

- Дмитрий Михайлович Румянцев* — УНПЦ „Руссар“, Санкт-Петербург; директор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики; E-mail: oda2606@yandex.com
- Сергей Анатольевич Антоненко* — ЗАО СП „Интеррастро“, Москва; ведущий специалист; E-mail: eslab@mail.ru

Рекомендована
Институтом космических
исследований РАН

Поступила в редакцию
19.04.13 г.

УДК 535.512

В. А. ТРОФИМОВ, Ю. Т. НАГИБИН, В. Т. ПРОКОПЕНКО, В. Т. УРАЗГАЛИЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МАСШТАБА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРОЕКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Исследован масштаб изображения проекционной картины эллипса поляризации при определении векторных характеристик светового пучка методом оптического гетеродинамирования. Приведены рекомендации по снижению влияния наблюдаемой зависимости на результаты измерений.

Ключевые слова: поляризация, оптическое гетеродинамирование, интерференционная картина, амплитудно-фазовые характеристики, фотоприемник.

Фотоэлектрическое преобразование световой волны при измерении параметров поляризации может быть осуществлено либо методом некогерентного (прямого) фотодетектирования, либо методом когерентного фотодетектирования (оптического гетеродинамирования) [1]. Некогерентное детектирование при регистрации интенсивности световой волны, прошедшей через определенным образом ориентированные оптические элементы, позволяет путем расчета определить параметры поляризации исследуемой световой волны. К достоинствам этого метода можно отнести простоту реализации измерительной схемы и отсутствие особых требований к когерентности источника излучения, а к недостаткам — невозможность регистрации фазовой информации в реальном масштабе времени.

Метод когерентного детектирования требует при регистрации информации пространственного совмещения информационного светового пучка с опорным, что обуславливает возникновение световых биений. При регистрации световых биений можно измерить амплитудно-фазовые характеристики световой волны в реальном масштабе времени.

Интенсивность светового пучка, представляющего собой результат суперпозиции двух (m, n) плоских квазимонохроматических волн, с учетом невозможности появления перекрестных или интерференционных членов между ортогональными составляющими можно представить выражением [2]

$$\langle I_j(r, t) \rangle = \left\langle \left[E_j^{m*}(r, t) + E_j^{n*}(r, t) \right] \left[E_j^m(r, t) + E_j^n(r, t) \right] \right\rangle, \quad j = x, y, \quad (1)$$

или иначе

$$\langle I_j(r, t) \rangle = \left\langle |E_j^m(r, t)|^2 + |E_j^n(r, t)|^2 \right\rangle + 2 \left[\langle E_j^m(r, t) \rangle \right]^{1/2} \left[\langle E_j^n(r, t) \rangle \right]^{1/2} \operatorname{Re}[\gamma_j(r, t)], \quad (2)$$

где $\gamma(r, t)$ — комплексная степень когерентности.

Каждое из этих уравнений описывает интерференцию линейно поляризованных квази-мономатических волн. В соответствии с теорией оптической когерентности второго порядка [3] третье слагаемое в формуле (2) представляет собой вещественную часть функции взаимной когерентности, которая содержит полную информацию об амплитудно-фазовых соотношениях, т.е. о поляризации световых пучков рассматриваемой суперпозиции.

Информация о векторных характеристиках световых волн, определяемая относительным распределением интенсивности в указанных интерференционных картинах, может быть преобразована при фотоэлектрической регистрации во временную зависимость электрических сигналов методом оптического гетеродинамирования.

Функциональная схема экспериментальной установки, реализующая этот метод, представлена на рис. 1. Луч света от источника 1 через входную диафрагму 5 попадает на светоделитель 6 и делится на два пучка, которые отражаются от зеркал 8 и 9. В одном из плеч интерферометра установлен линейный поляризатор 7 с азимутом 45° . На пути интерферирующих лучей установлена призма Волластона 10 для пространственного разделения ортогональных компонент поляризации. Вследствие перемещения зеркала 9 фотоприемники 11 и 12 регистрируют сигналы биений, поступающие на вертикальные x и горизонтальные y пластины монитора 14. Управление разностью хода в интерферометре осуществляется поступающим на пьезокерамический сканер зеркала 9 пилообразным напряжением, которое вырабатывается генератором 13. Изменение формы поляризации в исследуемом пучке задается линейными поляризаторами 2, 4 и четвертьволновой пластинкой 3.

