

УДК 532.522.2;534.23

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

© 2016 г. А. К. Миронов, С. Ю. Крашенинников,  
В. П. Маслов, Д. Е. Захаров

Центральный Институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова

111116 Москва, ул. Авиамоторная 2

E-mail: akomir@mail.ru

Поступила в редакцию 03.07.2015 г.

Экспериментально исследованы особенности распространения волн неустойчивости в слое смешения турбулентной струи при возбуждении струи внешней акустической волной. Применялась техника условного фазового осреднения данных, полученных при помощи технологии Particle Image Velocimetry с использованием опорного сигнала микрофона, расположенного вблизи струи. Проведено исследование влияния частоты возбуждения на характеристики крупномасштабных структур в слое смешения. Показано, что закономерности распространения волн неустойчивости хорошо согласуются с полученными ранее данными по локализации источников звука в турбулентных струях.

**Ключевые слова:** шум турбулентной струи, волны неустойчивости, технология PIV, условное фазовое осреднение, акустическое возбуждение.

**DOI:** 10.7868/S0320791916040122

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальный поиск упорядоченных структур в турбулентных струях проводится на протяжении последних 50 лет [1–11]. В классических работах Брауна и Рошко [3] на теневых картинах поля течения отчетливо видна двумерная структура волн неустойчивости в слое смешения газов различной плотности. Эта картина течения была получена для плоского слоя смешения. В осесимметричных турбулентных струях течение, как правило, носит хаотичный характер, и структура волн неустойчивости маскируется мелко-масштабной турбулентностью. Структуры с высокой степенью упорядоченности отчетливо видны только в струях при сравнительно небольших числах Рейнольдса ( $<10^5$ ). Как правило, при этих условиях в начале сдвигового слоя струи имеется небольшой ламинарный участок. В особенности упорядоченные структуры наиболее хорошо видны при возбуждении струи звуком (см., например, [6, 13]). В работах [4–12, 14] разработаны теоретические модели для описания проявления волн неустойчивости в процессах смешения и излучения шума. Подробный обзор механизмов генерации шума турбулентными потоками приведен в работе [15]. В том числе, проанализирован вклад волн неустойчивости в акустическое излучение струи.

В работе [4] для исследования крупномасштабных структур использовалась техника высокоскоростной шлирен-фотосъемки. На основе большого количества экспериментальных данных, полученных для всего диапазона дозвуковых чисел Маха, предложена картина течений, в которой крупномасштабные структуры доминируют в слое смешения струи.

По мнению авторов настоящей работы, выводы работы [4], так же как и многих других (например, [1, 6]), о роли упорядоченных структур в процессе смешения струй сильно зависят от интерпретации результатов исследователем. Если на шлирен-фотографиях в работах [1, 6] крупномасштабные когерентные структуры отчетливо видны, то упорядоченные структуры в невозбужденной струе [4] в значительной степени скрыты за мелкомасштабной турбулентностью. Таким образом, для выделения волн неустойчивости в затопленных турбулентных невозбужденных струях необходимо использование новых средств измерений.

Одним из средств поиска явлений неустойчивости в турбулентных струях является исследование акустического воздействия на струю. Акустическое воздействие на турбулентную струю исследовалось в большом количестве работ. В работах 60–80-х годов были определены результаты воздействия на осредненное течение в струе [6, 13, 16], а также были получены результаты возникнове-

ния вихревых структур в хаотическом движении турбулентного потока в струе. Обнаружение этих структур потребовало применения весьма изощренных средств измерений с помощью искровых тепловых фотографий и стробоскопических устройств, с использованием фотоумножительной техники. Эти исследования показали, что при поперечном акустическом облучении струи с кромки сопла сходят вихревые образования, скорость  $U_c$  движения которых (скорость конвекции вихревых образований) составляет около 0.6 от скорости истечения струи  $U_0$ . Продольный размер этих образований  $L$  связан с частотой облучения соотношением:  $L = U_c T$ , где  $T = 1/f$  – период акустической волны. Исследования показали, что проявление этих образований тем заметнее, чем ниже число  $Re$  истечения струи. По предположению отдельных исследователей, эти образования обусловлены появлением волн неустойчивости при акустическом облучении.

Использование технологии Particle Image Velocimetry (PIV) позволяет провести подобные исследования со значительно большей информативностью. Так, например, в работе [17] при помощи высокоскоростного PIV исследовалась возможность акустического управления волнами неустойчивости в слое смещения турбулентной струи.

Один из путей выделения упорядоченных структур из хаотичных процессов – это техника условно фазового осреднения. Этот метод измерений успешно применяется при экспериментальном исследовании закрученных струй [18, 19]. Например, в [18] три прецессирующих спиральных вихря были выделены с помощью техники условно фазового осреднения. Техника условно фазового осреднения основана на наличии некоторого опорного сигнала, связанного с исследуемым процессом. Хорошо известно, что закрученные струи при достаточно интенсивной закрутке генерируют интенсивный дискретный тон [20]. Поэтому в работе [19] при исследовании закрученных струй в качестве опорного сигнала были выбраны пульсации давления вблизи границ струи. В исследованиях различных процессов в качестве опорного выбираются разные сигналы для запуска фазового осреднения. Например, в экспериментальном исследовании упорядоченных структур в следе за турбулентной кольцевой струей [21] пульсации скорости в точке торможения были выбраны в качестве опорного сигнала. Одним из основных препятствий в применении анализа с использованием условно фазового осреднения к обычной невозбужденной струе является отсутствие отчетливо проявляющихся частот в пульсациях акустического (ближнего и дальнего) поля и в пульсациях скорости в слое смещения. С другой стороны, при возбуждении турбулентной струи акустическим излучением

сигнал с микрофона, расположенного рядом со струей, может быть использован в качестве опорного для фазового осреднения данных PIV.

