УДК 681.325 : 621.376

П. А. БАКУТ, А. Л. ВОЛЬПОВ, Ю. А. ЗИМИН

Для синтеза оптимальных методов выделения информации, содержащейся в принимаемом световом поле, используется статистический подход на основе анализа функционалов плотности вероятности (ФПВ) [1]. Полученные с его помощью выражения для оптимальной обработки справедливы для оптических полей в скалярном приближении. Однако природа электромагнитных волн векторная, так что они переносят также информацию, содержащуюся в поляризации, изменение которой происходит при отражении волн от предметов [2].

Рассмотрим векторное оптическое поле в плоскости апертуры оптической системы

$$\hat{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}(\rho, t) = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho, t) + \hat{\mathbf{n}}(\rho, t), \tag{1}$$

где

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho, t) = \begin{bmatrix} \varepsilon_x(\rho, t) \\ \varepsilon_y(\rho, t) \end{bmatrix}; \quad \hat{n}(\rho, t) = \begin{bmatrix} n_x(\rho, t) \\ n_y(\rho, t) \end{bmatrix}; \tag{2}$$

$n_x(\rho, t)$, $n_y(\rho, t)$ — взаимно ортогональные компоненты аддитивного полностью некогерентного деполяризованного шума; $\varepsilon_x(\rho, t)$, $\varepsilon_y(\rho, t)$ — ортогональные компоненты поля, отраженного от предмета; ρ — радиус-вектор в плоскости апертуры; t — время.

Нас будет интересовать комплексная амплитуда

$$\hat{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}(\rho) = \int\limits_0^T \int\limits_{-\infty}^{\infty} (\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho, t) + \hat{\mathbf{n}}(\rho, t))\,\delta(\omega - \omega_0)\,dt\,d\omega, \tag{3}$$

к о т о р а я и м е е т с м ы с л поля, пропущенного через интерференционный фильтр с частотой пропускания ω_0 и осредненного по времени T много больше периода колебаний оптического поля $2\pi/\omega_0$.

Тогда можно ввести обозначения

$$\hat{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}(\rho) = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho) + \hat{\mathbf{n}}(\rho), \tag{4}$$

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho) = \begin{bmatrix} \varepsilon_x(\rho) \\ \varepsilon_y(\rho) \end{bmatrix}; \quad \hat{\mathbf{n}}(\rho) = \begin{bmatrix} n_x(\rho) \\ n_y(\rho) \end{bmatrix}. \tag{5}$$

Будем считать компоненты вектора $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\rho)$, $\varepsilon_x(\rho)$ и $\varepsilon_y(\rho)$ реализациями случайного нормального поля, образующегося при отражении от предмета с шероховатой поверхностью. Определим статистические характеристики поля $\hat{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}}(\rho)$:

$$\begin{gathered} \langle \tilde{\varepsilon}_x(\rho) \rangle = \langle \tilde{\varepsilon}_y(\rho) \rangle = 0; \\ \langle \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_x(\rho_2) \rangle = \langle \tilde{\varepsilon}_y(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_y(\rho_2) \rangle = \langle \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_y(\rho_2) \rangle = 0; \\ R_{xx}(\rho_1, \rho_2) = \langle \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_x^*(\rho_2) \rangle = \int\limits_\Omega u_{xx}(\mathbf{r})\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_1 - \rho_2)} d\mathbf{r} + N_0 \delta(\rho_1 - \rho_2); \\ R_{yy}(\rho_1, \rho_2) = \langle \tilde{\varepsilon}_y(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_y^*(\rho_2) \rangle = \int\limits_\Omega u_{yy}(\mathbf{r})\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_1 - \rho_2)} d\mathbf{r} + N_0 \delta(\rho_1 - \rho_2); \\ R_{xy}(\rho_1, \rho_2) = \langle \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1) \tilde{\varepsilon}_y^*(\rho_2) \rangle = \int\limits_\Omega u_{xy}(\mathbf{r})\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_1 - \rho_2)} d\mathbf{r} + N_0 \delta(\rho_1 - \rho_2); \end{gathered} \tag{6}$$

$$R_{yx}(\rho_1-\rho_2)=\langle \tilde{\varepsilon}_x^*(\rho_1)\tilde{\varepsilon}_y(\rho_2)\rangle=\int\limits_{\Omega} u_{yx}(\mathbf{r})\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_2-\rho_1)}d\mathbf{r}+N_0\delta(\rho_1-\rho_2),$$

