

07; 12

© 1990

О ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОМ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОМ МЕТОДАХ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА В ТЕРМОВОЛНОВОЙ МИКРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ

А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков

В настоящее время для определения целого ряда физических параметров твердотельных объектов широко используются термоволновые методы [1, 2]. Одним из основных таких методов является фотодефлекционный (ФД) [3, 4], основанный на отклонении направления распространения луча зондирующего лазера нестационарной тепловой линзой (ТЛ), возбуждаемой вблизи поверхности объекта при его освещении модулированным во времени излучением возбуждающего лазера. ФД метод нашел разнообразные применения в термоволновой микроскопии [5-8], спектроскопии твердотельных объектов и тонкопленочных структур [2, 9, 10], для диагностики оптических и теплофизических параметров тонких пленок [11-14]. Его существенными достоинствами являются высокая чувствительность и возможность получения информации полностью бесконтактным образом.

Теоретический анализ характеристик ФД метода обычно основывается на рассмотрении угла отклонения параллельных поверхности объекта световых лучей под воздействием ТЛ в направлении, перпендикулярном его поверхности. В этом случае, считая, что излучение считывающего лазера распространяется вдоль оси x , а ось z направлена перпендикулярно поверхности объекта, угол отклонения отдельных лучей можно найти с помощью выражения [3, 4]

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

где n - показатель преломления среды вблизи поверхности объекта; $\frac{\partial n}{\partial T}$ - скорость его изменения с температурой; $T(x, y, z, t)$ - распределение температуры в области нестационарной тепловой линзы.

Вместе с тем в ФД экспериментах для увеличения чувствительности всегда осуществляется фокусировка излучения зондирующего лазера в область действия ТЛ (рис. 1). Известно, что свойства параллельного и сфокусированного световых пучков существенно отличаются [15]. В связи с этим возникает необходимость рассмотреть вопрос о влиянии этих отличий на характеристики ФД

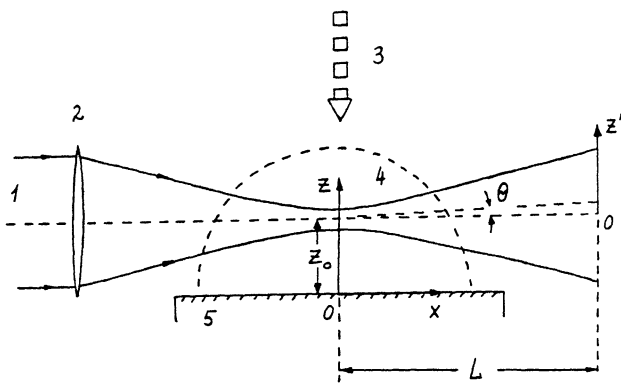


Рис. 1. Геометрия расположения изучаемого объекта и лазерных пучков в фотодефлекционных экспериментах.

1 - излучение считывающего лазера, 2 - собирающая линза, 3 - излучение возбуждающего лазера, 4 - тепловая линза, 5 - объект.

сигналов. Далее будет показано, что они приводят к некоторым принципиальным последствиям.

Перейдем теперь к рассмотрению процесса образования сигнала в ФД методе. В общем случае для этого необходимо определить распределение поля в плоскости фотоприемника (y', z'). Также необходимо учесть, что в ФД методе для уменьшения влияния флуктуаций мощности лазерного излучения используются приемники с двумя фоточувствительными элементами, включенными по балансной схеме. Поэтому, используя интегралы Френеля-Кирхгофа, найдем распределение интенсивности лазерного излучения для одного из таких элементов, занимающего для определенности полуплоскость $z' \geq 0$. Тогда изменения электрического сигнала от верхней половины фотоприемника, обусловленные воздействием нестационарной ТЛ на световой поток считывающего лазера, можно найти с помощью равенства

$$S_p = K \left(\int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_0^{\infty} dz' |u|^2 - \frac{I_0}{2} \right), \quad (2)$$

