

Т.И. Арсеньян, А.М. Зотов, П.В. Короленко, М.С. Маганова, А.В. Меснянкин

## Характеристики лазерных пучков в условиях перемежаемости мелкомасштабной атмосферной турбулентности

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Поступила в редакцию 31.07.2001 г.

На основе многопараметрического анализа флуктуаций лазерного излучения на приземных трассах, работающих в условиях города, показано, что перемежаемость мелкомасштабной турбулентности и связанная с ней спорадическая стохастизация излучения приводят к кардинальным изменениям его характеристик. Наиболее отчетливо чередование квазирегулярного и стохастического состояний наблюдается в узких коллимированных пучках с числом Френеля, близким к единице. Даже при небольшом увеличении числа Френеля пучка доминирующим оказывается стохастическое состояние. Установлено, что фрактальная структура вихревых образований в приземном слое находит проявление во фрактальной структуре флуктуационных процессов. Приводится теоретическое обоснование наблюдаемых эффектов.

На сегодняшний день весьма актуальной как с общетеоретической, так и с практической точек зрения является проблема, связанная с изучением особенностей поведения лазерных пучков в изменчивой атмосфере в условиях существования различного рода гидродинамических неустойчивостей. Спорадическая динамика происходящих в тропосфере процессов характерна для сложного рельефа подстилающей поверхности, в частности для городского ландшафта. Развивающиеся неустойчивости ведут к формированию в приземном слое атмосферы мелкомасштабной турбулентности со сложной пространственно-временной структурой [1, 2], обладающей признаками фрактальности [3, 4].

В данной статье рассматриваются результаты многопараметрического анализа поведения лазерных пучков различного диаметра на приземных трассах в условиях перемежаемости мелкомасштабной атмосферной турбулентности.

Экспериментальная база включает горизонтальную и наклонную атмосферные локационные трассы, построенные с использованием зданий Московского государственного университета на Воробьевых горах [5, 6]. Такого типа трассы типичны для условий большого города. Приемно-передающая аппаратура размещена на высоте около 25 м от поверхности Земли. На этой же высоте проходит основная горизонтальная трасса. Отражающее зеркало наклонной трассы располагается на высоте 165 м от поверхности Земли. Длина горизонтальной трассы в одном направлении составляет 280 м, наклонной – 320 м.

Источником непрерывного излучения служил одномодовый гелий-неоновый лазер, работающий на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм. Схема позволяла одновременно работать как на горизонтальной, так и на наклонной трассах. Для определения характеристик излучения, прошедшего трассу, использовалось работающее в телевизионном стандарте устройство ввода изображений пучков и сдвиговых интерферограмм в компьютер. В компьютер через аналого-цифровой преобразователь подавались также сигналы с фотодиодов, характеризующие локальные флуктуации интенсивности. Специально разработанное программное обеспечение позволяло осуществлять многопараметрический анализ статистических характеристик излучения.

Проводившаяся синхронно с определением параметров лазерного излучения оценка метеорологических пара-

метров трассы давала возможность определять величину структурной характеристики флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ .

В ходе экспериментов было установлено [7, 8]:

1. В зависимости от погодных условий на трассах наблюдаются режимы слабых и сильных флуктуаций, соответствующие диапазону изменений структурной характеристики флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$  от величин порядка  $10^{-18}$  до  $10^{-10}$  см<sup>-2/3</sup>.

В условиях слабых флуктуаций, характерных для стратификации атмосферы, близкой к безразличной (в отсутствие на трассе конвективных потоков), профиль пучка отличается высокой степенью однородности. В этих условиях деформация волнового фронта носит плавный характер и не приводит к его топологическим возмущениям. Диаметр пучка оказывается меньше размера области корреляции. В условиях сильных флуктуаций (при заметно выраженной стратификации атмосферы и, как правило, при наличии ветра и сильной турбулентности) структура пучка приобретает квазиспекловый характер, его сечение заметно превосходит область корреляции. При этом на волновом фронте обнаруживаются топологические изменения в виде винтовых дислокаций.