где $\langle\ \rangle$ — пространственное осреднение (осреднение по реализациям); u_{xx}, u_{yy}, u_{yx}, u_{xy} — элементы матрицы когерентности оптического поля в картинной плоскости предмета [3]; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор в той же плоскости; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны излучения, соответствующая частоте ω_0; R — расстояние от предмета до приемной апертуры; Ω — площадь двумерной проекции предмета на картинную плоскость; N_0 — спектральная плотность интенсивности шума; $R_{\alpha\beta}(\rho_1,\ \rho_2)$ — корреляционные функции компонент векторного поля $\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)$, являющиеся элементами матрицы когерентности $\hat{\mathrm{G}}(\rho_1,\ \rho_2)$. Последние два выражения, относящиеся к корреляции между согласованной и перекрестной компонентами поляризации вектора $\hat{\varepsilon}(\rho)$, следуют из результатов работы [3].

В силу независимости переноса взаимно-ортогональных составляющих комплексного векторного поля n-мерная плотность вероятности $\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)$ будет иметь вид

$$P\left(\tilde{\varepsilon}_{x_1}\ldots\tilde{\varepsilon}_{x_n},\ \tilde{\varepsilon}_{y_1}\ldots\tilde{\varepsilon}_{y_n}\right)=\frac{1}{(2\pi)^{2n}\sqrt{|G_{\alpha\beta jk}|}}\times$$
$$\times\exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{\alpha,\beta}\sum_{j,k=1}^{n}\sum_{j,k=1}^{n}\tilde{\varepsilon}_{\alpha j}W_{\alpha\beta jk}\tilde{\varepsilon}_{\beta k}\right\},\tag{7}$$

где $|G_{\alpha\beta jk}|$ — определитель блочной матрицы когерентности $\hat{\mathrm{G}}$ $2n\times 2n$ вида

$$\hat{G}_{\alpha\beta jk}=\begin{bmatrix} G_{xx11} & \ldots G_{xx1n} & G_{xy1n+1} & \ldots G_{xy12n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{xxn1} & \ldots G_{xxnn} & G_{xynn+1} & \ldots G_{xyn2n} \\ G_{yxn+11} & \ldots G_{yxn+1n} & G_{yyn+1n+1} & \ldots G_{yyn+12n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{yx2n1} & \ldots G_{yx2nn} & G_{yy2nn+1} & \ldots G_{yy2n2n} \end{bmatrix},\tag{8}$$

составленной из корреляционных матриц $R_{\alpha\beta jkl}$; j, k соответствуют пространственным областям ρ_j, ρ_k площадью Δ; $W_{\alpha\beta jk}$ — элементы матрицы, обратной $\hat{\mathrm{G}}$. Осуществляя предельный переход [4] при $\substack{n\to\infty\\ \Delta\to 0}$ $(\Delta=\Omega_0/n$; Ω_0 — площадь приемной апертуры оптической системы), получим ФПВ векторного поля $\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)$:

$$F\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)\}=k_0\exp\left\{-\frac{1}{2}\int\limits_{\Omega_0}\int\limits_{\Omega_0}\hat{\tilde{\varepsilon}}^T(\rho_1)\,\hat{W}(\rho_1,\ \rho_2)\,\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho_2)\,d\rho_1 d\rho_2\right\},\tag{9}$$

