

Локализация турбулентных потоков по флуктуациям интенсивности просвечивающего лазерного излучения

Алексей Леонидович Афанасьев, Виктор Арсентьевич Банах, Андрей Петрович Ростов

*Институт оптики атмосферы СО РАН, лаборатория распространения волн
634055, г. Томск, пл. акад. Зюева, 1
afanasiev@iao.ru, banakh@iao.ru, rostov@iao.ru*

Поступила в редакцию 20.03.2008 г.

Предложен и апробирован в эксперименте вейвлет-метод пространственной фильтрации случайных неоднородностей в распределении интенсивности лазерного пучка, просвечивающего турбулентный поток, позволяющий определять расстояние до потока и скорость его движения.

Ключевые слова: турбулентность, поперечная скорость ветра, вейвлет-преобразование.

Введение

Современные исследования пульсаций полей ветра и температуры в атмосфере [1–8] показывают, что их пространственная структура определяется одновременно сосуществующими турбулентными (хаотическими) неоднородностями и более крупными квазиупорядоченными образованиями. Присутствие областей организованного движения является характерным для конвективного пограничного слоя, где во многом за счет когерентных структур происходят обменные процессы и перенос механической и тепловой энергии во всем пограничном слое [3, 4, 7, 8]. В то же время, например в [8], отмечается, что до сих пор не разработаны эффективные методы индикации организованных структур и исследования их эволюции.

В ряде прикладных задач возникает необходимость выявления и визуализации областей повышенной турбулентности в атмосфере, например при разработке систем обеспечения безопасности полета летательных аппаратов [9, 10], анализе искажений широкопанорамных длинноэкспозиционных видеоизображений [11].

Все это определяет актуальность разработки методов визуализации крупномасштабных квазирегулярных структур и областей повышенной турбулентности, а также методов локализации самих турбулентных потоков, если они ограничены в пространстве. В этой связи представляет интерес исследование возможностей дистанционной индикации областей повышенной турбулентности по флуктуациям интенсивности просвечивающего оптического излучения. Именно на этом принципе основаны методы оценки усредненной вдоль трассы распространения оптической волны скорости поперечного ветра, а также методы ветрового профилиро-

вания [12–18]. В частности, в работах [16–18] на основе имитационного компьютерного моделирования показано, что путем статистической обработки временных реализаций видеоизображений лазерного пучка можно восстанавливать профили вектора поперечной скорости ветра с высокой точностью.

В данной статье представлены экспериментальные результаты исследования вклада турбулентных неоднородностей, локализованных на отдельных участках атмосферной трассы, в суммарные искажения распределения интенсивности распространяющегося вдоль этой трассы пучка. Идентификация вкладов отдельных участков трассы в искажения пучка осуществлялась в эксперименте путем выделения в распределении интенсивности пучка неоднородностей различных масштабов и отслеживания эволюции этих неоднородностей в предположении, что скорость перемещения неоднородностей интенсивности заданного масштаба S_Z в поперечном сечении пучка однозначно определяется скоростью перемещения турбулентных неоднородностей воздуха на удалении Z от приемника. Для выделения пространственных масштабов неоднородностей в распределении интенсивности в поперечном сечении пучка использовался вейвлет-анализ, эффективность применения которого в задачах выявления характерных масштабов случайных полей и индикации когерентных структур продемонстрирована во многих работах [19–24].

Описание эксперимента

Для изучения роли турбулентных неоднородностей, расположенных на различных расстояниях от приемной плоскости, в формировании случайной пространственной структуры распределения интенсивности в поперечном сечении просвечивающего

пучка измерения проводились с искусственным локальным турбулентным потоком, перемещаемым вдоль трассы. Свободная от турбулентности и движения среды оптическая трасса длиной 140 м была организована в закрытом помещении. Искусственный слой движущейся поперек трассы турбулентной среды моделировался при помощи термофена (тепловентилятора). Схема эксперимента приведена на рис. 1.

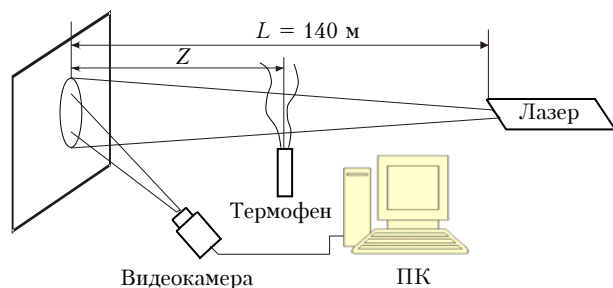


Рис. 1. Схема эксперимента

В качестве оптического источника был использован твердотельный лазер с длиной волны 532 нм и средней мощностью 30 мВт. Диаметр пучка на выходе лазера составлял 0,4 мм, угловая расходимость – 1,2 мрад. Диаметр пучка на приемном конце трассы был 500 мм (по уровню половинной мощности). Термофен устанавливался на определенной дальности Z от плоскости приема, на расстоянии 0,5 м от центра пучка. Тепловая струя ориентиро-

валась перпендикулярно пучку. Скорость потока равнялась 1,2 м/с на расстоянии 0,5 м от сопла.

