

Турбулентные возмущения лазерного пучка в фазовом пространстве

Т. И. Арсеньян, Н. А. Сухарева, А. П. Сухоруков

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: suhareva@phys.msu.ru

Статья поступила 18.09.2013, подписана в печать 26.10.2013.

Представлен последовательный анализ пространственно-временных искажений направленного пучка, распространяющегося в неоднородной турбулизованной среде. Получены эволюционные уравнения для распределения интенсивности излучения в среде с различными типами регулярной и стохастической пространственной дисперсии. Методы анализа могут быть использованы в алгоритмах ММО кодирования для открытых оптических каналов.

Ключевые слова: открытый оптический канал, фазовое пространство, лазерный пучок, турбулентность.
УДК: 537.876.23, 537.877, 621.3.09. PACS: 42.25.Dd, 42.68.Bz.

Введение

Стохастические свойства каналов передачи данных традиционно принято описывать в квазистационарном приближении, игнорируя возможные вариации статистических распределений за интервал времени передачи отдельной сигнальной группы или зондирующей последовательности [1, 2]. Подобные приближения допустимы для задач локации или зондирования и становятся недостаточными при разработке помехоустойчивых алгоритмов управления сеансами передачи данных, длительность которых варьируется от нескольких секунд до фактически непрерываемого соединения [3, 4].

Развитие техники модуляции, пространственно-временного помехоустойчивого кодирования, повышение рабочих скоростей открытых оптических каналов требует более «тонкого» описания стохастической структуры пучка в зоне регистрации, чем это позволяют классические методы анализа [5]. Часто используемый метод «фазового экрана» [6] позволяет оперировать распределением интенсивности пучка в плоскости наблюдения, но не предусматривает контроля трехмерной структуры распределения. Обойти пространственные ограничения метода «фазового экрана» можно, описывая эволюцию пучка в фазовом пространстве на основе распределения Вигнера [7, 8].

1. Отображение пучка в фазовом пространстве

Определим распределение Вигнера для исследуемого пучка в восьмимерном фазовом пространстве следующим образом:

$$Z(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int u^* \left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, t - \frac{\tau}{2} \right) u \left(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, t + \frac{\tau}{2} \right) \times e^{-i\tau\omega - i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\tau d\boldsymbol{\rho}. \quad (1)$$

Здесь $u(\mathbf{r}, t)$ — профиль пучка в заданный момент времени. Если задачу ограничить время-частотным или пространственно-частотным анализом, от (1) можно перейти к более употребляемым парциальным распределениям Вигнера (в дальнейшем — функциям Вигнера) [9]:

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) = \int Z(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, \omega) d\omega, \quad (2)$$

$$W(\mathbf{r}; \omega, t) = \int Z(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, \omega) d\mathbf{k}.$$

Для упрощения преобразований рассмотрим монохроматический пучок. Это позволит пренебречь частотной дисперсией и ограничиться только пространственной дисперсией среды. В таких условиях профиль пучка может быть формально рассчитан в любой момент времени при известном начальном угловом спектре:

$$u(\mathbf{r}, t) = \int S(\mathbf{k}, 0) e^{-i(\boldsymbol{\rho}\mathbf{k} - \omega(\mathbf{k})t)} d\mathbf{k}, \quad (3)$$

где $S(\mathbf{k}, 0) = \int u(\mathbf{r}, 0) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}$ — начальный пространственный спектр пучка. После подстановки (3) в (2) с учетом общего выражения (1) получим

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) = \int S^* \left(\mathbf{k} + \frac{\boldsymbol{\theta}}{2}, 0 \right) S \left(\mathbf{k} - \frac{\boldsymbol{\theta}}{2}, 0 \right) \times \exp \left(i \left(\omega^* \left(\mathbf{k} + \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) - \omega \left(\mathbf{k} - \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) \right) t \right) e^{-i\boldsymbol{\theta}\mathbf{r}} d\boldsymbol{\theta}, \quad (4)$$

