

В.А. Банах<sup>1</sup>, В.И. Запрыгаев<sup>2</sup>, И.Н. Кавун<sup>2</sup>, В.М. Сазанович<sup>1</sup>, Р.Ш. Цвык<sup>1,3</sup>

## Экспериментальные исследования дисперсии и спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка, пересекающего сверхзвуковой поток газа

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, г. Новосибирск

<sup>3</sup>Томский государственный университет

Поступила в редакцию 7.02.2007 г.

Представлены результаты измерений флуктуаций интенсивности лазерного пучка, пересекающего сверхзвуковую струю сжатого газа в форкамере струйного модуля аэродинамической трубы Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Установлено, что турбулентные пульсации плотности газа в струе значительно превышают по величине атмосферные и нарастают с увеличением сжимаемости газа. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности зондирующего пучка имеет высокочастотный максимум, положение которого на оси частот позволяет судить о спектре размеров неоднородностей плотности, возникающих в потоке сжатого газа. С увеличением давления диапазон характерных масштабов турбулентных неоднородностей плотности в струе расширяется.

### Введение

Сверхзвуковые течения относятся к широкому классу турбулентных потоков, которым присуще наличие нестационарного организованного движения слабопульсирующих крупномасштабных образований (больших вихрей), имеющих устойчивую и типичную пространственно-временную форму на фоне неупорядоченных мелкомасштабных флуктуаций скорости [1–3]. Как видно из рис. 1, сверхзвуковой поток разбивается на зоны, контуры которых определяются градиентами среднего значения плотности (показателя преломления) среды. Вдоль оси потока формируется несколько однотипных структур, количество которых определяется начальной скоростью истечения струи. Интенсивность турбулентности, минимальная в первой структуре, нарастает в каждой последующей. В поперечном направлении также наблюдается неоднородность распределения средней плотности в потоке.

Средние значения характеристик струи достаточно хорошо исследованы как теоретически, так и экс-

периментально. Особенности турбулентности в сверхзвуковых потоках изучены в меньшей степени. В то же время именно турбулентный режим определяет структуру сверхзвукового потока при обтекании препятствий, что важно учитывать при разработке высокоскоростных летательных аппаратов.

Для исследования турбулентности в сверхзвуковых потоках представляется перспективным использование оптических методов, так как они являются дистанционными, малоинерционными и не вносят искажений в структуру потока, как это происходит с контактными датчиками. Однако сильная неоднородность флуктуаций плотности в потоке усложняет задачу восстановления параметров турбулентности из оптических измерений, так как в методах просвечивания [4] флуктуации оптического излучения определяются флуктуациями показателя преломления вдоль всей трассы зондирования.

В работах [5, 6] предпринимается попытка оценить дисперсию флуктуаций фазы оптической волны, распространяющейся в сверхзвуковом потоке, на основе модели флуктуаций плотности сжимаемого газа,

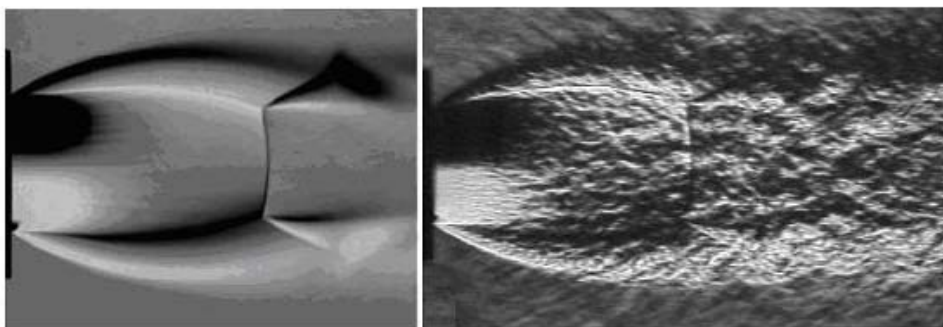


Рис. 1. Шлирен-фотографии исследуемой струи с большой (слева) и малой (справа) выдержкой,  $n_{pr} = 9$

разработанной в [7], и тем самым демонстрируется возможность диагностики турбулентности в сверхзвуковом потоке методами просвечивания. Однако в оптическом диапазоне длин волн, где используются квадратичные по полю детекторы излучения, для измерений фазы приходится применять сложные схемы приема типа интерферометрических или гетеродинных, чтобы на основе измерений интенсивности волны получать информацию о фазе. Более удобно для целей диагностики использовать непосредственно результаты измерений самой интенсивности просвечивающего лазерного излучения. Именно флуктуации интенсивности оптической волны наиболее чувствительны к мелкомасштабным флуктуациям плотности (показателя преломления) среды. В данной статье представлены результаты измерений дисперсии и спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через поток сжимаемого газа.

