

## ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ТЕРМИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.В. Каленский<sup>1</sup>, А.А. Звекон<sup>2</sup>, Д.Р. Нурмухаметов<sup>2</sup>, О.Н. Булгакова<sup>1</sup><sup>1</sup> Кемеровский государственный университет, Кемерово, Россия,<sup>2</sup> Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН (Институт углехимии и химического материаловедения СО РАН), Кемерово, Россия**Аннотация**

В работе рассмотрены особенности сигналов термического зеркала при стационарном лазерном возбуждении, следующие из модели возникающих тепловых, механических и дифракционных эффектов. Получены и апробированы выражения для начального наклона и стационарного значения сигнала. Предложена методика обработки экспериментальных сигналов термического зеркала, основанная на предварительном определении начального наклона сигнала и его стационарного значения. Выполнено сравнение параметров экспериментальных сигналов термического зеркала в случае люминесцирующих стекол, определенных с помощью предложенной и стандартной методик. Показано, что предложенная методика приводит к значительному сокращению вычислительных затрат для определения параметров модели термического зеркала при сопоставимом уровне погрешностей.

**Ключевые слова:** фототермическая спектроскопия, фототермические эффекты, метод термического зеркала, сдвиг фаз, обработка эксперимента.

**Цитирование:** Каленский, А.В. Обработка сигналов термического зеркала при стационарном возбуждении / А.В. Каленский, А.А. Звекон, Д.Р. Нурмухаметов, О.Н. Булгакова // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 369-376. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-369-376.

**Введение**

Методы фототермической [1] и оптоакустической [2] спектроскопии перспективны в ряде нестандартных приложений, включающих исследование веществ с крайне слабым [1, 3, 4] или, наоборот, очень сильным поглощением [5, 6], определение физических параметров (например, коэффициентов теплопроводности и термического расширения) [7, 8], исследование оптических нелинейных эффектов (например, светопоглощения и люминесценции) [1, 9, 10], в том числе в присутствии наночастиц металлов [11]. Данные приложения дополняются классическим применением фототермической спектроскопии для анализа следовых количеств веществ [12]. Для обработки экспериментальных результатов, полученных методом спектроскопии термического зеркала, разработан громоздкий математический аппарат с решением обратной задачи, который значительно затрудняет более широкое применение методики. Стандартный метод определения параметров модели (некоторые из которых являются актуальными характеристиками образца) заключается в расчете сигнала при их вариации с оптимизацией описания эксперимента. Цель настоящей работы заключается в создании и апробации менее трудоемкого способа решения обратной задачи спектроскопии термического зеркала при стационарном возбуждении.

**1. Основы метода термического зеркала при стационарном возбуждении**

Теоретические основы спектроскопии термического зеркала в случае Гауссова распределения интенсивности в возбуждающем и зондирующем лазерных пучках непрерывного действия были разработаны в [13]. Проанализированы предельные случаи сильного поглощения, слабого поглощения возбуж-

дающего излучения, а также наиболее общий случай Бугеровского профиля поглощения света с показателем  $A$  [13]. В рамках модели процесса локальный нагрев вещества непрерывным излучением, которое включается в начальный момент времени ( $t=0$ ), вызывает неоднородное распределение температуры и локальную деформацию поверхности образца, играющую роль искривленного зеркала. Относительно небольшое увеличение температуры в несколько градусов приводит к деформации на уровне нанометров и дифракции отраженного пучка, отслеживаемой по изменению интенсивности в его центре в плоскости детектора. Спектроскопия термического зеркала отличается слабым воздействием на образец, поэтому на ее основе можно создать методы неразрушающего контроля исполнительных устройств на основе энергетических материалов, например, капсуля оптического детонатора [14–16]. Данные подходы могут быть особенно эффективны для исследований непрозрачных образцов при совмещении с методами спектроскопии отражения [14, 17–19].

В [13] с использованием метода интегральных преобразований в цилиндрической системе координат получены выражения для вычисления поля температуры ( $T$ ), нормальной компоненты деформации поверхности ( $u_z$ ) и сдвига фазы в пучке зондирующего излучения ( $\Phi$ ). Уравнения для деформации и сдвига фаз имеют вид [13]:

$$u_z(r, t) = -2\alpha_T(1+\nu) \int_0^\infty \alpha^2 f_1(\alpha, t) J_0(r\alpha) d\alpha, \quad (1)$$

$$\Phi(r, t) = (4\pi/\lambda_p) u_z(r, t), \quad (2)$$

$$f_1(\alpha, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{T(\alpha, \lambda, t)}{\alpha^2 + \lambda^2} d\lambda, \quad (3)$$

где  $\alpha_T$  – коэффициент термического расширения вещества,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $r$  – радиальная координата, отсчитываемая от центра пучка,  $\lambda_p$  – длина волны зондирующего лазерного излучения,  $T(\alpha, \lambda, t)$  – Ханкель – Фурье-образ температурного поля в момент времени  $t$ , где преобразование Фурье выполняется по глубине образца  $z$ , а Ханкеля – по радиальной координате  $r$ . В случае Гауссова распределения интенсивности  $W$  (в Вт/см<sup>2</sup>) в возбуждающем пучке с радиусом  $w$  и суммарной мощностью  $P_0$ :  $W = (2P_0/\pi w^2)\exp(-2r^2/w^2)$  – функция  $f_1(\alpha, t)$  имеет вид:

$$f_1(\alpha, t) = \int_0^t Q_0 \frac{w^2}{4} \cdot \frac{\exp(-\alpha^2 w^2/8)}{\alpha^2 - A^2} \times \left\{ \exp\left(-\frac{\alpha^2 w^2}{4} \cdot \frac{\tau}{t_c}\right) \cdot \operatorname{erfcx}\left(\frac{Aw}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t_c}}\right) - (A/\alpha) \operatorname{erfc}\left((\alpha w/2)\sqrt{\tau/t_c}\right) \right\} d\tau, \quad (4)$$