Для визуализации распределения интенсивности в поперечном сечении пучка использовался экран, установленный в конце трассы. Изображение пучка на экране регистрировалось скоростной видеокамерой фирмы DALSA с размером кадра 544×512 пикселей и средней скоростью съемки 212 кадр./с. Информация с видеокамеры записывалась в виде бинарного файла на жесткий диск компьютера.

Фрагменты видеозаписи представляют собой классическую картину «бегущих теней». При замедленном воспроизведении (10 кадр./с) отчетливо видно, что пространственные неоднородности интенсивности изображения перемещаются, деформируются, исчезают и появляются снова, картина смещается и эволюционирует в соответствии с движением и эволюцией неоднородностей возмущающей воздушной струи. При этом на протяжении нескольких кадров удается проследить перемещение отдельных неоднородностей интенсивности с характерным пространственным масштабом. Очевидно, что, измеряя усредненное пространственное смещение изображения между соседними кадрами, с учетом геометрии пучка и при известной частоте кадров можно измерить интегральную по трассе скорость движения турбулентного потока.

На рис. 2 показаны характерные примеры единичных кадров, полученных на разных расстояниях Z расположения возмущающего турбулентного потока от экрана.

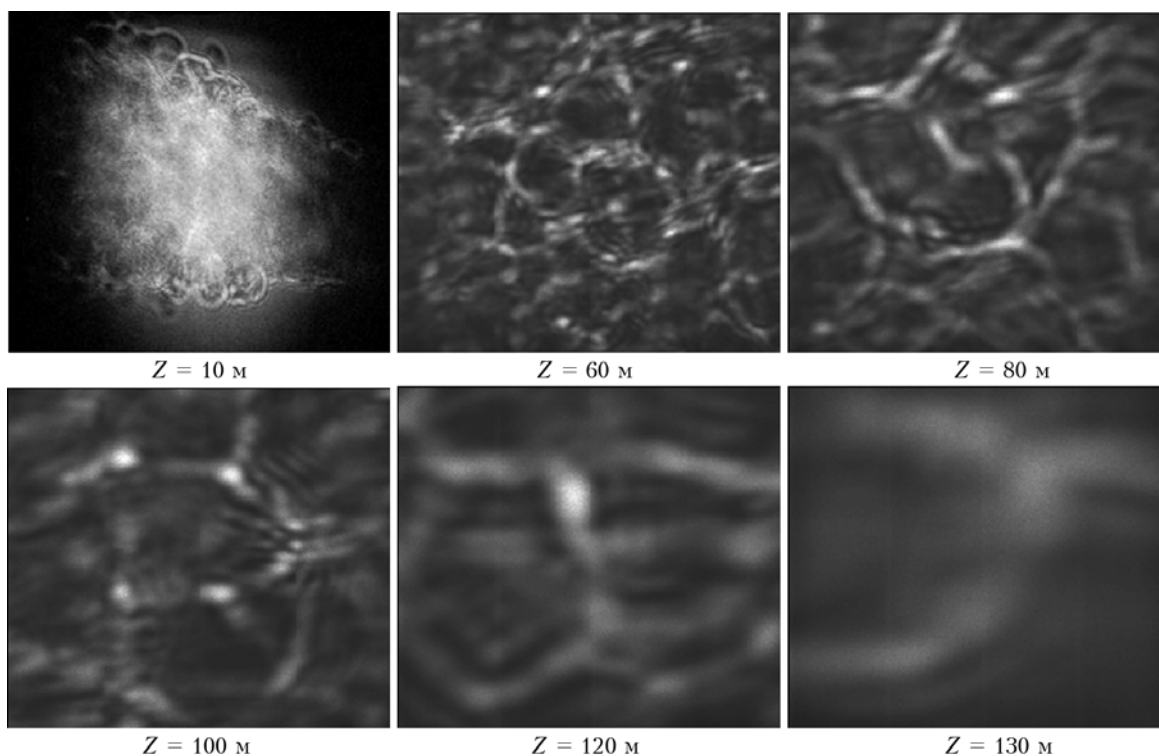


Рис. 2. Единичные кадры изображения пучка при различных расстояниях Z до возмущающей турбулентной струи

Главной отличительной особенностью приведенных изображений является разница в пространственных масштабах неоднородностей в поперечном сечении пучка. Очевидно, это обусловлено геометрической расходимостью пучка, соответственно проекции турбулентных неоднородностей потока на приемную плоскость имеют размер, пропорциональный расстоянию Z .

Другим отличительным признаком приведенных на рис. 2 видеоизображений является разная скорость перемещения картины. Дальние от приемника турбулентные неоднородности среды создают на экране быстро перемещающиеся изображения крупного масштаба, а ближние к приемнику — более медленные с меньшим масштабом. При одинаковой скорости турбулентной струи это, очевидно, обусловлено все той же геометрической расходимостью пучка и, соответственно, различным временем пересечения пучка неоднородностями потока.