или

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) = \iint W(\mathbf{r}_1, \mathbf{k}; 0) \times \exp \left(i \left(\omega^* \left(\mathbf{k} + \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) - \omega \left(\mathbf{k} - \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) \right) t \right) e^{-i\boldsymbol{\theta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})} d\boldsymbol{\theta} d\mathbf{r}_1. \quad (5)$$

Подынтегральное выражение в (5) представим как свертку начальной функции Вигнера рассматриваемой волны с ядром интегрального уравнения, зависящим от разности координат, направления распространения и времени [9]:

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) = \int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{k}; 0) L(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{k}; t) d\mathbf{r}_1. \quad (6)$$

Здесь

$$L(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{k}; t) = \int \exp \left(i \left(\omega^* \left(\mathbf{k} + \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) - \omega \left(\mathbf{k} - \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \right) \right) t \right) \times e^{-i\boldsymbol{\theta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})} d\boldsymbol{\theta}.$$

Отметим два свойства функции Вигнера, принципиальных для последующих обсуждений. Во-первых, наблюдаемое в плоскости регистрации оптического сиг-

нала распределение интенсивности связано с функцией Вигнера предельными отношениями [10]

$$\begin{aligned} \int W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) d\mathbf{k} &= |u(\mathbf{r}, t)|^2, \\ \int W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) d\mathbf{r} &= |S(\mathbf{k}, t)|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Во-вторых, начальный пространственно-частотный профиль функции Вигнера определяется пространственной когерентностью используемого «носителя сигнала».

В простейшем случае распространения пучка в вакууме «дисперсионное» соотношение имеет вид $\omega(\mathbf{k}) = c\mathbf{k}$. Ядро интегрального уравнения (6) упрощается: $L(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1, \mathbf{k}; t) = \int e^{-i\boldsymbol{\theta}(\mathbf{r}_1-\mathbf{r})} e^{i\mathbf{c}\boldsymbol{\theta}t} d\boldsymbol{\theta}$ и решение уравнения в параксиальном приближении выглядит тривиально:

$$\begin{aligned} Z(z, \mathbf{k}; t, \omega) &= Z(z-ct, \mathbf{k}; 0, \omega), \\ |u(z, t)|^2 &= |u(z-ct, 0)|^2. \end{aligned}$$

Для среды с «регулярной» дисперсией используем полиномиальное разложение разности аргументов экспоненциальных выражений ядра интегрального уравнения. Пусть частота $\omega(\mathbf{k})$ представлена в комплексной форме $\omega(\mathbf{k}) = \omega_{\text{Re}}(\mathbf{k}) + i\omega_{\text{Im}}(\mathbf{k})$. Разность для действительной и сумма для мнимой компонент частоты в параксиальном приближении составят:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{Re}}\left(k + \frac{\theta}{2}\right) - \omega_{\text{Re}}\left(k - \frac{\theta}{2}\right) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\omega_{\text{Re}}^{2n+1}(k)}{(2n+1)!} \frac{\theta^{(2n+1)}}{2^{2n}} \sim \\ &\sim \frac{d\omega_{\text{Re}}}{dk} \theta + \frac{1}{24} \omega_{\text{Re}}^3(k) \theta^3 + \dots, \\ \omega_{\text{Im}}\left(k + \frac{\theta}{2}\right) + \omega_{\text{Im}}\left(k - \frac{\theta}{2}\right) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\omega_{\text{Im}}^{2n}(k)}{(2n)!} \frac{\theta^{(2n)}}{2^{2n-1}} \sim \\ &\sim 2\omega_{\text{Im}}(k) + \frac{1}{8} \omega_{\text{Im}}^2(k) \theta^2 + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

Если ограничиться линейным членом в выражении (8), для функции Вигнера исследуемого пучка получим

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \approx e^{-2i\omega_{\text{Im}}(k)t} \int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{k}; 0) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r} + v_g(\mathbf{k})t) d\mathbf{r}_1.$$

Здесь $v_g(\mathbf{k}) = \frac{d\omega_{\text{Re}}}{dk}$ — групповая скорость в среде.