где  $Q_0 = 2P_0 A \Phi_T (\pi w^2 c)^{-1}$ ,  $t_c = w^2 (4D)^{-1}$  – характерное время тепловой разгрузки зоны возбуждения,  $\Phi_T$  – доля энергии падающего излучения, которая диссипирует в тепло (тепловой выход),  $c$  – объемная теплоемкость,  $D$  – коэффициент температуропроводности. Распределение сдвига фазы в момент времени  $t$  определяется выражением:

$$\Phi(g, t) = -\theta A \int_0^\infty \alpha^2 \exp(-\alpha^2 w^2/8) \times f(\alpha, t) \cdot J_0(m\alpha \sqrt{mg}) d\alpha, \quad (5)$$

где  $m = (w_p/w)^2$  – квадрат отношения радиусов зондирующего и возбуждающего пучков,  $g = (r/w_p)^2$  – квадрат радиальной координаты, нормированной на радиус зондирующего пучка лазера.  $J_0$  – функция Бесселя,  $\theta = (P_0 \alpha_T (1+\nu) \Phi_T) / D c \lambda_p$ , и функция  $f(\alpha, t)$  имеет вид:

$$f(\alpha, t) = (2\sqrt{t/t_c} Aw \exp(-\alpha^2 w^2 t/4t_c)) \div \sqrt{\pi} \alpha^2 (\alpha^2 - A^2) - ((t/t_c) Aw^2 \cdot \operatorname{erfc}((\alpha w/2)\sqrt{t/t_c})) \div \alpha (\alpha^2 - A^2) + (2/\alpha^3 (\alpha^2 - A^2)^2) \{ A(A^2 - 3\alpha^2) \times \operatorname{erf}((\alpha w/2)\sqrt{t/t_c}) + 2\alpha^3 [1 - \exp(-\alpha^2 w^2 t/4t_c)] \times \left[ \operatorname{erfcx}\left((\alpha w/2)\sqrt{t/t_c}\right) \right] \}. \quad (6)$$

В отличие от [13] мы предлагаем переопределить параметр  $\theta$  так, чтобы он получался безразмерным, и выделить из него величину показателя поглощения. В результате параметр  $\theta$  связан только с теплофизическими свойствами образца и мощностью возбуждающего излучения. Функция  $f(\alpha, t)$  в выражениях (5) и (6) отличается от  $f_1(\alpha, t)$ , введенной в (4), вынесенным постоянным множителем  $(Q_0/4) \cdot \exp(-\alpha^2 w^2/8)$ . Формулы (4) и (6) записаны с использованием функции

$\operatorname{erfcx}(x)$ , заменяющей  $\exp(x^2) \cdot \operatorname{erfc}(x)$  [13]. Такая замена делает вычисления более удобными, устраняя необходимость вычислять множитель  $\exp(-(A^2 w^2/4) \cdot (t/t_c))$ , стремящийся к бесконечности в ряде практических случаев.

Сигнал термического зеркала, в качестве которого используется относительная интенсивность в центре зондирующего пучка в плоскости детектора, в соответствии с теорией дифракции имеет вид [20]:

$$S = \frac{I(t)}{I(t=0)} = \frac{\left| \int_0^\infty \exp[-(1+iV)g - i\Phi(g, t)] dg \right|^2}{\left| \int_0^\infty \exp[-(1+iV)g] dg \right|^2} = (1+V^2) \cdot \left| \int_0^\infty \exp[-(1+iV)g - i\Phi(g, t)] dg \right|^2, \quad (7)$$

где  $V$  – отношение положения образца относительно фокуса зондирующего пучка к его конфокальному расстоянию.

Таким образом, расчет сигнала термического зеркала в каждый момент времени включает вычисление интеграла (6) с последующей подстановкой результата в интеграл (7). Пример результатов расчета при значениях параметров  $\theta = 3637,1 P_0$ ,  $t_c = 2,47$  мс,  $w = 71$  мкм,  $A = 3$  см<sup>-1</sup>,  $m = 25$ ,  $V = 6,71$  и мощности излучения  $P_0 = 25$  мВт приведен на рис. 1 (кривая 1).

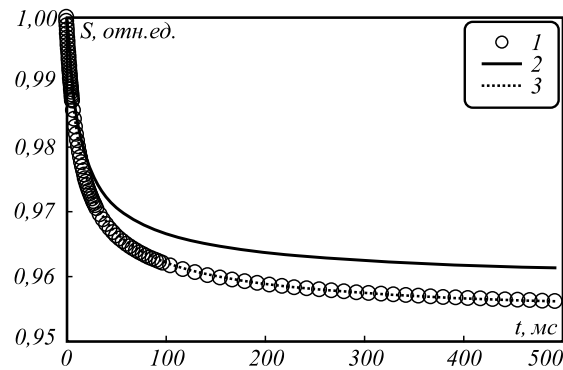


Рис. 1. Рассчитанные сигналы термического зеркала: результат моделирования (1), расчёт при определении параметров по одно- (2) и двухстадийной (3) методикам

Хорошо видно, что результирующая кривая представляет собой монотонную зависимость с отрицательной производной, которая стремится к стационарному значению при  $t \rightarrow \infty$ . Данное поведение связано с установлением стационарного температурного поля и соответствующего стационарного распределения деформации поверхности. При обработке экспериментальных данных необходимо выделить набор значений сигнала в различные моменты времени и выполнить их описание расчетной зависимостью, например, при минимизации суммы квадратов отклонений. В силу необходимости последовательного расчета двух интегралов решение обратной задачи в спектроскопии термического зеркала требует значительных вычислительных затрат.

