

07;12  
©1995

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕМНЫХ МАТЕРИАЛОВ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

*К.Л. Мурашиков, А.Л. Глазов*

На протяжении последних лет значительное внимание уделяется развитию фотодефлекционных (ФД) методов измерения теплофизических параметров твердотельных объектов [1,2]. Это обусловлено целым рядом преимуществ ФД метода, а именно бесконтактностью, слабыми требованиями к подготовке образца, применимостью к объектам различных типов, высоким пространственным разрешением и возможностью использования объектов малых размеров.

При проведении ФД измерений теплофизические параметры обычно определяются путем сравнения экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов ФД сигналов [3-7]. Для расчетов используется модель образования ФД сигнала, основанная на представлениях геометрической оптики [8,9]. Нами было показано, что эффекты волновой оптики могут существенно влиять на результаты расчета ФД сигнала. Цель данной работы — определить границы применимости геометрического приближения при ФД измерении теплофизических параметров и отработать измерения этих параметров с учетом эффектов волновой оптики. Приводятся результаты измерений для материалов различных типов (полупроводника, металла, стекла).

Для расчета ФД сигнала в рамках волновой оптики воспользуемся результатами работ [10-12], там же приведена геометрия эксперимента. Нормальная компонента ФД сигнала, используемая в данной работе, определяется выражением

$$\begin{aligned}
 S = & \eta \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp \times \\
 & \times \left( ik_y y_0 - \frac{r^2 k_y^2}{4} - \frac{(z-h)^2}{r^2} - z \sqrt{\frac{2\pi i f}{-\kappa_g} + k_y^2} \right), \quad (1) \\
 & \hat{T}(0, k_y, f) \operatorname{erfi} \left( (z-h)/(\sqrt{2}r) \right),
 \end{aligned}$$

где  $f$  — частота модуляции интенсивности возбуждающего лазера;  $\eta$  — множитель, учитывающий интенсивности лазеров и характеристики фотоприемников;  $\hat{T}(k_x, k_y, f)$  — Фурье-образ по координатам и времени от нестационарной составляющей температуры на поверхности объекта;  $n$  — показатель преломления среды вблизи объекта;  $y_0$  — расстояние между центрами пучков считывающего и возбуждающего лазеров;  $h$  — высота считывающего пучка над поверхностью объекта,  $r$  — его радиус. Для объемного образца [8]

$$\hat{T}(0, k_y, f) = \left( K_g \sqrt{\frac{2\pi i f}{\kappa_g} + k_y^2} + K_0 \sqrt{\frac{2\pi i f}{\kappa_0} + k_y^2} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\kappa_g$  и  $K_g$  — температуро- и теплопроводность воздуха, а  $\kappa_0$  и  $K_0$  — температуро- и теплопроводность исследуемого объекта.

Так как ФД сигнал не вычисляется в аналитическом виде, его обычно рассчитывают на ЭВМ по специально разработанным программам. При этом параметры образца определяются в результате их варьирования для минимизации среднеквадратичной ошибки (СКО) (нелинейный метод наименьших квадратов). Одновременно подвергаются варьированию и ряд других параметров, трудно контролируемых в ходе эксперимента [13].

В данной работе для вычисления ФД сигнала и определения параметров объемных материалов ФД методом была разработана программа для двух способов измерения — по зависимости фазы ФД сигнала  $\varphi = \arg(S)$  от частоты модуляции возбуждающего излучения и от расстояния между центрами пучков считывающего и возбуждающего лазеров.