2. Для наклонной трассы характерна анизотропия профиля пучка. В условиях сильных флуктуаций наблюдается вытянутость как всего пучка, так и отдельных спеклов. Соотношение размеров осей составляет примерно 1:3 и в существенной степени определяется наличием вертикальных течений.

3. В условиях резких градиентов температуры, имеющих место чаще всего в переходные периоды осень – зима и зима – весна, режимы сильных и слабых флуктуаций носят неустойчивый характер. Неустойчивости проявляются при разных стратификациях приземного слоя. В описываемых экспериментах они регистрируются в форме перемежаемости двух структурных состояний узкого коллимированного лазерного пучка с числом Френеля, близким к единице.

Одно из этих состояний – квазирегулярное – обладает свойствами, характерными для режима слабых флуктуаций. Второму состоянию – стохастическому, переход в ко-

торое происходит скачкообразно, свойственны все особенности режима сильных флуктуаций. Чередование состояний носит квазирегулярный характер. При этом длительность каждого состояния может меняться от секунд до нескольких десятков секунд и связана с метеорологическим состоянием трассы. Наиболее отчетливо перемежаемость структурных состояний проявляется на горизонтальной трассе.

4. Локальные флуктуации интенсивности имеют существенные различия в квазирегулярном и стохастическом состояниях. Различия проявляются в резком увеличении дисперсии флуктуаций при переходе к стохастическому состоянию, а также в появлении асимметрии отклонений значений интенсивности от среднего уровня. Несмотря на указанные отличия, флуктуации интенсивности как в квазирегулярном, так и в стохастическом состояниях с хорошим приближением описываются нормально-логарифмическим распределением.

5. Стохастическому состоянию пучка свойственно заметное турбулентное уширение. Поперечный размер пучка в этом состоянии обычно в 1,5 – 2 раза превышает его размер в квазирегулярном состоянии. Примеры экспериментальных данных о среднем диаметре пучка  $D$  на горизонтальной трассе, а также о среднем квадрате смещения положения центра тяжести пучка  $\rho_c^2$  в различных структурных состояниях приведены в таблице.

**Поведение параметров пучка в различных структурных состояниях**

Параметры пучка	Состояние			
	квазирегулярное		стохастическое	
	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
Диаметр пучка $D$ , см	$3 \pm 0,5$	2,1	$8 \pm 1$	7,2
Среднеквадратическое смещение положения центра тяжести $\rho_c^2$ , см <sup>2</sup>	$8,2 \pm 2,5$	4,02	$3 \pm 1$	3,6

Они относятся к горизонтальной трассе и получены в весенний период, когда температура на высоте трассы составляла  $-1^\circ\text{C}$ . На высоте 2 м от земной поверхности она равнялась  $-2^\circ\text{C}$ , скорость ветра – около 1 м/с. Этим условиям соответствует значение  $C_n^2 = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ . Заметим, что наблюдавшееся в этих экспериментах заметное уменьшение смещения положения центра тяжести при стохастизации излучения не всегда находило подтверждение в дальнейших исследованиях. В ряде случаев данные о смещениях центра тяжести пучков в различных структурных состояниях совпадали в пределах ошибок измерений.

Наблюдаемая в экспериментах спорадическая стохастизация излучения имеет непосредственную связь с изменением состояния мелкомасштабной турбулентности. Эти изменения можно учесть, используя модель вида [9]:

$$\Phi_n(K) = 0,033 C_n^2 K^{-11/3} \exp(K^2/K_m^2), \quad (1)$$

где  $K$  – волновое число неоднородностей;  $K_m = 5,92/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  – внутренний масштаб турбулентности.

