

9. Smith R. T., Welsh F. S. Temperature Dependence of Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, p. 2219.
10. Пенчева Т. Г., Петров М. П., Степанов С. И. Дифракционная эффективность анизотропных голограмм в LiNbO_3 .— Автометрия, 1980, № 1.

Поступила в редакцию 19 мая 1982 г.;
окончательный вариант — 5 августа 1982 г.

УДК 535.511

С. А. АЛЕКСЕЕВ, В. Т. ПРОКОПЕНКО, В. А. ТРОФИМОВ
(Ленинград)

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИССЛЕДУЕМОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА ВЫХОДНЫЕ СИГНАЛЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ЭЛЛИПСОМЕТРА

Совершенствование поляризационных методов неразрушающего контроля требует создания устройств, обладающих высокой точностью, быстродействием, компактностью и наглядностью отображения информации. В связи с этим представляет интерес интерференционный метод анализа поляризации света [1, 2].

Особенностью устройств, основанных на этом принципе, является эффективное использование высокой когерентности лазерного излучения, позволяющего методом оптического гетеродинамирования получить информацию о фазе световой волны.

Рассмотрим одну из возможных схем эллипсометра, работающего на базе сканирующего интерферометра Майкельсона [3, 4]. Луч света (рис. 1), прошедший входную диафрагму 1, попадает на светоделитель 2 и делится на два пучка, которые отражаются от зеркал 4 и 5. В одно из плеч интерферометра введен линейный поляризатор 3. На пути интерферирующих лучей установлена призма Волластона 6, осуществляющая пространственное разделение ортогональных компонент поляризации.

Вследствие перемещения зеркала 4 фотоприемники 7 и 8 регистрируют сигналы биений, поступающие на вертикальные и горизонтальные пластины электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) осциллографа.

В системе прямоугольных координат, одна из осей которых (Ox) лежит в плоскости светоделительной пластины, а другая (Oz) совпадает с направлением распространения света, полностью поляризованная световая волна описывается вектором Джонса:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} E_x e^{i\Delta\varphi} \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $E_{x,y}$ и $\Delta\varphi$ — соответственно амплитуды и разность фаз составляющих вектора \mathbf{S} . Реакцию на отражение и пропускание оптических элементов удобно описать матрицами Джонса, а результирующее действие оптической системы — произведением этих матриц [5]. Такое описание позволяет представить результат интерференции суммированием соответствующих компонент вектора. В результате световую волну, падающую на призму Волластона, можно записать в виде

$$\mathbf{S}' = \tilde{M}_1 \mathbf{S} + \tilde{M}_2 \mathbf{S} = \tilde{M} \mathbf{S}, \quad (2)$$

где $\tilde{M}_{1,2}$ — матрицы, описывающие поляризационные эффекты первого и второго плечей интерферометра; $\tilde{M} = \tilde{M}_1 + \tilde{M}_2$ — общая матрица системы.

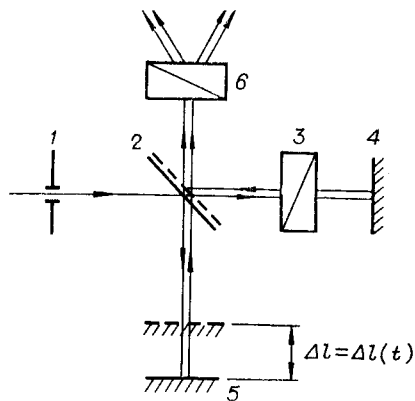


Рис. 1.

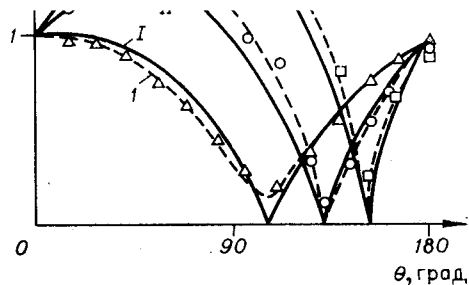


Рис. 2.

Для простоты описания будем считать, что зеркала интерферометра и поляризатор не вносят фазовых искажений и имеют соответственно коэффициенты отражения и пропускания, равные единице. Плоскость пропускания поляризатора составляет угол α с осью OX , а светоделитель имеет покрытие на одной стороне и не вносит фазового сдвига.