Для апробации метода были выбраны образцы из арсенида галлия, нержавеющей стали и стекла. Результаты процедуры минимизации СКО сведены в таблицу. В случае GaAs  $K_0 \gg K_g$  и теплоотводом из образца в окружающую среду можно пренебречь, положив в (2)  $K_g = 0$ . На рис. 1 представлены зависимости  $\varphi(f)$  для GaAs. Кривая, рассчитанная в рамках волновой оптики, наилучшим образом соответствует экспериментальным данным. Остальные кривые рассчитаны при таких же параметрах. Видно, что расчеты с нулевым радиусом считывающего пучка очень сильно отличаются от других приближений при высоких частотах и минимизация СКО не приводит к разумным результатам варьлируемых параметров. При использовании зависимостей  $\varphi(y_0)$  (рис. 2, а) на частоте 9.7 кГц значение  $\kappa_0$ , полученное в приближении геометрической оптики, очень

Результаты минимизации среднеквадратичной ошибки для трех материалов (1 — приближение волновой оптики, 2 — приближение геометрической оптики с учетом радиуса считающего пучка)

Материал	Метод	$f$ , кГц	Модель	Варьируемые параметры				СКО
				$\kappa_0$ , см <sup>2</sup> /с	$K_0$ , Вт/см <sup>2</sup> ·К	$\kappa_g$ , см <sup>2</sup> /с	$h$ , мкм	
Арсенид галлия, $\kappa_0 = 0.2-0.34$ см <sup>2</sup> /с [ <sup>14</sup> ]	$\varphi(f)$	0.5-10	1	0.270	—	0.217	79	0.358
			2	0.415	—	0.234	79	0.730
	$\varphi(y_0)$	0.505	1	0.245	—	0.219	79	0.309
			2	0.36	—	0.221	79	0.40
	$\varphi(y_0)$	9.7	1	0.24	—	0.215	79	0.214
			2	0.08	—	0.207	79	0.530
Сталь нержавеющей, $\kappa_0 = 0.043$ см <sup>2</sup> /с [ <sup>15</sup> ]	$\varphi(f)$	0.5-13	1	0.042	—	0.217	88	0.310
			2	0.045	—	0.223	88	0.323
	$\varphi(y_0)$	0.508	1	0.043	—	0.221	88	0.371
			2	0.041	—	0.253	88	0.365
	$\varphi(y_0)$	12.7	1	0.048	—	0.215	88	0.57
			2	0.003	—	0.233	88	0.651
Стекло, $\kappa_0 = 0.0044$ см <sup>2</sup> /с $K_0 = 0.0074$ Вт/см <sup>2</sup> ·К [ <sup>17</sup> ]	$\varphi(f)$	0.4-10	1	0.0045	0.0069	0.223	89	0.259
			2	0.005	0.0163	0.235	89	0.412
	$\varphi(y_0)$	0.38	1	0.0046	0.0090	0.222	89	0.265
			2	0.0037	0.0098	0.219	87	0.539
	$\varphi(y_0)$	1.38	1	0.0047	0.0066	0.220	89	0.230
			2	0.0024	0.029	0.222	88	0.666

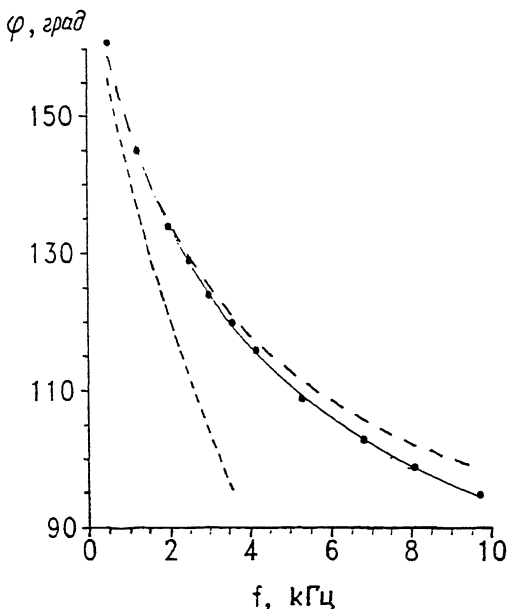


Рис. 1. Зависимость фазы ФД сигнала от частоты модуляции возбуждающего излучения для образца из GaAs. • — данные эксперимента, — — — результаты расчета в приближении волновой оптики, — — — результаты расчета в приближении геометрической оптики, - - - - — результаты расчета при  $\tau = 0$ .