Таким образом, можно предположить, что имеется однозначное соответствие между характерным масштабом S_Z изображения и удаленностью Z турбулентного слоя, формирующего этот масштаб на экране. Отслеживая скорость перемещения неоднородностей различных масштабов в изображении пучка, можно судить о скорости движения среды на том или ином расстоянии вдоль трассы распространения и определять местоположение «турбулизованных» зон (областей повышенной турбулентности) и характерные скорости движения среды в этих областях.

Вейвлет-анализ экспериментальных данных

Предполагая, что имеется однозначное соответствие между характерным масштабом S_Z изображения и расстоянием Z от турбулентного слоя до экрана, для скорости потока на дальности Z можно записать

$$V_Z = k \frac{\Delta R_S}{\tau}, \quad (1)$$

где $k = 1 - Z/L$ — геометрический фактор; L — длина трассы; $\tau = 1/f$, f — частота кадров при регистрации изображения; ΔR_S — пространственное межкадровое смещение неоднородностей изображения с характерным масштабом S_Z .

Далее необходимо установить зависимость характерного масштаба изображения S_Z от расстояния Z : $S_Z = F(Z)$. Для этого осуществлялся анализ изображений пучка, полученных для различных дальностей Z до турбулентного слоя (см. рис. 2), с использованием пространственного вейвлет-преобразования. Объектом преобразования служили массивы, образованные значениями яркости единичных пикселей кадров изображения.

Вейвлет-преобразование функции $F(Z)$ определяется как ее интегральное преобразование с ядром $\Phi(\xi)$:

$$\Psi(s, \chi) = s^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} F(x) \Phi\left(\frac{x - \chi}{s}\right) dx, \quad (2)$$

где s — масштаб; χ — сдвиг (в данном случае пространственные); $\Phi(\xi)$ — вейвлет-функция. Нами был использован вейвлет типа «мексиканская шляпа»:

$$\Phi(\xi) = (\xi^2 - 1) \exp(-\xi^2/2), \quad (3)$$

позволяющий достаточно хорошо выделять максимумы и минимумы в сигнале.

Плотность энергии распределена в вейвлет-плоскости согласно выражению

$$E(s, \chi) = \frac{|\Psi(s, \chi)|^2}{\pi}. \quad (4)$$

Распределение энергии может быть проинтегрировано по параметру χ (время или пространственная координата) для каждого масштаба s :

$$E(s) = \int_0^{\infty} E(s, \chi) d\chi. \quad (5)$$

В результате получаем распределение энергии по масштабам (частотам), что происходит и при вычислении спектра мощности Фурье. При этом частотная локализация оказывается не такая четкая, как в случае Фурье-преобразования, когда гармонический сигнал дает δ -импульс на частоте сигнала, зато в случае вейвлет-преобразования достигается временная (в нашем случае пространственная) локализация частотного (масштабного) всплеска за счет уменьшения частотного разрешения. В нашем случае максимум функции $E(s)$ определяет величину характерного пространственного масштаба S_Z в анализируемом распределении интенсивности изображения пучка.

На рис. 3 показано двумерное вейвлет-преобразование единичного кадра изображения (в центре) на различных масштабах s — от самых мелких до все более крупных.

Для всех масштабов прослеживается сходство с исходным изображением, т.е. в данном случае вейвлет-преобразование работает как пространственный фильтр, выделяющий в изображении заданный масштаб. Изменяя масштаб s в преобразовании (2), можно добиться соответствия с характерным масштабом конкретного изображения. В силу особенностей визуализации (нормировка на каждом масштабе осуществлялась на свой максимум с целью достижения максимальной контрастности изображения) не видно различий по амплитуде (яркости) между фильтрованными изображениями (см. рис. 3). На самом деле амплитуды вейвлет-коэффициентов существенно различаются для разных масштабов. В каждом конкретном случае амплитуда коэффициентов максимальна на определенном масштабе, при котором «фильтрованное» изображение становится наиболее контрастным. Этот масштаб и является характерным масштабом исходного изображения.