В рамках указанной модели перемежаемость турбулентности может быть обусловлена спорадическими изменениями величин  $C_n^2$ ,  $K_m$  и показателя степенной зависимости спектра  $\Phi_n(K)$ . При интерпретации вышеприведенных результатов будем исходить из предположения, что

определяющее влияние на изменение структуры лазерного пучка при переходе из одного состояния в другое оказывает изменение параметра  $K_m$ . Заметим, что для используемых в экспериментах трасс, достаточно высоко поднятых над подстилающей поверхностью, величина внешнего масштаба турбулентности  $L_0$ , как и ее изменения, не будут заметным образом влиять на характеристики пучка [10].

Дифракционное уширение лазерного пучка с гауссовым профилем амплитуды описывается с использованием дифракционного радиуса пучка [11]:

$$a_g = ag/\Omega. \quad (2)$$

Здесь  $a$  – эффективный радиус пучка на передающей апертуре;  $\Omega = ka^2/L$  – число Френеля пучка;  $L$  – длина трассы;  $k$  – волновое число;  $g$  – обобщенный дифракционный параметр, равный для узкого коллимированного пучка  $\sqrt{2}$ . Из (2) следует, что узкий коллимированный пучок ( $\Omega = 1$ ) имеет минимальный дифракционный размер. В силу этого такой пучок наиболее отчетливо реагирует на изменения внутреннего масштаба турбулентности  $\lambda_0$ , происходящие вблизи его среднего поперечного размера.

Если  $\lambda_0$  превосходит заметно  $a$ , то турбулентное уширение пучка оказывается незначительным. В то же время турбулентность приводит к существенным случайным смещениям «центра тяжести» пучка. Средний квадрат отклонений центра тяжести при этом определяется выражением [12]:

$$\rho_c^2 = 2,19 C_n^2 \lambda_0^{1/3} L^3. \quad (3)$$

Относительная дисперсия флуктуаций логарифма интенсивности оказывается равной [10]:

$$\sigma^2 = 3,2 C_n^2 L^3 \lambda_0^{7/3}. \quad (4)$$

Если  $\lambda_0 \ll a$ , то имеет место заметное турбулентное уширение пучка, а  $\sigma^2$  близка к единице. Этот случай может быть описан в рамках теории пространственно ограниченных пучков [10, 12], справедливой для развитой турбулентности. Эффективный размер пучка  $D$ , обусловленный дифракционным и турбулентным уширением, определяется выражением [10, 11]:

$$D = 2a [g^2 + 0,46 (2,8 \beta_0^2)^{6/5}]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\text{где } \beta_0^2 \approx 1,24 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}.$$

Для оценки среднего квадрата смещений пучка в случае его турбулентного уширения используется выражение [11]:

$$\rho_c^2 = 1,54 a^2 (2,8 \beta_0^2)^{4/5} - 1,78 a^2 (2,8 \beta_0^2)^{5/8}. \quad (6)$$

Радиус корреляции флуктуаций интенсивности  $r_c$  турбулентно уширенного пучка может быть найден из соотношения [11]:

$$r_c = r_0 \left[ \left( 2 + \frac{4}{3}q \right) / \left( \frac{4}{3} + \frac{1}{3}q \right) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $q = 1,22 \beta_0^{12/5}$ ;  $r_0 = \sqrt{L/qk}$  – радиус пространственной когерентности поля плоской волны. Приведенные соотношения могут стать основой для расчета и оптимизации

характеристик узких коллимированных пучков на локационных трассах.

При рассмотрении вопроса о том, в какой степени приведенная выше теоретическая модель может описать экспериментальные данные, будем исходить из того, что присутствующая в теоретических соотношениях величина  $C_n^2$  соответствует определенным из метеоданных значениям и представляет усредненную за достаточно большой промежуток времени (значительно превышающий длительности различных структурных состояний пучка) величину. Представленные в вышеприведенной таблице данные соответствуют значению  $C_n^2 = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ . Соотношение (4) позволяет определить величину внутреннего масштаба. Для квазирегулярного состояния пучка с дисперсией флуктуаций интенсивности  $\sigma^2 = 0,1 \div 0,3 \lambda_0$  меняется в диапазоне 4–15 см.