Интегральное уравнение для функции Вигнера позволяет в аналитическом виде описать преобразование пучка или импульса в средах с квадратичной, кубичной пространственной дисперсией [11].

2. Пучок в стохастизованной среде

Рассмотрим случайный волновой процесс, описываемый распределением квазимонохроматического поля в пространстве $u(\mathbf{r}, t)$ и определим распределение Вигнера после усреднения по ансамблю наблюдаемых состояний

$$\langle Z(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, \omega) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \int E \left[u^*\left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, t - \frac{\tau}{2}\right) u\left(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, t + \frac{\tau}{2}\right) \right] \times e^{-i\tau\omega - i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\tau d\boldsymbol{\rho}. \quad (9)$$

Подынтегральная компонента в (9) совпадает с принятым определением автокорреляционной функции или, после нормировки, степенью когерентности первого порядка (временной и пространственной) [12]:

$$R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1, t_2) = E [u^*(\mathbf{r}_1, t_1)u(\mathbf{r}_2, t_2)]. \quad (10)$$

После подстановки (10) в (9) получим соотношения между автокорреляционной функцией и распределением Вигнера, аналогичные соотношениям Винера–Хинчина:

$$\begin{aligned} \langle Z(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, \omega) \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int R\left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, t - \frac{\tau}{2}, t + \frac{\tau}{2}\right) \times \\ &\quad \times e^{-i\tau\omega - i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\tau d\boldsymbol{\rho}, \\ R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1, t_2) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \left\langle Z\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{k}; \frac{t_1 + t_2}{2}, \omega\right) \right\rangle \times \\ &\quad \times e^{-i(t_2 - t_1)\omega - i(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)\mathbf{k}} d\omega d\mathbf{k}. \end{aligned} \quad (11)$$

На основе уравнения (5) и соотношений (11) можно описать процесс распространения случайного или псевдослучайного пучка при заданных начальных автокорреляционных параметрах и дисперсионной характеристике среды. Например, в среде без дисперсии в параксиальном приближении справедливо выражение

$$R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1, t_2) = R(\mathbf{r}_1 - ct, \mathbf{r}_2 - ct, 0, 0).$$

Пусть среда распространения нестационарна и пространственно неоднородна. Определим среднее по ансамблю состояний среды ядро интегрального уравнения (6)

$$\langle L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \int \exp\left(i\omega^*\left(\mathbf{k} + \frac{\boldsymbol{\theta}}{2}\right)t - i\omega\left(\mathbf{k} - \frac{\boldsymbol{\theta}}{2}\right)t\right) \times e^{-i\boldsymbol{\theta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})} d\boldsymbol{\theta}$$

и запишем уравнение для парциальной функции Вигнера (2)

$$\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint R\left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, 0, 0\right) L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \times e^{i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\mathbf{r}_1 d\boldsymbol{\rho}. \quad (12)$$

Здесь $R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, 0)$ — начальная пространственная автокорреляционная функция пучка. Используя предельные соотношения (7), определим функцию распределения интенсивности и пространственной спектральной плотности в заданный момент времени

$$|u(\mathbf{r}, t)|^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \iiint R\left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, 0, 0\right) L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \times e^{i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\mathbf{r}_1 d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{k},$$

$$|S(\mathbf{k}, t)|^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \iiint R\left(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, 0, 0\right) L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \times e^{i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\mathbf{r}_1 d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{r}. \quad (13)$$

Результат интегрирования для (13) зависит от соотношения характерных значений исходной длины когерентности пучка и масштабов неоднородности турбулентного канала (определяют профиль усредненного ядра интегрального уравнения). Например, при распространении «белого шума» с автокорреляционной функцией исходного поля вида $R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, 0) = N_0\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$

уравнение для усредненной по ансамблю функции Вигнера принимает вид

$$\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{N_0}{(2\pi)} \iint \delta(\boldsymbol{\rho}) L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) e^{i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\mathbf{r}_1 d\boldsymbol{\rho},$$

или после упрощения получим

$$\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{N_0}{(2\pi)} \langle \exp[i(\omega^*(\mathbf{k}) - \omega(\mathbf{k}))t] \rangle.$$

Для непоглощающей среды $\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{N_0}{(2\pi)}$, для поглощающей среды $\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{N_0}{(2\pi)} \exp(-At)$, где A определяется поглощением среды.