где матрица $\hat{\mathrm{W}}(\rho_1,\ \rho_2)$ определяется из решения матричного уравнения

$$\int\limits_{\Omega_0}\hat{\mathrm{G}}(\rho_1,\ \rho_3)\,\hat{\mathrm{W}}(\rho_2,\ \rho_3)\,d\rho_3=\hat{\Delta}(\rho_1-\rho_2),\tag{10}$$

здесь k_0 — коэффициент, зависящий от N_0, времени регистрации T и отношения сигнал/шум q; $\hat{\Delta}(\rho_1-\rho_2)$ — матрица 2×2, элементы которой равны $\delta(\rho_1-\rho_2)$.

По аналогии с [4] будем искать $\hat{\mathrm{W}}(\rho_1,\ \rho_2)$ в виде

$$\hat{\mathrm{W}}(\rho_1,\ \rho_2)=\int\limits_{\Omega}\int\limits_{\Omega}\hat{\mathrm{V}}(\mathbf{r}_1,\ \mathbf{r}_2)\,e^{i\frac{k}{R}(\mathbf{r}_1\rho_1-\mathbf{r}_2\rho_2)}d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2+\frac{1}{N_0}\hat{\Delta}_0(\rho_1-\rho_2),\tag{11}$$

где $\hat{\Delta}_0$ — нормированная матрица когерентности шума;

$$\frac{\hat{\mathrm{n}}}{N_0}(\rho_1,\ \rho_2)=\hat{\Delta}_0(\rho_1-\rho_2)=\begin{bmatrix}\delta(\rho_1-\rho_2) & 0\\ 0 & \delta(\rho_1-\rho_2)\end{bmatrix}.\tag{12}$$

Подставляя (11) и (6) в (10), получим при хорошем разрешении приемной оптической системы [1] (т. е. когда $\int\limits_{\Omega_0} \exp\left[i \frac{k}{R} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho\right] d\rho \to \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$) матрицу

$$\widehat{\mathbf{V}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2N_0^2} = \begin{bmatrix} \dfrac{u_{xx}(\mathbf{r})}{1 + \dfrac{T}{4N_0} u_{xx}(\mathbf{r})} & \dfrac{u_{xy}(\mathbf{r})}{1 + \dfrac{T}{4N_0} u_{xy}(\mathbf{r})} \\ \dfrac{u_{yx}(\mathbf{r})}{1 + \dfrac{T}{4N_0} u_{yx}(\mathbf{r})} & \dfrac{u_{yy}(\mathbf{r})}{1 + \dfrac{T}{4N_0} u_{yy}(\mathbf{r})} \end{bmatrix}. \tag{13}$$

Далее, подставляя (13) в (11), а затем результат — в (9), можно выразить ФПВ векторного поля в виде

$$\begin{aligned} F\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)\} = k_0 \exp\Bigg\{ &-\frac{1}{2} \int\limits_{\Omega} V_{xx}(\mathbf{r}) \left| \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_x(\rho)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho} d\rho \right|^2 d\mathbf{r} - \\ &-\frac{1}{2} \int\limits_{\Omega} V_{xy}(\mathbf{r}) \int\limits_{\Omega_0} \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1)\, \tilde{\varepsilon}_y^*(\rho_2)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_1 - \rho_2)} d\rho_1 d\rho_2 d\mathbf{r} - \\ &-\frac{1}{2} \int\limits_{\Omega} V_{yx}(\mathbf{r}) \int\limits_{\Omega_0} \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_x^*(\rho_1)\, \tilde{\varepsilon}_y(\rho_2)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_2 - \rho_1)} d\rho_1 d\rho_2 d\mathbf{r} - \\ &-\frac{1}{2} \int\limits_{\Omega} V_{yy}(\mathbf{r}) \left| \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_y(\rho)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho} d\rho \right|^2 d\mathbf{r} \Bigg\}, \end{aligned} \tag{14}$$

где $V_{\alpha\beta}$ — элементы матрицы (13).