В настоящей работе была поставлена задача исследования особенностей распространения волн неустойчивости в слое смещения турбулентной струи при возбуждении затопленной струи внешней акустической волной. Средняя скорость потока на срезе сопла составляла  $U_0 = 80$  м/с. Возбуждение струи производилось на трех частотах в диапазоне чисел Струхала  $Sh_d = fd/U_0 = 0.375 \dots 0.6$ .

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В экспериментах использовалось профилированное калибровочное сопло Dantec диаметром  $d = 12$  мм. Средняя скорость потока на срезе сопла  $U_0 = 80$  м/с ( $Re \approx 0.65 \times 10^5$ ). Возбуждение струи производилось на трех частотах  $f$ : 2.5, 3.4 и 4 кГц ( $Sh_d = 0.375 \dots 0.6$ ). Контроль над уровнем акустического излучения и синхронизация фазового осреднения проводились при помощи 1/4" микрофона G.R.A.S.S. Возбуждение струи осуществлялось при помощи электродинамического громкоговорителя, расположенного на расстоянии  $\approx 80$  мм от оси струи. Уровни возбуждения изменялись в пределах 110–127 дБ. Для измерения скорости потока применялся PIV фирмы “La Vision” со стандартным математическим обеспечением. Для получения лазерного ножа использовался двухимпульсный NdYAG-лазер. Энергия импульса равнялась 120 мДж, продолжительность – 5 нс, длина волны – 532 нм. Нестационарные поля течения рассчитывались по показаниям двух цифровых камер с высоким разрешением ( $1040 \times 1376$  пикселей). Для засевания потока частицами-маркерами применялся стандартный генератор аэрозоля фирмы “La Vision”. Диаметр частиц равнялся 1 мкм. Как правило, осредненное течение определялось по 400 моментальным картинкам.

Для выделения волн неустойчивости в возбужденной струе использовалась техника условно фазового осреднения. В качестве опорного сигнала использовался сигнал микрофона, расположенного на расстоянии  $\approx 50$  мм от оси струи в плоскости среза сопла. Сигнал через полосовые фильтры поступал на детектор нуля. После каждого перехода сигнала через ноль генератор сигналов формировал импульс TTL, который проходил линию задержки для обеспечения различных фаз синхронизации между микрофонным сигналом и вспышкой лазера. Фильтрация сигнала применялась для отсекающего широкополосного шума, связанного с механизмом Лайтхилла генерации звука. После задержки компьютер посылал контрольный сигнал на лазер и камеры. В экспериментах задержка управляющего сигнала  $\Delta t$  последова-

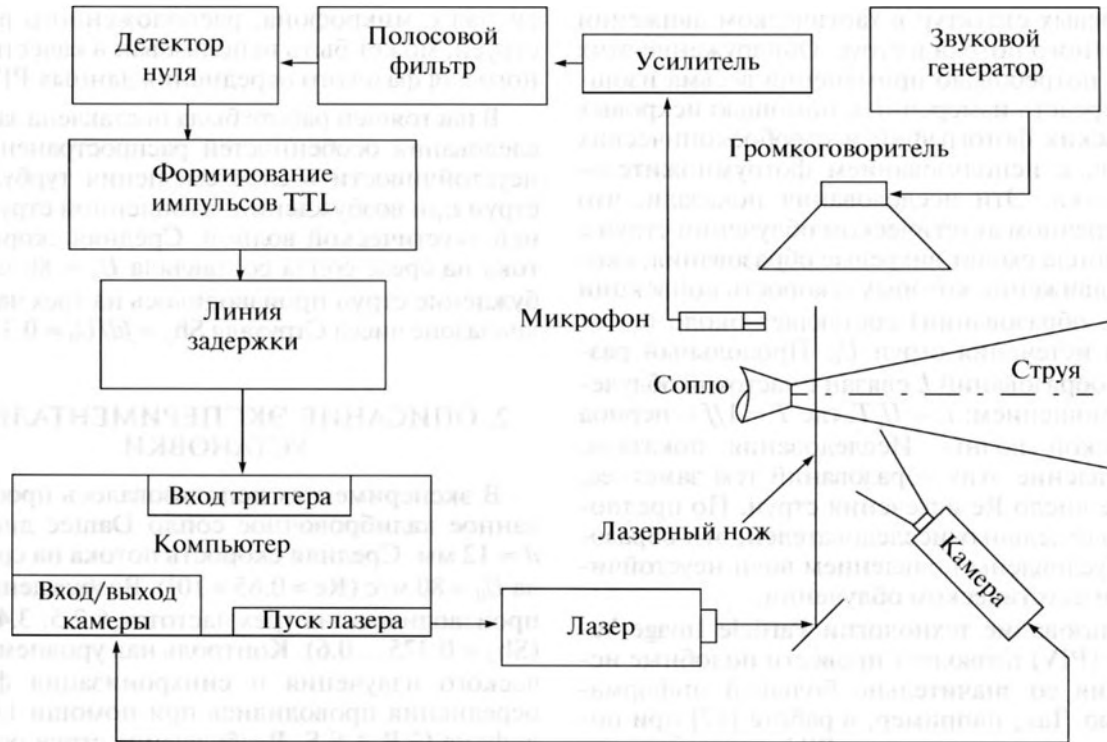


Рис. 1. Схема установки.

тельно увеличивалась с шагом  $1/12$  от периода пульсаций давления до значения полного цикла. Сдвиг фазы между управляющим сигналом и вспышкой лазера изменялся с шагом  $\Delta\Phi = 30^\circ$ .

