ (К)	$D_{\text{ph}}(10^{-4} \%)$
Воздух–медь	0.16	0.9	35	0.03
Воздух–кремний	0.32	0.9	80	0.14
Воздух–германий	0.62	0.9	150	0.6
Этанол–кремний	19	0.07	5	0.4
Бензол–кремний	26	0.06	7	1.8

фективности тепловой решетки в воздухе и органических жидкостях при поверхностной плотности поглощенной энергии  $0.03 \text{ Дж/см}^2$ . Для расчета  $l_{\text{therm}}$  и  $\Delta T$  слоя прозрачных сред использованы соотношения (3) и (4) с учетом соответствующих коэффициентов термической связи. Начальные значения  $D_{\text{ph}}$  фазовой решетки для прозрачных слоев рассчитывались при температурном коэффициенте показателя преломления  $dn/dT = -10^{-6}$ ,  $-4 \times 10^{-4}$  и  $-6.5 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$  для воздуха, этанола и бензола соответственно на основании соотношения (2), в котором  $\Delta h$ , определяющее величину фазового сдвига, заменено на  $\Delta n l_{\text{therm}}$ .

Как видно из табл.1, дифракционная эффективность приграничного слоя прозрачной среды более чем на два порядка меньше дифракционной эффективности тепловой решетки на поверхности образцов из кремния, германия и меди. Тем не менее на экспериментальной кривой  $I$  (см. рис.1) хорошо заметны акустические осцилляции, а следовательно, соответствующая тепловая компонента присутствует и в воздухе. По нашему мнению, возможность наблюдения столь малоэффективной решетки связана с гетеродинным усилением слабого поля за счет присутствия сравнительно мощного пучка дифракции на тепловой поверхностной решетке. Усиление имеет место благодаря тому, что оба когерентно взаимодействующих поля дифракции от двух тепловых решеток находятся в фазе друг с другом. Именно вследствие синфазности этих полей кривая  $I$  на рис. 1 расположена выше кривой 2.

Используя результаты работы [2], запишем выражение для суммарной дифракционной эффективности тепловой решетки с учетом гетеродинирования и малости сигнала от тепловой решетки в примыкающей к образцу среде:

$$D_{\Sigma}(t) \simeq D_s(0)f_1^2(t) + 2[D_s(0)D_{g,1}(0)]^{1/2}f_1(t)f_2(t). \quad (6)$$

Здесь для всех образцов, кроме ПК, временные функции имеют следующий вид:  $f_1 = \text{erfc}(t/\tau_s)^{1/2}$  и  $f_2 = \exp(-t/\tau_{g,1})$ . Для ПК вследствие объемного характера ДР  $f_1 = \exp(-t/\tau_s)$ .

При оценках можно считать, что коэффициент гетеродинного усиления равен удвоенному корню из отношения дифракционных эффективностей для образца и среды. Для кремния и германия, находящихся, например, в воздухе, усиление сигнала дифракции от тепловой решетки в воздухе в начальный момент времени составляет порядка 60 и 30 соответственно.

На рис.1 приведена также кривая 3, которая является разностью двух сигналов, последовательно зарегистрированных при наличии воздуха в камере с образцом и при ее вакуумировании. Разностные кривые, описываемые вторым слагаемым в (6), использованы нами для нахождения функции  $f_2(t)$  путем процедуры подгонки и затем для оценки возможности определения температуропроводности воздуха по найденному значению  $\tau_g$ . Подгонка

проводилась для конечного участка разностной кривой, где акустические осцилляции оказывают меньшее влияние. Значение  $\tau_s$  для образца бралось из временной зависимости, полученной в вакууме.

Результаты наших расчетов сопоставлялись с данными других авторов. Согласно [23, 24], температуропроводность воздуха при нормальном давлении линейно возрастает от  $0.15 \text{ см}^2/\text{с}$  при 300 К до  $0.45-0.47 \text{ см}^2/\text{с}$  при 400 К. Наши измерения системы кремний–воздух, как это следует из табл.1, проведены при средней по объему температуре воздуха около 380 К. Найденная температуропроводность лежит в интервале  $0.32-0.42 \text{ см}^2/\text{с}$ . Повидимому, большой разброс полученных результатов и несколько заниженные по сравнению со справочными значения  $\chi$  связаны, в основном, с влиянием шумов и зависимостью результатов подгонки от достоверности определения  $\tau_s$ . Кроме того, фактическая температура воздуха при измерениях может отличаться от приведенных выше оценок.