Если поверхность предмета статистически изотропна, то для антидиагональных элементов матрицы когерентности светового поля в картинной плоскости выполняется соотношение

$$u_{xy}(\mathbf{r}) = u_{yx}^*(\mathbf{r}).$$

В этом случае информация, содержащаяся во втором и третьем членах (14), одна и та же и ее можно объединить. Таким образом, для оптимальной обработки векторного случайного поля, отраженного от предмета с шероховатой поверхностью, необходимо сформировать три величины

$$\begin{aligned} z_1 &= \int\limits_{\Omega} V_{xx}(\mathbf{r}) \left| \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_x(\rho)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho} d\rho \right|^2 d\mathbf{r}; \\ z_2 &= \int\limits_{\Omega} V_{yy}(\mathbf{r}) \left| \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_y(\rho)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho} d\rho \right|^2 d\mathbf{r}; \\ z_3 &= \int\limits_{\Omega} V_{xy}(\mathbf{r}) \int\limits_{\Omega_0} \int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_x(\rho_1)\, \varepsilon_y^*(\rho_2)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}(\rho_1 - \rho_2)} d\rho_1 d\rho_2 d\mathbf{r}. \end{aligned} \tag{15}$$

Физически реализовать величины z_1 и z_2 можно следующим образом (рис. 1, *а*). Из векторного поля $\hat{\varepsilon}(\rho, t)$ с помощью поляроида *1* выделяется компонента $\varepsilon_\alpha(\rho, t)$. Поле $\varepsilon_\alpha(\rho, t)$ в плоскости апертуры пропускается через интерференционный светофильтр *2* с оптической частотой пропускания ω_0, затем преобразуется по Фурье в плоскость изображения линзой *3*, где установлена маска-эталон $\sqrt{V_{\alpha\alpha}(\mathbf{r})}$ *4*. Затем регистрируется интегральная интенсивность за время T с помощью ФЭУ *6*, на фотокатод которого поле собирается конденсором *5*.

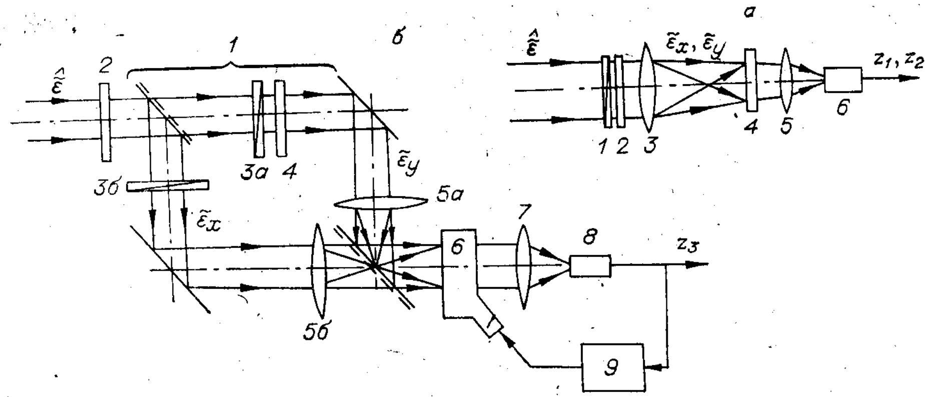

Рис. 1. Схема оптимальной обработки поля, отраженного от предмета с шероховатой поверхностью:

а — прием согласованной и перекрестной компонент поляризации; *б* — прием поля при корреляции между согласованной и перекрестной компонентами поляризации.