## Экспериментальный стенд. Аппаратура и методика измерений

Для экспериментов использовали струйный модуль аэродинамической трубы Т-326 и конвергентное сопло. Число Маха на срезе сопла  $M = 1$ , диаметр среза сопла  $d = 30$  мм. Эксперименты проводились при таких давлениях в форкамере струйного модуля, что выполнялись условия  $npr = p_0/p_c = 5,0$  ( $n = 2,64$ ) и  $npr = 9$  ( $n = 4,65$ ). Здесь  $p_0$  — давление в форкамере аэродинамической трубы;  $p_c$  — давление в камере Эйфеля (рабочей части трубы);  $n$  — степень нерасчетности струи (отношение статического давления в струе на срезе сопла к давлению окружающей среды, т.е. к давлению в камере Эйфеля). Упрощенная схема аэродинамической трубы и блок-схема оптического эксперимента приведены на рис. 2.

Измерения флуктуаций интенсивности осуществлялись следующим образом. Излучение лазера проходило через камеру Эйфеля (сечением  $0,8 \times 0,8$  м) ниже струи, отражалось от зеркала диаметром 300 мм и направлялось на фотоприемник так, чтобы световой пучок прошел через струю. Лазерный пучок имел начальный диаметр 1 мм и угловую расходимость 1,5 мрад. На входе в струю диаметр пучка составлял 7 мм. Приемник излучения (ФЭУ) и источник — He-Ne-лазер размещались на одном оптическом столе с возможностью перемещений по вертикали и горизонтали, что исключало необходимость настройки оптической схемы при каждом измерении. Перемещениями стола устанавливались координаты точки измерения:  $x$  — вдоль оси относительно среза сопла (сечение) и  $r$  — вниз по вертикали относительно оси струи (радиус). Координаты точек измерения приведены в табл. 1. Радиус струи на срезе сопла 15 мм.

Реализации интенсивности лазерного излучения длительностью 0,5 с и частотой оцифровки 1 или 2 МГц регистрировались в компьютере. Одновременно регистрировались параметры струи. В каждой точке было получено по три реализации, на основе которых рассчитывались дисперсия и спектральная плотность флуктуаций интенсивности.

Экспериментальные исследования дисперсии и спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка...

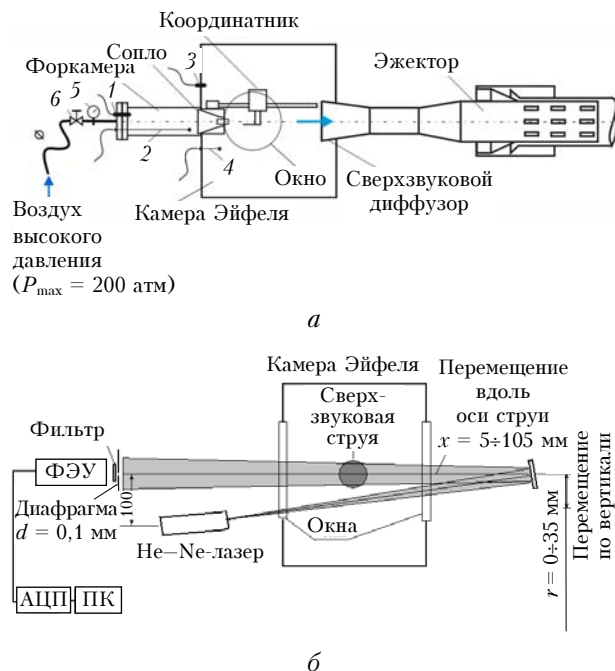


Рис. 2. Упрощенная схема аэродинамической трубы Т-326 (а) и блок-схема эксперимента (б). 1 — датчик давления в форкамере; 2 — датчик температуры в форкамере; 3 — датчик давления в камере Эйфеля; 4 — датчик температуры в камере Эйфеля; 5 — манометр; 6 — клапан регулировки давления в форкамере (а)

Таблица 1

Координаты точек, в которых проводились измерения

Сечение $x$ , мм	$npr = 5$				$npr = 9$				
	5	30	45	75	5	40	45	60	105
Радиус $r$ , мм	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	20	20	28	10	35	26	35	13	25
		35		15				27	
				19				35	
				35					

## Результаты измерений

### Условия распространения

Схема течения струи, построенная по расчетным изолиниям плотности, приведена на рис. 3. «Висячий» скачок 1, взаимодействуя с диском Маха 2, образует тройную конфигурацию скачков уплотнения 1, 2, 3 и слой смешения 4. Цифрой 5 обозначена внешняя граница струи (слой смешения).