PIV-измерения проводились в двух плоскостях – продольном и поперечном сечениях. В случае измерений в продольном сечении использовалась одна камера, определялись только продольная и радиальная компоненты скорости; при измерениях в поперечном сечении измерения проводились с помощью двух камер – определялись три компоненты скорости. Подробнее методика условно фазового осреднения изложена в [19].

Следует отметить, что в экспериментах применялось оборудование PIV с невысокой разрешающей способностью по времени. Минимальный временной интервал между парами вспышек лазера (между двумя последовательными картинами течения) составлял 0.2 с. В то же время, для возбуждения струи при характерном числе Струхала  $Sh = 0.5$  частота возбуждения должна составлять  $f \approx 3.4$  кГц. Однако предварительные исследования при помощи термоанемометрической системы (СТА C56 Dantec) показали, что при возбуждении струи на частотах 1–5 кГц пульсации скорости в струе и пульсации давления в точке расположения микрофона оказываются хорошо коррелированными на достаточно длительном периоде времени. При этом сдвиг фазы практически не меняется (в пределах  $-2^\circ < \Delta\Phi < 2^\circ$ ) на вре-

менном промежутке более 1000 периодов частоты возбуждения. Другими словами, при интервале между двумя последовательными картинками течения 0.2 с осредненные по фазе картины течения будут адекватны истинной структуре потока. Косвенным подтверждением этого положения являются поля течения, полученные при фазовом осреднении для  $\Delta\Phi = 0^\circ$  и  $\Delta\Phi = 360^\circ$ , что соответствует одному периоду частоты возбуждения.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

#### 3.1. Динамика развития волн неустойчивости в возбужденной турбулентной струе

Результаты измерений, осредненные по фазе, приведены на рис. 2. На рис. 2а приведены данные для поперечной скорости при возбуждении с частотой 4 кГц, на рис. 2б показана продольная компонента скорости, частота возбуждения 2.5 кГц. На рисунках указано значение сдвига фазы  $\Delta\Phi$  между пересечением нуля сигнала с контрольного микрофона и вспышкой лазера: верхние картины поля течения получены при  $\Delta\Phi = 0^\circ$ , нижние – при  $\Delta\Phi = 180^\circ$ . Для частоты возбуждения 4 кГц (рис. 2а) сдвиг фазы  $\Delta\Phi = 180^\circ$  соответствует временной задержке  $\Delta\tau = 0.25$  мс, для  $f = 2.5$  кГц (рис. 2б) –  $\Delta\tau = 0.4$  мс.

На рис. 2 отчетливо видны крупномасштабные образования, которые в дальнейшем ассоциировались с волнами неустойчивости. Поля осред-



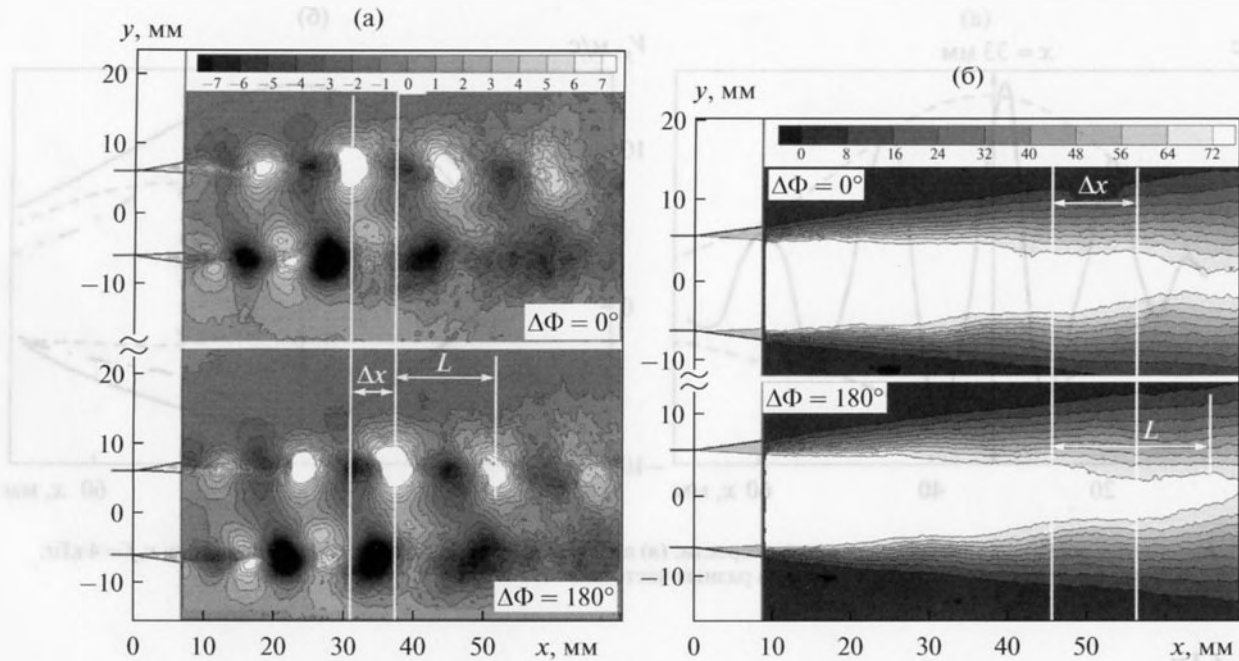


Рис. 2. Осредненные по фазе поля скорости: (а) поперечная составляющая скорости,  $f = 4$  кГц; (б) продольная составляющая скорости,  $f = 2.5$  кГц.