Величина z_3 формируется аналогичным образом (рис. 1, *б*), но маска-эталон в этом случае является амплитудно-фазовой, и пропускается через нее не обычное изображение, а результат взаимодействия $\tilde{\varepsilon}_x(\boldsymbol{\rho})$ с $\tilde{\varepsilon}_y^*(\boldsymbol{\rho})$ в плоскости изображений

$$u_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E_x(\mathbf{r}_1) E_y^*(\mathbf{r}_2) \rangle,$$

где

$$E_\alpha(\mathbf{r}) = \int\limits_{\Omega_\rho} \varepsilon_\alpha(\boldsymbol{\rho}) e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\boldsymbol{\rho}} d\boldsymbol{\rho}. \tag{16}$$

Сформировать u_{xy} можно, например, в интерферометре Маха — Цандера *1*. Падающее векторное поле $\hat{\hat{\varepsilon}}(\boldsymbol{\rho}, t)$ после интерференционного светофильтра на частоте ω_0 *2* в интерферометре разделяется на два плеча. Затем в плечах выделяется $\tilde{\varepsilon}_x(\boldsymbol{\rho})$ и $\tilde{\varepsilon}_y(\boldsymbol{\rho})$ с помощью поляроидов *3а* и *3б*. После этого в одном плече происходит поворот плоскости поляризации поля $\tilde{\varepsilon}_y(\boldsymbol{\rho})$ на $\pi/2$ с помощью пластины $\lambda/2$ *4*. Линзы *5а* и *5б* осуществляют преобразование Фурье полей $\tilde{\varepsilon}_x$ и $\tilde{\varepsilon}_y$ в плоскость изображения, совпадающую с выходной плоскостью интерферометра. Там поле, равное сумме полей $\tilde{\varepsilon}_x$ и $\tilde{\varepsilon}_y$, пропускается через маску-эталон $\sqrt{|V_{xy}(\mathbf{r})|}\, e^{i \arg (V_{xy}(\mathbf{r}))}$, сформированную на амплитудно-фазовом, управляемом из ЭВМ *9* транспаранте *6*. Затем поле собирается конденсором *7* на ФЭУ *8*. В этом случае формируемый на фотокатоде ФЭУ сигнал пропорционален

$$J_1 \sim \int\limits_\Omega \int\limits_\Omega \left(\langle E_x(\mathbf{r}_1) E_x^*(\mathbf{r}_2) \rangle + \langle E_y(\mathbf{r}_1) E_y^*(\mathbf{r}_2) \rangle + 2 \langle E_x(\mathbf{r}_1) E_y^*(\mathbf{r}_2) \rangle \right) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \tag{17}$$

где E_α определяется из (16). Удаление пластины $\lambda/2$ из интерферометра нарушает корреляцию между взаимно-ортогональными компонентами поля. В этом случае сигнал на фотокатоде ФЭУ будет пропорционален

$$J_2 \sim \int\limits_\Omega \int\limits_\Omega \left(\langle E_x(\mathbf{r}_1) E_x^*(\mathbf{r}_2) \rangle + \langle E_y(\mathbf{r}_1) E_y^*(\mathbf{r}_2) \rangle \right) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \tag{18}$$

Искомая величина z_3 определяется как разность $J_1 - J_2$.

Рассмотрим случай пространственно-когерентного векторного поля, например, отраженного от гладкого (зеркального) предмета.

Модель поля в картинной плоскости можно представить в виде [1]

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = E_0 \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) e^{i\varphi_0}, \tag{19}$$

где E_0, φ_0 — независимые случайные величины. В плоскости апертуры приемной оптической системы будем иметь векторное поле

$$\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho, t) = E_0 \hat{\varepsilon}(\rho, t)\, e^{i\varphi_0} + \hat{n}(\rho, t) = E_0 e^{i\varphi_0} \int\limits_{\Omega} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho}\, d\mathbf{r} + \hat{\mathbf{n}}(\rho, t) \tag{20}$$

и при учете условия (2)

$$\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho) = E_0 e^{i\varphi_0} \int \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})\, e^{i\frac{k}{R}\mathbf{r}\rho}\, d\mathbf{r} + \hat{\mathbf{n}}(\rho). \tag{21}$$