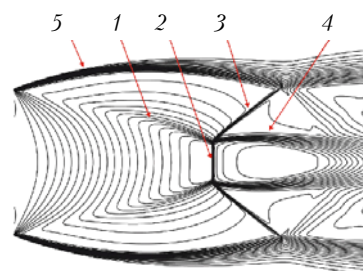


Рис. 3. Структура плотности потока в струе,  $npr = 5$

На рис. 4 приведены эпюры статического давления, плотности и скорости потока в сечении  $x = 5$  мм вдоль радиуса  $r = 0 \div 30$  мм для случая  $npr = 5$ . Здесь  $R$  — радиус выходного сечения сопла;  $p, \rho$  — статическое давление и плотность воздуха в струе;  $p_c, \rho_c$  — статическое давление ( $\sim 1$  атм) и плотность воздуха в окружающем пространстве (камере Эйфеля;  $V$  — модуль скорости, м/с.

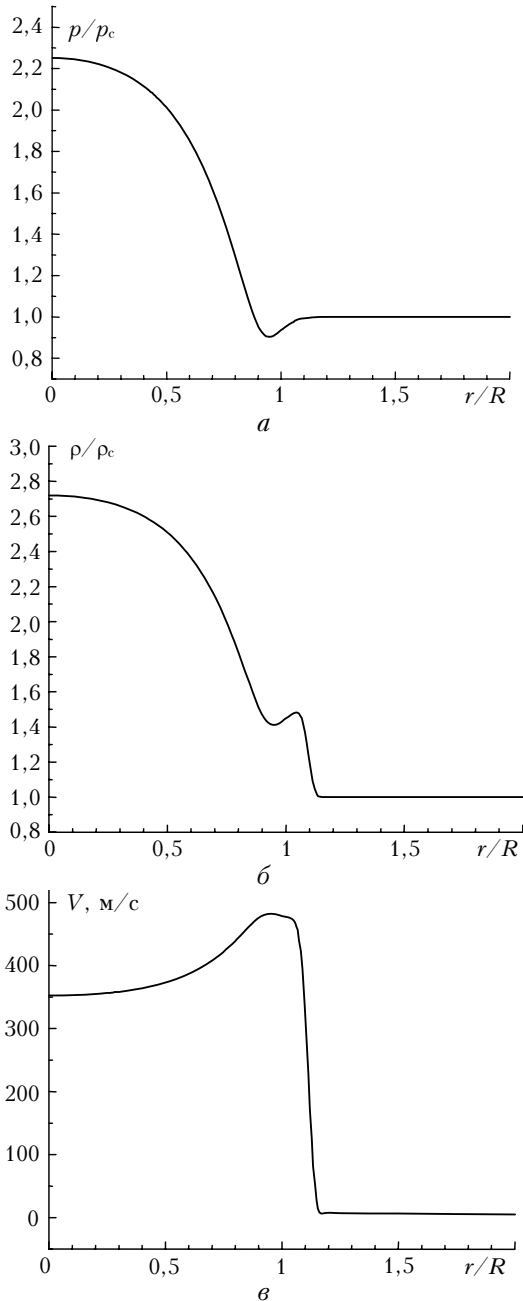


Рис. 4. Распределение параметров потока в сечении  $x = 5$  мм вдоль радиальной координаты для случая  $npr = 5$ : а — распределение статического давления; б — плотности; в — скорости потока (по абсолютной величине)

Таким образом, на пути распространения лазерного пучка можно выделить три характерных участка, различающихся как по среднему значению, так

и по уровню флуктуации показателя преломления.

*Первый*, наиболее протяженный, участок проходит в камере Эйфеля вне струи. На нем практически отсутствует движение среды, плотность и давление близки к атмосферному, а флуктуации плотности, предположительно, вызываются звуковыми волнами, генерируемыми струей. Протяженность этого участка в десятки раз превышает радиус струи.

*Второй*, малый по длине (несколько мм), участок трассы расположен во внешней области смещения струи (область 5, см. рис. 3) и характеризуется огромными градиентами средних характеристик.

*Третий* участок протяженностью 30–40 мм находится непосредственно в струе и характеризуется сверхзвуковой скоростью движения газа, высокими давлением, плотностью и их градиентами, включающими скачки давления — диски Маха и внутренние области смещения (4, см. рис. 3), и большой, по сравнению с другими участками, интенсивностью турбулентности.