Таким образом, квазирегулярное состояние пучка соответствует случаю, когда размер пучка (в наших экспериментах диаметр пучка на выходной апертуре  $2a = 1,5 \text{ см}$ , а на входной  $D \approx 3 \text{ см}$ ) заметно уступает внутреннему масштабу турбулентности и для описания этого состояния можно пользоваться соотношением (3). Определенный с его помощью средний квадрат отклонения центра тяжести пучка составляет величину  $\rho_c^2 = 4,02 \text{ см}^2$ . Имеющееся различие между теоретическим и экспериментальным значениями можно считать вполне приемлемым, учитывая квадратичный характер  $\rho_c^2$ .

Как показывает эксперимент, переход к стохастическому состоянию характеризуется резким уменьшением (почти на порядок) радиуса корреляции флуктуаций интенсивности и заметным турбулентным уширением. Если предположить, что изменение внутреннего масштаба оказывается одного порядка с изменением радиуса корреляции интенсивности, то для  $\lambda_0$  в стохастическом состоянии получаем характерные значения  $\lambda_0 \approx (0,2 \div 0,4) \text{ см}$ . При таких значениях внутреннего масштаба турбулентности и указанной выше величине  $C_n^2$  оценка радиуса корреляции флуктуаций интенсивности по формуле (7) дает значение  $r_c = 0,2 \text{ см}$ . Оценка турбулентного уширения по формуле (5) показывает, что переход к мелкомасштабной турбулентности существенно увеличивает размер пучка. При этом экспериментальное и теоретическое значения диаметра пучка совпадают в пределах ошибки измерений (см. таблицу). Средний квадрат смещения пучка в условиях его турбулентного уширения рассчитывается по формуле (6) и составляет  $\rho_c^2 = 3,6 \text{ см}^2$ , что также хорошо согласуется с экспериментальным значением.

Все вышесказанное относится к характеристике узких коллимированных пучков. С целью выяснения влияния апертуры на структуру пучка в условиях перемежаемости были поставлены эксперименты с пучками, распространяющимися по трассам, близким к параллельным. Такая постановка эксперимента позволяла сопоставлять характеристики пучков с разными выходными диаметрами для одних и тех же моментов времени. Если расстояние между пучками не превышало нескольких сантиметров, то они формировались из расширенного пучка основного источника излучения. В случаях, когда расстояние между распространяющимися пучками составляло несколько десятков сантиметров, второй пучок генерировался с помощью дополнительного лазера.

На рис. 1 представлены изображения параллельных пучков, пришедших с трассы. На каждом квадрате изображение соответствует узкому коллимированному пучку, слева – пучку с увеличенным диаметром. Последовательные видеок кадры рис. 1, *a* – *в* относятся к слабо развитой мелкомасштабной турбулентности (о слабом развитии мелкомасштабной турбулентности свидетельствует квазирегулярное состояние узкого коллимированного пучка). Кадры рис. 1, *г*–*е* зарегистрированы в условиях развитой мелкомасштабной турбулентности (узкий коллимированный пучок находится в стохастическом состоянии). Видно, что пучки с увеличенным диаметром даже в условиях слабой турбулентности могут в отдельные промежутки времени приобретать стохастическую структуру (см. рис. 1, *б*). При развитой мелкомасштабной турбулентности (см. рис. 1, *г*–*е*) стохастизация пучков наблюдается независимо от их диаметра.

