

излучения, прошедшего через ВС, улучшаются с увеличением диаметра и модового состава волоконных световодов. Полученные данные позволяют создавать голографические устройства хранения информации с высокой плотностью записи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.
2. Оптическая голография/Под ред. Г. Колфилда.— М.: Мир, 1982.
3. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И. Голографические системы памяти // Оптические методы обработки информации.— Л.: Наука, 1974.
4. Морозов В. П. К теории голограмм с кодированным опорным пучком // Квантовая электрон.— 1977.— 4, № 8.
5. Васильев А. А., Компанец И. Н., Котова С. П., Морозов В. П. Управляемые транспаранты в голографических схемах с кодированным опорным пучком // Автометрия.— 1979.— № 1.
6. Акаев А. А., Майоров С. А. Оптические методы обработки информации.— М.: Выш. шк., 1988.
7. Быковский Ю. А., Маковкин А. В., Кульчин Ю. Н. и др. Использование оптических волокон для записи фурье-голограмм с высокой информативной плотностью // Квантовая электрон.— 1978.— 5, № 1.
8. Быковский Ю. А., Кульчин Ю. Н., Смирнов В. Л. Использование оптических волокон типа «Селфок» для записи фурье-голограмм // Оптика и спектроскопия.— 1980.— 48, вып. 1.
9. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов.— М.: Радио и связь, 1987.
10. Вест Ч. Голографическая интерферометрия.— М.: Мир, 1982.
11. Мировицкий Д. И., Будагян И. Ф., Дубровин В. Ф. Микроволноводная оптика и голография.— М.: Наука, 1983.

Поступило в редакцию 19 декабря 1988 г.

УДК 535.361

М. А. НЕДУЖКО, А. Г. УШЕНКО  
(Черновцы)

#### МЕТОД ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ФАЗОВОЙ СЕЛЕКЦИИ СИГНАЛА В СИСТЕМЕ ОБРАБОТКИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПЕРЕДАВАЕМЫХ СКВОЗЬ РАССЕИВАЮЩУЮ СРЕДУ

Настоящее сообщение посвящено разработке поляризационно-фазового метода, повышающего отношение сигнал/шум (ОСШ) в изображении плоских шероховатых объектов, находящихся в мутной среде.

Идея метода состоит в поляризационном выделении информативного сигнала, отраженного объектом путем «подавления» фона с помощью поляризационной системы, размещенной перед приемником излучения. Для экспериментальной реализации данного метода необходимо располагать информацией о поляризационной структуре (азимуте  $\lambda$  и эллиптичности  $\omega$ ) указанных составляющих поля рассеянного излучения. Перспективным в решении этой задачи представляется применение наиболее полной оптической методики, основанной на описании световых полей вектором Стокса; объектам и средам ставятся в соответствие матрицы Мюллера [1]. Показано [2], что такие матрицы для плоских шероховатых объектов и жидких мутных сред (типа взвеси сферических частиц) имеют вид

$$\{F\} = \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} & 0 & 0 \\ f_{21} & f_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & f_{33} & f_{34} \\ 0 & 0 & f_{43} & f_{44} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Рис. 1 иллюстрирует серию угловых зависимостей матричных элементов  $x_{ik}$  (шероховатая поверхность Ge — «объект») и  $R_{ik}$  (раствор молока в дистиллированной воде — «мутная среда»), измеренных в ситуации, когда угол облучения  $\xi$  равен углу наблюдения  $\xi'$ ; угол рассеяния  $\Theta = \pi 2\xi$ .

Из полученных данных видно, что, несмотря на равнозначную структуру измеренных матриц, угловой ход и относительная величина индикатрис  $x_{ik} = x_{ik}/x_{11}$  и

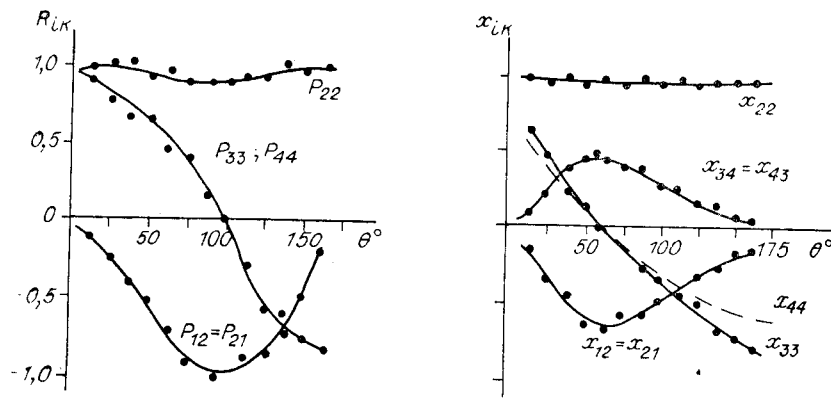


Рис. 1. Угловые зависимости нормированных элементов матриц рассеяния мутной средой ( $R_{ik}$ ) и шероховатой поверхностью Ge ( $x_{ik}$ )

$R_{ik} = r_{ik}/r_{11}$  различаются между собой. Отсюда вытекает, что объект и мутная среда обладают различной способностью к преобразованию типа и формы поляризации облучающего поля.

