УДК 621.373.8

А. Л. ВОЛЬПОВ, Ю. А. ЗИМИН, А. И. ТОЛМАЧЕВ
(Москва)

ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИНТЕРФЕРОГРАММ, ПОЛУЧЕННЫХ В НЕКОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

Изображения удаленных объектов, наблюдаемых через турбулентную атмосферу, являются существенно искаженными. Для восстановления изображений за время замороженности атмосферы необходимо измерять атмосферные фазовые искажения полезного сигнала. При наблюдении объектов неизвестной формы оценка фазовых искажений является сложной задачей [1, 2]. В данной работе предлагается простая оценка атмосферных фазовых искажений для обработки интерферограмм сдвига, полученных в некогерентном свете.

Интенсивность интерферограммы сдвига, зарегистрированной в плоскости приемной апертуры, равна [3]

$$I'(\rho) = I'_c(\rho) + I'_0 + n'(\rho), \tag{1'}$$

где равномерная фоновая засветка I'_0 не играет роли при определении атмосферных фазовых искажений $\varphi(\rho)$ (ρ — координата в плоскости приема). Шум $n'(\rho)$ в силу предельной теоремы теории вероятности является гауссовым [4] со статистикой $\langle n'(\rho)\rangle = 0$, $\langle n'(\rho_1)n'(\rho_2)\rangle \equiv N_0\delta(\rho_1-\rho_2)$, где N_0 — спектральная плотность шума. Сигнальная составляющая, несущая информацию о фазовых искажениях, имеет вид

$$I'_c(\rho) = d\,\mathrm{Re}\left\{e^{i\varphi(\rho)-i\varphi(\rho+\mathbf{l})+i\alpha+i\arg\mathscr{F}_0(\mathbf{l})}\right\}, \tag{2'}$$

где α — фазовое рассогласование плеч интерферометра; $\mathbf{l}$ — вектор сдвига; d — амплитуда полезного сигнала на входе интерферометра ($d \sim |\mathscr{F}_0(\mathbf{l})|$); $\mathscr{F}_0(\mathbf{l})$ — пространственный спектр Фурье неискаженного изображения объекта. Для однозначной интерпретации фазовой информации, содержащейся в интерферограмме, удобно использовать комплексный сигнал. Его находят либо путем аналитического продолжения, либо с помощью регистрации еще одной интерферограммы при внесении дополнительного фазового рассогласования плеч $\pi/2$. Обобщая (1′) и (2′), будем иметь

$$I(\rho) = I_c(\rho) + I_0 + n(\rho), \tag{1}$$

$$I_c(\rho) = de^{\,i\varphi(\rho)-i\varphi(\rho+\mathbf{l})+ib} \tag{2}$$

где $b = \alpha + \arg\mathscr{F}_0(\mathbf{l})$, а I, I_c, I_0, n — комплексные величины. Оптимальная оценка атмосферных фазовых искажений получается из логарифма функционала плотности вероятности, записанного для гауссова шума $n(\rho)$ [5], путем вариационного дифференцирования [6]

$$\frac{\delta \ln F}{\delta\varphi(\rho)} = \frac{\delta}{\delta\varphi(\rho)}\left[\int |n(\rho_1)|^2\, d\rho_1\right] = 0. \tag{3}$$

Дифференцирование приводит к соотношению

$$I_m\left\{[I(\rho) - I_0 - I_c(\rho)]^*\, e^{i\widehat{\varphi}(\rho)-i\widehat{\varphi}(\rho+\mathbf{l})+ib} - \right.$$
$$\left. - [I(\rho-\mathbf{l}) - I_0 - I_c(\rho-\mathbf{l})]^*\, e^{i\widehat{\varphi}(\rho-\mathbf{l})-i\widehat{\varphi}(\rho)+ib}\right\} = 0. \tag{4}$$

В случае малых шумов $|n(\rho)| \ll d$ из (4) находим оценку максимального правдоподобия

$$\widehat{S}(\rho) = 2\widehat{\varphi}(\rho) - \widehat{\varphi}(\rho+\mathbf{l}) - \widehat{\varphi}(\rho-\mathbf{l}) = \arg A(\rho) - \arg A(\rho-\mathbf{l}), \tag{5}$$

где $A(\rho) = \dfrac{I(\rho) - I_0}{d}$. При небольших сдвигах $\mathbf{l}$ (по сравнению с радиусом корреляции атмосферных фазовых искажений ρ_0) величина $S(\rho)$ является аналогом второй частной производной от функции $\varphi(\rho)$ в направлении вектора $\mathbf{l}$. По вторым производным (т. е. по $S(\rho)$) можно с точностью до наклона, несущественного для задачи распознавания, восстановить саму функцию атмосферных фазовых искажений. Отметим, что оценка (5) не зависит от формы объекта наблюдения, так как в ней отсутствует параметр $b = \alpha + \arg\mathscr{F}_0(\mathbf{l})$. Поэтому данной оценкой удобно пользоваться в условиях априорной неопределенности относительно геометрии наблюдаемого объекта.