ненной по фазе скорости показывают, что максимумы возмущений распространяются вдоль слоя смешения. Последовательность картин течения при увеличении сдвига фаз  $\Delta\Phi$  (или, что одно и то же, времени задержки  $\Delta t = \Delta\Phi/f/360^\circ$ ) позволяет определить скорость распространения возмущений. На рис. 2 показана схема определения скорости конвекции вихрей  $U_c$ : смещение центра вихря  $\Delta x$  за время  $\Delta t$  ассоциировалось со скоростью перемещения крупномасштабных образований,  $U_c = \Delta x/\Delta t$ . По результатам измерений оказалось, что скорость конвекции вихрей равна  $U_c = 0.61U_0$ . Это значение находится в хорошем соответствии с данными работ [22–24], где при помощи термоанемометрических измерений определялась общая скорость конвекции пульсаций в середине слоя смешения турбулентной струи.

Результаты экспериментов показывают, что длина волны неустойчивости — расстояние между центрами вихрей  $L$  (см. рис. 2) — обратно пропорциональна частоте возбуждения. Характерное число Струхала, определенное по размерам вихря и скорости его перемещения ( $Sh_L = fL/U_c$ ), оказалось равным единице ( $Sh_L = 1$ ) для всех исследованных в настоящей работе частот возбуждения.

При увеличении расстояния от среза сопла амплитуда возмущений, показанных на рис. 2, сначала нарастает, достигает максимума, а затем уменьшается. Осевое распределение амплитуды  $V_y$  вдоль линии, продолжающей кромку сопла, при

возбуждении на частоте 4 кГц показано на рис. 3 для  $\Delta\Phi = 30^\circ$ . Анализируя распределения амплитуд возмущений при различных сдвигах фаз  $\Delta\Phi$ , можно построить огибающую и найти осевую координату максимума волны неустойчивости. На рис. 3а такая огибающая кривая показана штриховой линией. На рис. 3б показаны распределения амплитуд возмущений  $V_y$  для различных частот возбуждения.

Зафиксированные осевые координаты максимальных амплитуд волн неустойчивости хорошо коррелируют с известными данными по локализации источников шума в струе. Здесь под термином “локализация” понимается определение координат поперечного сечения струи для фиксированной частоты акустического излучения. Существует много способов локализации источников звука в струе [22, 25–29]. Например, метод экранирующих стенок [26], техника полярной корреляции [25], корреляционные измерения микрофонной антенной, расположенной вблизи струи [22], эллиптические зеркала, направленные микрофоны и др. В любом случае предполагается, что ширина спектра акустического излучения отдельного участка струи мала, и можно считать, что в заданном сечении струи излучается звук на некоторой характерной частоте.

На рис. 4 приведено сопоставление результатов измерений, проведенных в настоящей работе (рис. 3б), с результатами определения местоположения источников звука в турбулентной струе различными способами. В работе [22] показано,

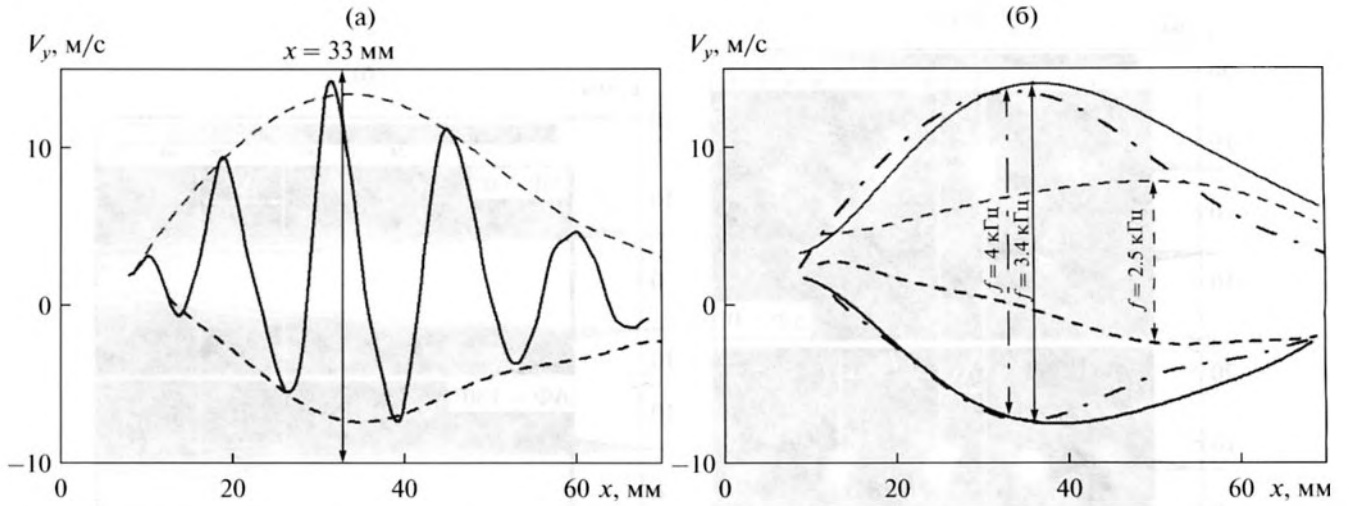


Рис. 3. Амплитуды вертикальной составляющей скорости: (а) амплитуда и огибающая кривая  $V_y$  вдоль оси  $x$ ,  $f = 4$  кГц, (б) огибающие кривые амплитуды возмущений на разных частотах.