Рассмотрим некоторые возможные механизмы формирования поляризационных характеристик информативного и фоновых сигналов. Можно показать (рис. 2), что оптический сигнал, попавший к наблюдателю, описывается вектором Стокса вида

$$S^{(p)} = S^{(1)} + S^{(4)} + S^{(7)} + \dots, \quad (2)$$

где  $S^{(1)}$  — вектор Стокса излучения, отраженного светорассеивающей средой;  $S^{(4)}$  — вектор Стокса излучения, отраженного объектом и прошедшего сквозь рассеивающую среду;  $S^{(7)}$  — вектор, описывающий многократно перестраженные лучи. В матричном виде (2) переписывается в виде

$$\{Y\} = \{R\} + \{P\}\{X\}\{P\} + \{P\}\{X\}\{R\}\{X\}\{P\} + \dots \quad (3)$$

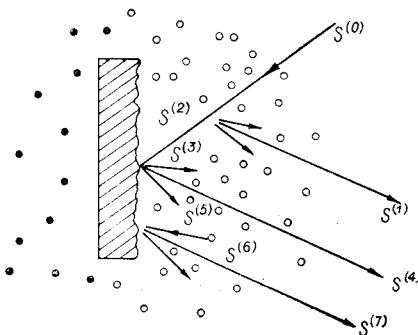
Здесь  $\{Y\}$  — матрица Мюллера для системы «объект — мутная среда»;  $\{X\}$  — матрица отражения света объектом;  $\{R\}$  и  $\{P\}$  — матрицы, характеризующие отражение и пропускание света мутной средой. Таким образом, измерив матрицы  $\{Y\}$ ,  $\{R\}$  и  $\{P\}$ , можно определить в явном виде матрицу  $\{X\}$ , а следовательно, и поляризационную структуру информативного сигнала, что и положено в основу рассматриваемого метода.

Поляризационную селекцию информации, переносимой оптическим сигналом, можно осуществить с помощью фазовой пластинки (ФП) и анализатора (А) (рис. 3). В общем виде вектор Стокса оптического сигнала имеет вид

$$S^{(0)} = [1; \cos 2\lambda_0 \cos 2\omega_0; \sin 2\lambda_0 \cos 2\omega_0; \sin 2\omega_0]. \quad (4)$$

Фазовая пластинка, быстрая ось которой ориентирована под углом  $\rho$  относительно плоскости падения  $xOz$  и вносящая фазовый сдвиг  $\delta$ , описывается матричным оператором

$$\{\Phi\} = \begin{pmatrix} 1; & 0; & 0; & 0; \\ 0; & \left(\sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}\right); & \left(\frac{1}{2} \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}\right); & (-\sin 2\rho \sin \delta); \\ 0; & \left(\frac{1}{2} \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}\right); & \left(-\sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}\right); & (\cos 2\rho \sin \delta); \\ 0; & (\sin 2\rho \sin \delta); & (-\cos 2\rho \sin \delta); & \left(-2 \cos^2 \frac{\delta}{2} - 1\right). \end{pmatrix} \quad (5)$$



Из анализа (4) и (5) вытекает, что, ориентируя быструю ось (0—0) под углом

$$\rho = 0,5[2\lambda_{\text{ш}} - \arcsin(\operatorname{ctg} \delta \operatorname{tg} 2\omega_{\text{ш}})], \quad (6)$$

можно величину эллиптичности фонового сигнала преобразовать до нулевого значения ( $\omega_{\text{ш}}=0$ ). Азимут поляризации фонового сигнала вычисляется по формуле

Рис. 2. К анализу модельных представлений оптического зондирования плоского объекта с шероховатой поверхностью