Распространение пучка с предельно высокой степенью пространственной когерентности в турбулизованной среде позволяет приравнять начальную пространственную автокорреляционную функцию константе K и преобразовать (12) к виду

$$\langle W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} K \iint L(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}, \mathbf{k}; t) e^{i\boldsymbol{\rho}\mathbf{k}} d\mathbf{r}_1 d\boldsymbol{\rho}.$$

3. Пространственно-временная статистика распределения интенсивности пучка

Рассмотрим ряд экспериментальных характеристик оптического пучка на выходе из атмосферного канала, иллюстрирующих пространственно-временные параметры, описываемые на основе функции Вигнера. Эксперимент проводился с использованием лазерного излучения длиной волны 0.63 мкм. Трасса работала в локационном режиме и проходила в условиях городской застройки, что вызывало повышенную турбулизованность приземного слоя. Ее длина в одном направлении составляла 320 м (рис. 1) [13]. Регистрация интенсивности осуществлялась ПЗС матрицей с частотой обновления 25 кадров/с. Характерные профили интенсивности для трех последовательных кадров представлены на рис. 2.

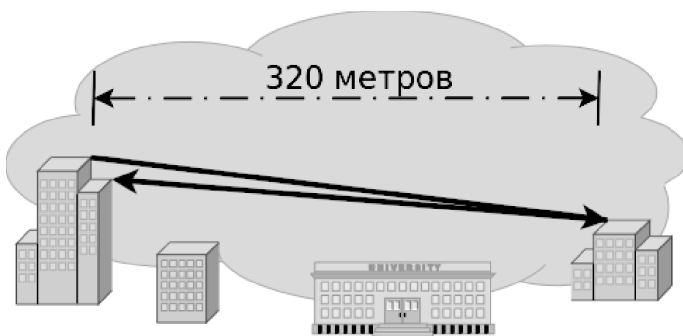


Рис. 1. Схема экспериментальной трассы



Рис. 2. Пример вариаций интенсивности в плоскости регистрации

В зависимости от типа контролируемых свойств канала и пучка определим два режима предобработки результатов — анализ локализованных по координатам и усредненных по времени наблюдений выборок (пространственные ряды) и анализ усредненных по координатам и развернутых во времени характеристик (временные ряды). Точность координатной локализации связана либо с разрешающей способностью регистрирующей аппаратуры, либо с апертурой дополнительной диафрагмы в зоне присутствия пучка. Независимо