### Спектральная плотность флуктуаций интенсивности

На рис. 5, 6 приведены примеры спектров флуктуаций интенсивности зондирующего лазерного пучка. По вертикальной оси отложены значения спектральной плотности флуктуаций  $U(f) = fW(f)$ , где  $W(f)$  — спектр флуктуаций интенсивности пучка, рассчитанный с применением быстрого преобразования Фурье. Для сравнения приведены прямые, соответствующие наклонам спектров интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере в области низких  $U(f) \sim f$  и высоких  $U(f) \sim f^{-5/3}$  частот для колмогоровского спектра турбулентности.

Из рис. 5, 6 видно, что основной вклад в флуктуации интенсивности лазерного излучения, распространяющегося через сверхзвуковой поток, вносят неоднородности показателя преломления с двумя характерными масштабами. Первый масштаб определяется низкочастотным максимумом спектров на частотах  $f_{m1} \approx 900 \div 1000$  Гц, когда лазерный пучок распространяется в камере Эйфеля вне струи, и  $f_{m1} \approx 1000 \div 1200$  Гц, если пересекает ее. Положение этого максимума на оси частот слабо зависит от давления и почти не меняется при изменении параметра  $npr$ . Второй масштаб при  $npr = 5$  определяется высокочастотным максимумом спектра на частотах  $f_{m2} \approx 30 \div 60$  кГц. При  $npr = 9$  высокочастотный максимум менее выражен, чем при  $npr = 5$ , т.е. с увеличением давления распределение по размерам неоднородностей показателя преломления, которые вносят основной вклад в высокочастотные флуктуации интенсивности зондирующего пучка, становится более равномерным. Отсюда следует, что и спектр размеров неоднородностей плотности, присутствующих в струе сжатого газа, с повышением давления расширяется.

Наклон спектров на рис. 5, 6 в области частот  $f < f_{m1}$  определяется приблизительно линейной зависимостью спектральной плотности от частоты  $U(f) \sim f$ . В области  $f > f_{m1}$  спектр спадает в соответствии со степенной зависимостью  $U(f) \sim f^{-5/3}$ , если распространение

происходит вне струи. Убывание спектра в области высоких частот  $f > f_{m2}$  при распространении лазерного пучка через струю также близко к зависимости  $f^{-5/3}$ .

Степенные зависимости  $U(f) \sim f$  и  $U(f) \sim f^{-5/3}$  характерны для спектров флуктуаций интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере, когда на трассе реализуется режим слабой оптической турбулентности. Это дает основание оценить характерный масштаб неоднородностей показателя преломления, вносящих основной вклад в спектральную плотность  $U(f)$  в области низкочастотного максимума из соотношения метода плавных возмущений (МПВ) [8], справедливого для режима слабых флуктуаций в атмосфере:  $f_{m1} \approx 0,4V/l_1$ , где  $V$  – поперечная к трассе скорость ветра;  $l_1$  – характерный размер неоднородностей. Воспользовавшись значениями  $f_{m1} \approx 1$  кГц и скорости распространения звука  $V \approx 330$  м/с, находим, что  $l_1 \approx 13,2$  см. Для аэродинамической трубы Т-326 частота звука равна 2,4 кГц [2], что соответствует длине волны 13,8 см. Близость полученного значения  $l_1$  к длине звуковой волны, генерируемой струей Т-326, позволяет, с определенной осторожностью, заключить, что неоднородности показателя преломления, дающие основной вклад во флуктуации лазерного излучения в области низкочастотного максимума спектральной плотности, вызываются звуковыми волнами.

При распространении лазерного излучения вне струи значение спектральной плотности в высокочастотном максимуме много меньше, чем в низкочастотном. При распространении через струю значения  $U(f)$  в обоих максимумах выравниваются. Меньшие значения спектра в области высокочастотного максимума обусловлены тем, что участок трассы, проходящий через струю, в 60 раз меньше длины трассы вне струи. Наличие слабого высокочастотного максимума при распространении зондирующего пучка вне струи можно объяснить интерференцией звуковых волн, вызывающей образование мелкомасштабных неоднородностей показателя преломления в окрестности струи, которые наблюдаются и на Шлирен-фотографиях (см. рис. 1). Максимум спектров в области частот выше 300 кГц возникает из-за недостаточного разрешения оцифровки сигнала в этом частотном интервале.

## Дисперсия флуктуаций интенсивности

На рис. 7 приведены результаты измерений относительной дисперсии флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через сверхзвуковую струю:

$$\sigma^2 = (\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2) - 1,$$

где  $I$  – интенсивность на оси пучка; угловые скобки – усреднение по ансамблю.