**2. Характерные особенности сигнала термического зеркала**

Рассмотрение зависимости (рис. 1) приводит к выводу, что ее можно охарактеризовать двумя значениями: начальный наклон и стационарное значение сигнала. Получим соответствующие выражения, которые далее можно будет использовать для обработки экспериментальных результатов.

В первом случае сигнал и соответствующий сдвиг фаз малы, что позволяет выполнить разложение экспоненциального члена с сохранением только линейного слагаемого:  $\exp[-i\Phi(g, t)] \approx 1 - i\Phi(g, t)$ . Получим производную сигнала по времени в пределе  $t \rightarrow 0$ .

$$\frac{dS}{dt} = (1 + V^2) \frac{d}{dt} \left[ \frac{1 - iV}{1 + V^2} + i\theta A \int_0^\infty Y(\alpha, t) \times \right. \tag{8}$$

$$\left. \times \int_0^\infty \exp(-(1 + iV)g) J_0(w\alpha\sqrt{mg}) dg d\alpha \right]^2,$$

где  $Y(\alpha, t) = \alpha^2 \exp(-\alpha^2 w^2 / 8) \cdot f(\alpha, t)$  введено для сокращения записи. Вычисление интеграла по  $g$  приводит к выражению:

$$\int_0^\infty \exp(-(1 + iV)g) J_0(w\alpha\sqrt{mg}) dg = \tag{9}$$

$$= \exp[(-w^2 \alpha^2 \xi / 4) / (1 + V^2)] \times$$

$$\times \left[ \cos(w^2 \alpha^2 \xi V / 4) + V \sin(w^2 \alpha^2 \xi V / 4) + \right.$$

$$\left. + i \left( \sin(w^2 \alpha^2 \xi V / 4) - V \cos(w^2 \alpha^2 \xi V / 4) \right) \right],$$

где  $\xi = m / (1 + V^2)$ . Подставляя (9) в (8) и раскрывая квадрат модуля, имеем:

$$\frac{dS}{dt} = -2\theta A \int_0^\infty \frac{dY(\alpha, t)}{dt} \cdot e^{-\frac{w^2 \alpha^2 \xi}{4}} \sin\left(\frac{w^2 \alpha^2 \xi V}{4}\right) d\alpha + \tag{10}$$

$$+ \frac{d}{dt} \left[ \theta A \int_0^\infty Y(\alpha, t) e^{-\frac{w^2 \alpha^2 \xi}{4}} B_1\left(\frac{w^2 \alpha^2 \xi V}{4}\right) d\alpha \right]^2 +$$

$$+ \frac{d}{dt} \left[ \theta A \int_0^\infty Y(\alpha, t) e^{-\frac{w^2 \alpha^2 \xi}{4}} B_2\left(\frac{w^2 \alpha^2 \xi V}{4}\right) d\alpha \right]^2,$$

где  $B_1(x) = \sin(x) - V \cos(x)$ ,  $B_2(x) = \cos(x) - V \sin(x)$ . Функция  $Y(\alpha, t)$  стремится к нулю в пределе  $t \rightarrow 0$ , но имеет конечную производную:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dY(\alpha, t)}{dt} = \frac{1}{t_c} \cdot \frac{\alpha w^2}{\alpha + A} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2 w^2}{8}\right). \tag{11}$$

Поэтому в (10) второе и третье слагаемые стремятся к нулю при  $t \rightarrow 0$  в отличие от первого. Объединяя выражения (11) и (10), имеем формулу для начального наклона временной зависимости сигнала термического зеркала:

$$dS/dt|_{t \rightarrow 0} = -(\theta/t_c) A w \cdot F_1(Aw), \tag{12}$$

где введена функция  $F_1(Aw)$ :

$$F_1(Aw) = \int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{1}{2} + \xi\right) \cdot \frac{x}{4}\right] \cdot \frac{\sin[\xi V x / 4] dx}{Aw + \sqrt{x}}. \tag{13}$$

В выражении (13) интегрирование осуществляется по безразмерной переменной  $x = (\alpha w)^2$ . При  $Aw \ll 1$  данная функция стремится к пределу:

$$\lim_{Aw \rightarrow 0} F_1(Aw) = \sqrt{2\pi} \cdot \left[ (1/2 + \xi)^2 + (\xi V)^2 \right]^{-1/2} \times \tag{14}$$

$$\times \left[ \sqrt{(1/2 + \xi)^2 + (\xi V)^2} - (1/2 + \xi) \right]^{1/2}.$$

На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости  $F_1(Aw)$  при значениях  $m = 20$  и  $V$ , равном 5, 10 и 15 (кривые 1, 2 и 3 соответственно), кружками обозначены значения, полученные при расчете по предельному выражению (14). Из рис. 2 следует, что отклонение от предельного значения при  $Aw < 0,1$  составляет менее 10 %.