где K - коэффициент пропорциональности между интенсивностью света на фотоприемнике и электрическим сигналом, I_0 - интенсивность излучения считывающего лазера,

$$u(y', z', t) = \frac{\sqrt{I_0}}{\sqrt{\pi} r \lambda L} \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^{\infty} dz e^{i\psi(y, z, t) - \frac{(z-z_0)^2 + y^2}{2r^2} - \frac{i\pi}{\lambda L} [(z'-z+z_0)^2 + (y'-y)^2]}$$

- амплитуда распределения поля излучения считывающего лазера в плоскости фотоприемника,

$$y(y, z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} dx T(x, y, z, t),$$

λ и r - соответственно его длина волны и радиус пучка в фокусе линзы, L - расстояние от центра ТЛ до плоскости фотоприемника.

Отметим, что выражение для амплитуды светового поля на фотоприемнике написано в приближении тонкой линзы, которое для случая ТЛ практически всегда справедливо.

С помощью выражения (2) можно найти ФД сигнал в наиболее важном случае, когда длина тепловых волн вблизи поверхности объекта превосходит радиус зондирующего лазерного пучка. Кроме того, будем считать, что для обеспечения максимальной величины полезного сигнала выбрана геометрия расположения световых пучков, при которой ось излучения считывающего лазера проходит через центр ТЛ. Тогда для ФД сигнала получим следующий результат:

$$S_p = K \frac{I_0}{\sqrt{\pi}} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r}{\sqrt{1 + 4r^4 \left(\frac{\pi}{\lambda L} - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \theta(z_0)}{\partial z} \right)^2}} \theta(x_0). \quad (3)$$

Выражение (3) описывает поведение ФД сигнала с учетом процессов дифракции излучения считывающего лазера на ТЛ. Интересно выяснить основные последствия ее влияния на характеристики ФД сигнала. Для этого приведем выражение, получающееся для него в рамках геометрической оптики на основании равенства (1). Оно имеет следующий вид:

$$S_p^{(0)} = K \frac{I_0 L}{\sqrt{\pi} r} \theta(z_0). \quad (4)$$

Сравнение выражений (3) и (4) показывает, что (3) совпадает с (4) при соблюдении двух условий

$$r^2 \gg \frac{\lambda \cdot L}{2\pi}, \quad L \left| \frac{\partial \theta(z_0)}{\partial z} \right| \ll 1.$$

Если последнее из них можно считать обычно выполненным, то первое справедливо только для малых расстояний между ТЛ и плоскостью фотоприемника. Принимая типичные для ФД экспериментов значения параметров $r = 10$ мкм, $\lambda = 0,63$ мкм, из него получим $L \lesssim 0,1$ см. Отметим, что на практике используются существенно большие L .

При больших расстояниях между ТЛ и фотоприемником в соответствии с (3) ФД сигнал перестает зависеть от L . Этот результат имеет важное значение, так как принято считать, что увеличение расстояния между ТЛ и фотоприемником можно использовать для повышения чувствительности ФД метода [9]. Полученные результаты показывают, что эта возможность имеет весьма