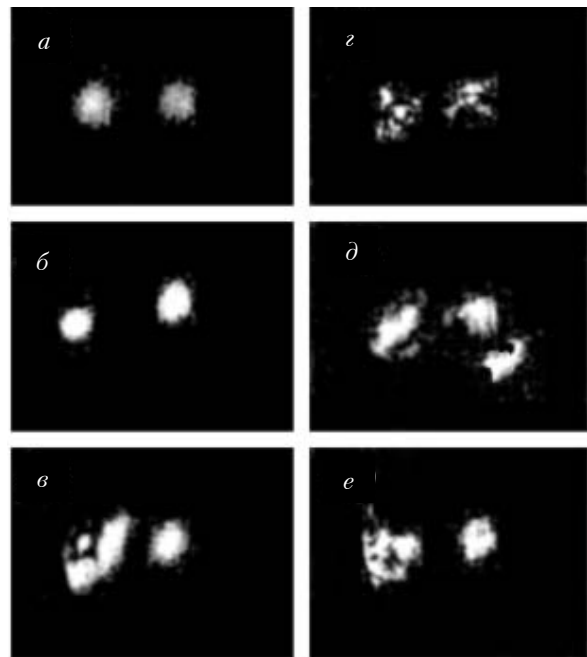


Рис. 1. Влияние атмосферной турбулентности на структуру параллельных лазерных пучков. Кадры *a*, *б*, *в* – слабо развитая мелкомасштабная турбулентность, кадры *г*, *д*, *е* – сильно развитая мелкомасштабная турбулентность. Расстояние между центрами пучков на каждом кадре 5 см. Число Френеля правого пучка  $\Omega = 1$ , левого пучка – 1 (*a*, *г*), 1,6 (*б*, *д*), 2 (*в*, *е*)

Схема позволяла регистрировать синхронность периодов стохастизации узких коллимированных пучков до расстояний порядка метра.

Если один из пучков имеет более широкую апертуру, синхронность процессов стохастизации нарушается уже на расстояниях в несколько сантиметров. Это иллюстрирует рис. 2.

Представленные на нем гистограммы относятся к условиям, соответствующим рис. 1. По горизонтальной оси отложено количество последовательных кадров, в которых пучки могли находиться или в стохастическом состоянии (заштрихованные области), или в квазирегулярном. Рис. 2, *a*, *б* относится к случаю, когда по трассам распространялись два узких коллимированных пучка, рис 2, *в*, *г* – один из пучков имеет число Френеля  $\Omega = 1,6$ ; рис. 2, *д*, *е* – число Френеля второго пучка  $\Omega = 2$ . Из рисунков видно, что увеличение диаметра одного из пучков приводит, с одной стороны, к

нарушению синхронности стохастизации, а с другой – к увеличению периода стохастизации расширенного пучка по отношению к узкому коллимированному. Оценка отношения полного времени пребывания пучка в стохастическом состоянии  $t_{st}$  к полному времени измерений  $t_{\Sigma}$ , выполненная по результатам обработки 10000 кадров, дает для узкого коллимированного пучка значение  $t_{st}/t_{\Sigma} = 0,55$ , для пучка с  $\Omega = 1,6$   $t_{st}/t_{\Sigma} = 0,75$ ; для пучка с  $\Omega = 2$   $t_{st}/t_{\Sigma} = 0,95$ . Эта оценка свидетельствует о высокой степени критичности явления стохастизации лазерного пучка к величине его диаметра.