Перейдем к оценке стационарного значения сигнала термического зеркала. В области больших  $t$  предел функции  $Y(\alpha, t)$  составляет:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} Y(\alpha, t) = 2 \cdot \frac{2\alpha + A}{\alpha(\alpha + A)^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 w^2}{8}\right). \tag{15}$$

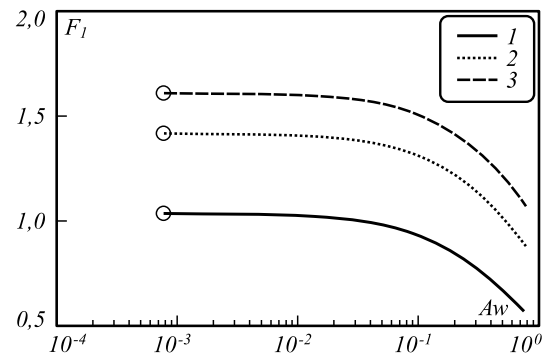


Рис. 2. Рассчитанные зависимости  $F_1(Aw)$  по выражению (13) при значениях  $V = 5$  (1),  $10$  (2) и  $15$  (3)

Фазовый сдвиг в этом случае определяется выражением:

$$\Phi = -2\theta \cdot I_2, \tag{16}$$

где

$$I_2 = \int_0^\infty \frac{Aw}{x} \cdot \frac{2x + Aw}{(x + Aw)^2} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{8}\right) \cdot J_0(x\sqrt{mg}) dx. \tag{17}$$

Согласно выражениям (12)–(17) для вычисления начального наклона требуется вычислить только один интеграл (13), а стационарного значения сигнала – два интеграла (17) и (7) последовательно. Поэтому для их определения требуется значительно меньший объем вычислений, чем для величины сигнала в произвольный момент времени, причем сокращение связано в основном с использованием начального наклона.

**3. Обработка сигнала термического зеркала**

При экспериментальном измерении сигналов термического зеркала значения величин  $m$ ,  $V$ ,  $P_0$ ,  $w$  и  $\lambda_p$

определяются используемой аппаратурой. Параметры  $c$ ,  $D$ ,  $A$ ,  $\varphi_T$ ,  $\alpha_T$  и  $v$  определяются используемым образцом, и некоторые из них можно получить при сравнении экспериментального и рассчитанного сигналов термического зеркала. Применение спектроскопии термического зеркала для оценки параметров люминесцирующих стекол было описано в работе [8]. На практике используется аппроксимация экспериментального сигнала расчетной зависимостью при вариации параметров  $\theta$  и  $t_c$ . На основе величины  $\theta$  может быть оценен один из параметров: теплоемкость, коэффициент термического расширения и тепловой выход, – если остальные известны. Характерное время тепловой релаксации непосредственно применяется для определения коэффициента температуропроводности. В случае люминесцирующих стекол целевыми параметрами являются тепловой выход и коэффициент температуропроводности. При этом показатель поглощения обычно измеряется заранее стандартными методами.

Рассмотрим случай, когда показатель поглощения известен и определяемыми параметрами являются  $\theta$  и  $t_c$ . Тогда выражение (16) может быть использовано для оценки величины  $\theta$ , а уравнение (12), содержащее отношение  $\theta/t_c$ , – для определения  $t_c$ . При известном  $A$  интеграл (13) необходимо вычислить только один раз, поскольку он не зависит от варьируемых параметров, что также уменьшает объем вычислений.

Первичный вариант обработки заключался в следующем. Для сигнала определялся начальный наклон с использованием участка от 0,5 до 20% амплитуды. В качестве стационарного значения выбиралась минимальная величина сигнала. Затем вычислялись интегралы (13) и (17) и определялось отношение  $\theta/t_c$  по формуле (12). Наконец, численно решалось нелинейное уравнение (7) с подстановкой (16) для определения  $\theta$ . Результаты применения методики к модельному сигналу представлены на рис. 1 в виде зависимости, рассчитанной при оцененных параметрах. Из рис. 1 следует, что аппроксимированная зависимость начинает отклоняться от рассчитанной по полной модели только в области больших значений времени. Анализ результатов позволил выявить, что оценка характерного времени тепловой релаксации  $t_c$  получается достаточно точно. В то же время типичная ошибка при оценке параметра  $\theta$  составляет ~7%. В качестве причины отклонения можно указать взятие минимального значения сигнала как стационарного. Стремление сигнала к стационарному значению оказывается недостаточно быстрым, что и приводит к заниженной величине  $\theta$ . При выполнении измерений обычно длительность отдельного опыта ограничена. Кроме того, при больших значениях времени может стать значимой тепловая разгрузка мишени в окружающую атмосферу, которая не учитывается моделью (1)–(6).

Для устранения данных недостатков была предложена двухстадийная процедура. На первой стадии, в соответствии с исходным вариантом обработки, оп-

ределялась величина  $t_c$  и делалась первичная оценка параметра  $\theta$ . Затем, для уточнения параметра  $\theta$ , численно решалось нелинейное уравнение для последней точки на кинетической зависимости сигнала по модели (1)–(7) при использовании определенного на первой стадии значения  $t_c$ . Рассчитанная кинетическая зависимость сигнала при определенных с помощью двухстадийной процедуры параметрах приведена на рис. 1. Хорошо видно совпадение зависимостей 1 и 3, свидетельствующее о правильности работы методики в идеализированном случае.

Предложенная двухстадийная методика использовалась для обработки экспериментальных сигналов термического зеркала, предоставленных доктором наук Витором Зануго (г. Маринга, Бразилия) и профессором Стефеном Биалковски (г. Логан, США). В качестве образца использовалось люминесцентное стекло толщиной 2,6 мм, допированное америцием. Возбуждение образца осуществлялось пучком аргонового лазера (длина волны – 488,0 нм), зондирование – пучком гелий-неонового лазера (длина волны – 632,8 нм). Схема установки представлена в [21]. Показатель поглощения стекол на длине волны 488,0 нм составлял  $5 \text{ см}^{-1}$ , на длине волны зондирующего лазера поглощение было пренебрежимо мало. Измерения выполнены при значениях радиуса пучка аргонового лазера на поверхности образца  $w = 46 \text{ мкм}$ ,  $V = 3,7$ ,  $m = 27,5$  при варьировании мощности возбуждающего излучения. Обработка проводилась по стандартной методике [13] (расчет величины сигнала при нескольких значениях времени и минимизация суммы квадратов отклонений) и предложенной в настоящей работе двух-стадийной методике.