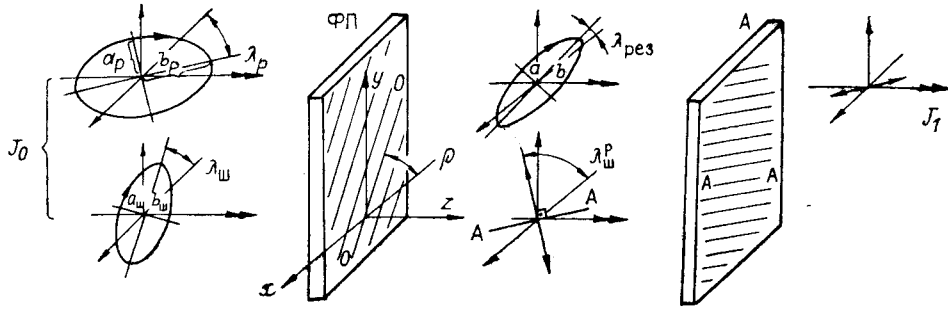


Рис. 3. Схема метода поляризационно-фазового выделения информативного сигнала:  $J_0$  — интенсивность падающего излучения;  $a_p, b_p$  — малая и большая полуоси эллипса поляризации информативного сигнала;  $a_ш, b_ш$  — то же для фоновой компоненты;  $\lambda_p$  — азимут поляризации информативного сигнала;  $a, b$  — малая и большая полуоси информативной компоненты после прохождения эллиптически поляризованной волны через ФП;  $\lambda_{рез}$  — азимут поляризации информативного сигнала после фильтрации;  $\lambda_{ш}^p$  — то же для фоновой сигнала; А — А — ось пропускания анализатора;  $J_1$  — интенсивность излучения, пропущенного поляризационно-фазовым фильтром

$$\lambda_{ш}^p = 0,5 \arccos \{ \cos 2\omega_{ш} [\sin^2 (\delta/2) \cos (4\rho - 2\lambda_{ш}) + \cos^2 (\delta/2) \cos 2\lambda_{ш}] - \sin 2\omega_{ш} \sin 2\rho \sin \delta \}, \quad (7)$$

где  $\lambda_{ш}$  — азимут поляризации сигнала, отраженного мутной средой. С другой стороны, решая (4) и (5), получим выражения для азимута  $\lambda_{рез}$  и эллиптичности  $\omega_{рез}$  поляризации информативного сигнала, прошедшего через фазосдвигающую пластинку

$$\lambda_{рез} = 0,5 \arccos \{ \cos 2\omega_p [\sin^2 (\delta/2) \cos (4\rho - 2\lambda_p) + \cos^2 (\delta/2) \cos 2\lambda_p] - \sin 2\omega_p \sin 2\rho \sin \delta \} (\cos 2\omega_{рез})^{-1}; \quad (8)$$

$$\omega_{рез} = 0,5 \arcsin [\sin \delta \cos 2\omega_p \sin (2\rho - 2\lambda_p) + \sin 2\omega_p \cos \delta]. \quad (9)$$

Заметим, что значения параметров поляризации анализируемых компонент фоновой ( $\lambda_{ш}, \omega_{ш}$ ) и информативного ( $\lambda_p, \omega_p$ ) сигналов связаны с параметрами поляризации зондирующего пучка ( $\lambda_0, \omega_0$ ) следующими соотношениями:

$$\lambda_{p(ш)} = 0,5 \arctg [(f_{33} \cos 2\omega_0 \sin 2\lambda_0 + f_{34} \sin 2\omega_0) / (f_{21} + f_{22} \cos 2\omega_0 \cos 2\lambda_0)]; \quad (10)$$

$$\omega_{p(ш)} = 0,5 \arctg [\sin 2\lambda_{p(ш)} (f_{34} \cos 2\omega_0 \sin 2\lambda_0 + f_{44} \sin 2\omega_0) / (f_{33} \cos 2\omega_0 \sin 2\lambda_0 + f_{34} \sin 2\omega_0)]. \quad (11)$$

Таким образом, ОСШ, измеренное непосредственно, без использования поляризационного фильтра, составляет величину

$$\beta_0 = J_c / J_{ш}. \quad (12)$$

Здесь  $J_c$  и  $J_{ш}$  — интенсивности информативной и фоновой компоненты соответственно. Ориентируя быструю ось фазовой пластинки под углом  $\rho$ , а ось анализатора под углом  $\pi/2 + \lambda_{ш}^p$ , можно достичь уровня ОСШ до величины

$$\beta_1 = J_c \cos^2 \gamma / k J_{ш}, \quad (13)$$

где  $k = 10^{-3}$  — уровень интенсивности поляризованной компоненты фоновой сигнала, пропущенного анализатором;  $\gamma$  — угол между осью анализатора и плоскостью поляризации информативного сигнала. Следовательно, коэффициент повышения ОСШ составляет величину

$$\beta = \beta_1 / \beta_0 = 10^3 [1 - \cos (2\lambda_{ш}^p - 2\lambda_{рез}) \cos 2\omega_{рез}]. \quad (14)$$

На рис. 4, а представлены результаты, иллюстрирующие возможности повышения ОСШ методом поляризационной спектроскопии на примере шероховатой германиевой пластины, помещенной в водную мутную среду оптической толщины  $\tau = 0,3$ . Из полученных данных видно, что в максимуме значения  $\beta$  достигают величины  $\sim 10^2$  и характер угловых зависимостей существенно зависит от состояния поляризации ( $\lambda_0$  и  $\omega_0$ ) зондирующего объекта света.