шума $\hat{\mathbf{n}}(\rho)$ [1]. Подставляя $\hat{\mathbf{n}}(\rho)$ в (9) и проводя дальнейшие выкладки по аналогии с (10) и (11), получим

$$\hat{\mathbf{W}}(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{N_0}\begin{bmatrix} \delta(\rho_1 - \rho_2) & 0 \\ 0 & \delta(\rho_1 - \rho_2) \end{bmatrix}. \tag{23}$$

Подставляя (23) в (9), найдем условный ФПВ, зависящий от случайных параметров E_0 и φ_0:

$$\tilde{F}\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)/E_0, \varphi_0\} = k_0 \exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{\alpha,\beta}\left(\left|\int\limits_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}_{\alpha,\beta}(\rho)\, d\rho\right|^2 - \frac{1}{N_0}\int\limits_{\Omega_0} n^2_{\alpha,\beta}(\rho)\, d\rho\right)\right\}, \tag{24}$$

где $\alpha, \beta = x, y$. Нас интересуют операции, осуществляемые над комплексной амплитудой поля. Поэтому, обозначив первый член в (24) через A, выразим составляющие шума $n_{\alpha,\beta}$ из (21) в виде

$$\begin{aligned} n_x(\rho) &= \tilde{\varepsilon}_x(\rho) - \varepsilon_x(\rho)\, E_0 e^{i\varphi_0}; \\ n_y(\rho) &= \tilde{\varepsilon}_y(\rho) - \varepsilon_y(\rho)\, E_0 e^{i\varphi_0}. \end{aligned} \tag{25}$$

Тогда условный ФПВ представляется в форме

$$\begin{aligned} \tilde{F}\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)/E_0, \varphi_0\} = k_0 \exp\Bigg\{ &-A - \frac{1}{2N_0}\int\limits_{\Omega_0}\left[\tilde{\varepsilon}^2_x(\rho) + \tilde{\varepsilon}^2_y(\rho)\right] d\rho - q_0 E_0^2 + \\ &+ \frac{E_0 e^{i\varphi_0}}{N_0}\int\limits_{\Omega_0}\left[\varepsilon^*_x(\rho)\,\tilde{\varepsilon}_x(\rho) + \varepsilon^*_y(\rho)\,\tilde{\varepsilon}_y(\rho)\right] d\rho\Bigg\}, \end{aligned} \tag{26}$$

где

$$q_0 = \frac{1}{4N_0}\int\limits_{\Omega_0}\left[|\varepsilon_x(\rho)|^2 + |\varepsilon_y(\rho)|^2\right] d\rho.$$

Для определения безусловного ФПВ воспользуемся методом максимального правдоподобия [4], с помощью которого найдем оценки E_0 и φ_0. Для этого необходимо решить два уравнения

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial\varphi_0}\ln \hat{F}\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)/E_0, \varphi_0\} = 0; \\ &\frac{\partial}{\partial E_0}\ln \tilde{F}\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)/E_0, \varphi_0\} = 0. \end{aligned} \tag{27}$$

Подставляя значение ФПВ (26), получим после решения (27) безусловный ФПВ

$$\begin{aligned} F\{\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho)\} = k_0 \exp\Bigg\{ &-A - \frac{1}{2N_0}\int\limits_{\Omega_0}\left[\tilde{\varepsilon}^2_x(\rho) + \tilde{\varepsilon}^2_y(\rho)\right] d\rho + \\ &+ \frac{1}{4N_0^2 q_0}\left[\left|\int\limits_{\Omega_0}\varepsilon^*_x(\rho)\,\tilde{\varepsilon}_x(\rho)\, d\rho\right|^2 + \left|\int\limits_{\Omega_0}\varepsilon^*_y(\rho)\,\tilde{\varepsilon}_y(\rho)\, d\rho\right|^2\right]\Bigg\}. \end{aligned} \tag{28}$$

Таким образом, оптимальная обработка векторного пространственно-когерентного поля сводится к формированию двух величин

$$z_1 = \left| \int_{\Omega_0} \varepsilon_x^* (\rho) \tilde{\varepsilon}_x (\rho) \, d\rho \right|^2; \quad z_2 = \left| \int_{\Omega_0} \varepsilon_y^* (\rho) \tilde{\varepsilon}_y (\rho) \, d\rho \right|^2, \tag{29}$$

т. е. к векторной согласованной фильтрации.