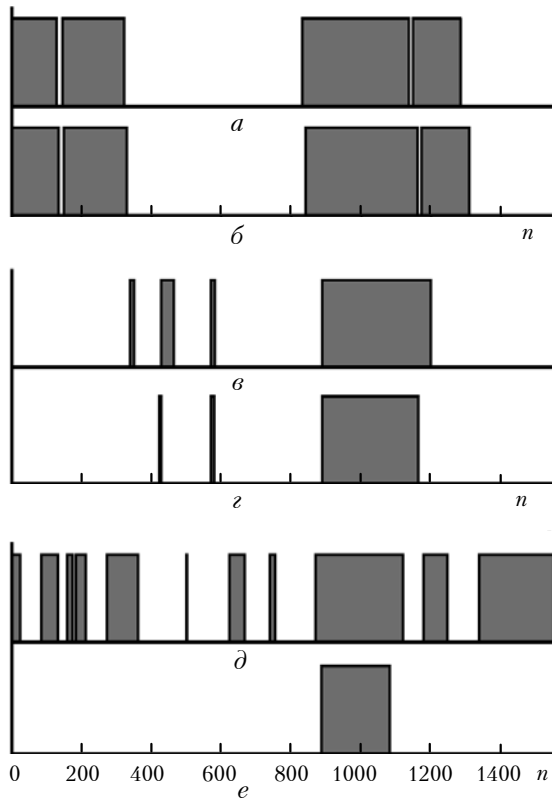


Рис. 2. Синхронность процессов стохастизации пучков, распространяющихся по трассам, близким к параллельным: а, б, в,  $e - \Omega = 1$ ; б, в,  $\Omega = 1,6$ ; в,  $\Omega = 2$

В процессе обработки изображений пучков исследовалось также проявление фрактальности в структуре флуктуаций интенсивности и смещений центра тяжести пучка. Возможность проявления фрактальности флуктуаций лазерного излучения следует связывать с фрактальностью вихревых образований в атмосфере. Некоторые примеры фрактального анализа приведены на рис. 3 для флуктуаций интенсивности и на рис. 4 – для флуктуаций смещений центра тяжести (а, б – для стохастического состояния пучка, в, г – для квазирегулярного).

В основу фрактального анализа было положено соотношение [3, 4]:

$$\langle [X(t_2) - X(t_1)]^2 \rangle = \sigma^2 |t_2 - t_1|^{2H}, \quad (8)$$

где  $X(t)$  – временная зависимость исследуемого сигнала;  $\sigma^2$  – его дисперсия;  $|t_2 - t_1|$  – приращение времени;  $H$  – параметр Хёрста, связанный с фрактальной размерностью  $d$  зависимостью

$$d = 2 - H. \quad (9)$$

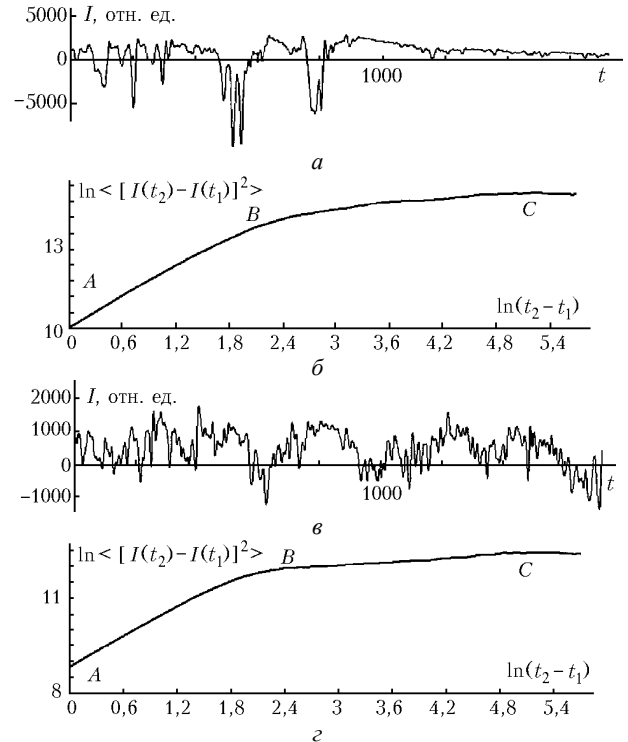


Рис. 3. Анализ фрактальной природы процессов флуктуаций интенсивности в пучках в стохастическом (а, б) и квазирегулярном (в, г) состояниях: а, в – структура интенсивности сигнала; б, г – дисперсии приращений интенсивности сигнала в зависимости от приращений временного интервала

Логарифмируя левую и правую части соотношения (8), можно по наклону кривой определить величину параметра Хёрста и, соответственно, значение фрактальной размерности.

На рис. 3, 4 кривые а и в представляют структуру сигнала, а б и г характеризуют поведение дисперсии приращений анализируемого параметра в зависимости от приращений времени в двойном логарифмическом масштабе. Временной интервал обозначен количеством точек, расстояние между которыми составляет  $5 \cdot 10^{-4}$  с при регистрации флуктуаций интенсивности и  $4 \cdot 10^{-2}$  с – при регистрации смещений центра тяжести.