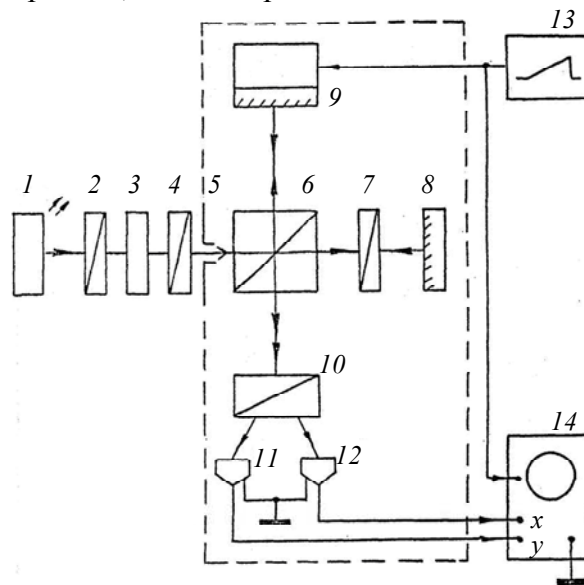


Рис. 1

Расчет оптической схемы и пространственное разделение ортогональных компонент поляризации света позволяет электрические сигналы с выходов фотоприемников 11, 12 представить выражением [4]

$$i_x = \eta |E'_x|^2; \quad i_y = \eta |E'_y|^2, \quad (3)$$

где η — чувствительность фотоприемников.

Выделив переменные составляющие в уравнениях (3), можно записать

$$i_x = (\eta/\text{tg}\theta)\beta E_x; \quad i_y = \eta C_T C_R C_{R'} \beta E_y, \quad (4)$$

здесь θ — азимут поляризатора 7 (см. рис. 1); $C_T \equiv T_y/T_x$; $C_R \equiv R_y/R_x$; $C_{R'} \equiv R'_y/R'_x$, где T, R — коэффициенты пропускания и отражения света соответственно; $\beta = \beta(E_x, E_y, \Delta\varphi)$ —

функция, описывающая нелинейную зависимость электрических сигналов от параметров поляризации исследуемой световой волны, где $\Delta\varphi$ — разность фаз составляющих E_x и E_y электрического вектора E .

Из выражения (4) следует, что отношение регистрируемых фототоков

$$i_x/i_y = (1/C_T C_R C_R' \operatorname{tg}\theta) [E_x/E_y] \approx E_x/E_y. \quad (5)$$

Разность фаз фототоков $\Delta\Phi'$ определяется выражением

$$\Delta\Phi' = \operatorname{arctg} \frac{C_T E_y \sin \Delta\varphi}{\operatorname{tg}^{-1}\theta \cdot E_x + C_T E_y \cos \Delta\varphi} + \operatorname{arctg} \frac{E_x \sin \Delta\varphi}{C_T \operatorname{tg}\theta \cdot E_y + E_x \cos \Delta\varphi}. \quad (6)$$

Фазовый сдвиг, вносимый светоделителем, и двулучепреломление в оптических элементах схемы могут быть представлены в уравнении (6) постоянным членом $\Delta\varphi_{\text{ап}}$, так что $\Delta\Phi = \Delta\Phi' + \Delta\varphi_{\text{ап}}$. Этот дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi_{\text{ап}}$ исключается фазосдвигающими элементами в электрических цепях.

Потери света при отражении от зеркал интерферометра и прохождении оптических элементов могут быть учтены при введении в формулу (5) постоянного коэффициента $C_{\text{п}}$, тогда $i_x/i_y = (C_{\text{п}} C_T C_R C_R' \operatorname{tg}\theta)^{-1} [E_x/E_y]$. Таким образом, если в канале x осциллографа коэффициент усиления равен $K_{\text{ус.}x} = (C_{\text{п}} C_T C_R C_R' \operatorname{tg}\theta) K_{\text{ус.}y}$, то фигура Лиссажу в точности воспроизводит проекционную картину исследуемой поляризации.

Как следует из уравнений (4), амплитуды фототоков (а следовательно, и размеры эллипса на экране монитора) нелинейно зависят от параметров исследуемой поляризации. Функция $\beta(E_x, E_y, \Delta\varphi)$, описывающая эту зависимость, играет роль масштабного коэффициента:

$$\beta(E_x, E_y, \Delta\varphi) = \left(E_x^2 + C_T^2 \operatorname{tg}^2 \theta \cdot E_y^2 + 2C_T \operatorname{tg}\theta \cdot E_x E_y \Delta\varphi \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Для линейно поляризованного луча света с азимутом α составляющие вектора E (с учетом $|E|=1$, $\Delta\varphi=0$) определяются как $E_x = \cos \alpha$, $E_y = \sin \alpha$. Тогда выражение (7) принимает следующий вид:

$$\beta(\alpha) = \left(\cos^2 \alpha + C_T^2 \operatorname{tg}^2 \theta \cdot \sin^2 \alpha \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Таким образом, из уравнений (7) и (8) следует, что масштаб изображения на экране монитора является функцией не только параметров исследуемой поляризации $(E_x, E_y, \Delta\varphi)$, но и параметрически зависит от величины $C_T \operatorname{tg}\theta$.