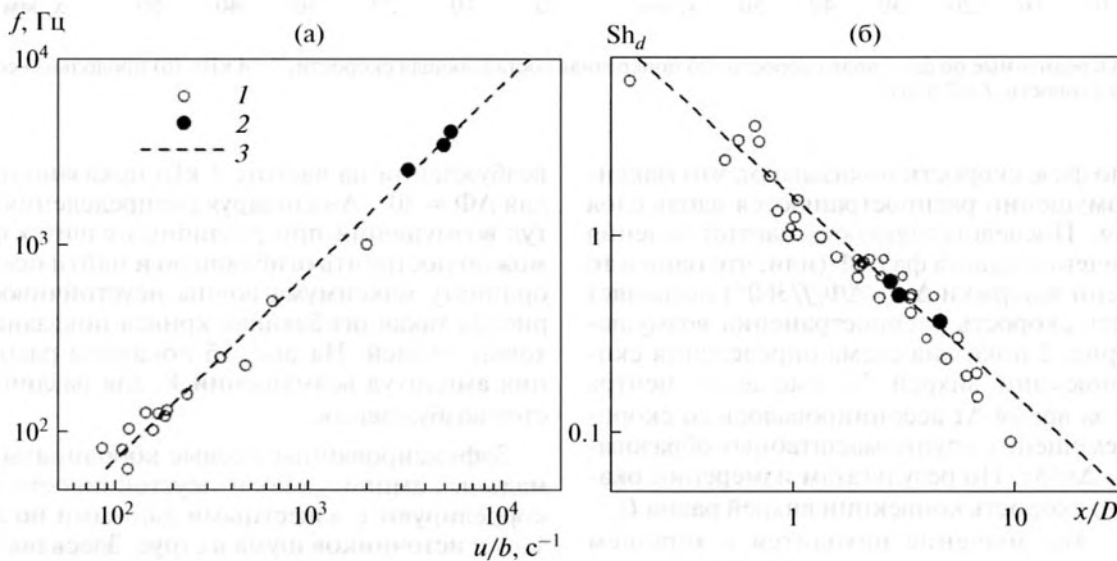


Рис. 4. Зависимость характерной частоты от расстояния от среза сопла. 1 – обобщение результатов работ [20, 23–27] из [20], 2 – результаты настоящей работы, 3 –  $f = 0.7b/u$ .

что характерная частота излучения сечением струи, расположенным на расстоянии  $x$  от среза сопла, определяется местной скоростью  $u$  и толщиной слоя смешения  $b$ :  $f = 0.7b/u$ . В случае затопленной струи воздуха  $b = 0.27x$ ,  $u = 0.6U_0$ , тогда  $f \approx 0.3x/U_0$ . На рис. 4 светлыми точками показано обобщение результатов различных работ из [22], темными – результаты настоящей работы. На рис. 4б приведено сопоставление результатов измерений с известными данными аналогичных исследований [22, 25–29] в традиционных координатах в виде зависимости безразмерной частоты излучения источников звука в слое смешения ( $Sh_d = fD/U_0$ ) от расположения этих источников

относительно среза сопла  $x/D$ . Хорошее согласование данных рис. 4 косвенно подтверждает наличие связи крупномасштабных структур (волн неустойчивости) с излучением звука турбулентной невозбужденной струей [11, 22].

### 3.2. Влияние акустического возбуждения на осредненные характеристики потока

Акустическое возбуждение струи оказывает влияние на осредненные характеристики потока. На рис. 5 приведены осевые распределения средней продольной скорости (а) и интенсивности пульсаций (б), полученные без применения тех-

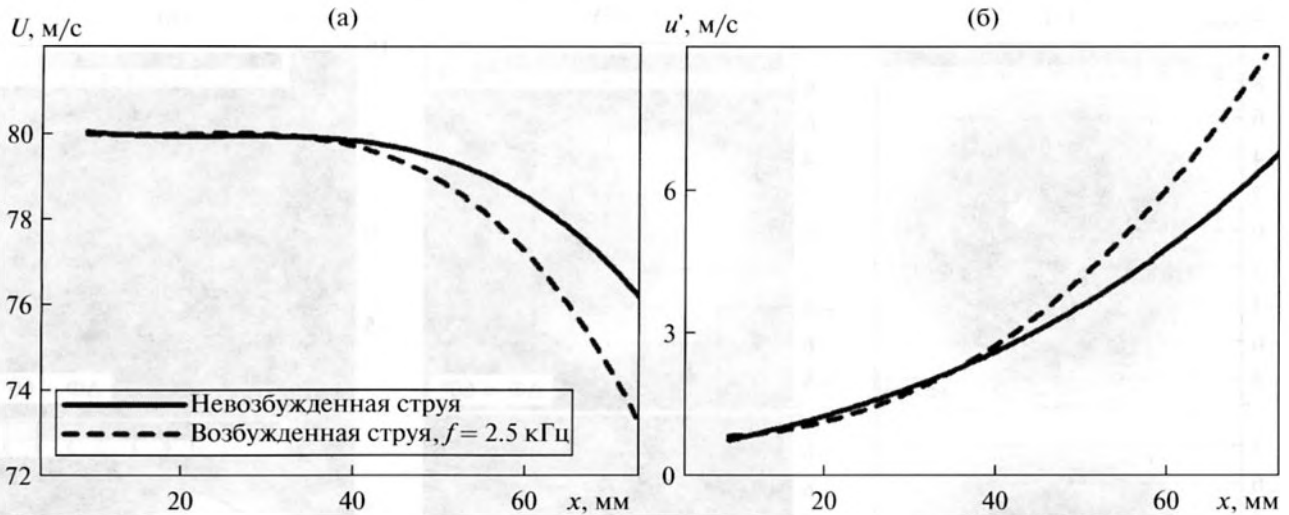


Рис. 5. Осевые распределения скорости и пульсаций скорости.

ники фазового осреднения для невозбужденной и возбужденной струи. Здесь частота возбуждения  $f = 2.5$  кГц при уровне возбуждения  $-122$  дБ. Видно, что акустическое возбуждение сокращает начальный участок струи и увеличивает уровни пульсаций скорости. Эти данные согласуются с результатами, полученными в [13] при облучении струи на частотах соответствующих  $Sh < 1$  при числах Рейнольдса  $< 10^5$ .