На рис. 3, г четко различаются два участка АВ и ВС, которые достаточно точно могут быть аппроксимированы отрезками прямой. Наклон участка АВ на рис. 3, г дает для параметра Хёрста величину  $H_{AB} = 0,94$ , что соответствует значению фрактальной размерности  $d_{AB} = 1,06$ . Наклон участка ВС соответствует значению  $H_{BC} = 0,28$  ( $d_{BC} = 1,72$ ). Близость к единице значения  $d$  на участке АВ говорит о том, что фрактальные свойства сигнала на этом участке не наблюдаются. Это является следствием проводимой с целью подавления паразитных шумов фильтрации высокочастотных компонент сигнала. На участке ВС фрактальные свойства выражены более четко, что подтверждается значением фрактальной размерности. Аналогичная зависимость показана на рис. 3, б при  $H_{AB} = 0,92$  ( $d_{AB} = 1,08$ ),  $H_{BC} = 0,39$  ( $d_{BC} = 1,61$ ).

Проявление фрактальной размерности видно и на рис. 4, б и г. Поскольку данные о смещениях центра тяжести пучка брались на основе обработки информации, полученной в «медленном» телевизионном стандарте, на рис. 4, б и г отсутствует первоначальный отрезок с  $d = 1$ , обусловленный фильтрацией высокочастотных компонент.

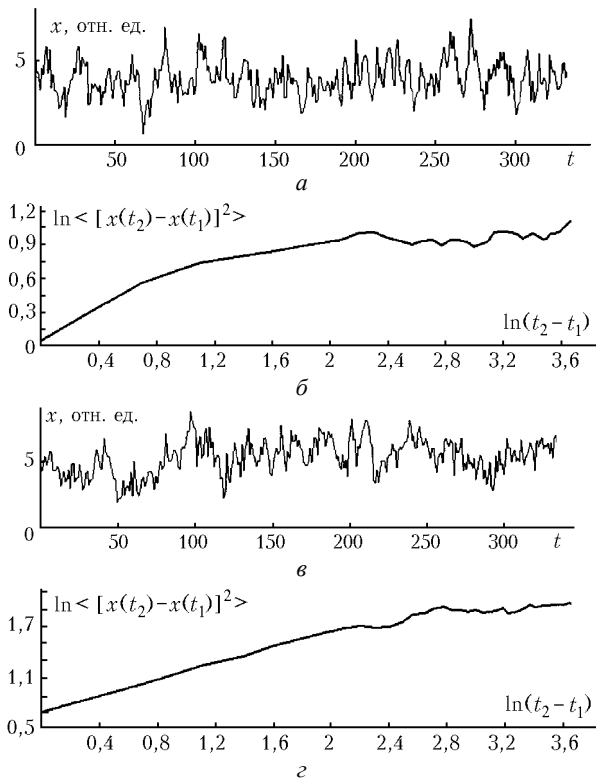


Рис. 4. Анализ фрактальной природы процессов смещения центра тяжести пучков в стохастическом (а, б) и квазирегулярном (в, г) состояниях: а, в – смещения центра тяжести во времени; б, г – дисперсии приращений смещений центра тяжести в зависимости от приращений временного интервала

Анализ фрактальной структуры флуктуационных процессов в условиях перемежаемости мелкомасштабной турбулентности показал, что в отдельных структурных состояниях наблюдаются достаточно длительные периоды (составимые с длительностью состояний) с фрактальной структурой флуктуаций. Однако формирование фрактальной формы исследуемых сигналов носит крайне неустойчивый характер. Это касается как ширины области скейлинга, так и значений фрактальной размерности. И хотя чаще и более отчетливо признаки фрактальности проявляются для квазирегулярного состояния пучка, обличье это наблюдение в количественную форму пока не представилось возможным. Неустойчивость фрактальности флуктуаций лазерного излучения, по всей вероятности, свидетельствует о неустойчивости статистических параметров, характеризующих структуру вихревых образований в приземной атмосфере.

