

Р.С. Иргизов, А.А. Ковалев, В.М. Никитин

**АКТИВНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ
В УСЛОВИЯХ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ СИГНАЛОВ**

Предложен неитерационный метод восстановления искаженных турбулентной атмосферой когерентных изображений, не требующий опорного источника в области объекта. Основой метода является пространственно-временная модуляция зондирующего сигнала за время замороженности атмосферы выбранной пространственно-временной функцией. Такая модуляция позволяет отселектировать неизменные во времени фазовые искажения, вносимые в сигнальное поле турбулентной атмосферой.

Рассмотрены возможные варианты реализации предложенного активного метода. Один из вариантов иллюстрируется результатами математического моделирования.

Восходящие к работам Гудмена и Уотерса [1—3] голографические методы восстановления искаженных турбулентной атмосферой изображений предполагают, в частности, итерационные (многоцикловые) методы формирования опорного сигнала в плоскости лоцируемого объекта. При этом активно формируется опорный источник, а само изображение восстанавливается пассивно. Однако имеют место условия [3], при которых гарантировать сходимость процесса итераций не представляется возможным. Естественно возникает вопрос о возможности формирования опорного сигнала в плоскости приемной и передающей апертур, где на него можно активно воздействовать. Следует ожидать, что в этом случае можно исключить необходимость многоцикловости.

В статье предлагается метод, не требующий ни многоцикловых методов формирования опорного источника, ни статистических алгоритмов апостериорной обработки, основанный на идее применения сложных пространственно-временных зондирующих сигналов.

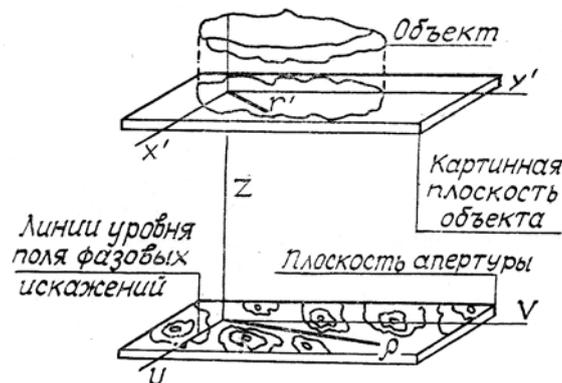


Рис. 1. Взаимное положение объекта, апертуры и поля фазовых искажений

Пусть в плоскости совмещенной приемопередающей апертуры (рис. 1) сформирован некоторый пространственно-временной зондирующий сигнал

$$\epsilon_{z.c}(\rho, t) = \Phi(\rho, t), \tag{1}$$

возможные реализации которого установим из последующих рассуждений. Здесь ρ — пространственная координата в плоскости апертуры. В этом случае в приближениях Фраунгофера и тонкого фазового экрана [4] в картинной плоскости объекта после его облучения формируется поле вида

$$E_c(r', t) = \frac{1}{iR} \exp\left(j \frac{kr'^2}{2R}\right) E'(r') \int d\rho \exp\left(j \frac{k}{R} r' \rho\right) \exp(j\varphi_{a1}(\rho)) \Phi(\rho, t), \tag{2}$$

где λ — длина волны; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; R — дальность до объекта; $\varphi_{a1}(\rho)$ — фазовые искажения, внесенные турбулентной атмосферой при передаче сигнала; r' — пространственная координата в плоскости объекта; $E'(r')$ — изображение объекта. В дальнейшем будем считать подлежащим восстановлению сигнал вида

$$E(r') = \frac{1}{\lambda R} \exp\left(j \frac{kr'^2}{2R}\right) E'(r'). \tag{3}$$

Обозначая $r = kr'/R$, сводим математическую модель к преобразованию Фурье. С учетом принятых обозначений в плоскости апертуры при приеме рассеянного объектом сигнала получим распределение поля

$$\varepsilon_c(\rho, t) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int dr \exp(jr\rho) E_c(r, t), \quad (4)$$

где $\varphi_{a2}(\rho)$ — фазовые искажения при приеме, в общем случае не равные искажениям при передаче. Последнее выражение можно записать в виде

$$\varepsilon_c(\rho, t) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int d\rho' \varepsilon(\rho - \rho') \exp(j\varphi_{a1}(\rho)) \Phi(\rho, t) \quad (5)$$

с учетом соотношения (2), (3) и теоремы о свертке [5], где $\varepsilon(\rho)$ — пространственный спектр поля $E(r)$.