### 3.3. Акустические волны в приграничном слое

Осциллирующая компонента на рис.1 связана с тепловым возбуждением двух акустических волн в прилегающем слое прозрачной среды на частоте  $\nu$ , которые распространяются со скоростью  $V = \Delta v$  в противоположные стороны вдоль вектора решетки. На рис.3 приведена экспериментальная зависимость амплитуды акустического сигнала дифракции от давления воздуха в камере с кремнием. Видно, что в исследованном диапазоне давлений эта зависимость близка к линейной, хотя согласно [6] амплитуда осцилляций определяется рядом зависимых от давления газа параметров, включая термический коэффициент изменения показателя преломления, эффузивность, плотность, скорость звука.

Далее было замечено, что наличие пленки  $\text{SiO}_2$ , выращенной на поверхности кремния, уменьшает амплитуду акустических волн в воздухе и приводит к фазовой задержке колебаний сигнала дифракции. В частности, с увеличением толщины пленки  $h$  от 100 до 440 нм (при прочих равных условиях) амплитуда акустической волны в воздухе уменьшается примерно вдвое, а в осциллирующем сигнале наблюдается отставание по фазе на 1.43 рад, что для периода решетки 144 мкм соответствует временной задержке примерно 100 нс.

Одной из причин уменьшения амплитуды акустической волны является уширение теплового импульса в

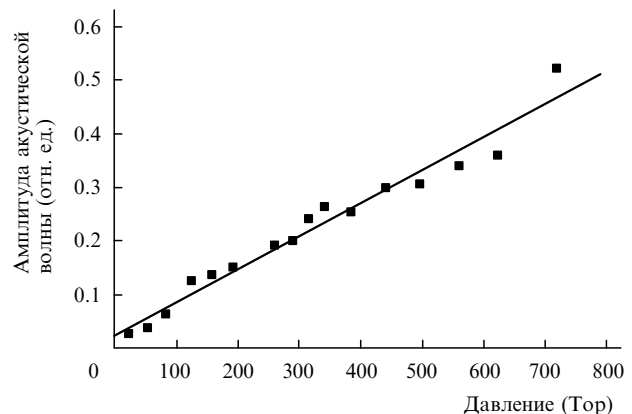


Рис.3. Зависимость начальной амплитуды акустической волны от давления воздуха в камере. Поглощающая поверхность – кристаллический кремний.

процессе его распространения от границы пленки с поглощающей средой к ее границе с воздухом. Еще в ранних работах (см., напр., [25]) показано, что амплитуда осцилляций определяется сверткой функции импульса нагрева с функцией, описывающей бегущую акустическую волну. В этой ситуации временной фактор, зависящий от соотношения между периодом осцилляций  $p$  и длительностью импульса нагрева  $\tau_h$ , играет существенную роль. На основании [6] для теплового импульса гауссовой формы кратность изменения эффективности возбуждения акустической волны в среде  $\eta_2/\eta_1$  при увеличении толщины пленки с  $h_1$  до  $h_2$  можно оценить из соотношения

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \exp\left(-2\pi^2 \frac{\tau_{h_2}^2 - \tau_{h_1}^2}{p^2}\right). \quad (7)$$

В дальнейших расчетах мы исходили из того, что длительность теплового импульса, нагревающего слой воздуха, примерно равна времени прохождения тепла от границы пленки с подложкой до ее границы с воздухом. При указанных выше толщинах пленки и при  $\chi_{\text{SiO}_2} = 6 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с длительности импульсов  $2\tau_{h_1}$  и  $2\tau_{h_2}$ , найденные из аналогичного (4) соотношения, в котором  $\Delta t$  заменено на  $2\tau_{h_i}$ , равны соответственно 4 и 77 нс. При  $p = 440$  нс отношение  $\eta_2/\eta_1 = 0.85$ . Различие в 1.7 раза по сравнению с экспериментом, по-видимому, является следствием несовпадения формы теплового импульса с гауссовой. Что касается фазового сдвига, то расчеты с погрешностью 15 % согласуются с экспериментальными данными. Это указывает на возможность определения толщины пленки из фазовых измерений при ее известной теплопроводности, или наоборот, нахождения  $\chi$  пленки заданной толщины в направлении нормали к поверхности образца.

Для меди с пленкой  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при тех же экспериментальных условиях колебания дифрагированного сигнала едва заметны. Данные табл.1, а также расчеты величины  $\gamma$  свидетельствуют о том, что это в основном связано с малоэффективной передачей тепла от меди через пленку  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в воздух, в то время как сама пленка практически не влияет на эффективность термоакустической связи. В кинетике дифракции для сравнительно толстой пленки ПК акустические волны в воздухе вообще не зарегистрированы, что обусловлено значительным (в сравнении с пленками  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) уширением импульса нагрева газа.