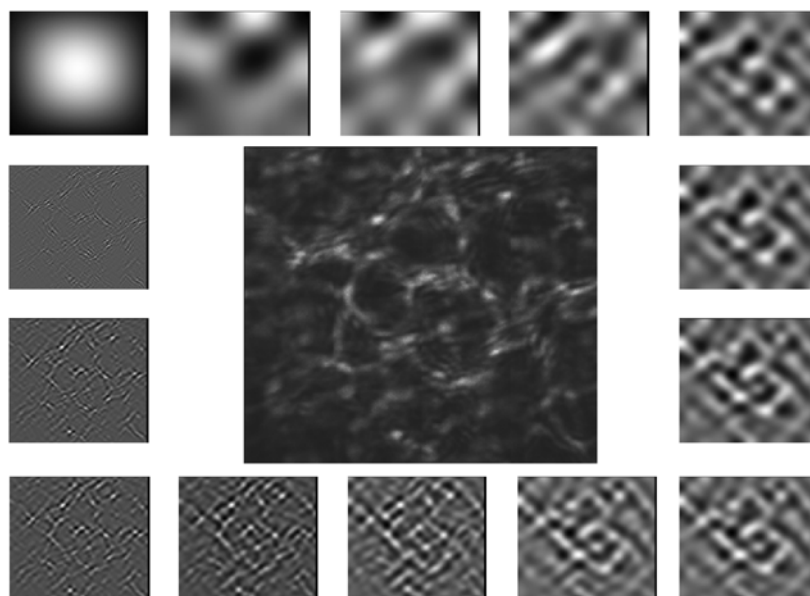


Рис. 3. Пример двумерных вейвлет-преобразований единичного кадра изображения на различных масштабах

На рис. 4 показано более традиционное представление плоскости вейвлет-коэффициентов для трех вариантов расположения турбулентного слоя.

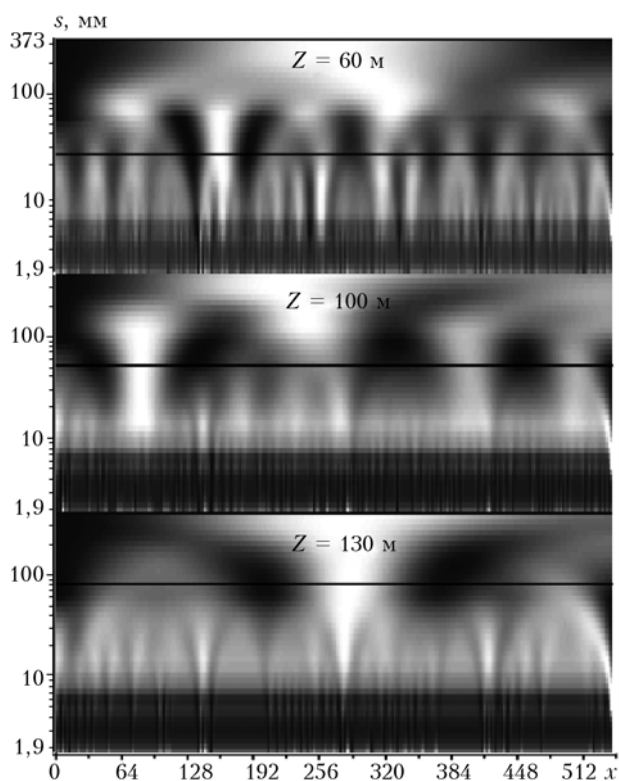


Рис. 4. Плоскость вейвлет-коэффициентов усредненной строки изображения для трех вариантов расположения турбулентного слоя

Здесь в качестве входного одномерного массива $F(x)$ для преобразования (2) взята усредненная по столбцам единичного кадра строка изображения. По оси абсцисс отложена пространственная коор-

дината по строке изображения в пикселях, по оси ординат – масштаб в миллиметрах. Последовательная смена кадров дает представление о динамике пространственной локализации вейвлет-коэффициентов по всей шкале масштабов.

Из рис. 4 видно, что, во-первых, для каждой дальности преобладающим является свой масштаб, а во-вторых, скорость перемещения этого масштаба пропорциональна дальности.

Чтобы максимально подчеркнуть пространственные изменения для каждого масштаба, контрастная визуализация (см. рис. 4) осуществлялась нормировкой не на максимальное значение амплитуды из всей плоскости вейвлет-коэффициентов, а при постоянном масштабе – на максимальную амплитуду коэффициента в строке. Недостатком такой визуализации является то, что, с одной стороны, имеются резкие вертикальные изменения интенсивности серого, а с другой – образы отдельных соседних компонентов сигнала могут сливаться друг с другом, хотя на самом деле имеют различную амплитуду. По рассчитанному распределению вейвлет-коэффициентов $\Psi(s, \chi)$ далее вычислялись плотность энергии (4) и спектр мощности (5).

В процессе обработки экспериментальных данных для каждой строки исходного изображения рассчитывались частотно-пространственные распределения вейвлет-коэффициентов и вейвлет-спектры. Затем спектры усреднялись по всем строкам. По положению максимума усредненного спектра определялся характерный масштаб неоднородностей интенсивности для данного кадра. Характерный масштаб S_z изображения для дальности Z расположения турбулентной струи оценивался как результат усреднения по 100 последовательным кадрам ($\sim 0,4$ с).

На рис. 5 показаны усредненные спектры мощности, полученные в эксперименте для различных дальностей.