сильно отличается от приведенного в литературе. При частоте модуляции 505 Гц приближение геометрической оптики позволяет получить значение  $\mu_0$ , близкое к верхнему табличному значению. Значения  $\mu_0$ , полученные в волновом приближении, находятся в хорошем согласии с литературными данными, хотя и различаются между собой. Последнее объясняется слабой зависимостью СКО от  $\mu_0$  в области минимума, и для надежного определения  $\mu_0$  следует использовать обе зависимости  $\varphi(f)$  и  $\varphi(y_0)$  или семейство  $\varphi(y_0)$  при различных частотах.

Следующий материал, использованный для определения возможностей ФД методов — нержавеющей сталь. На частотах выше нескольких кГц метод наименьших квадратов с расчетами в приближении геометрической оптики приводит к значению температуропроводности, более чем на порядок отличающемуся от табличного значения. Расчет ФД сигнала в рамках волновой оптики обеспечивает более точное определение температуропроводности исследуемого объекта.

Последним из рассматриваемых в работе объектов является стекло — материал с малыми тепло- и температуропроводностями, что вызывает значительные затруднения при

$\varphi$ , град.

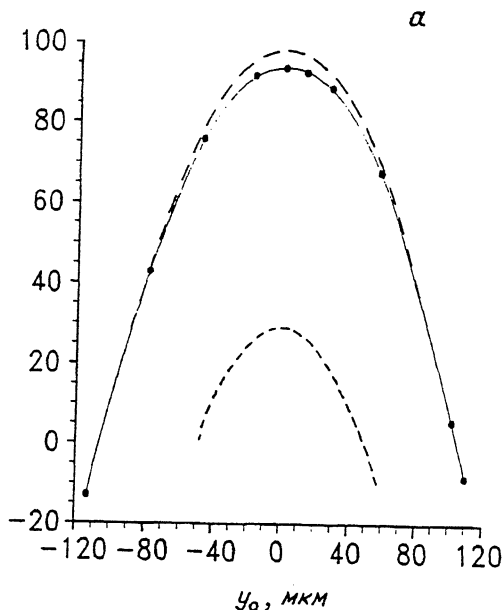


Рис. 2. Зависимость фазы ФД сигнала от расстояния между считывающими возбуждающими лазерными пучками. • — данные эксперимента, — — — результаты расчета в приближении волновой оптики, — — — результаты расчета в приближении геометрической оптики, - - - - — результаты расчета при  $r = 0$ .

$a$  — результаты для арсенида галлия при частоте  $f = 9.7$  кГц,  $b$  — результаты для стекла при частоте  $f = 380$  Гц.

использовании ФД методом [17]. В данном случае нельзя пренебречь теплопроводностью воздуха и следует использовать выражение (2) полностью. Так как параметр  $K_g$  может быть жестко связан с  $\kappa_g$  через температуру воздуха при нормальных атмосферном давлении и влажности, то добавляется еще только один варьируемый параметр — теплопроводность стекла  $K_0$ . Результаты расчетов  $\varphi(y_0)$  для обоих приближений при параметрах, минимизирующих СКО в рамках волновой оптики, представлены на рис. 2, б. Заметим, что поведение кривых отличается от представленного на рис. 2, а. Для тангенциальной составляющей ФД сигнала этот факт для образцов с малыми теплофизическими параметрами был отмечен в [3]. Полученные для стекла результаты показывают, что использование ФД метода в рамках геометрической оптики для объектов с малыми теплофизическими параметрами может привести к значительным ошибкам в определении последних даже при использовании низких частот модуляции возбуждающего излучения. При-