### 3.3. Азимутальные моды, возникающие в струе при поперечном возбуждении

На рис. 6 показаны осредненные по фазе поля течения в поперечном сечении струи, расположенном на расстоянии 40 мм от среза сопла ( $x/D = 3.33$ ). Частота облучения 4 кГц, излучатель расположен справа. На рис. 6а приведены данные для продольной составляющей скорости на рис. 6б – поперечной. Сдвиг фаз между верхними и нижними рисунками  $\Delta\Phi = 180^\circ$ . Видно, что при изменении сдвига фазы на величину половины периода картина течения меняется на противоположную. Данные рис. 6б показывают, что при облучении с частотой  $f = 4$  кГц поперечные компоненты скорости на горизонтальной линии в диаметрально противоположных друг другу точках имеют противоположный знак. Другими словами, границы струи в горизонтальном сечении последовательно сжимаются и расширяются при изменении фазы возбуждающей волны.

На рис. 6в представлены фазоосредненные поля радиальной скорости, полученные при вычитании среднего поля течения. Для этого в каждой точке вычислялось значение  $\Delta V_r(y, z, \Delta\Phi) = V_r(y, z, \Delta\Phi) - V_{ra}(y, z)$ , где  $V_r(y, z, \Delta\Phi)$  – значение фазоосредненной радиальной скорости в

точке  $(y, z)$  при сдвиге фазы  $\Delta\Phi$ ,  $V_{ra}(y, z)$  значение радиальной скорости в той же точке возбужденной струи, измеренное без применения техники условно фазового осреднения. При такой обработке выделяются значения и направления скоростей, связанные только с акустическим возбуждением струи. Картины течения, приведенные на рис. 6в, показывают, что при частоте  $f = 4$  кГц и сдвиге фазы  $\Delta\Phi = 60^\circ$  происходит интенсивное втекание окружающего воздуха в струю, при противоположном сдвиге фазы ( $\Delta\Phi = 240^\circ$ ) струя расширяется практически по всему периметру.

Линии тока в поперечном сечении струи, полученные при вычитании среднего поля течения, дают более полное понимание структуры азимутальных мод, возникающих при акустическом возбуждении струи на различных частотах. На рис. 7 показаны линии тока для двух частот возбуждения (сверху  $f = 2.5$  кГц, снизу  $f = 4$  кГц). Сдвиг фаз слева направо последовательно возрастает на величину  $\Delta\Phi = 90^\circ$ . Видно, что при возбуждении на частоте  $f = 2.5$  кГц деформация струи происходит в горизонтальной плоскости (направление расположения излучателя). Для частоты  $f = 4$  кГц наблюдаются как горизонтальные деформации струи (в моменты времени, соответствующие  $\Delta\Phi = -30^\circ$  и  $150^\circ$ ), так и фазы одновременного сжатия и расширения ( $\Delta\Phi = 60^\circ$  и  $240^\circ$ ).

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

В работе [22] показано, что порождение шума турбулентной струи обусловлено перемежающимся движением турбулентной жидкости. Характерная частота излучения определяется продольным размером динамической неоднородности  $l$ , внутри которой более высокочастотные пульсации создают пониженное статическое дав-