Примеры обработки экспериментального сигнала термического зеркала (кривая 1) при мощности возбуждающего излучения 50 мВт с помощью предложенной двухстадийной (кривая 2) и стандартной методик (кривая 3) представлены на рис. 3.

Рассчитанные зависимости практически не отличаются, что свидетельствует о близости получаемых параметров. В таблице приведено сравнение параметров, полученных для сигналов термического зеркала с различной мощностью возбуждающего пучка.

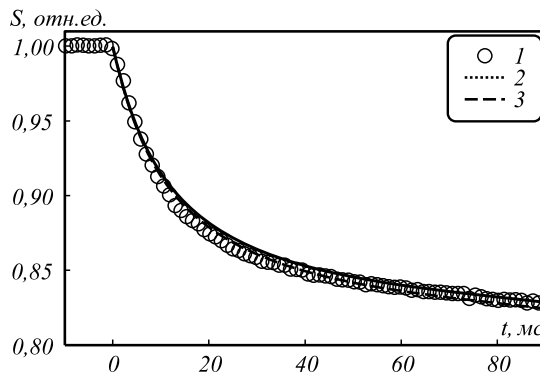


Рис. 3. Результаты обработки экспериментального сигнала термического зеркала (1) по предложенной (2) и стандартной (3) методикам

Табл. Сравнение результатов обработки экспериментальных сигналов термического зеркала по предложенной и стандартной методикам

$P_0$ , мВт	Стандартная методика		Предложенная методика			
	$\theta/P_0$	$t_c$ , мс	$\theta/P_0$	Отклонение, %	$t_c$ , мс	Отклонение, %
50	20,89	1,326	21,46	2,7	1,310	1,2
60	20,92	1,323	21,64	3,3	1,257	5,0
70	21,33	1,364	21,85	2,4	1,307	4,1
80	21,60	1,340	21,92	1,4	1,270	5,2
90	22,02	1,378	22,58	2,5	1,283	6,9
100	22,11	1,333	22,29	0,8	1,303	2,2
Среднее	21,48	1,344	21,96	2,2	1,288	4,1

Типичное отклонение параметров, полученных при различных способах обработки данных, составляет несколько процентов. Наибольшее отклонение для параметра  $t_c$  равно 6,9 %, а для параметра  $\theta$  – 3,3 %. Величина характерного времени тепловой релаксации по предложенной методике получается немного меньше, а амплитудного параметра – больше, чем по стандартной. Типичная погрешность определения параметров в методе термического зеркала составляет 10 % [7, 8] и превышает полученное отклонение. Метод использования характерных особенностей сигнала может быть также применен для получения нулевого приближения с дальнейшим расчетом по стандартной методике для значительного уменьшения количества шагов при оптимизации описания с варьированием параметров.

### Заключение

Рассмотрены основные особенности сигналов термического зеркала при стационарном лазерном возбуждении. Получены и апробированы выражения для начального наклона и стационарного значения сигнала. Предложена процедура обработки экспериментальных сигналов термического зеркала, основанная на использовании начального наклона сигнала и его стационарного значения. Методика верифицирована на модельных сигналах. Выполнено сравнение результатов определения параметров экспериментальных сигналов с помощью предложенной и стандартной методик. Сделан вывод, что использование начального наклона и стационарного значения сигнала позволяет значительно сократить вычислительные затраты при определении параметров модели термического зеркала без потери точности.

### Благодарности

Авторы благодарны доктору Витору Зануто и профессору Стефену Биалковски за предоставленные экспериментальные сигналы термического зеркала, помощь в обсуждении результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (НИР № 3.5363.2017/8.9).

### Литература

1. **Bialkowski, S.E.** Photothermal spectroscopy methods for chemical analysis / S.E. Bialkowski. - New York: John

Wiley & Sons, Inc., 1996. – 584 p. – ISBN 978-0-471-57467-5.