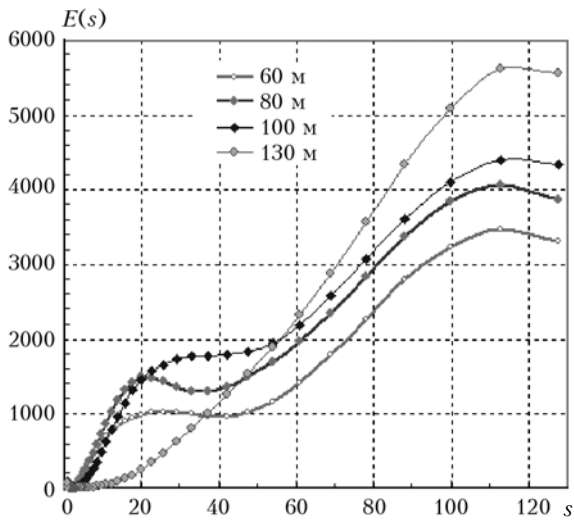


Рис. 5. Усредненные вейвлет-спектры мощности

Максимумы спектров в области больших масштабов обусловлены исходным распределением интенсивности пучка. Информативными являются спектральные максимумы в области мелких масштабов. Их положение соответствует характерным пространственным масштабам, на которые приходится максимальная мощность пространственных флуктуаций сигнала (интенсивности в усредненной строке изображения пучка при той или иной дальности до турбулентного слоя).

На рис. 6 приведена найденная экспериментальная зависимость характерного масштаба S_z (в пикселях изображения) от дальности.

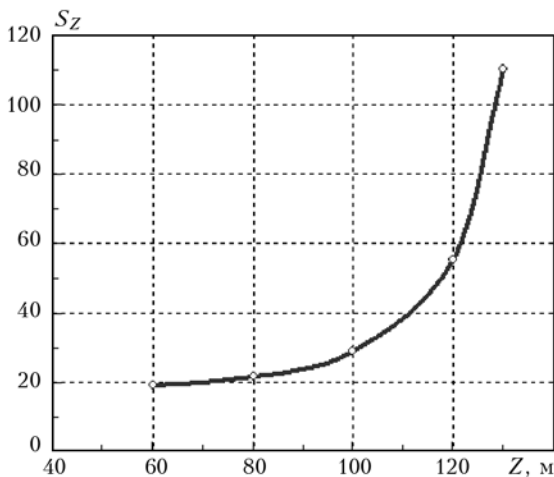


Рис. 6. Характерный масштаб изображения как функция расстояния до турбулентного потока

Как уже отмечалось, рост характерного масштаба пространственных неоднородностей интенсивности в изображении при увеличении расстояния между турбулентным потоком и экраном должен быть линейным и определяться геометрической расходимостью пучка. Однако на самом деле экспериментальная зависимость носит нелинейный характер, происходит более быстрый рост масшта-

бов с увеличением дальности, чем это следует из геометрических построений.

Дело в том, что при сужении пучка по мере приближения к источнику все более и более увеличивающиеся проекции все более и более мелких неоднородностей среды начинают играть все более преобладающую роль в формировании случайного распределения интенсивности в изображении пучка на экране, а относительный вклад мелких неоднородностей интенсивности в формирование характерного масштаба S_z становится все меньше и меньше. Как следует из рис. 5, в предельном случае, для дальности 130 м, в спектре остается единственный максимум в области больших масштабов, т.е. характерный масштаб S_z , по сути, совпадает с «проекцией» на экран начального пучка.

Далее последовательно осуществлялись двумерные вейвлет-преобразования всех кадров исходного видеоизображения на различных масштабах S_z и, таким образом, формировались изображения на этих масштабах. Согласно зависимости на рис. 6 межкадровые смещения каждого из фильтрованных изображений соответствуют смещениям оптических неоднородностей среды на конкретных дальностях, и скорость потока на этих дальностях может быть оценена по формуле (1).

Для определения пространственного сдвига ΔR_S межкадровой корреляции видеоизображений использовался Фурье-анализ строк изображения. В качестве примера на рис. 7, а показаны распределения интенсивности усредненной строки для двух

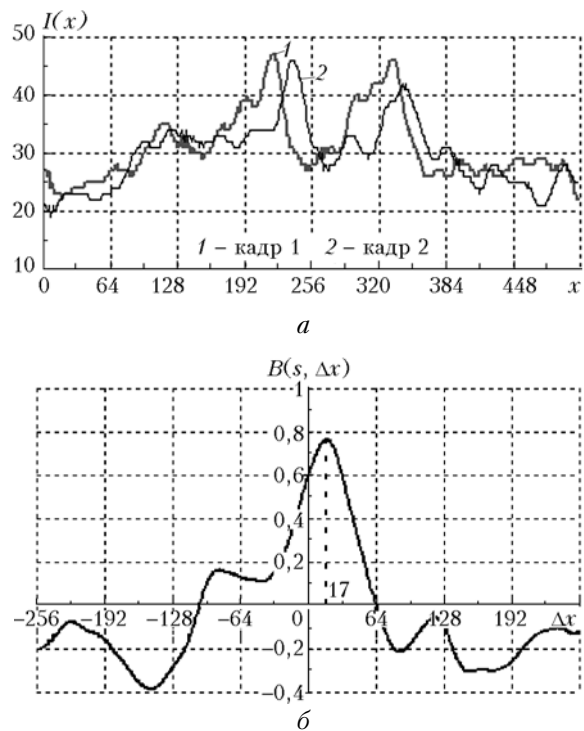


Рис. 7. Распределения интенсивности в усредненной строке для двух соседних кадров нефильтрованного исходного изображения (а) и взаимная корреляционная функция для интенсивностей (б)

соседних кадров нефильтрованного исходного изображения, полученного при удалении тепловентилятора от экрана на 60 м. На рис. 7,б показана их взаимная корреляционная функция. Отчетливо виден пространственный сдвиг максимума.