Поскольку временная зависимость сигнала привнесена произвольно выбранной модуляцией, в чем и состоит основной замысел активного восстановления, то избавиться от нее можно путем преобразования, снижающего степень интегрального уравнения (5). Наиболее очевидным решением в этой связи представляется выбор в качестве $\Phi(\rho, t)$ некоторой «бегущей» δ -функции. Однако более общей процедурой оказывается взвешенное интегрирование принятого сигнала вида

$$\varepsilon(\rho, \Delta\rho) = \int dt \varepsilon_c(\rho, t) \Phi^*(\Delta\rho, t) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \varepsilon(\rho + \Delta\rho) \exp(j\varphi_{a1}(\Delta\rho)) \quad (6)$$

в предположении ортогональности функции $\Phi(\rho, t)$

$$\Phi(\rho, t) = \int dt \Phi(\rho_1, t) \Phi^*(\rho_2, t) = \delta(\rho_1 - \rho_2), \quad (7)$$

где $\Delta\rho$ — малый пространственный вектор в плоскости апертуры; $\delta(\rho)$ — δ -функция Дирака.

Уравнение (6) содержит две неизвестные функции от координаты ρ , из которых $\varphi_{a2}(\rho)$ описывает мультипликативную помеху, а $\varepsilon(\rho)$ — пространственный спектр искомого изображения. Дополним поэтому (6) до системы из двух уравнений, манипулируя $\Delta\rho$, например так:

$$\begin{cases} \varepsilon(\rho, \Delta\rho) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \varepsilon(\rho + \Delta\rho) \exp(j\varphi_{a1}(\Delta\rho)), \\ \varepsilon(\rho, 0) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \varepsilon(\rho + 0) \exp(j\varphi_{a1}(0)), \end{cases} \quad (8)$$

которая для фазы сигналов примет вид

$$\begin{cases} \psi(\rho, \Delta\rho) = \varphi_{a2}(\rho) + \varphi(\rho + \Delta\rho) + \varphi_{a1}(\Delta\rho), \\ \psi(\rho, 0) = \varphi_{a2}(\rho) + \varphi(\rho + 0) + \varphi_{a1}(0). \end{cases} \quad (9)$$

Разрешая (9) относительно $\varphi(\rho)$, получим

$$\varphi(\rho + \Delta\rho) - \varphi(\rho + 0) = \psi(\rho, \Delta\rho) - \psi(\rho, 0) - (\varphi_{a1}(\Delta\rho) - \varphi_{a1}(0)). \quad (10)$$

Следует заметить, что разность фаз $\psi(\rho, \Delta\rho) - \psi(\rho, 0)$ измерима, причем выделить ее можно, оперируя с сигналами $\varepsilon(\rho, \Delta\rho)$ и $\varepsilon(\rho, 0)$, так как

$$\psi(\rho, \Delta\rho) - \psi(\rho, 0) = \arg(\varepsilon(\rho, \Delta\rho) \varepsilon^*(\rho, 0)).$$

Видно, что по содержанию (10) аналогично дифференциальному уравнению вида

$$\frac{d\varphi(\rho)}{d\rho} = \frac{d\psi(\rho, \rho')}{d\rho'} \Big|_{\rho'=0} - \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \Big|_{\rho=0}, \quad (11)$$

решение которого очевидно,

$$\varphi(\rho) = \int_0^\rho d\rho'' \left. \frac{d\psi(\rho'', \rho')}{d\rho'} \right|_{\rho'=0} - \left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0} \cdot \rho + C. \quad (12)$$

Здесь C — случайная фаза; $\left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0}$ — неизвестный наклон волнового фронта.

Таким образом, незнание разностной константы $(\varphi_{a1}(\Delta\rho) - \varphi_{a1}(0))$, связанной с $\left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0}$, сводится при становлении к некоторому смещению изображения, что в рассматриваемой постановке задачи оказывается несущественным.

Реализация предложенного метода активного восстановления изображений возможна в корреляционном приемнике, непосредственно осуществляющем, преобразование (6). Очевидно, что к (8) и (9) приводит не только корреляционная, но и фильтровая обработка. В самом деле, пусть в качестве $\Phi(\rho, t)$ выбрана пространственно-временная гармоника вида

$$\Phi(\rho, t) = \exp(j(\Omega\rho - \omega_g)t), \quad (13)$$

где Ω — пространственно-временная частота; ω_g — некоторая частотная «добавка».