2. **Гусев, В.Э.** Лазерная оптоакустика / В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. – М.: Наука, 1991. – 304 с. – ISBN 5-02-014172-0.
3. **Rodrigues, T.P.** Discriminating the role of sample length in thermal lensing of solids / T.P. Rodrigues, V.S. Zanuto, R.A. Cruz, T. Catunda, M.L. Baesso, N.G.C. Astrath, L.C. Malacarne. // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(13). – P. 4013-4016. – DOI: 10.1364/OL.39.004013.
4. **Liu, M.** Thermal lens spectrometry: still a technique on the horizon? / M. Liu, M. Franko // International Journal of Thermophysics. – 2016. – Vol. 37(7). – P. 67. – DOI: 10.1007/s10765-016-2072-y.
5. **Адуев, Б.П.** Исследование поглощения света комплексами на основе тэна и наночастиц алюминия при воздействии лазерных импульсов / Б.П. Адуев, Д.Р. Нурмухаметов, Р.И. Фурега, И.Ю. Лисков // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 12. – С. 29-32. – DOI: 10.7868/S0207401X14120024.
6. **Адуев, Б.П.** Особенности лазерного инициирования композитов на основе тэна с включениями ультрадисперсных частиц алюминия / Б.П. Адуев, Д.Р. Нурмухаметов, А.А. Звекон, А.П. Никитин, А.В. Каленский // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т. 52, № 6. – С. 104-110. – DOI: 10.15372/FGV20160611.
7. **Capeloto, O.A.** Pulsed photothermal mirror technique: characterization of opaque materials / O.A. Capeloto, G.V.B. Lukasiewicz, V.S. Zanuto, L.S. Herculanano, N.E. Souza Filho, A. Novatski, L.C. Malacarne, S.E. Bialkowski, M.L. Baesso, N.G.C. Astrath // Applied Optics. – 2014. – Vol. 53(33). – P. 7985-7991. – DOI: 10.1364/AO.53.007985.
8. **Lukasiewicz, G.V.B.** Pulsed-laser time-resolved thermal mirror technique in low-absorbance homogeneous linear elastic materials / G.V.B. Lukasiewicz, N.G.C. Astrath, L.C. Malacarne, L.S. Herculanano, V.S. Zanuto, M.L. Baesso, S.E. Bialkowski // Applied Spectroscopy. – 2013. – Vol. 67(10). – P. 1111-1116. – DOI: 10.1366/13-07068.
9. **Herculanano, L.S.** Photodegradation in micellar aqueous solutions of erythrosin esters derivatives / L.S. Herculanano, G.V.B. Lukasiewicz, E. Sehn, W. Caetano, D.S. Pellosi, N. Hioka, N.G.C. Astrath, L.C. Malacarne // Applied Spectroscopy. – 2015. – Vol. 69(7). – P. 883-888. – DOI: 10.1366/15-07865.
10. **Herculanano, L.S.** Investigation of the photobleaching process of eosin Y in aqueous solution by thermal lens spectroscopy / L.S. Herculanano, L.C. Malacarne, V.S. Zanuto, G.V.B. Lukasiewicz, O.A. Capeloto, N.G.C. Astrath // The Journal of Physical Chemistry B. – 2013. – Vol. 117, Issue 6. – P. 1932-1937. – DOI: 10.1021/jp3119296.
11. **Kumar, B.R.** Study of concentration-dependent quantum yield of Rhodamine 6G by gold nanoparticles using thermal-lens technique / B.R. Kumar, N.S. Basheer,

- A. Kurian, S.D. George // Applied Physics B. – 2014. – Vol. 115, Issue 3. – P. 335-342. – DOI: 10.1007/s00340-013-5608-x.
12. **Shokoufi, N.** Selective determination of Sm (III) in lanthanide mixtures by thermal lens microscopy / N. Shokoufi, J. Yoosefian // Journal of Industrial and Engineering Chemistry. – 2016. – Vol. 35. – P. 153-157. – DOI: 10.1016/j.jiec.2015.12.027.
  13. **Sato, F.** Time-resolved thermal mirror method: A theoretical study / F. Sato, L.C. Malacarne, P.R.V. Pedreira, M.P. Belancon, R.S. Mendes, M.L. Baesso, N.G.C. Astrath, J. Shen // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 104. – 053520. – DOI: 10.1063/1.2975997.
  14. **Адуев, Б.П.** Определение оптических свойств светорассеивающих систем с помощью фотометрического шара / Б.П. Адуев, Д.Р. Нурмухаметов, А.А. Звеков, А.П. Никитин, Н.В. Нелюбина, Г.М. Белокуров, А.В. Каленский // Приборы и техника эксперимента. – 2015. – № 6. – С. 60-66. – DOI: 10.7868/S0032816215050018.
  15. **Адуев, Б.П.** Взрывчатое разложение таблеток пентаэритриттетранитрата, содержащих наночастицы никеля различного радиуса / Б.П. Адуев, Н.Р. Нурмухаметов, Р.П. Колмыков, А.П. Никитин, М.В. Ананьева, А.А. Звеков, А.В. Каленский // Химическая физика. – 2016. – Т. 35, № 8. – С. 37-43. – DOI: 10.7868/S0207401X16080021.
  16. **Звеков, А.А.** Расчёт оптических свойств композитов пентаэритриттетранитрат – наночастицы кобальта / А.А. Звеков, А.В. Каленский, Б.П. Адуев, М.В. Ананьева // Журнал прикладной спектроскопии. – 2015. – Т. 82, № 2. – С. 219-226.
  17. **Петрук, И.Г.** Спектрофотометрический метод дифференциации меланомы кожи человека. II. Диагностические характеристики / И.Г. Петрук, А.П. Иванов, С.М. Кватернюк, В.В. Барун // Журнал прикладной спектроскопии. – 2016. – Т. 83, № 2. – С. 283-292.
  18. **Нелюбина, Н.В.** Особенности обработки спектров окрашенных суспензий в кюветках с толстыми стенками / Н.В. Нелюбина, М.П. Пидгирный, О.Н. Булгакова, А.А. Звеков, А.В. Каленский // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 4. – С. 508-515. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-508-515.
  19. **Каленский, А.В.** Оптические свойства композитов на основе прозрачной матрицы и наночастиц меди / А.В. Каленский, А.А. Звеков, А.П. Никитин, Н.В. Газенаур // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – Т. 59, № 2. – С. 87-94.
  20. **Sheldon, S.J.** Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model / S.J. Sheldon, L.V. Knight, J.M. Thorne // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21(9). – P. 1663-1669. – DOI: 10.1364/AO.21.001663.
  21. **Bianchi, G.S.** Resonant excited state absorption and relaxation mechanisms in Tb<sup>3+</sup>-doped calcium aluminosilicate glasses: an investigation by thermal mirror spectroscopy / G.S. Bianchi, V.S. Zanuto, F.B.G. Astrath, L.C. Malacarne, A.A. Terra, T. Catunda, L.A.O. Nunes, C. Jacinto, L.H.C. Andrade, S.M. Lima, M.L. Baesso, N.G.C. Astrath // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38(22). – P. 4667-4670. – DOI: 10.1364/OL.38.004667.