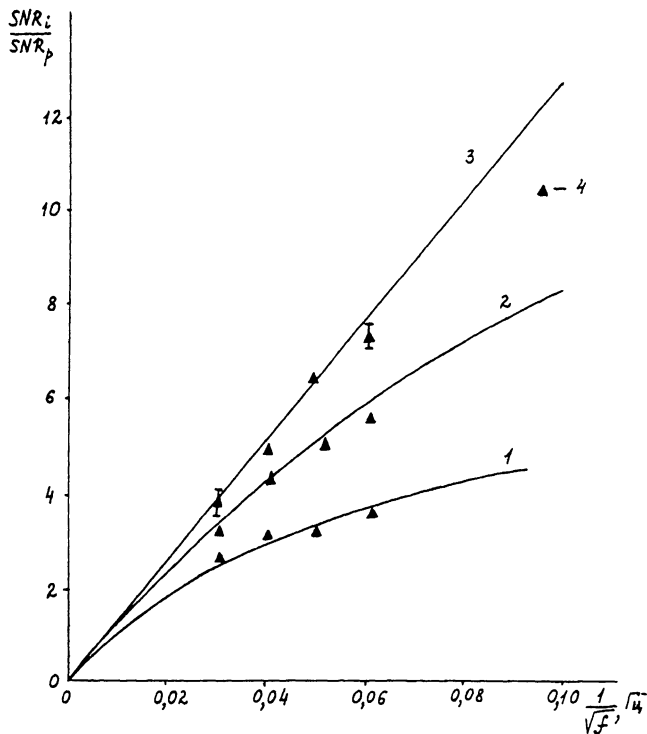


Рис. 2. Изменение $\frac{SNR_i}{SNR_p}$ в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения.

Для всех кривых $r = 10$ мкм, $z_0 = 30$ мкм. Точки — результаты экспериментов для образца из монокристаллического кремния. ρ , мкм: 1 — 1, 2 — 10^2 , 3 — 10^3 .

ограниченный характер. В соответствии с (3) при типичных для ФД измерений условиях ($L > \frac{(2\pi r^2)}{\lambda}$) сигнал определяется выражением

$$S_p = K \frac{2 I_0 \sqrt{\pi} r}{\lambda} \theta(z_0). \quad (5)$$

Таким образом, рассмотрение процесса образования ФД сигнала с учетом особенностей распространения излучения считывающего лазера в фокусе собирающей линзы и его дифракции на ТЛ приводит к выводу о его независимости от расстояния между ней и фотоприемником.

Результат (5) имеет и другое важное значение. Он позволяет поставить вопрос об использовании для регистрации ТЛ интерферомет-

рических методов. Действительно, в соответствии с обычными представлениями, основанными на выражении (4), величину ФД сигнала можно было неограниченно увеличивать за счет роста L , что сразу лишало интерферометрические методы конкурентоспособности, так как для них такая зависимость заведомо отсутствует. Отметим, что возможность регистрации ТЛ интерферометрическим методом была показана в работе [16]. Однако в ней не был проведен детальный анализ особенностей образования ФД сигнала и остался невыясненным вопрос о месте интерферометрического метода в решении этой задачи.

Для сравнения основных свойств ФД и интерферометрического методов необходимо найти выражение для интерферометрического сигнала. С учетом гауссовского характера распределения интенсивности излучения считывающего лазера, а также малости величины сдвига фазы в результате воздействия ТЛ интерферометрический сигнал можно записать в виде

$$S_i = mK \frac{I_0}{\pi r^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^{\infty} dz e^{-\frac{y^2 + (z-z_0)^2}{r^2}} \mathcal{Y}(x, y, z, t), \quad (6)$$

где m — коэффициент, учитывающий потери излучения на светодетельных элементах интерферометрической схемы ($m \leq 1$).

Выражение (6) имеет достаточно сложную структуру. Поэтому выясним сначала соотношение сигналов S_i и S_p в относительно простом случае, когда нестационарная ТЛ формируется плоскими температурными волнами. Такая ситуация реализуется при радиусе пучка лазера накачки, большем длины температурной волны. В этих условиях сигналы S_i и S_p связаны соотношением

$$\frac{S_i}{S_p} = m \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{l_T(\omega)}{r}, \quad (7)$$

где $l_T = \sqrt{\frac{2\pi\kappa}{\omega}}$ — длина температурной волны в среде вблизи поверхности объекта, κ — коэффициент ее температуропроводности, ω — круговая частота модуляции возбуждающего излучения.

Из выражения (7) следует, что при работе в диапазоне частот $\omega < \frac{(\pi m^2 \kappa)}{r^2}$ выполняется неравенство $S_i > S_p$.

Отметим, что значение частоты $\omega = \frac{(\pi m^2 \kappa)}{r^2}$ обычно лежит в килогерцовом диапазоне и, следовательно, захватывает наиболее широко используемую в термоволновых экспериментах область частот. В связи с этим интерферометрический метод регистрации температурных волн способен обеспечивать получение сигналов большей величины по сравнению с ФД методом.