Таким образом, выполненный многопараметрический анализ флуктуационных процессов в лазерном излучении, включающий, в частности, оценку дисперсии, турбулентного уширения, зоны корреляции интенсивности, плотностей вероятностей распределения флуктуаций, фрактальной размерности, показал, что перемежаемость турбулентности и свя-

занная с ней спорадическая стохастизация излучения приводят к кардинальным изменениям его характеристик. Наиболее отчетливо чередование квазирегулярного и стохастического состояний наблюдается в узких коллимированных пучках с числом Френеля, близким к единице. Даже при небольшом увеличении числа Френеля пучка доминирующим оказывается стохастическое состояние. Экспериментальные данные находят объяснение на основе известных теоретических представлений в предположении, что определяющее влияние на структуру лазерного излучения оказывает изменение внутреннего масштаба турбулентности. Фрактальная структура вихревых образований в приземном слое находит проявление во фрактальности формы флуктуирующих сигналов. Неустойчивость проявления фрактальности во флуктуациях интенсивности и положения центра тяжести пучка может служить свидетельством неустойчивости кластерных вихревых образований в приземном слое атмосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Минобрнауки «Университеты России – фундаментальные исследования» (проекты № 015.01.02.031 и 015.10.02.003), а также программы поддержки ведущих научных школ (гранты РФФИ № 00-15-96561 и № 00-15-96679).

1. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 283 с.
2. Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности / Под ред. Х. Суинни, Дж. Голлаба М.: Мир, 1984. 344 с.
3. Кроновер Ричард М. Фракталы и хаос в динамических системах. М.: «Постмаркет», 2000. 350 с.
4. Бершадский А.Г. Спонтанное нарушение масштабной инвариантности во фрактальной турбулентности // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160. Вып. 12. С. 189–194.
5. Арсеньян Т.И., Короленко П.В., Кулягина Е.А., Ляш А.Н., Першин С., Одинцов А.И., Федотов Н.Н. Перемежаемость флуктуационных процессов в тропосферных каналах распространения лазерного излучения // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 1. С. 49–56.
6. Арсеньян Т.И., Корниченко Л.С., Короленко П.В., Кулягина Е.А., Петрова Г., Федотов Н.Н. Перемежаемость структурных состояний лазерных пучков в приземных трассах // Вест. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1997. № 1. С. 27–30.
7. Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В., Маганова М.С., Макаров В.Г. Влияние перемежаемости мелкомасштабной турбулентности на характеристики узких коллимированных лазерных пучков // Вест. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2000. № 2. С. 32–34.
8. Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В., Маганова М.С., Макаров В.Г. Влияние перемежаемости внутреннего масштаба турбулентности на работу лазерных информационных систем // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 63. № 10. С. 2019–2023.
9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
10. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 278 с.
11. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
12. Фейзулин З.И., Кравцов Ю.А. К вопросу о расширении лазерного пучка в турбулентной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1967. Т. 10. № 1. С. 68–73.

*T.I. Arsenyan, A.M. Zotov, P.V. Korolenko, M.S. Maganova, A.V. Mesnianskin. Laser beam characteristics under the conditions of intermittence of fine-scale atmospheric turbulence.*

Multiparametric analysis of fluctuations of laser radiation propagating through near-ground paths in a large city allowed us to state that the cardinal changes in the radiation characteristics are due to the intermittence of the fine-scale turbulence. The alternation of quasi-regular and stochastic states of a beam under such conditions can be clearly seen when operating with the narrow collimated beams having the Fresnel number close to unity. Even slight increase of this parameter leads to the prevalence of stochastic beam state. It is found out that the fractal structure of the inhomogeneities in the ground layer manifests itself in the fractal structure of radiation fluctuations. The theoretic interpretation of the observed phenomenon is given.