При заполнении камеры с образцом жидкостями наблюдаются кинетические кривые, аналогичные показанным на рис.1, но с более высокочастотными осцилляциями в диапазоне 10–20 МГц. Найденные из эксперимента скорости распространения ультразвука в бензоле и этаноле с отклонением не более 10 % соответствуют справочным значениям. С уменьшением периода решетки амплитуда акустических колебаний заметно падает. Это связано с более существенным влиянием периода осцилляций  $p$  (см. выражение (7)), который для жидкостей примерно в 3 раза меньше, чем для воздуха, при тех же  $L$ .

#### 4. Заключение

Поверхностные динамические решетки, зондируемые в отраженном свете, расширяют область использования

метода ДР на материалы, непрозрачные для возбуждающего излучения, и позволяют определять температуропроводность приповерхностной области образца в направлении вдоль границы (при условии ее теплоизолированности).

Гетеродинное усиление светового поля, обусловленное дифракцией на рельефной решетке, обеспечивает регистрацию сигнала от тепловой ДР в тонком слое газа вплоть до дифракционной эффективности  $10^{-4}$  %. Разностная кривая затухания дифракции дает возможность измерять температуропроводность газа и жидкости, прозрачных в диапазоне длин волн используемого излучения. Для этого необходимо знать тепловые свойства материала, из которого изготовлен образец.

Исследования показали, что по фазовым измерениям можно определить температуропроводность прозрачной пленки известной толщины на поглощающей подложке в направлении, нормальном к ее поверхности. При использовании прозрачной среды с большей по сравнению с газом скоростью распространения звука, например жидкости, чувствительность измерений увеличится и, следовательно, метод ДР можно будет распространить на более тонкие покрытия.

Работа выполнена при финансовой поддержке КНТ РБ (проект № М-20).

1. Eichler H.J., Günter P., Pohl D.W. *Laser-induced dynamic gratings* (Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1986).
2. Pohl D.W. *IBM J. Res. Develop.*, **23** (5), 604 (1979).
3. Nagasaka Y., Hatakeyama T., Okuda M., Nagashima A. *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1156 (1988).
4. Cachier G. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 419 (1970).
5. Duggal A.R., Rogers J.A., Nelson K.A. *J. Appl. Phys.*, **72**, 2823 (1992).
6. Zhang B., Imhof R. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **456**, 2781 (2000).
7. Ivakin E.V., Rubanov A.S. *Analytical Sci.*, **17**, 126s (2001).
8. Sawada T., Harata A. *Appl. Phys. A*, **61**, 263 (1995).
9. Morishita T., Hibara A., Sawada T., Tsuyumoto I. *Analytical Sci.*, **16**, 403 (2000).
10. Ивакин Е.В. *Оптический журнал*, **67**, 27 (2000).
11. Rosenzweig A., Opsal J., Smith W.L., Willenborg D.L. *Phys. Lett.*, **46**, 1013 (1985).
12. Магунов А.Н. *Лазерная термометрия твердых тел* (М.: Физматлит, 2002).
13. Imhof R.E. *UK Patent № 2224835A*. Int. cl. G01N 21/47 (1990).
14. Алексеев-Попов А.В. *ЖТФ*, **47**, 1986 (1977).
15. Такер Дж., Рэмpton В. *Гиперзвук в физике твердого тела* (М.: Мир, 1975).
16. Avanesyan S.M., Gusev V.E., Zheludev N.I. *Appl. Phys. A*, **40**, 163 (1986).
17. Чигарев Н.В., Парашук Д.Ю., Пан Ю.С., Гусев В.Э. *ЖЭТФ*, **121** 728 (2002).
18. Käding O.W., Skurk H., Maznev A.A., Matthias E. *Appl. Phys. A*, **61**, 253 (1995).
19. Страшников М.И., Возный В.Л., Резниченко В.Я., Гайворонский В.Я. *ЖЭТФ*, **120**, 409 (2001).
20. Eichler H.J., Massmann F., Biselli E., Richter K., Glotz M., Kometzke L., Yang X. *Phys. Rev. B*, **36**, 3247 (1987).
21. *Properties of porous silicon. Datareview*, series No18 (London: INSPEC, 1977, §4.3).
22. Murphy J.C., Aamodt L.C. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4580 (1980).
23. Варгафтик Н.Б. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (М.: Физматгиз, 1963).
24. Yun S.I., Ki-Dong Oh, Kwon-Sang Ryu, Chang-Geon Kim, Park H.L., Seo H.J. *Appl. Phys. B*, **40**, 95 (1986).
25. Ивакин Е.В., Лазарук А.М., Петрович И.П., Рубанов А.С. *Квантовая электроника*, **4**, 2421 (1977).