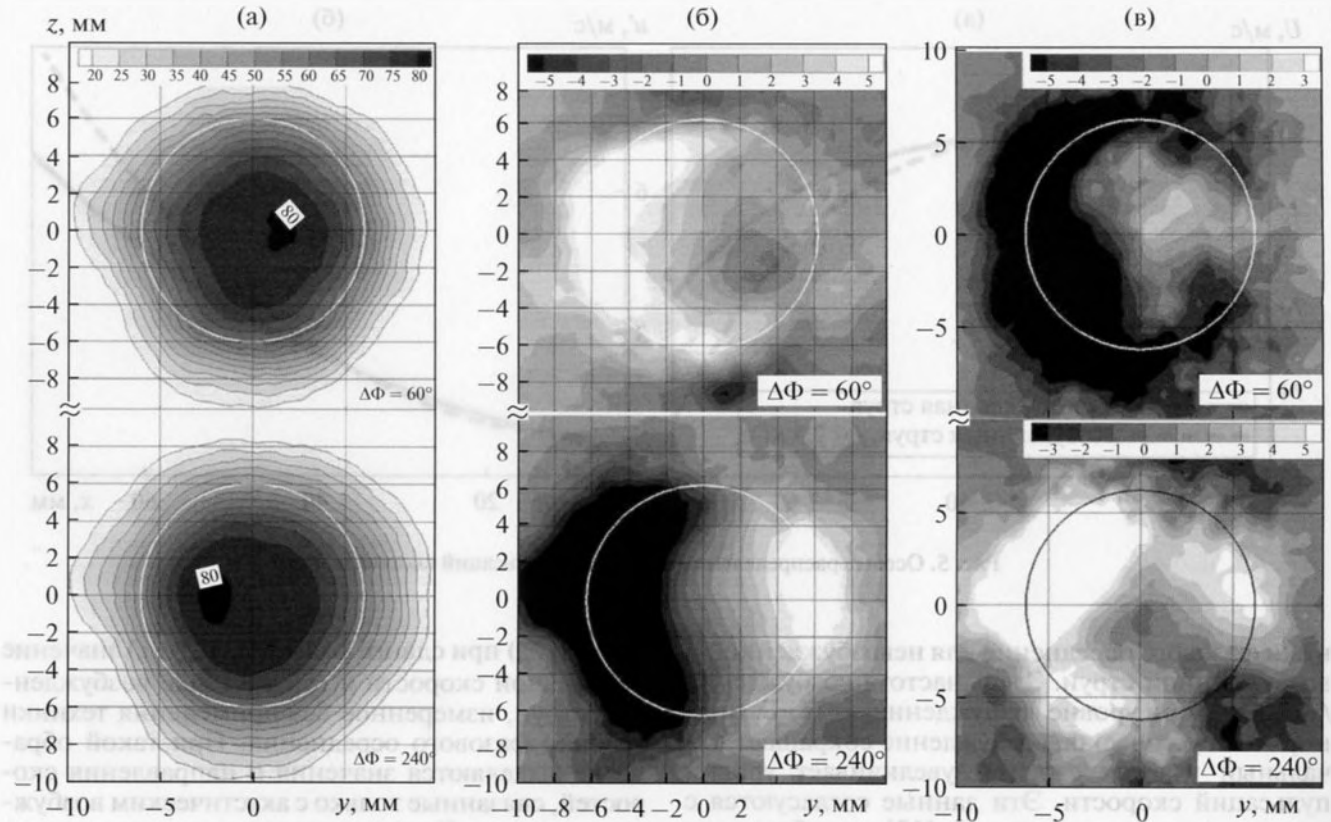


Рис. 6. Осредненные по фазе поля скорости в поперечном сечении  $x = 40 \text{ мм}$ ,  $f = 4 \text{ кГц}$ . Излучатель справа, окружности – проекция кромки сопла на сечение, в котором проводились измерения. Продольная составляющая скорости  $U$  (а); поперечная составляющая скорости  $V_y$  (б); отклонение радиальной составляющей скорости от среднего значения ( $\Delta\Phi$ ) (в).

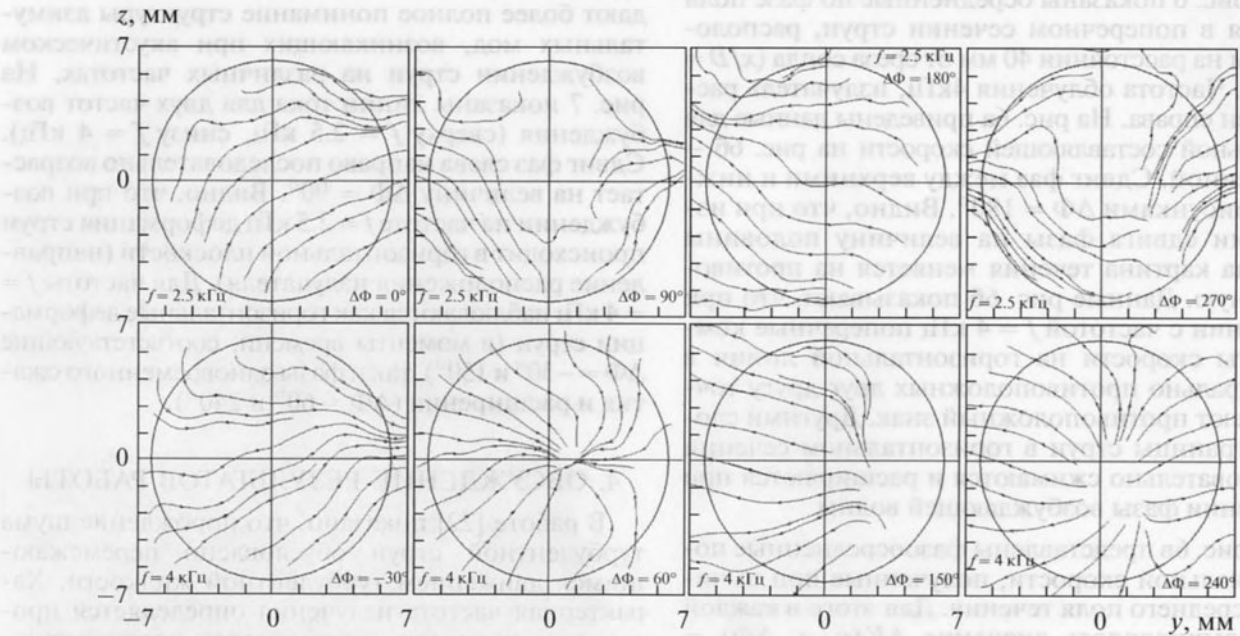


Рис. 7. Линии тока возмущенных компонент поля течения.

ление. При продольном движении таких динамических неоднородностей характерный период создаваемого возмущения будет

$$T = l/U_c, \quad (1)$$

где  $U_c$  — скорость движения динамических неоднородностей, совпадающая со скоростью конвекции. Это движение создает поперечное возмущение среды с частотой

$$f = 1/T. \quad (2)$$

На рис. 46 представлены результаты экспериментального определения положения (координаты  $x$ ) источников звука в слое смешения струи для разных частот  $f$  в безразмерном виде:

$$\text{Sh}_d = fD/U_0 = \text{Sh}(x/D). \quad (3)$$

Совпадение положения максимума пульсаций поперечной скорости для заданных частот воздействия на струю согласуется с моделью излучения звука из [22], которая соответствует соотношению (1) и эквивалентным ему соотношениям (2), (3). Именно в области, где совпадают характерные размеры динамических неоднородностей, движение которых создает звуковое излучение струи и вихревых образований, созданных облучением струи, возможно их взаимодействие. Это взаимодействие выражается в интенсификации пульсационного движения, которое иллюстрируется данными рис. 3. Таким образом, данные настоящего исследования подтверждают модель шумообразования струи, изложенную в [22].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методика условно фазового осреднения данных PIV использована для исследования процесса распространения волн неустойчивости в осесимметричной струе при ее поперечном акустическом возбуждении. Частоты возбуждения варьировались в диапазоне  $\text{Sh} = 0.375 \dots 0.6$ .