В результате подстановки (13) в соотношения (2)–(4) в плоскости приемной апертуры получим сигнал вида

$$\varepsilon_c(\rho, t) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int d\rho' \varepsilon(\rho - \rho') \exp(j\varphi_{a1}(\rho')) \exp(j(\Omega\rho' - \omega_g)t), \quad (14)$$

временной спектр которого

$$\varepsilon_c(\rho, \omega) = \int dt \exp(j\omega t) \varepsilon_c(\rho, t) \quad (15)$$

с учетом соотношения (14) имеет вид

$$\varepsilon_c(\rho, \omega) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int d\rho' \varepsilon(\rho - \rho') \exp(j\varphi_{a1}(\rho')) \delta(\omega + \Omega\rho' - \omega_g). \quad (16)$$

Настраивая фильтр на частоту $\omega_{\Delta\rho}$, получим

$$\varepsilon_f(\rho, t) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \exp(-j\omega_{\Delta\rho} t) \exp\left(j\varphi_{a1}\left(\frac{\Omega(\omega_{\Delta\rho} - \omega_g)}{|\Omega|^2}\right)\right) \varepsilon\left(\rho + \left(\frac{\Omega(\omega_{\Delta\rho} - \omega_g)}{|\Omega|^2}\right)\right). \quad (17)$$

Выбирая

$$\begin{cases} \frac{\Omega(\omega_{\Delta\rho 1} - \omega_g)}{|\Omega|^2} = \Delta\rho, \\ \frac{\Omega(\omega_{\Delta\rho 2} - \omega_g)}{|\Omega|^2} = 0, \end{cases} \quad (18)$$

приходим к системе уравнений, аналогичной (8). Исключить же временную зависимость можно, например, соответствующим гомодинированием.

Качественный анализ полученных соотношений приводит к выводу, что восстановление достигается за счет управления положением спектра оцениваемого изображения независимо от мультипликативной помехи.

Изменение положения спектра сигнала в силу свойств преобразования Фурье [5] эквивалентно наличию линейного фазового сдвига в области сигнала. Последнего можно добиться, варьируя пространственную координату зондирующего точечного источника, что является базовой операцией методов активной интерферометрии [6]. Отсюда, минуя этап фазового сопряжения, можно прийти к иному алгоритму – в некотором смысле предельному случаю соотношений (1)–(18).

Пусть за время, не превышающее интервал замороженности турбулентной среды распространения, генератор, формирующий зондирующее поле, излучает два сигнала

$$\begin{cases} \varepsilon_{z_{c1}}(\rho) = \delta(\rho - \Delta\rho), \\ \varepsilon_{z_{c2}}(\rho) = \delta(\rho - 0). \end{cases} \quad (19)$$

Учитывая наличие фазовых искажений $\varphi_{a1}(\rho)$ на передачу, поле в картинной плоскости цели после ее облучения запишем в виде

$$\begin{cases} E_{c1}(r) = E(r) \int d\rho \exp(jr\rho) \varepsilon_{z_{c1}}(\rho) \exp(j\varphi_{a1}(\rho)) = \\ \quad = E(r) \exp(j\Delta\rho r) \exp(j\varphi_{a1}(\Delta\rho)), \\ E_{c2}(r) = E(r) \int d\rho \exp(jr\rho) \varepsilon_{z_{c2}}(\rho) \exp(j\varphi_{a1}(\rho)) = \\ \quad = E(r) \exp(j0r) \exp(j\varphi_{a1}(0)). \end{cases} \quad (20)$$

В результате в плоскости приемной апертуры получим

$$\begin{cases} \varepsilon_{c1}(\rho) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int dr \exp(-jr\rho) E(r) \exp(j\Delta\rho r) \times \\ \times \exp(j\varphi_{a1}(\Delta\rho)) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \exp(j\varphi_{a1}(\Delta\rho)) \varepsilon(\rho - \Delta\rho), \\ \varepsilon_{c2}(\rho) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \int dr \exp(-jr\rho) E(r) \exp(j0r) \times \\ \times \exp(j\varphi_{a1}(0)) = \exp(j\varphi_{a2}(\rho)) \exp(j\varphi_{a1}(0)) \varepsilon(\rho - 0). \end{cases} \quad (21)$$

Реализуя детекторный прием суммы сигналов $\varepsilon_{c1}(\rho)$ и $\varepsilon_{c2}(\rho)$, получим

$$|\varepsilon_{c1}(\rho) + \varepsilon_{c2}(\rho)|^2 = |\varepsilon_{c1}(\rho)|^2 + |\varepsilon_{c2}(\rho)|^2 + \varepsilon_{c1}^*(\rho) \varepsilon_{c2}(\rho) + \varepsilon_{c1}(\rho) \varepsilon_{c2}^*(\rho). \quad (22)$$

Выделяя тем или иным способом интерференционный член, запишем соотношение для его фазы

$$\psi(\rho, \Delta\rho) = \varphi(\rho - \Delta\rho) - \varphi(\rho) + \varphi_{a1}(\Delta\rho) - \varphi_{a1}(0), \quad (23)$$