Измерения проводились для двух геометрий распространения: 1) лазерный пучок пересекает центр струи, 2) лазерный пучок проходит на расстоянии от 0 до 35 мм от оси струи и в отсутствие струи на тех же трассах при закрытых дверях камеры Эйфеля. В последнем случае дисперсия практически равна нулю:  $\sigma^2 \approx 0,00006$ .

Если предположить, что турбулентное движение в струе может быть описано на основе теории развитой турбулентности в атмосфере [8], и допустить применимость формулы  $\sigma^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$  первого приближения МПВ для расчета дисперсии флуктуаций интенсивности в струе, где  $k = 10^5$  см<sup>-1</sup>,  $L = 170$  см – длина пути в камере Эйфеля и  $L = 3$  см в струе, то из результатов измерений дисперсии можно оценить интегральную по трассе структурную характеристику флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ .

В табл. 2 приведены результаты измерения дисперсии интенсивности и оценки интегральных значений  $C_n^2$  в камере Эйфеля для трасс  $r = 0$  и 35, а также значения  $\Delta\sigma^2$ , рассчитанные как разность дисперсий на этих трассах. В предположении, что разностная дисперсия вызвана влиянием флуктуаций в струе, значения  $\Delta C_n^2$  в струе, которые приведены в табл. 2, рассчитаны для длины пути в струе 3 см.

Из результатов, представленных на рис. 7 и в табл. 2, следует, что увеличение давления (параметр  $npr$ ) в струе приводит к существенному увеличению флуктуаций интенсивности лазерного пучка. Уровень флуктуаций сильно зависит от области струи, через которую распространяется зондирующий пучок.

Таблица 2

Измеренные значения $\sigma^2$ и оценки $C_n^2$ на оси и вне струи								
Параметр	Сечение $x$ , мм							
	5		30		45		105	
	Радиус $r$ , мм							
	0	35	0	35	0	35	0	35
<b><math>npr = 5</math></b>								
$\sigma^2$	0,0026	0,0018	0,0083	0,0071	–	–	0,007	0,002
$C_n^2$ , см <sup>-2/3</sup>	$2,5 \cdot 10^{-13}$	$1,7 \cdot 10^{-13}$	$8,1 \cdot 10^{-13}$	$6,9 \cdot 10^{-13}$	–	–	$6,9 \cdot 10^{-13}$	$1,7 \cdot 10^{-13}$
$\Delta\sigma^2$	0,0008	–	0,0012	–	–	–	0,005	–
$\Delta C_n^2$ , см <sup>-2/3</sup>	$1,2 \cdot 10^{-10}$	–	$1,9 \cdot 10^{-10}$	–	–	–	$8,0 \cdot 10^{-10}$	–
<b><math>npr = 9</math></b>								
$\sigma^2$	0,022	0,013	–	–	0,038	0,02	0,047	0,021
$C_n^2$ , см <sup>-2/3</sup>	$2,2 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$	–	–	$3,8 \cdot 10^{-12}$	$1,9 \cdot 10^{-12}$	$4,6 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$
$\Delta\sigma^2$	0,009	–	–	–	0,018	–	0,026	–
$\Delta C_n^2$ , см <sup>-2/3</sup>	$1,4 \cdot 10^{-9}$	–	–	–	$2,9 \cdot 10^{-9}$	–	$4,1 \cdot 10^{-9}$	–

На оси струи флуктуации минимальны вблизи среза сопла и увеличиваются при удалении от него. Наблюдается некоторое увеличение флуктуаций вблизи диска Маха, которое, возможно, связано со случайными изменениями положения скачка уплотнения. С удалением трассы зондирования от струи флуктуации падают. Интегральные значения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления в камере Эйфеля достигают  $C_n^2 \approx 10^{-11} \div 10^{-12} \text{ см}^{-2/3}$ , что на один-два порядка выше, чем максимальные значения в атмосфере. В самой струе значения структурной характеристики еще выше:  $C_n^2 \approx 10^{-9} \div 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$ .

### Заключение

Из сопоставления полученных данных с аналогичными измерениями в атмосфере следует, что турбулентные пульсации плотности газа в струе значительно превышают по величине атмосферные и нарастают с увеличением сжимаемости газа. Спектральная плотность интенсивности зондирующего пучка имеет высокочастотный максимум, положение которого на оси частот позволяет судить о спектре размеров неоднородностей плотности, возникающих в потоке сжатого газа. С увеличением давления спектр неоднородностей плотности в струе становится более равномерным. Определение диапазона раз-

меров неоднородностей плотности газа в струе требует более прецизионных измерений и дальнейшего развития оптических моделей флуктуаций в потоке сжимаемого газа. Эти исследования планируются в дальнейшем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума СО РАН, междисциплинарный интеграционный проект № 63.

1. Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Четкин В.М. Турбулентность: новые подходы. М.: Наука, 2002. 288 с.
2. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / Под ред. д.ф.-м.н. С.А. Гапонова, д.ф.-м.н. А.А. Маслова. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 200 с.
3. Самойлович Г.С. Гидрогазодинамика. М.: Машиностроение, 1990. 384 с.
4. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 272 с.
5. Pade O. Models for turbulent fluctuations and their applications to aero-optics // Proc. of the 41-st Israeli Conf. on Aerospace Sciences. Haifa, 2001.
6. Pade O. Optical propagation through shear layers // Proc. SPIE. 2005. V. 5981.
7. Yoshizawa A. Simplified statistical approach to complex turbulent flows and ensemble-mean compressible turbulence modeling // Phys. Fluids. 1995. V. 7. N 12. P. 3105–3117.
8. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 580 с.

*V.A. Banakh, V.I. Zapryagaev, I.N. Kavun, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk. Experimental study of the intensity fluctuations variance and spectra of a laser beam crossing a supersonic gas flow.*

The results of measurement of intensity fluctuations of a laser beam crossing the supersonic gas flow of aerodynamic tunnel T-326 of the Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS are presented. It was determined that the intensity of gas flow density turbulent pulsations far exceeds that in the atmosphere and increases with increasing compressibility of the flow. Intensity spectrum of the sensing beam has a high frequency maximum. The frequency range, where this maximum is located, determines the characteristic scales of density turbulent inhomogeneities arising in a compressible flow. Increasing pressure in the flow leads to extension of the size range of density inhomogeneities.

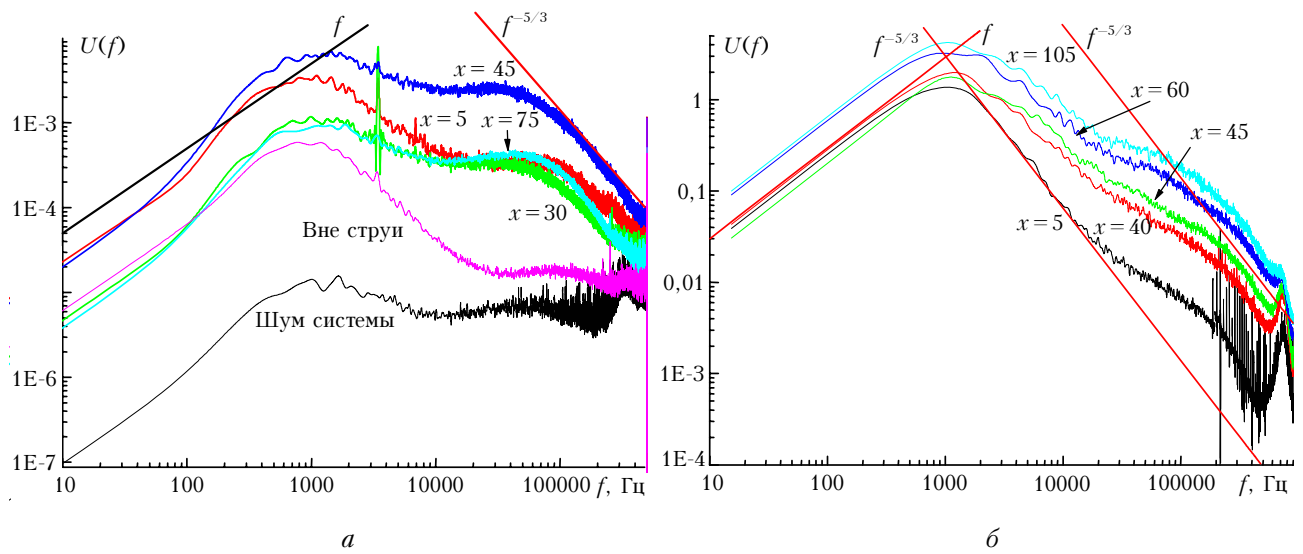


Рис. 5. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности в различных сечениях струны при  $r = 0$ :  $a - npr = 5$ ;  $b - npr = 9$