Наблюдалось распространение возмущений (волн неустойчивости) вдоль струи со скоростью порядка  $0.6U_0$ . Длина волны неустойчивости (продольный размер неоднородностей) соответствует периоду акустических пульсаций внешнего источника и скорости конвекции неоднородностей  $l = U_c/f$ .

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с известными данными по определению положения источников звука на характерных частотах в струе (локализации), что подтверждает наличие взаимодействия волн неустойчивости с источниками звука в турбулентной струе. Результаты измерений в поперечном сечении струи показали, что в случае низкочастотного возбуждения деформация струи происходит в направлении распространения звуковой волны (горизонтальной плоскости). При высокочастотном облучении наблюдаются как горизонтальные деформации

струи, так и фазы одновременного сжатия и расширения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект № 14-01-00325\_a).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structures in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. P. 547–591.
2. Ko N.W.M., Davies P.O.A.L. The near field within the potential cone of subsonic cold jets // J. Fluid Mech. 1971. V. 50. Pt. 1. P. 49–78.
3. Brown G.L., Roshko A. Density effect and large structure in turbulent mixing layers // J. Fluid Mech. 1974. V. 64. Pt. 4. P. 775–816.
4. Moore C.J. The role of shear layer instability waves in jet exhaust noise // J. Fluid Mech. 1977. V. 80. Pt. 2. P. 321–368.
5. Thurow B., Samimy M., Lempert W. Compressibility effects on turbulence structures of axisymmetric mixing layers // Phys. Fluids. 2003. V. 15. P. 1755–1765.
6. Ginevsky A.E., Vlasov Ye.V., Karavosov R.K. Acoustic Control of Turbulence Jets. Heidelberg: Springer, 2004.
7. Michalke A. On the inviscid instability of the hyperbolictangent velocity profile // J. Fluid Mech. 1964. V. 19. Pt. 4. P. 543–556.
8. Michalke A. On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer // J. Fluid Mech. 1965. V. 23. Pt. 3. P. 521–544.
9. Sidelnikov T.H. Self-oscillating noise generation under issuing of gas jets. Moscow: Nauka, 1971. 85 p. [in Russian]
10. Liu J.T.C. Developing large-scale wavelike eddies and the near jet noise field // J. Fluid Mech. 1974. V. 62. Pt. 3. P. 437–464.
11. Tam C.K.W. Directional acoustic radiation from a supersonic jet generated by shear layer instability // J. Fluid Mech. 1971. V. 46. P. 757–765.
12. Tam C.K.W., Viswanathan K., Ahuja K.K., Panda J. The sources of jet noise: experimental evidence // J. Fluid Mech. 2008. V. 615. P. 253–292.
13. Гиневский А.С., Власов Е.В., Колесников А.В. Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроение, 1978. 176 с.
14. Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Экспериментальное исследование роли волн неустойчивости в механизме излучения шума сверхзвуковой струей // Изв. РАН. МЖГ. 2009. Т. 44. № 4. С. 123–132.
15. Jordan P., Jervais Y. Subsonic jet aeroacoustics: associating experiment, modelling and simulation // Exp. in Fluids. 2008. V. 44. № 1. P. 1–21.
16. Фурлетов В.И. Воздействие акустических колебаний на турбулентную струю газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 5.
17. Копьев В.Ф., Беляев И.В., Зайцев М.Ю., Копьев В.А., Фараносов В.А. Акустическое управление волнами неустойчивости в турбулентной струе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 19–30.



18. *Cala C.E., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I.* Coherent structures in unsteady swirling jet flow // *Experiments in Fluids*. 2006. V. 40. P. 267–276.
19. *Захаров Д.Л., Крашенинников С.Ю., Маслов В.П., Миронов А.К., Токталиев П.Д.* Исследование нестационарных процессов, свойств течения и тонального акустического излучения закрученной струи // *Изв. РАН. МЖГ*. 2014. № 1. С. 61–74.
20. *Krashenninikov S.Yu.* Investigation of a submerged air jet during high-intensity swirling // *J. Fluid Dynamics*. 1971. V. 6. № 6. P. 1039–1045.
21. *Vanierschot M., Van den Bulck E.* Experimental study of low precessing frequencies in the wake of a turbulent annular jet // *Exp. Fluids*. 2011. V. 50. № 1. P. 189–200.
22. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Попытка определения положения источников звука в турбулентной струе по результатам измерений акустического поля и корреляций пульсаций скорости // *Изв. РАН. МЖГ*. 2010. № 3. С. 69–83.
23. *Wills J.A.B.* On convection velocities in turbulent shear flows // *J. Fluid Mech.* 1964. V. 20. Pt. 3. P. 417–432.
24. *Каравосов Р.К.* Экспериментальное исследование полей скорости конвекции и интенсивности турбулентности в струе // *Тр. ЦАГИ*. 1971. №. 1371. С. 27–32.
25. *Fisher M.J., Harper-Bourne M., Glegg S.A.L.* Jet engine noise source location: the polar correlation technique // *J. Sound Vibr.* 1977. V. 51. № 1. P. 23–54.
26. *Mac-Gregor G.R., Simcox C.D.* The location of acoustic sources in jet flows by means of the wall isolation technique // *AIAA Paper*. 1973. № 1041. 73 p.
27. *High velocity jet noise source location and reduction.* U. S. Department of Transportation. 1977. FAA, Report № FAA-RD-76-79.
28. *Zaman K.B.M.Q.* Flow field and near and far sound field of a subsonic jet // *J. Sound Vibr.* 1986. V. 106. № 1. P. 1–16.
29. *Alkislar M.B.* Aeroacoustics of a Mach 0.9 jet with chevron-microjet combination // *AIAA Paper*. 2008. № 3041. 14 p.