Экспериментальная проверка зависимости (8) основывается на следующих рассуждениях: выражение (7) можно представить в виде $i_x = \beta E_x$, $i_y = \beta E_y$, тогда для линейной поляризации соотношение $(i_x^2 + i_y^2)^{1/2} = \beta (E_x^2 + E_y^2) = \beta$ однозначно определяет вид функции $\beta(\alpha)$. Таким образом, измеряя амплитуды токов i_x и i_y в зависимости от азимута линейной поляризации α , можно определить искомую зависимость.

Изображение на экране монитора соответствует характеру изменений электрического вектора исследуемой световой волны. Однако размер изображения изменяется, становясь минимальным при $\alpha = 135^\circ$. Измеренные в соответствии с предложенным методом нормирован-

ные значения масштабного коэффициента $\beta(\theta)/\beta(0)$ при значении $C_T = 0,69$, измеренном путем фотометрирования, близки к расчетным (рис. 2, здесь сплошная линия — расчет, пунктирная — эксперимент).

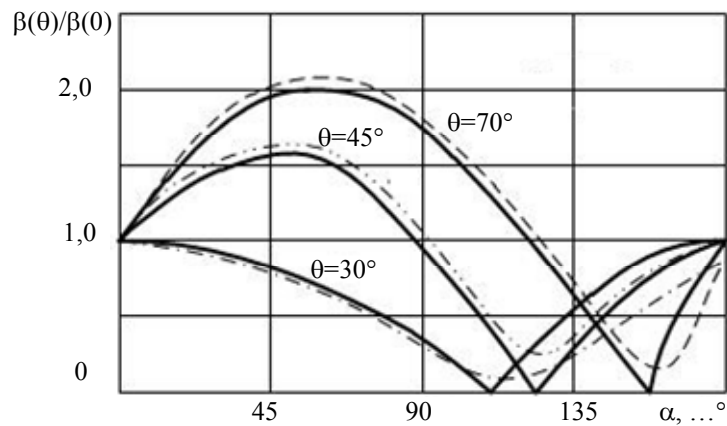


Рис. 2

Наблюдаемые расхождения результатов могут быть связаны с наличием в реальной схеме фазовой анизотропии оптических элементов, которые не учитывались при расчете. Характерная особенность рассматриваемой функции — появление резкого минимума: это говорит о том, что при интерференционном исследовании некоторых форм поляризации мощность сигналов биений может быть соизмерима с мощностью шума. Низкое отношение сигнал/шум в данном случае может стать причиной высокой погрешности измерений и усложнить обработку выходных сигналов. При проектировании интерференционных поляриметров, предназначенных для решения конкретных задач, этот недостаток устраняется при соответствующем выборе оптических характеристик интерферометров и ориентации линейного поляризатора.

Таким образом, согласно результатам исследования формирование из исследуемого пучка опорного, соответствующего условиям $E_y/E_x = 1$ и $\Delta\varphi = 0$, приводит к зависимости параметров проекционной картины эллипса поляризации от коэффициента C_T . Выявленная зависимость позволяет путем изменения азимута линейного поляризатора в опорном плече схемы гетеродинамирования оптимизировать масштаб изображения проекционной картины эллипса поляризации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Росс М. Лазерные приемники: Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 281 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
3. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
4. Дмитриев А. Л. Эллисометр с визуализацией проекционной картины на экране осциллографа // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. 32, № 1. С. 191.

Сведения об авторах**Владимир Анатольевич Трофимов**

— д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники; E-mail: troftu@mail.ru

Юрий Тихонович Нагибин

— канд. техн. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники; E-mail: nagibin77@mail.ru

- Виктор Трофимович Прокопенко** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники;
E-mail: prokopenko@mail.ifmo.ru
- Василий Темуржанович Уразгалиев** — аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники;
E-mail: urazgaliev@list.ru

Рекомендована кафедрой
твердотельной оптоэлектроники

Поступила в редакцию
05.06.13 г.