Пусть $R_i(T_i)$ — амплитудные коэффициенты отражения (пропускания) светоделителя по i -й компоненте для прямого хода лучей; R'_i — для обратного, причем в качестве прямого хода выбрано направление пластина — покрытие, а в качестве обратного — покрытие — пластина. В соответствии с этими обозначениями последовательное прохождение светом оптических элементов первого плеча интерферометра представим в виде

$$\begin{aligned} \tilde{M}_1 = & \begin{vmatrix} R'_x & 0 \\ 0 & R'_y \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos^2 \alpha & -\sin \alpha \cos \alpha \\ -\sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{vmatrix} \times \\ & \times \begin{vmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{vmatrix} e^{ikh_1} = \begin{vmatrix} -T_x R'_x \cos^2 \alpha - R'_x T_y \sin \alpha \cos \alpha & \\ R'_y \sin \alpha \cos \alpha & T_y R'_y \sin^2 \alpha \end{vmatrix} e^{ikh_1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогично для второго плеча получим

$$\tilde{M}_2 = \begin{vmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} R_x & 0 \\ 0 & R_y \end{vmatrix} e^{ikh_2} = \begin{vmatrix} -T_x R_x & 0 \\ 0 & T_y R_y \end{vmatrix} e^{ikh_2}. \quad (4)$$

В выражениях (3) и (4) множитель $e^{ikh_{1,2}}$ учитывает набег фазы световой волны при прохождении расстояний l_1 и l_2 в первом и втором плечах интерферометра соответственно, $k = 2\pi/\lambda$.

Поскольку матрица \tilde{M} является суммой двух матриц вида (3) и (4), а относительный фазовый сдвиг можно представить таким образом:

$$e^{ik(l_1 - l_2)} = e^{ikh\Delta l}, \quad (5)$$

то

$$\tilde{M} = \begin{vmatrix} -T_x R'_x \cos^2 \alpha - T_x R_x e^{ikh\Delta l} & -R'_x T_y \sin \alpha \cos \alpha \\ R'_y T_x \sin \alpha \cos \alpha & T_y R'_y \sin^2 \alpha + T_y R_y e^{ikh\Delta l} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Вектор Джонса для падающей на призму Волластона световой волны определяется подстановкой (6) и (4) в (2):

$$\begin{aligned} \mathbf{S}' = \begin{vmatrix} \dot{E}'_x \\ \dot{E}'_y \end{vmatrix} = & \begin{vmatrix} -T_x R_x \cos^2 \alpha E_x e^{i\Delta\varphi} - T_x R_x E_x e^{i\Delta\varphi} e^{ikh\Delta l} - R'_x T_y \sin \alpha \cos \alpha E_y \\ R'_y T_x \cos \alpha \sin \alpha E_x e^{i\Delta\varphi} + T_y R'_y \sin^2 \alpha E_y + T_y R_y E_y e^{ikh\Delta l} \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

Пространственное разделение ортогональных компонент дает возможность сигналы с фотоприемников представить в виде

$$i_x = \kappa |\dot{E}'_x|^2, \quad i_y = \kappa |\dot{E}'_y|^2, \quad (8)$$

где κ — чувствительность фотоприемников.

Информацию о разности фаз содержит интерференционный член, зависящий от разности хода Δl лучей в интерферометре. Для получения этой информации необходимо промодулировать Δl по определенному закону и выделить переменную составляющую сигнала. Из выражения (8) при линейном законе модуляции $\Delta l(t)$ токи фотоприемников будут иметь вид гармонических сигналов с амплитудами

$$I_x = (\kappa/\text{tg } \alpha) \beta E_x, \quad I_y = \kappa C_T C_R C_{R'} \beta E_y, \quad (9)$$

где $C_T = T_y/T_x$; $C_R = R_y/R_x$; $C_{R'} = R'_y/R'_x$; $\beta = \beta(E_x, E_y, \Delta\varphi)$ — функция, описывающая нелинейную зависимость электрических сигналов от параметров поляризации исследуемой световой волны.

Из (9) следует, что

$$I_x/I_y = (1/C_T C_R C_{R'} \text{tg } \alpha) E_x/E_y \sim E_x/E_y. \quad (10)$$

Разность фаз фототоков $\Delta\Phi'$ можно представить в виде

$$\Delta\Phi' = \text{arctg} \frac{C_T E_y \sin \Delta\varphi}{(1/\text{tg } \alpha) E_x + C_T E_y \cos \Delta\varphi} + \text{arctg} \frac{E_x \sin \Delta\varphi}{C_T \text{tg } \alpha E_y + E_x \cos \Delta\varphi} = \Delta\varphi. \quad (11)$$

Фазовый сдвиг, вносимый светоделителем, и двулучепреломление в оптических элементах схемы могут быть представлены в выражении (11) постоянным членом $\Delta\varphi_{an}$:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi' + \Delta\varphi_{an}. \quad (12)$$

Эта добавка исключается введением в оптическую схему интерферометра обратного по знаку фазового сдвига с помощью различного рода компенсаторов (Бабине, Бабине — Солейля и др.) либо фазосдвигающих ячеек в электрических цепях.