На рис. 8,а для этих же двух кадров приведены усредненные строки изображения, фильтрованного на характерном масштабе $S_z = 13,9$ мм. Взаимная корреляция фильтрованных кадров (рис. 8,б) имеет тот же сдвиг максимума.

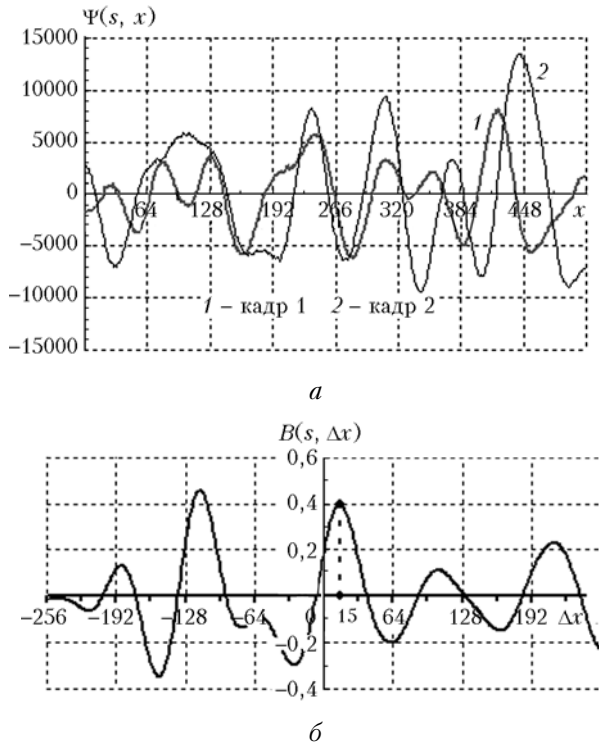


Рис. 8. Усредненные строки изображения, фильтрованного на характерном масштабе S_z , (а) и межкадровая взаимная корреляционная функция для строк фильтрованного изображения (б)

На рис. 9 приведены данные для тех же кадров исходного изображения, но фильтрованного на масштабе, примерно вдвое отличающемся от характерного. Видно, что амплитуда вейвлет-коэффициентов уменьшилась более чем вдвое по сравнению с амплитудой вейвлет-коэффициентов при характерном масштабе. Взаимная корреляция в максимуме также уменьшилась, хотя сдвиг остался тем же, что и на рис. 7, 8, поскольку дальность одна и та же. Таким образом, неправильная локализация турбулентного потока с использованием фильтрации на масштабе, отличающемся от характерного, приведет к уменьшению амплитуды вейвлет-коэффициентов. Более того, неправильное определение дальности будет приводить к явным отскокам в оценке скорости движения воздуха в турбулентном потоке.

Действительно, ошибка в определении дальности до потока, например, в сторону занижения

(вейвлет-фильтрация осуществлена на меньшем, чем характерный, масштабе) приведет к увеличению коэффициента k в формуле (1), а независимо оцениваемые скорость межкадрового смещения и пространственный сдвиг максимума ΔR_S будут соответствовать большей дальности и, следовательно, иметь большие значения, чем они должны были бы быть для заниженной дальности. В результате скорость, оцененная по формуле (1) для заниженной дальности, окажется неправдоподобно большой. Такие явно ошибочные случаи могут быть легко отбракованы в процессе обработки и не скажутся на точности локализации турбулизованных зон.