#### Сведения об авторах

**Каленский Александр Васильевич**, доктор физико-математических наук, профессор кафедры химии твердого тела и химического материаловедения Кемеровского государственного университета. Научные интересы: математическое моделирование, экспериментальные методы спектроскопии с высоким временным разрешением и их применение для изучения быстропротекающих химических процессов. E-mail: [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).

**Звеков Александр Андреевич**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории энергетических соединений и нанокompозитов Федерального исследовательского центра угля и углехимии. Научные интересы: оптические и спектроскопические методы исследования материалов и физико-химических процессов, перенос излучения в светорассеивающих средах. E-mail: [zvekova@gmail.com](mailto:zvekova@gmail.com).

**Нурмухаметов Денис Рамильевич**, окончил Кемеровский государственный университет, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории энергетических соединений и нанокompозитов Федерального исследовательского центра угля и углехимии. Область научных интересов: применение спектральных методов для исследования быстропротекающих процессов, лазерное инициирование физических и химических процессов, энергетические материалы, наночастицы металлов. E-mail: [ndr@gmail.com](mailto:ndr@gmail.com).

**Булгакова Ольга Николаевна**, окончила Кемеровский государственный университет, кандидат педагогических наук, доцент кафедры аналитической и неорганической химии Кемеровского государственного университета. Область научных интересов: инструментальные методы химического анализа. E-mail: [chemetod@kemsu.ru](mailto:chemetod@kemsu.ru).

ГРПТИ: 29.33.51

Поступила в редакцию 6 февраля 2017 г. Окончательный вариант – 15 марта 2017 г.

#### PROCESSING OF THERMAL MIRROR SIGNALS UNDER CONTINUOUS WAVE EXCITATION

A. V. Kalenskii<sup>1</sup>, A. A. Zvekov<sup>2</sup>, D. R. Nurmuhametov<sup>2</sup>, O. N. Bulgakova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Kemerovo State University, Kemerovo, Russia,

<sup>2</sup> Federal Research Center of Coal and Coal Chemistry SB RAS (Institute of coal chemistry and material science), Kemerovo, Russia

#### Abstract

The main features of the photothermal mirror signals arising under the continuous wave excitation were analyzed in terms of a model that takes account of thermal, mechanical, and diffraction effects.

Formulae to describe the initial slope and stationary value of the signal were derived and compared with the numerical simulation results. We suggested an approach to processing the thermal mirror signals based on exploiting the initial slope and stationary value. The method was verified using numerical simulation and experimental results. We compared the method performance with the conventional approach using thermal mirror signals excited in the luminescent glasses. It was shown that the developed technique has an essentially lower computational cost, while offering a comparable level of accuracy.

**Keywords:** photothermal spectroscopy, photothermal effects, thermal mirror method, phase shift, experimental results processing.

**Citation:** Kalenskii AV, Zvekov AA, Nurmukhametov DR, Bulgakova ON. Processing of thermal mirror signals under continuous wave excitation. *Computer Optics* 2017; 41(3): 369-376. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-369-376.

**Acknowledgments:** The authors are grateful to PhD Vitor Zanuto and Prof. Stephen Bialkowski for the thermal mirror signals provided and discussion of the results. The work was partially supported by Ministry of Science and Education of the Russian Federation (project No. 3.5363.2017/8.9).