Потери света при отражении от зеркал интерферометра и прохождении оптических элементов могут быть учтены в выражении (10) постоянным коэффициентом C_n :

$$I_x/I_y = (1/C_n C_T C_R C_{R'} \text{tg } \alpha) E_x/E_y. \quad (13)$$

Таким образом, если в канале X осциллографа коэффициент усиления равен величине

$$K_{ycx} = (C_n C_T C_R C_{R'} \text{tg } \alpha) K_{ycy}, \quad (14)$$

то фигура Лиссажу будет в точности воспроизводить проекционную картину исследуемой поляризации. Численные значения эллипсометрических параметров можно определить либо путем непосредственного измерения параметров эллипса на экране ЭЛТ, или же, более точно, с помощью известных электронных устройств согласно выражениям (10) и (11).

Как следует из выражения (9), амплитуды фототоков (а следовательно, и размеры эллипса на экране осциллографа) зависят нелинейно от параметров исследуемой поляризации.

Функция $\beta(E_x, E_y, \Delta\varphi)$, описывающая эту зависимость, имеет вид

$$\beta(E_x, E_y, \Delta\varphi) = \sqrt{E_x^2 + C_T^2 \text{tg}^2 \alpha E_y^2 + 2C_T \text{tg } \alpha E_x E_y \sin \Delta\varphi}. \quad (15)$$

Для анализа линейно-поляризованного света с азимутом θ составляющие вектора \mathbf{E} (с учетом $|\mathbf{E}| = 1$, $\Delta\varphi = 0$) $E_x = \cos \theta$, $E_y = \sin \theta$. Выражение (15) принимает вид

$$\beta(\theta) = \sqrt{\cos^2 \theta + C_T^2 \text{tg}^2 \alpha \sin^2 \theta}. \quad (16)$$

На рис. 2 приведена зависимость $\beta(\theta)$ (сплошные кривые) для различных ориентаций α поляризатора 4 (см. рис. 1): I—III — расчетные кри-

вые для $\alpha = 70, 45, 20^\circ$ соответственно; 1—3 — экспериментальные кривые для тех же α . Параметр C_T в выражении (16) определяется для конкретного светоделиителя фотометрическим способом. Экспериментальная проверка зависимости (16) основывалась на следующих рассуждениях. С учетом (14) выражения (9) можно представить в виде

$$I_x = \beta E_x, I_y = \beta E_y.$$

Тогда для линейной поляризации величина $\sqrt{I_x^2 + I_y^2} = \beta \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \beta$ однозначно определяет вид функции $\beta(\theta)$.

Результаты расчетных и экспериментальных данных указывают на наличие минимума у функции $\beta(\theta)$. Это обстоятельство затрудняет обработку выходных сигналов, так как анализ форм поляризации при минимальных значениях β сопровождается большими погрешностями, обусловленными необходимостью выделения сигналов на фоне шумов. При проектировании систем автоматической регулировки усиления электронных схем обработки сигналов этот недостаток можно устранить путем изменения ориентации интерференционного эллипсометра по отношению к исследуемому пучку. Действительно, как следует из рис. 2, поворот его вокруг оси OZ приводит к соответствующему смещению минимума. К такому же эффекту приводит изменение ориентации плоскости пропускания поляризатора 3 (см. рис. 1).

При проведении экспериментальных исследований сканирование интерференционной картины осуществлялось подачей пилообразного напряжения на пьезокерамическую подложку зеркала 5 интерферометра. При этом установлено, что линейное изменение разности хода является оптимальным при определении поляризационных параметров путем измерения электрических величин, потому что в этом случае выходные сигналы имеют вид квазигармонических. Кроме того, важно сохранить неизменной ориентацию зеркала, так как его перекосы приводят к дополнительной модуляции амплитуд фототоков I_x и I_y и нарушению условий (10) и (11).

При визуализации картины на экране ЭЛТ фигура Лиссажу, отображающая исследуемую поляризацию, не критична к виду функции $\Delta l(t)$, если частотные характеристики усилителя идентичны. Такой прием дает возможность избежать трудностей создания прецизионных сканеров, связанных с высокими требованиями, предъявляемыми к механическим системам в оптических интерферометрах [6].

Таким образом, в отличие от известных способов анализа поляризации, основанных на измерении углов ориентации поляризационных элементов, метод оптического гетеродинамирования позволяет непосредственно получить информацию о векторных характеристиках световой волны. Наглядность отображения информации в сочетании с возможностью создания компактных устройств на его основе может представлять интерес для широкого круга специалистов, работающих с поляризованным светом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А. Л. Эллипсометр с визуализацией проекционной картины на экране осциллографа.— *Опт. и спектр.*, 1972, т. 32, № 1.
2. Hazebroek H. F., Holscher A. A. Interferometric ellipsometry.— *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1973, vol. 6, N 9, p. 822.
3. Прокопенко В. Т., Трофимов В. А. Вопросы квантовой электроники.— Л., 1975. (Труды ЛИТМО, вып. 76).
4. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении.— Л.: Машиностроение, 1978.
5. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику.— М.: Мир, 1978.
6. Коломийцов Ю. В. Интерферометры.— Л.: Машиностроение, 1976.

Поступила в редакцию 16 июня 1982 г.