где

$$\varphi(\rho) = \arg \varepsilon(\rho). \quad (24)$$

Осуществляя в (23) предельный переход

$$\left. \frac{d\psi(\rho, \rho')}{d\rho'} \right|_{\rho'=0} = - \left. \frac{d\varphi(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0} + \left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0} \quad (25)$$

разрешаем (25), как и (23), относительно $\varphi(\rho)$:

$$\varphi(\rho) = \int_0^\rho d\rho'' \left. \frac{d\psi(\rho'', \rho')}{d\rho'} \right|_{\rho'=0} - \left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0} \cdot \rho + C, \quad (26)$$

где неизвестный наклон волнового фронта $\left. \frac{d\varphi_{a1}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0}$ вновь принципиально не влияет на качество решения основной задачи — восстановление изображения.

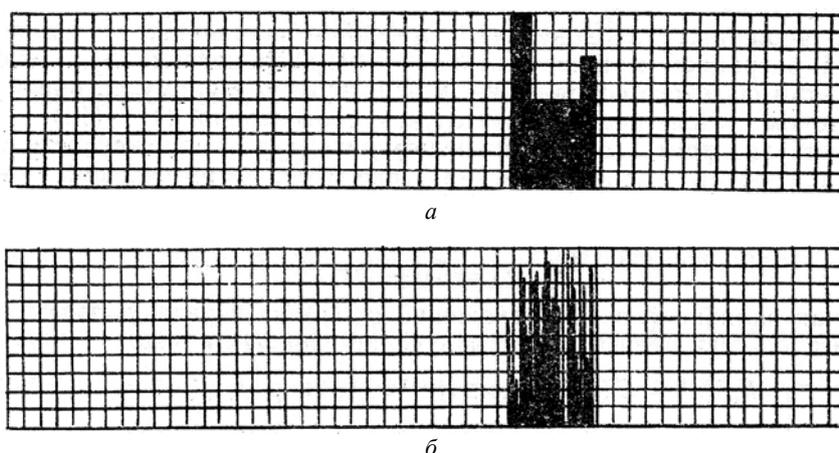


Рис. 2. Модуль (а) и фаза (б) исходного сигнала

На рис. 2, а показано распределение модуля исходного сигнала, подлежащего в дальнейшем восстановлению. Общее «поле зрения» составляет 512 дискрет. На рис. 2, б представлено смоделированное распределение фазы сигнала, отраженного от диффузной цели. В совокупности модуль и фаза, изображенные на рис. 2, а и 2, б соответственно, описывают исходное поле. Следует отметить при этом, что для многих задач восстановления достаточным является получить информацию только о модуле.

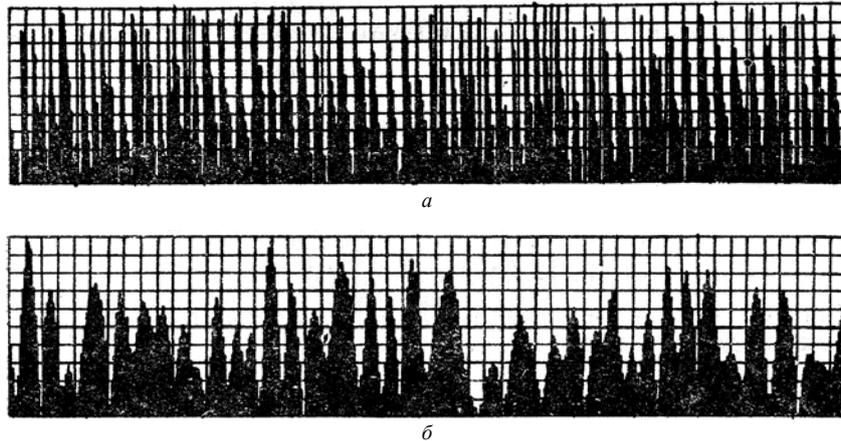


Рис. 3. Фаза (а) и модуль (б) спектра исходного сигнала

На рис. 3, а и 3, б показаны соответственно модуль и фаза спектра исходного поля, что соответствует передаче сигнала через свободное пространство. Рис. 4, а иллюстрирует результат разностной обработки фазы принятого сигнала, иными словами, получена производная от оцениваемой фазы. Результат интегрирования разностной фазы приведен на рис. 4, б. По модулю спектра $|\varepsilon(\rho)|$ (рис. 3, а) и восстановленной фазе (рис. 4, б) восстанавливается изображение (рис. 5), которое удовлетворительно согласуется с исходным (рис. 2, а).