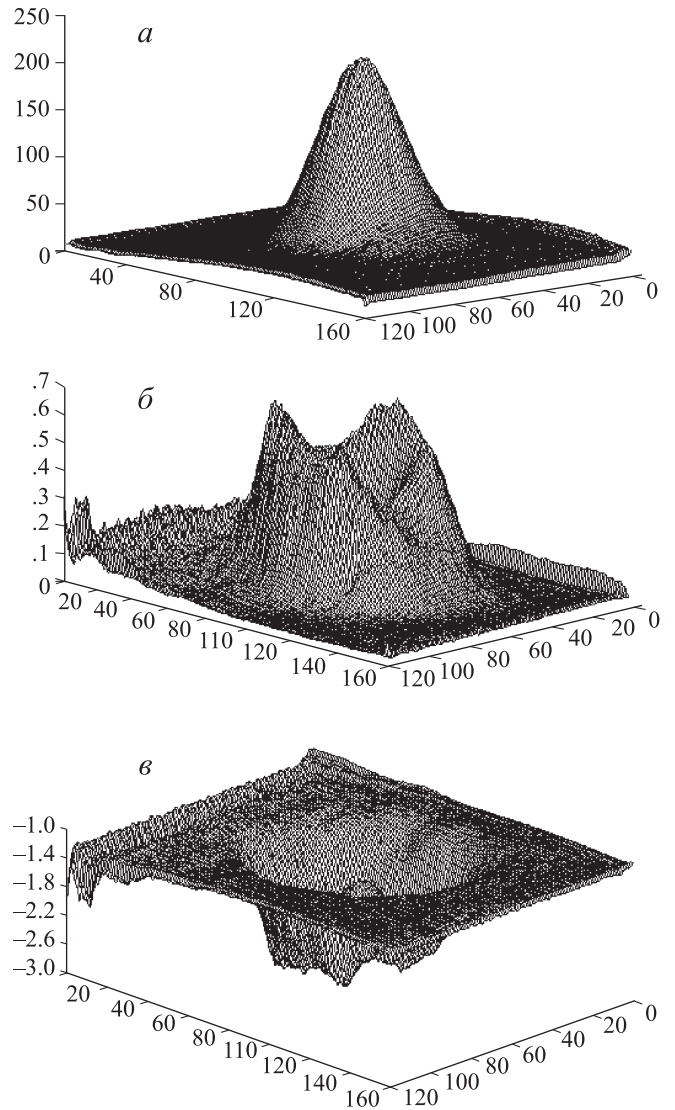


Рис. 3. Усредненный профиль мощности (а), локального индекса мерцаний (б) и астigmatических искажений пучка (в) в плоскости регистрации

от метода и точности процедуры локализации в грубом приближении возможно упрощение интегрального выражения для локальной интенсивности и пространственной спектральной плотности (12).

Последовательность кадров рассмотрим как статистический ансамбль, для которого определим усредненный по выборке профиль мощности регистрируемого сигнала, локальные индексы мерцаний [14] и локальные коэффициенты асимметрии, связанные с астигматическими искажениями пучка (рис. 3).

Поверхности индекса мерцаний и астигматических искажений имеют хорошо выраженные взаимно ортогональные «провалы». Это может свидетельствовать о существовании на трассе, помимо горизонтальных, выраженных вертикальных течений, вызываемых неравномерностью нагрева подстилающей поверхности. Угол наклона и пространственный профиль максимума ин-

декса мерцаний позволяет определить линейный масштаб неоднородностей оптической плотности на трассе.

Большое значение при создании открытого оптического канала передачи данных имеют первый и второй моменты функции распределения интенсивности. Первый момент, определяющий положение центра тяжести пучка, важен для позиционирования фотоприемника, второй момент — для оценки его рабочей апертуры. Если используется пространственно разнесенный режим работы канала (режимы SIMO, MISO, MIMO), значения обоих моментов определяют доступный пространственный шаг и число рабочих элементов.

Для анализа усредненных по координатам и развернутых во времени пространственно-временных характеристик определим моменты произвольного порядка для распределения интенсивности и углового спектра через