Отсюда вытекает задача отыскания оптимальных значений параметров  $\lambda_0$  и  $\omega_0$ , при которых коэффициент  $\beta$  достигает максимального значения.

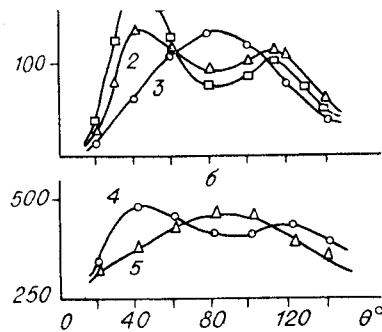


Рис. 4. Зависимость коэффициента ОСШ от угла рассеяния:

$a$  — совокупность кривых коэффициента повышения ОСШ в следующих ситуациях зондирования: 1 —  $\lambda_0 = 30^\circ$ ,  $\omega_0 = 0^\circ$ ; 2 —  $\lambda_0 = 30^\circ$ ,  $\omega_0 = 30^\circ$ ; 3 —  $\lambda_0 = 0^\circ$ ,  $\omega_0 = 45^\circ$ ;  $b$  — кривые 4 и 5, полученные соответственно с учетом (17) и (19)

Первоначально рассмотрим ситуацию линейно поляризованной зондирующей волны. Исследуем функцию  $\beta(\lambda_0)$  на экстремум

$$d\beta/d\lambda_0 = \partial\beta/\partial\Delta \partial\Delta/\partial\lambda_0 + \partial\beta/\partial\omega_{\text{рез}} \partial\omega_{\text{рез}}/\partial\lambda_0 = 0, \quad (15)$$

где  $\Delta = \lambda_{\text{ш}}^p - \lambda_{\text{рез}}$ . Из (15) вытекает, что поляризационно-оптимальными являются условия

$$\Delta \rightarrow \pi/2; \omega \rightarrow 0. \quad (16)$$

Они реализуются в ситуации, если азимут поляризации зондирующего света удовлетворяет соотношению

$$\bar{\lambda}_0 = -0,5 \arctg [(R_{33}x_{21} + R_{21}x_{33})/(R_{33}x_{22} + R_{22}x_{33})]. \quad (17)$$

Рис. 4, б иллюстрирует зависимости  $\beta(\Theta)$ , измеренные в ситуации зондирования, удовлетворяющего условию (17). Сравнение их с кривыми, приведенными на рис. 4, а, обнаруживает существенное повышение коэффициента  $\beta$  во всем диапазоне углов рассеяния.

Применяя фазосдвигающий элемент в поляризационном фильтре, можно оптимизировать метод повышения ОСШ и в ситуации эллиптически поляризованных полей. В этом случае для постоянного азимута поляризации освещающей волны наиболее эффективной будет следующая величина эллиптичности  $\omega_0$ , определяемая из уравнений

$$d\beta/d\omega_0 = \partial\beta/\partial\Delta \partial\Delta/\partial\omega_0 + \partial\beta/\partial\omega_{\text{рез}} \partial\omega_{\text{рез}}/d\omega_0; \quad (18)$$

$$\bar{\omega}_0 = 0,25 \arcsin (a^{-1} \{ (a + b - c) - [(a^2 + b^2 + c^2) + 2(ab - ac - bc) - (a + 2b + 4c)]^{1/2} \}), \quad (19)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= \cos^2 2\lambda_0 (R_{22}x_{22} - R_{33}x_{33}); \\ b &= \cos 2\lambda_0 (R_{22}x_{21} + R_{21}x_{22}); \\ c &= \sin 2\lambda_0 R_{33}x_{34}; \\ d &= R_{21}x_{21}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Сопоставление результатов метода фазовой спектроскопии с данными, полученными при облучении объекта циркулярно поляризованным светом (см. рис. 4, а), показывает и в этой ситуации значительный рост ОСШ.

В результате проведенного исследования можно заключить, что матричный метод, связывающий параметры зондирующего пучка и совокупность элементов матриц Мюллера, описывающих оптические свойства объектов и сред, в которых они находятся, позволяет повышать ОСШ в передаваемом изображении на два порядка.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Ушенко А. Г., Недужко М. А. О возможности диагностики рассеивающих микровключений стокполяриметрическим методом // Оптика и спектроскопия.— 1986.— 60, № 6.

Поступило в редакцию 27 мая 1988 г.