### References

- [1] Bialkowski SE. *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis*. New York: John Wiley & Sons, Inc.; 1996. ISBN 978-0-471-57467-5.
- [2] Gusev VE, Karabutov AA. *Laser optoacoustics*. New York: American Institute of Physics; 1992. ISBN: 978-1-563-96036-9.
- [3] Rodrigues TP, Zanuto VS, Cruz RA, Catunda T, Baesso ML, Astrath NGC, Malacarne LC. Discriminating the role of sample length in thermal lensing of solids. *Opt Lett* 2014; 39(13): 4013-4016. DOI: 10.1364/OL.39.004013.
- [4] Liu M, Franko M. Thermal Lens Spectrometry: Still a Technique on the Horizon? *Int J Thermophys* 2016; 37(7): 67. DOI: 10.1007/s10765-016-2072-y.
- [5] Aduiev BP, Nurmukhametov DR, Furega RI et al. Light absorption by formulations based on PETN and aluminum nanoparticles during pulsed laser irradiation. *Russian Journal of Physical Chemistry B* 2014; 8(6): 852-855. DOI: 10.1134/S1990793114110128.
- [6] Aduiev BP, Nurmukhametov DR, Zvekov AA, Nikitin AP, Kalenskii AV. Laser initiation of PETN-based composites with additives of ultrafine aluminium particles. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 2016; 52(6): 713-718. DOI: 10.1134/S0010508216060113.
- [7] Capeloto OA, Lukasievicz GVB, Zanuto VS, Herculano LS, Souza Filho NE, Novatski A, Malacarne LC, Bialkowski SE, Baesso ML, Astrath NGC. Pulsed photothermal mirror technique: characterization of opaque materials. *Appl Opt* 2014; 53(33): 7985-7991. DOI: 10.1364/AO.53.007985.
- [8] Lukasievicz GVB, Astrath NGC, Malacarne LC, Herculano LS, Zanuto VS, Baesso ML, Bialkowski SE. Pulsed-laser time-resolved thermal mirror technique in low-absorbance homogeneous linear elastic materials. *Appl Spectr* 2013; 67(10): 1111-1116. DOI: 10.1366/13-07068.
- [9] Herculano LS, Lukasievicz GVB, Sehn E, Caetano W, Pellosi DS, Hioka N, Astrath NGC, Malacarne LC. Photodegradation in micellar aqueous solutions of erythrosin esters derivatives. *Appl Spectr* 2015; 69(7): 883-888. DOI: 10.1366/15-07865.
- [10] Herculano LS, Malacarne LC, Zanuto VS, Lukasievicz GVB, Capeloto OA, Astrath NGC. Investigation of the photobleaching process of eosin Y in aqueous solution by thermal lens spectroscopy. *J Phys Chem B* 2013; 117(6): 1932-1937. DOI: 10.1021/jp3119296.
- [11] Kumar BR, Basheer NS, Kurian A, Georg SD. Study of concentration-dependent quantum yield of Rhodamine 6G by gold nanoparticles using thermal-lens technique. *Appl Phys B* 2014; 115(3): 335-342. DOI: 10.1007/s00340-013-5608-x.
- [12] Shokoufi N, Yoosefian J. Selective determination of Sm (III) in lanthanide mixtures by thermal lens microscopy. *J Industr Eng Chem* 2016. 35: 153-157. DOI: 10.1016/j.jiec.2015.12.027.
- [13] Sato F, Malacarne LC, Pedreira PRB, Belancon MP, Mendes RS, Baesso ML, Astrath NGC, Shen J. Time-resolved thermal mirror method: A theoretical study. *J Appl Phys* 2008; 104: 053520. DOI: 10.1063/1.2975997.
- [14] Aduiev BP, Nurmukhametov DR, Zvekov AA, Nikitin AP, Nelyubina NV, Belokurov GM, Kalenskii AV. Determining the optical properties of light-diffusing systems using a photometric sphere. *Instrum Exp Tech* 2015; 58(6): 765-770. DOI:10.1134/S0020441215050012.
- [15] Aduiev BP, Nurmukhametov NR, Kolmykov RP, Nikitin AP, Anan'eva MV, Zvekov AA, Kalenskii AV. Explosive decomposition of pentaerythritol tetranitrate pellets containing nickel nanoparticles with various radii. *Russ J Phys Chem B* 2016; 10(4): 621-627. DOI: 10.1134/S1990793116040187.
- [16] Zvekov AA, Kalenskii AV, Aduiev BP, Ananyeva MV. Calculation of the Optical Properties of Pentaerythritol Tetranitrate-Cobalt Nanoparticle Composites. *J Appl Spectr* 2015; 82(2): 213-220. DOI: 10.1007/s10812-015-0088-x.
- [17] Petruk VG, Ivanov AP, Kvaternyuk SM, Barun VV. Spectrophotometric method for differentiation of human skin melanoma. II. Diagnostic characteristics. *J Appl Spectr* 2016. 83(2): 261-270. DOI: 10.1007/s10812-016-0279-0.
- [18] Nel'ubina NV, Pidgirny MP, Bulgakova ON, Zvekov AA, Kalenskii AV. Peculiarities of spectral measurements of colored suspensions in thick-walled cuvettes. *Computer Optics* 2016; 40(4): 508-515. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-508-515.
- [19] Kalenskii AV, Zvekov AA, Nikitin AP, Gazenaur NV. Optical properties of composites based on a transparent matrix and copper nanoparticles. *Russ Phys J* 2016; 59(2): 263-272. DOI: 10.1007/s11182-016-0766-z.
- [20] Sheldon SJ, Knight LV, Thorne JM. Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model. *Appl Opt* 1982; 21(9): 1663-1669. DOI: 10.1364/AO.21.001663.
- [21] Bianchi GS, Zanuto VS, Astrath FBG, Malacarne LC, Terra AA, Catunda T, Nunes LAO, Jacinto C, Andrade LHC, Lima SM, Baesso ML, Astrath NGC. Resonant excited state absorption and relaxation mechanisms in Tb<sup>3+</sup>-doped calcium aluminosilicate glasses: an investigation by thermal mirror spectroscopy. *Opt Letters* 2013; 38(22): 4667-4670. DOI: 10.1364/OL.38.004667.

---

*Authors' information*

**Alexander Vasil'evich Kalenskii**, PhD in Physics and Math (Dr. of Science), professor Solid State Chemistry department of Kemerovo State University. Research interests are math simulations, experimental approaches of fast spectroscopy and their application to the research into chemical processes. E-mail: [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).

**Alexander Andreevich Zvekov**, PhD in Physics and Math, research fellow of Energetic Compounds and Nanocomposites laboratory of Federal Research Center of Coal and Coal Chemistry SB RAS. Research interests are optical and spectral methods research into of materials and physical and chemical processes, radiative transport in turbid media. E-mail: [zvekova@gmail.com](mailto:zvekova@gmail.com).

**Denis Ramilevich Nurmuhametov**, PhD in Physics and Math, research fellow of Energetic Compounds and Nanocomposites laboratory of Federal Research Center of Coal and Coal Chemistry SB RAS. Research interests are ultrafast processes research with spectral methods, laser initiation of physical and chemical processes, metal nanoparticles. E-mail: [ndr@gmail.com](mailto:ndr@gmail.com).

**Olga Nikolaevna Bulgakova**, PhD in Pedagogics, assistant professor of Analytical and Inorganic Chemistry department of Kemerovo State University. Research interests include instrumental analysis methods. E-mail: [chemetod@kemsu.ru](mailto:chemetod@kemsu.ru).

---

*Received February 6, 2017. The final version – March 15, 2017.*

---