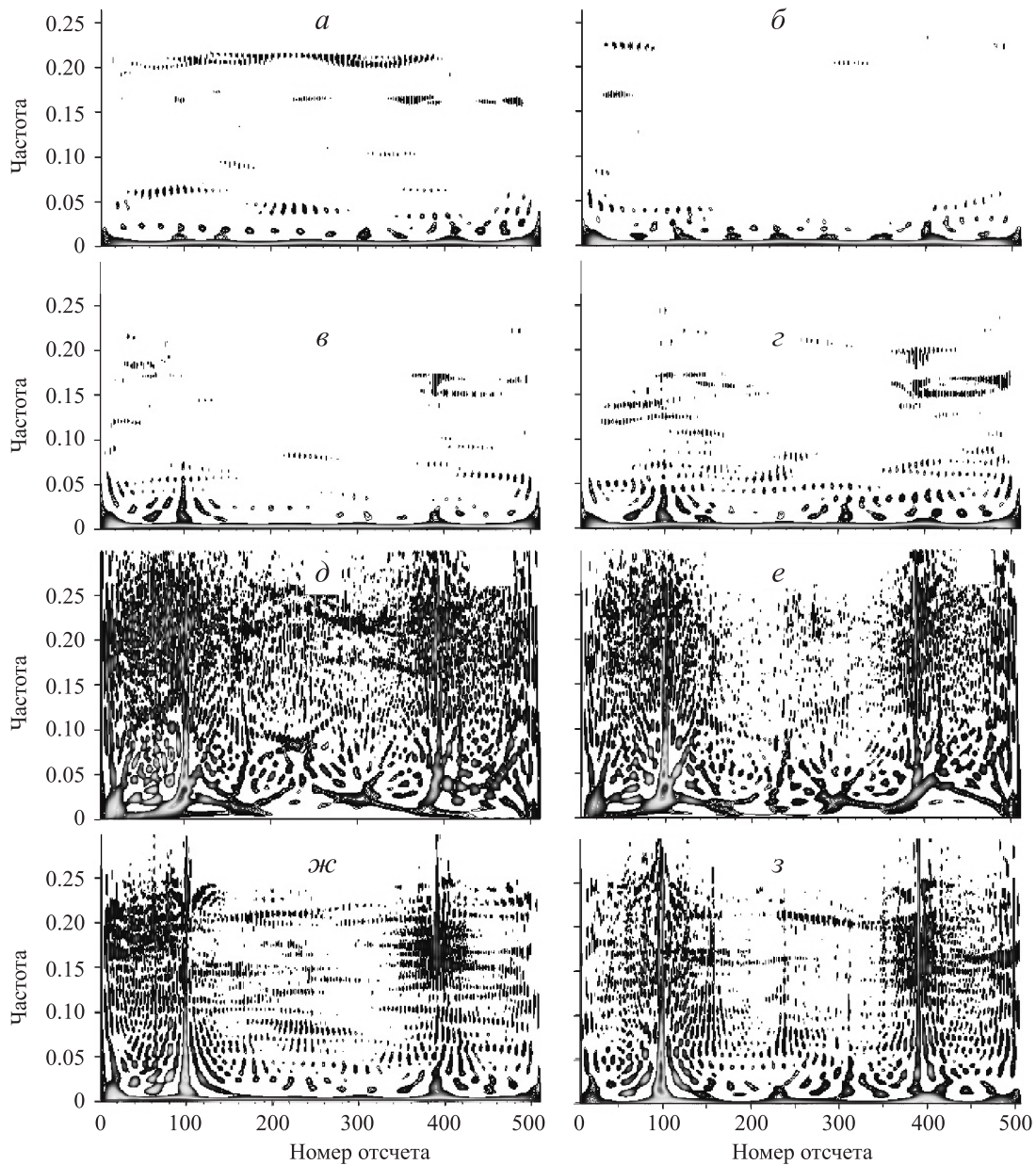


Рис. 4. Время-частотные карты x - и y -компонент моментов функции распределения интенсивности: первые моменты (a , $б$), вторые центральные ($в$, $г$), третьи центральные ($д$, $е$), четвертые центральные ($ж$, $з$) соответственно

функцию Вигнера следующим образом:

$$M_{RK}^{n,m}(t) = \frac{\int \mathbf{r}^n \mathbf{k}^m W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) d\mathbf{r} d\mathbf{k}}{\int W(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t) d\mathbf{r} d\mathbf{k}}. \quad (14)$$

Следует отметить, что при отсутствии поглощения и рассеяния излучения интеграл в знаменателе (14) определяет мощность пучка и не зависит от времени. Один из возможных методов расчета моментов функции Вигнера для лазерных пучков с произвольными начальными автокорреляционными параметрами, распространяющихся в турбулентной атмосфере, предложен в [15].

Для каждого из кадров выборки определим в системе координат плоскости регистрации положение «центра тяжести» пучка и центральные моменты второго, третьего и четвертого порядков. При ориентации системы координат ось x соответствовала направлению ветра, ось y — направлению градиента температур (перпендикулярно поверхности Земли). По результатам обработки сечения профиля интенсивности пучка формировались временные ряды с шагом 0.04 с, характеризующие нестационарный флуктуационный процесс. На рис. 4 представлены время-частотные карты для указанных моментов, построенные по описанной в [16] методике.