Величины z_1 и z_2 физически реализуемы с помощью голографической согласованной фильтрации Ван дер Люгта отдельно для каждой компоненты поля: $\varepsilon_x(\rho)$ и $\varepsilon_y(\rho)$. Однако при регистрации и восстановлении голограмм между ε_x и ε_y должна сохраняться точная разность фаз на протяжении всего эксперимента, что практически трудно реализовать [5]. Большего результата, по-видимому, можно добиться, проводя голографическую согласованную фильтрацию одновременно обеих компонент векторного поля в средах с векторным откликом [6]. В этом случае сразу формируется сумма $z_1 + z_2$ (рис. 2). Векторное эталонное поле $\hat{\varepsilon}_0(\rho, t)$ проходит через интерференционный светофильтр *1* с оптической частотой пропускания ω_0, затем происходит голографическая регистрация его комплексной амплитуды $\hat{\varepsilon}_0(\rho)$ с линейно поляризованной под углом 45° опорной волной ε^0 в среде с векторным откликом *2*. Восстанавливается голограмма объектным полем $\hat{\tilde{\varepsilon}}(\rho, t)$, пропущенным через светофильтр *1*.

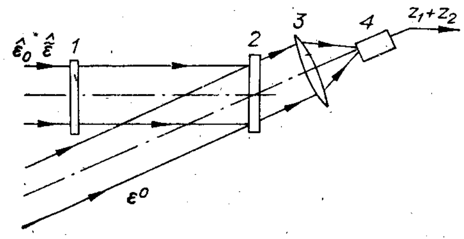

Рис. 2. Схема оптимальной обработки поля, отраженного от предмета с зеркальной поверхностью.

Прошедшее голограмму поле преобразуется по Фурье линзой *3*, и в фурье-плоскости происходит регистрация корреляции полей $\hat{\varepsilon}_0(\rho) \otimes \otimes \tilde{\varepsilon}(\rho)$ с помощью ФЭУ *4*, что дает искомый сигнал $z_1 + z_2$.

Таким образом, учет векторного характера оптического поля позволяет изменить структуру его оптимальной обработки по сравнению со скалярным полем, что дает дополнительную информацию о предметах, которая в дальнейшем может быть использована для их идентификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Троицкий И. Н., Устинов Н. Д.** Статистическая теория голографии.— М.: Радио и связь, 1981.
2. **Устинов Н. Д. и др.** Формирование поляризационной структуры поля при отражении от шероховатых поверхностей.— Опт. и спектр., 1985, т. 58, № 6.
3. **Устинов Н. Д. и др.** Поляризационные характеристики отраженного когерентного света.— Квант. электроника, 1984, т. 11, № 1, с. 142.
4. **Бакут П. А. и др.** Вопросы статистической теории радиолокации/Под ред. Г. П. Тартаковского.— М.: Сов. радио, 1963, т. 1.
5. **Дерюгин И. А., Курашов В. Н., Поданчук Д. В., Хорошков Ю. В.** Исследование поляризационных характеристик объектов голографическими методами.— Проблемы голографии, 1973, № 2, с. 227.
6. **Какичашвили Ш. Д.** Обобщенная теория поляризационной голографической записи.— В кн.: Материалы 9-й Всесоюзн. школы по голографии. Тбилиси, 1977.

Поступила в редакцию
18 октября 1984 г.