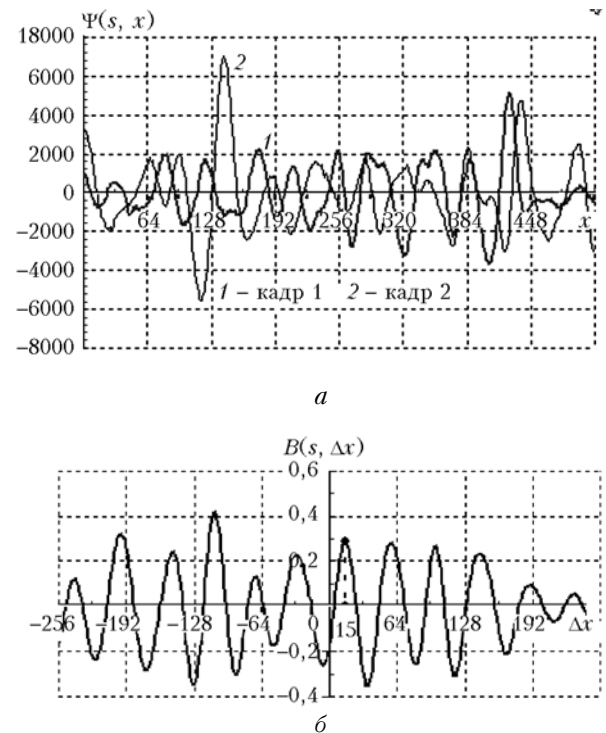


Рис. 9. Усредненные строки изображения, фильтрованного на масштабе, отличающемся от характерного, (а) и межкадровая взаимная корреляционная функция для строк фильтрованного изображения (б)

На основе полученных последовательностей межкадровых сдвигов ΔR_S изображений, фильтрованных на характерных масштабах, по формуле (1) были рассчитаны значения скорости турбулентного потока на дальностях Z . На рис. 10 представлены результаты оценки временных рядов скорости для различных дальностей расположения потока.

Пунктирной линией отмечено измеренное значение скорости искусственного локального турбулентного потока, создаваемого термофеном. Сплошная линия обозначает среднее значение оценки скорости по предлагаемой методике. Видно, что хотя точность определения скорости и падает с увеличением расстояния до экрана, полученные оценки согласуются с измеренными значениями в пределах допустимой погрешности.

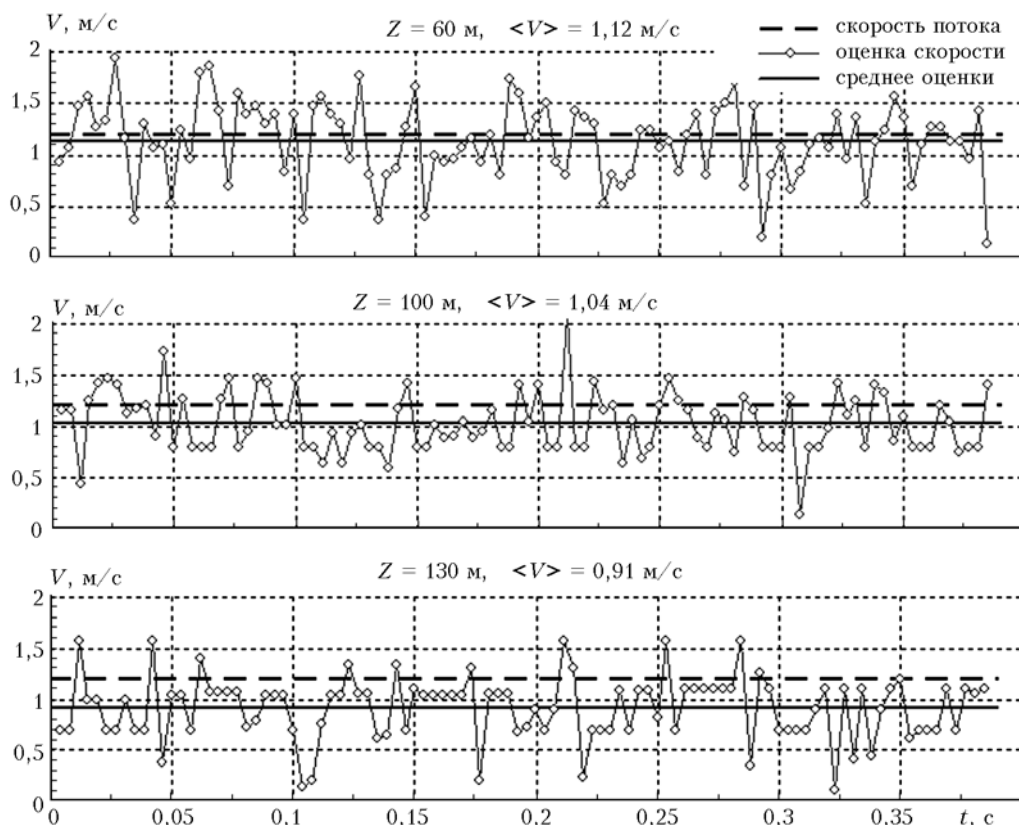


Рис. 10. Оценки скорости искусственного локального турбулентного потока при различных дальностях Z его размещения на трассе

Заключение

Разработанный метод позволяет определять расположение турбулизированных зон вдоль трассы распространения просвечивающего оптического пучка и получать оценку скорости движения среды в этих зонах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты № 06-05-64445 и № 06-05-96951-р_офи.