Детальный анализ моментов функции распределения, полученных экспериментально, позволяет предположить, что «долгоживущие» неоднородности на картах моментов первого и второго порядков связаны с низкочастотными колебаниями, возникающими при ветровой нагрузке; время-частотный спектр моментов третьего порядка — с профилем поверхности вблизи оптической трассы; моменты четвертого порядка согласуются с вариациями метеопараметров на трассе. Однако эти утверждения требуют более обширных экспериментальных данных.

Заключение

Предложенный аппарат анализа структуры турбулизованного пучка в фазовом пространстве ориентирован прежде всего на аналитическое описание пространственно-временного распределения интенсивности

в плоскости регистрации. Относительная простота контроля локальных характеристик оптического пучка, достаточных для грубой оценки уровня возмущения среды распространения, допускает разработку дополнительных каналов контроля помехоустойчивости открытых оптических систем передачи данных.

Список литературы

1. Andrews L.C., Phillips R.L. Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham; Washington, 2005.
2. Семенов А.А., Арсеньян Т.И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах. М., 1978.
3. Oestges C., Clerckx B. MIMO Wireless Communications. From real-world propagation to space-time code design. Elsevier, 2007.
4. Cavehrad M., Fadlullah J., Hajjarian Z. // *MIMO FSO Communications in Turbulence*. 2011.
5. Арсеньян Т.И., Короленко П.В. Оптика случайно-неоднородных сред и проблемы распространения лазерного излучения в тропосфере. М., 2001.
6. Рытов С.М., Кравицов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М., 1978.
7. Шляйх В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М., 2005.
8. Classical, Semi-classical and Quantum Noise / Ed. by L. Cohen et al. Springer, LLC, 2012. DOI 10.1007/978-1-4419-6624-73.
9. Cohen L. Time Frequency Analysis: Theory and Applications. Prentice Hall, 1994.
10. Cohen L. // IEEE Trans. Acoust., Speech, and Signal Processing. 1987. **35**. P. 559.
11. Cohen L., Loughlin P. Dispersion, its effects and compensation // *Physics of Automatic Target Recognition* / Ed. by F. Sadjadi. Berlin, 2007.
12. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. I. Случайные процессы. М., 1976.
13. Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2006. **19**, № 12. С. 1013.
14. Rino C.L. The Theory of Scintillation with Applications in Remote Sensing. Hoboken, New Jersey, 2011.
15. Маракасов Д.А., Рычков Д.С. // Оптика атмосферы и океана. 2011. **24**, № 11. С. 951.
16. Арсеньян Т.И., Бабанина М.И., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П. // *Журн. радиоэлектроники*. 2013. № 7.

Turbulence-induced laser-beam distortions in phase space

T. I. Arsenyan^a, N. A. Suhareva^b, A. P. Sukhorukov^c

Department of Photonics and Physics of Microwaves, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aarsenyan@mail.ru, ^bsuhareva@phys.msu.ru, ^capsmsu@gmail.com.

A consecutive analysis of spatial-temporal disturbances of a laser beam propagating through a turbulent media was carried out. Evolutionary equations for the intensity distributions were obtained for a channel with different types of regular and stochastic spatial dispersion. The relative simplicity and physical validity of the integral relationships allows one to build them in the control algorithm for jam-protection of open-space operating channels.

Keywords: open-space optical channel, phase space, laser beam, turbulence.

PACS: 42.25.Dd, 42.68.Bz.

Received 18 September 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2014).

Сведения об авторах

1. Арсеньян Татьяна Ишхановна — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-15-86, e-mail: arsenyan@mail.ru.
2. Сухарева Наталия Александровна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-11-14, e-mail: suhareva@phys.msu.ru.
3. Сухоруков Анатолий Петрович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-44-18, e-mail: apsmsu@gmail.com.