Для строгого сравнения рассматриваемых методов следует проанализировать обеспечиваемые ими отношения сигнала к шуму. При этом для определения сигналов используем равенства (5) и (6). Что касается шумов, то благодаря применению в обоих слу-

чаях компенсационных схем шумывмощности лазерного излучения не играют существенной роли. Поэтому основным источником шумов фототоков. С учетом этого обстоятельства связь между отношениями сигнала к шуму для двух методов определяется равенством

$$\frac{SNR_i}{SNR_p} = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{S_i}{S_p}. \quad (8)$$

Рассмотрим результаты теоретических расчетов отношения сигнала к шуму для интерферометрических и ФД систем. Их поведение в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения при $m = 0.25$ представлено на рис. 2. Из него видно, что интерферометрический метод обладает наибольшими преимуществами по сравнению с ФД методом при формировании нестационарной ТЛ плоскими температурными волнами. При ее образовании сферическими температурными волнами это преимущество интерферометрического метода в области не слишком больших частот модуляции также сохраняется, но становится не столь существенным. Отметим, что приведенные на рис. 2 экспериментальные данные хорошо подтверждают основные теоретические выводы.

Таким образом, интерферометрический метод способен обеспечивать более высокую чувствительность регистрации нестационарной ТЛ по сравнению с ФД методом и его целесообразно использовать в оптических и теплофизических экспериментах с температурными волнами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Photoacoustic and Photothermal Phenomena / Ed. by P. Hess, J. Pelzl. Berlin, Heidelberg: Springer, 1988. V. 58. 573 p.
- [2] Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors / Ed. by A. Mandelis. N.Y.: North-Holland, 1987. 180 p.
- [3] Jackson W.B., Amer N.M., Boscara A.C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 8. P. 1333-1344.
- [4] Amoldt L.C., Murphy J.C. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 4903-4914.
- [5] Wetzel G.C., McDonald F.A. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 926-928.
- [6] McDonald F.A., Wetzel G.C., Jamieson G.E. // Can. J. Phys. 1986. V. 64. N 9. P. 1265-1268.
- [7] Inglehart L.J., Lepoutre F., Charbonnier F. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 1. P. 234-240.
- [8] Cielo P., Rousset G., Bertrand L. // Appl. Opt. 1986. V. 25, N 8. P. 1327-1334.

- [9] Tam A.C. // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. N . . P. 381-431.
- [10] Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Под ред. Д. Клайджера. М.: Мир, 1986. 519 с.
- [11] Penna A.F.S., Shah J., Di Giovanni A.E., Cho A.Y., Gossard A.C. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 6. P. 591-593.
- [12] Yacoubi N., Gilrault B., Fesquet J. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 24. P. 4622-4625.
- [13] Farhalla M., Ben Said M., Bennaour R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 99. P. 521-526.
- [14] Roger J.P., Lepoutre F., Fournier D., Boccaro A.C. // Thin Solid Films. 1987. V. 155. P. 165-174.
- [15] Яри в А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [16] Chen L., Zhang S.Y. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50, N 19. P. 1340-1342.
- [17] Glazov A.L., Muratkov K.L. // Int. J. of Optoelectronics. 1989. V. 4. N 3.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

07; 12

© 1990

ПОДСТРОЙКА РАБОЧЕЙ ТОЧКИ И КОНТРАСТА
МОДУЛЯЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА
МАХА-ЦЕНДЕРА

Д.В. Баранов, Е.М. Золотов,
В.М. Пелехатый, Р.Ф. Тавлыкаев

Для многих практических применений интегрально-оптических модуляторов (ИОМ) необходимо обеспечить линейный режим работы устройства, т.е. вывести его рабочую точку на линейный участок модуляционной характеристики. Для ИОМ Маха-Цендера [1], представляющего собой один из основных типов модуляторов, это условие выражается в том, что в отсутствие управляющего напряжения разность фаз между плечами интерферометра φ_0 должна составлять 90° , что может быть достигнуто, например, внесением