1. Пунус Н.З. Наблюдения когерентных структур в тропосферных турбулентных течениях // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1988. Т. 24. № 1. С. 3–8.
2. Пунус Н.З., Шур Г.Н. Экспериментальные исследования когерентной структуры турбулентных течений в нижней тропосфере // Метеорол. и гидрол. 1989. № 4. С. 19–24.
3. Williams A.G., Hacker J.M. Interaction between coherent eddies in the lower convective boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 1993. V. 64. P. 55–74.
4. Plate E.J., Fedorovich E.E., Viegas D.X., Wyngaard J.C. (eds.). Buoyant Convection in Geophysical Flows. (NATO ASI Series, V. 513). Kluwer Academic Publish., 1998. 491 p.
5. Шур Г.Н. О природе когерентных структур в поле атмосферной турбулентности // Метеорол. и гидрол. 1994. № 1. С. 5–11.
6. Шур Г.Н. Хаотические и упорядоченные структуры атмосферной турбулентности (анализ данных самолет-

- ных исследований) // Метеорол. и гидрол. 1997. № 1. С. 50–57.
7. Petenko I.V., Bezverkhni V.A. Temporal scales of convective coherent structures derived from sodar data // Meteorol. and Atmos. Phys. 1999. V. 71. P. 105–116.
8. Иванов В.Н., Бызова Н.Л. Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы // Метеорол. и гидрол. 2001. № 1. С. 5–25.
9. Банах В.А., Вернер Х., Смалихо И.Н. Зондирование турбулентности ясного неба доплеровским лидаром. Численное моделирование // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 952–960.
10. Halldorsson T., Langmeier A., Prucklmeier A., Banakh V.A., Falits A.V. Particle and speckle imaging velocimetry applied to a monostatic LIDAR // Proc. SPIE. 2006. V. 6522. P. 65220A-1–65220A-9.
11. Fraser D., Thorpe G., Lambert A. Atmospheric turbulence visualization with wide-area motion-blur restoration // J. Opt. Soc. Amer. A. 1999. V. 16. N 7. P. 1751–1757.
12. Ting-I Wang, Ochs G.R., Lawrence S. Wind measurements by the temporal cross-correlation of the optical scintillations // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 4073–4081.
13. Clifford S.F., Ochs G.R., Ting-I Wang. Optical wind sensing by observing the scintillations of a random scene // Appl. Opt. 1975. V. 14. N 12. P. 2844–2850.
14. Holmes J.F., Lee M.H., Fossey M.E. Remote cross-wind measurement utilizing the interaction of a target-induced speckle field with the turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. A. 1980. V. 70. P. 1586.
15. Johnston R., Dainty C., Woolder N., Lane R. Generalized scintillation detection and ranging results obtained

- by use of a modified inversion technique // *Appl. Opt.* 2002. V. 41. P. 6768–6772.
16. *Banakh V.A., Marakasov D.A.* Wind profiling based on the optical beam intensity statistics in a turbulent atmosphere // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 2007. V. 24. N 20. P. 3245–3254.
 17. *Banakh V.A., Marakasov D.A., Vorontsov M.A.* Cross-wind profiling based on the scattered wave scintillations in a telescope focus // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. N 33. P. 8104–8117.
 18. *Banakh V.A., Marakasov D.A.* Wind velocity profile reconstruction from intensity fluctuations of plane wave propagating in a turbulent atmosphere // *Opt. Lett.* 2007. V. 32. N 15. P. 2236–2238.
 19. *Andreas E.L., Trevino G.* Using wavelets to detect trends // *J. of Atmos. and Ocean. Technol.* 1997. V. 14. P. 554–564.
 20. *Rees J.M., Staszewski W.J., Winkler J.R.* Case study of a wave event in the stable atmospheric boundary layer overlying an Antarctic Ice Shelf using the orthogonal wavelet transform // *Dyn. of Atmos. and Oceans.* 2001. V. 34. P. 245–261.
 21. *Petenko I.V.* Advanced combination of spectral and wavelet analysis («spavelet» analysis) // *Boundary-Layer Meteorol.* 2001. V. 100. P. 287–299.
 22. *Шметер С.М., Постнов А.А., Шур Г.Н.* Новые данные о мезомасштабных и турбулентных пульсациях температуры и ветра в зоне тропической тропопаузы // *Метеорол. и гидрол.* 2003. № 3. С. 25–37.
 23. *Шур Г.Н., Лепухов Б.Н., Соколов Л.А.* Мезоструктура полей ветра и температуры в стратосфере высоких широт Южного полушария // *Метеорол. и гидрол.* 2003. № 5. С. 54–61.
 24. *Афанасьев А.Л., Банах В.А.* Применение вейвлет-преобразования для анализа пространственно-временной структуры поля скорости ветра // *Оптика атмосф. и океана.* 2006. Т. 19. № 7. С. 604–610.

A.L. Afanasiev, V.A. Banakh, A.P. Rostov. **Turbulent flow ranging by observing the laser scintillations.**

Wavelet method of spatial filtration of random intensity inhomogeneities in cross-section of a laser beam passing through turbulent flow is proposed in the paper. Experimental proof of the method shows that it is possible to estimate the distance to the turbulent flow and its velocity from laser scintillations caused by the turbulent flow.