Существенно при этом, что описанный с помощью соотношений (19)–(26) и проиллюстрированный с помощью математической модели алгоритм активного восстановления изображений при однократном цикле приема—зондирования и квадратическом детектировании сигнала вовсе не исключает целесообразности предложенного общего метода — соотношения (1)–(18). Будучи частным случаем более общего подхода, метод, предполагающий однократный цикл приема – зондирования, имеет и ограниченную область применения. Последнее связано с абстракцией точечного излучателя в плоскости передающей апертуры, что снижает возможную дальность действия.

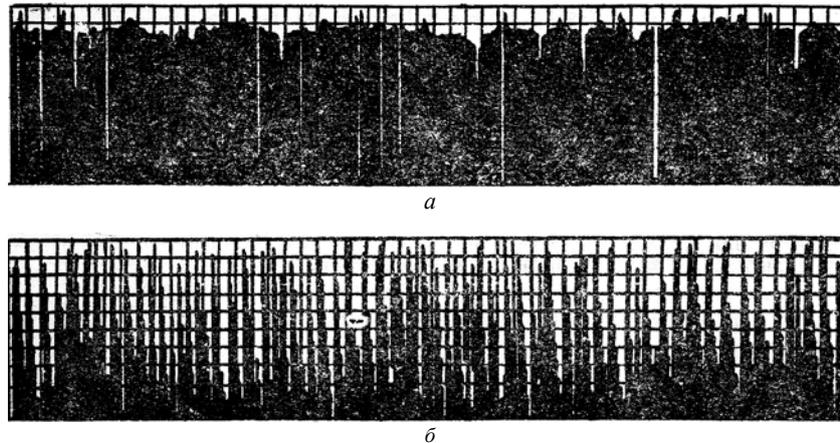


Рис. 4. Фазы продифференцированного (а) и восстановленного (б) спектров сигнала

Следовательно, при сравнительно малых дальностях до лоцируемого объекта целесообразно использовать метод, описываемый соотношениями (19)–(26); в то же время при больших дальностях предпочтение следует отдать более общему подходу, изложенному с помощью соотношений (1)–(18).

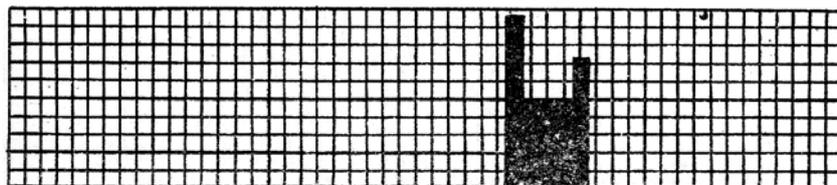


Рис. 5. Модуль восстановленного сигнала

Заметим также, что процедуры последовательного интегрирования разностной фазы могут быть заменены параллельным восстановлением методом наименьших квадратов, как это реализовано в [7] применительно к сдвиговому интерферометру.

Таким образом, изложен и для важного частного случая с помощью математической модели проиллюстрирован метод активного восстановления искаженных турбулентной атмосферой изображений без использования или формирования опорного источника в плоскости лоцируемого объекта и без необходимости использования итерационных алгоритмов обработки сигнала.

1. Goodman J. V., Huntley W. H., Jackson D. W., Lehmann M. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 311–313.
2. Waters W. M. // IEEE Trans. 1970. V. AEC-6. P. 503–513.
3. Лукьянов Д. П., Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е. Оптические адаптивные системы. М.: Радио и связь, 1989. 240 с.
4. Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Статистическая теория голографии. М.: Радио и связь, 1981. 328 с.
5. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.
6. Бакут П. А., Зимин Ю. А., Вольпов А. Л. Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. № 3. С. 701–702.
7. Фрид Д. Построение оценки искажений волнового фронта методом наименьших квадратов по множеству измерений разности фаз // Адаптивная оптика: Сб. ст. / Пер. с англ.; Под ред. Э. А. Витриченко. 1980. С. 332–348.

Поступила в редакцию
12 февраля 1991 г.

R. S. Irgizov, A. A. Kovalev, V. M. Nikitin. Active Restoration of Coherent Images Distorted by the Turbulent Atmosphere.

A noniterative method of restoration of coherent images distorted by the turbulent atmosphere is suggested. The method does not require the use of a reference source in the object space. The method is based on the use of spatio-temporal modulation of the sounding signal within the time interval of frozen atmosphere by a preselected spatio-temporal function. Such a modulation enables one to filter out the time independent phase distortions introduced into the signal field by atmospheric turbulence. Possible versions of performing the suggested active method are considered. One of the versions is illustrated by the results of mathematical modeling.