Потенциальная точность измерения $\varphi(\rho)$ характеризуется величиной [5]

$$W(\rho_1, \rho_2) = \left\langle \frac{\delta \ln F}{\delta\varphi(\rho_1)}\frac{\delta \ln F}{\delta\varphi(\rho_2)}\right\rangle =$$
$$= \frac{4d^2}{N_0}\left\{\delta(\rho_1-\rho_2) - \frac{1}{2}\delta(\rho_1-\rho_2+\mathbf{l}) - \frac{1}{2}\delta(\rho_1-\rho_2-\mathbf{l})\right\}. \tag{6}$$

нужно выбирать значения сдвига, меньшие характерного размера изменения объектного поля в плоскости приема. Для этого требуется знать примерный угловой размер объекта (но не форму). Величина $q = \frac{2\rho_0 d}{N_0^{1/2}}$ представляет отношение сигнал/шум на входе интерферометра, т. е. $\sigma_\varphi \sim q^{-1}$. Оценим предельные энергетические возможности описанного измерения фазовых искажений. При малых интенсивностях сигнала отношение сигнал/шум ограничивается квантовым характером излучения и равно $q \sim (n_0 \tau_{\text{опт}} \gamma)^{-1/2}$, где n_0 — число квантов, попадающих на площадку ρ_0^2 за время регистрации T, $\tau_{\text{опт}}$ — пропускание оптической системы, γ — квантовый выход фотоприемника. Задавшись точностью измерений $\sigma_\varphi = 0{,}2\pi$ и полагая $\tau_{\text{опт}} = 0{,}5$, $\gamma = 0{,}1$, имеем $n_0 = 50$. Используя результаты работы [7], в случае спектрального фильтра с полосой $\Delta\lambda = 0{,}05$ мкм и пропускания атмосферы $\tau_{\text{атм}} = 0{,}7$, $T = 10^{-3}$ с, $\rho_0 = 6$ см, получим, что число квантов $n_0 = 50$ отвечает яркости космических объектов $m_1^* \simeq 7$ (выраженной в звездных величинах).

По измерениям функции атмосферных фазовых искажений $\varphi(\boldsymbol{\rho})$ можно найти атмосферно-линзовую передаточную функцию $H(\mathbf{f})$, где $\mathbf{f}$ — пространственная частота. Если одновременно регистрируется и изображение объекта, то неискаженное изображение восстанавливается по формуле $I_{\text{об}} = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}(\mathbf{f})/H(\mathbf{f})\}$, где $\mathcal{F}^{-1}$ — обратное преобразование Фурье, $\mathcal{F}(\mathbf{f})$ — пространственный спектр зарегистрированного изображения.

Таким образом, по наблюдениям в течение времени замороженности атмосферы можно построить неискаженные изображения космических объектов 7-й звездной величины.

Для дальнейшего повышения энергетических возможностей можно использовать серию из N описанных короткоэкспозиционных регистраций. Нетрудно показать, что в этом случае оценка максимального правдоподобия пространственного спектра определяется соотношением

$$\widehat{\mathcal{F}}_0(\mathbf{f}) \sum_{i=1}^{N} |H_i|^2 = \sum_{i=1}^{N} \mathcal{F}_i H_i^* \qquad (7)$$

и допустимая яркость космических объектов равна $m_N^* = m_1^* + 2{,}5 \log N$. Например, для $N = 100$ это дает $m_{100}^* = 12$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сафронов А. Н., Троицкий И. Н., Харитонова О. И.** Синтез адаптивных алгоритмов параллельной коррекции искаженных волновых фронтов // Автометрия.— 1982.— № 5.
2. **Матвеев И. Н., Сафронов А. Н., Троицкий И. Н., Устинов Н. Д.** Адаптация в информационных оптических системах/Под ред. Н. Д. Устинова.— М.: Радио и связь, 1984.
3. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
4. **Вентцель Е. С.** Теория вероятностей.— М.: Наука, 1969.
5. **Левин Б. Р.** Теоретические основы статистической радиотехники.— М.: Сов. радио, 1975.— Т. 2.
6. **Татарский В. И.** Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
7. **Бакут П. А., Свиридов К. Н., Устинов Н. Д.** Методика оценки возможностей оптимального приема при обнаружении астрофизических объектов через турбулентную атмосферу // Квантовая электрон.— 1981.— Т. 8, № 2.

Поступило в редакцию 17 марта 1987 г.