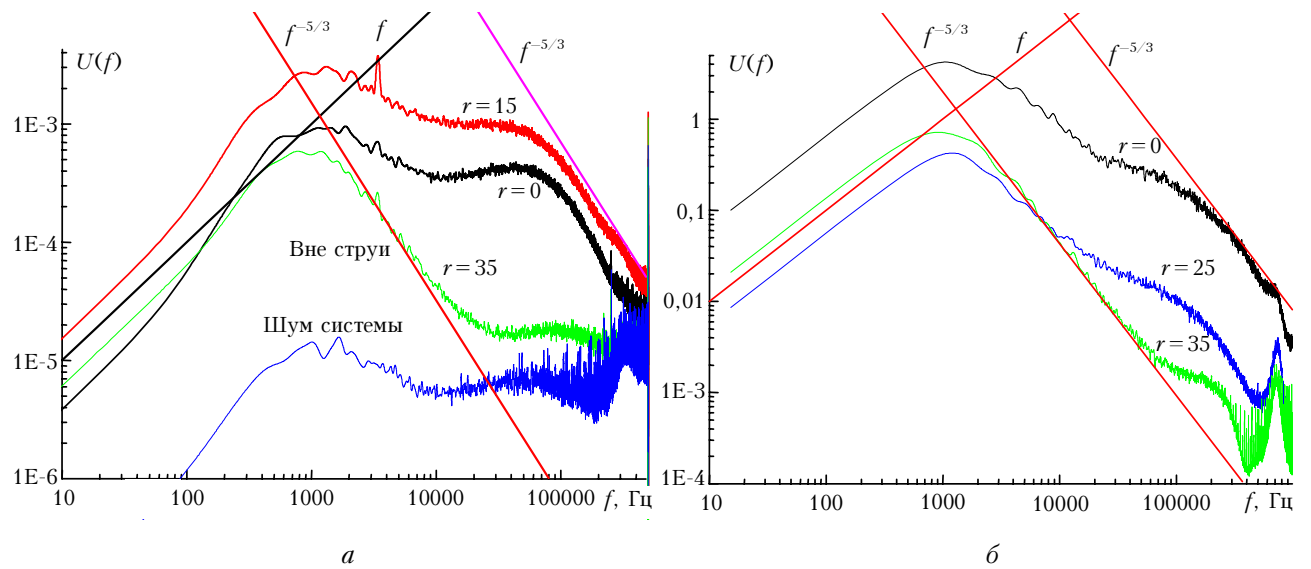
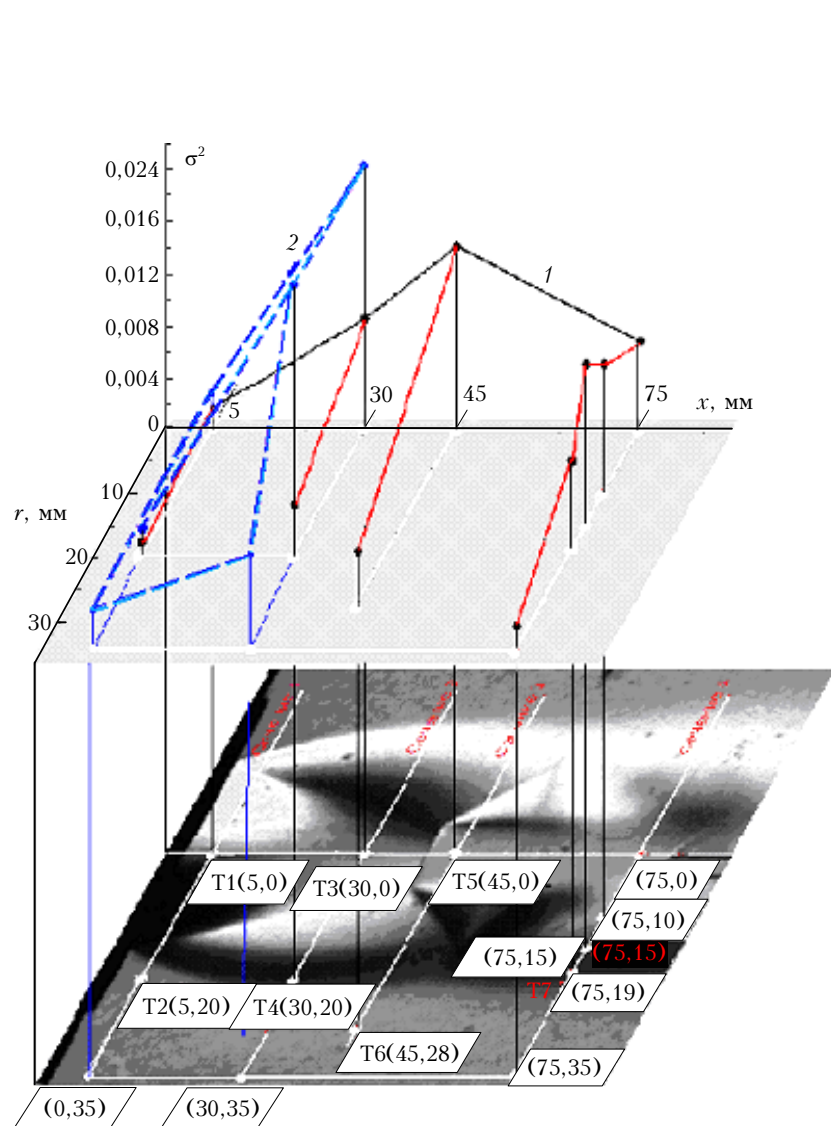
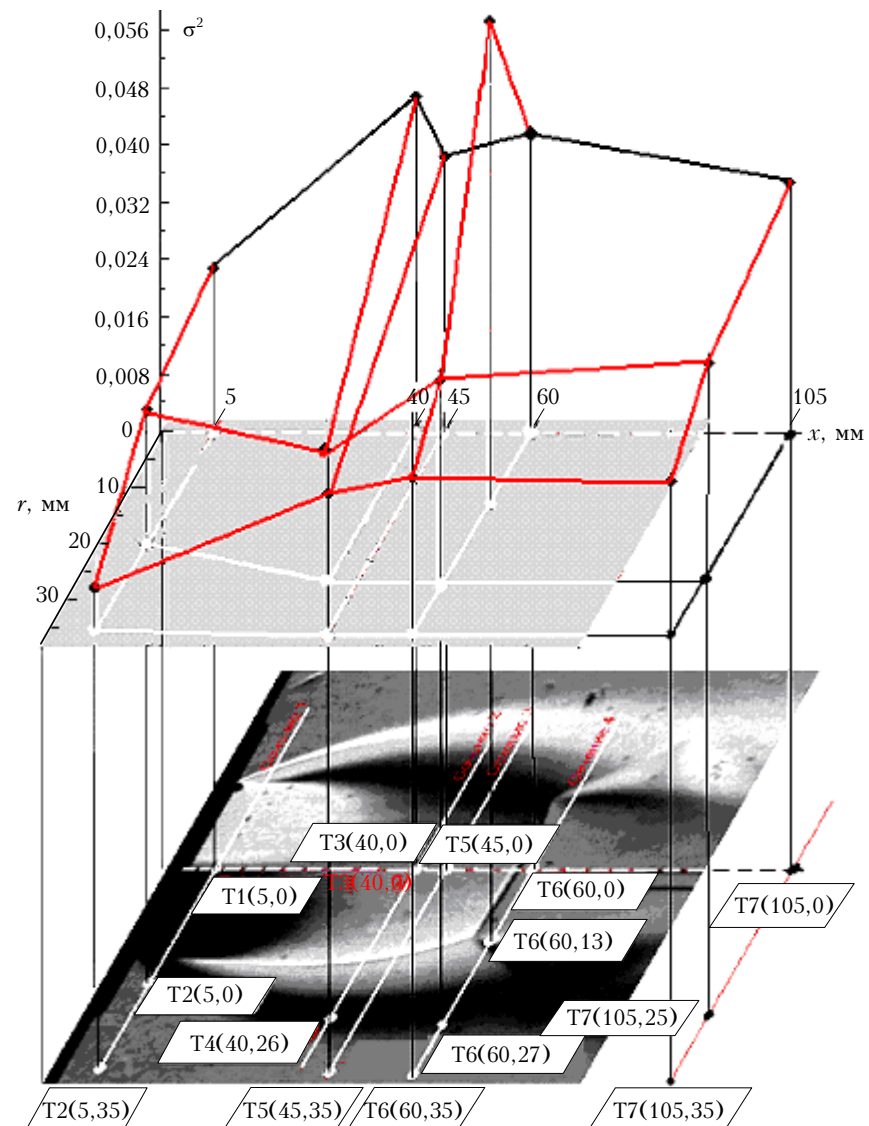


Рис. 6. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности при смещениях точки измерения в выбранном сечении относительно оси струны:  $a - npr = 5, x = 75$  мм;  $b - npr = 9, x = 105$  мм



a



b

Рис. 7. Дисперсия флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через струю:  $npr = 5$  (a), 9 (б). Для  $npr = 5$  приведены результаты измерений при оцифровке сигнала с разрешением 1 (1) и 2 МГц (2)