$\varphi$ , град

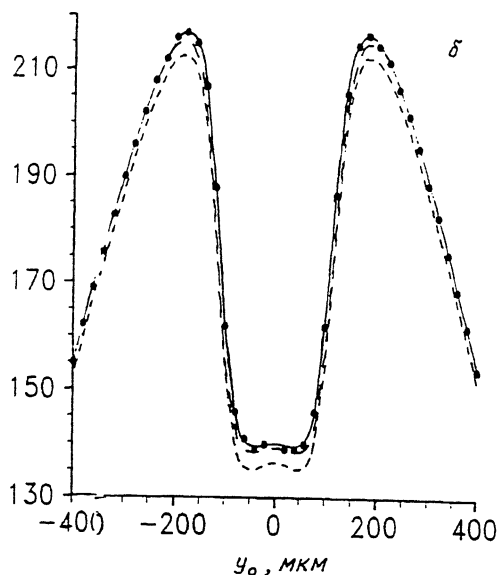


Рис. 2 (продолжение).

менение метода в волновой интерпретации дает более хорошие результаты, однако следует отметить, что его чувствительность при изменении теплопроводности  $K_0$  ниже, чем при измерении  $\kappa_0$ .

### Выводы

1. Развитый в рамках волновой оптики ФД метод позволяет определять теплофизические параметры различных объемных материалов.

2. Этот метод определяет границы применимости аналогичного метода, основанного на представлениях геометрической оптики.

3. При проведении измерений на высоких частотах модуляции возбуждающего излучения, например при исследовании объектов малых размеров, следует применять ФД метод, основанный на представлениях волновой оптики. Аналогичная ситуация имеет место при исследовании тонких пленок и будет изучена в дальнейшем.

Исследование было проведено благодаря частичной финансовой поддержке МНФ и Российского правительства по гранту JCF 100.

## Список литературы

- [1] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. N 2. P. 381-431.
- [2] Fournier D., Forget B.C. // J. de Physique. IV. 1991. V. 1. C6. P. 241-252.
- [3] Salazar A., Sanchez-Lavega A., Fernandez J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 6. P. 3031-3037.
- [4] Мургородский В.И., Новичихин Е.В., Носырев В.М. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 2. С. 174-179.
- [5] Wong P.K., Fung P.C., Tam H.L. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. N 1. P. 523-533.
- [6] Suber G., Bertolotti M., Sabilia C. et al. // J. Therm. Anal. 1987. V. 32. P. 1039-1050.
- [7] Rantala J., Jaarinen J., Kuo P.K. // Appl. Phys. A. 1992. V. 55. P. 586-595.
- [8] Jackson W.B., Amer N.M., Voccara A.C. et al. // Appl. Opt. 1981. V. 90. N 8. P. 1333-1344.
- [9] Aamodt L.C., Murphy J.C. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 4903-4914.
- [10] Glazov A., Muratkov K. // Opt. Comm. 1991. V. 84. N 5-6. P. 283-389.
- [11] Глазов А.Л., Муратков К.Л. // ЖТФ. 1993. Т. 63. С. 160-165.
- [12] Glazov A., Muratkov K. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. N 6. P. 3279-3284.
- [13] Machlab H., McGahan W.A., Woolam J.A. // Thin Solid Films. 1992. V. 215. P. 103-107.
- [14] Toulukian Y.S., Powell R.W., Ho C.Y. et al. // IFI/Plenum. N.Y., Washington, 1970. V. 10. 1208P.
- [15] Rosencweig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy Wiley, N.Y. 1980.
- [16] Кикоин И.К. Таблицы физических величин М.: Атомиздат, 1976. 1008 С.; Кухлинг Х. Справочник по физике М.: Мир, 1982. 520С.
- [17] Bertolotti M., Li Votù R., Liakhou G. et al. // Rev. Sci. Instr. 1993. V. 64. P. 1576-1586.

Поступило в Редакцию  
14 июля 1995 г.

---