

УДК 532.517.4: 534.23

## О ДВУХ МЕХАНИЗМАХ ШУМООБРАЗОВАНИЯ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ

© 2019 г. С. Ю. Крашенинников<sup>а,\*</sup>, П. А. Семенёв<sup>а</sup>

<sup>а</sup> *Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия*

*\*E-mail: krashenin@ciam.ru*

Поступила в редакцию 18.02.2019 г.

После доработки 06.03.2019 г.

Принята к публикации 06.03.2019 г.

Анализируются особенности процессов шумообразования в турбулентных струйных течениях. Рассмотрены два возможных процесса: шум диссипирующей турбулентности и шум, создаваемый крупномасштабными возмущениями в турбулентном потоке, сопровождающими распространение турбулентных струй. Для оценки первого указанного эффекта использованы данные теории и экспериментальных исследований статистической теории турбулентности. Для анализа процесса образования шума крупномасштабными возмущениями использованы данные вычислительных экспериментов, в которых проводился непосредственный нестационарный расчет течения в дозвуковых турбулентных струях при использовании LES технологии, а также данные экспериментов. Показано, что шум крупномасштабных возмущений удовлетворительно воспроизводится при вычислительном моделировании и его свойства соответствуют экспериментам по исследованию шумообразования в струях; вклад шума диссипирующей турбулентности в общей шум струи представляется незначительным.

*Ключевые слова:* турбулентные струи, турбулентность, акустическая диссипация, индуцированное течение, шумообразование, ближнее акустическое поле

**DOI:** 10.1134/S0568528119050062

Несмотря на большой объем данных по изучению акустических характеристик турбулентных струй, которые содержатся в монографиях, обобщающих соответствующие результаты исследований [1–3], специализированных материалах [4, 5], а также в монографиях по исследованию турбулентности [6–8] и цитируемых в указанных статьях, продолжается дискуссия о механизмах шумообразования в турбулентных струях. При этом в качестве причины шумообразования в различных статьях указываются когерентные структуры, волны неустойчивости, перемежаемость турбулентности [9–11]. Первые из указанных причин шумообразования отличаются от представлений, изложенных в классических трудах Лайтхилла. При этом существует несколько подходов к определению возможных процессов шумообразования, в которых используется модель Лайтхилла, изложенная в [12, 13]. В ряде исследований, анализ которых дан в монографии [2], модели шумообразования основаны на аппроксимации корреляционных характеристик пульсаций скорости в слое смещения струи с использованием упрощенных представлений о свойствах турбулентных пульсаций и масштабов турбулентности. При этом предполагается, что шум струи образуется в слое смещения из-за высокого уровня турбулентных пульсаций скорости.

В монографиях [6–8], в частях, посвященных анализу динамики турбулентности, изложены другие представления о механизме шумообразования, также основанные на теории Лайтхилла. Этот механизм согласуется с моделью шумообразования, представленной в [14]. Согласно [6–8] потеря энергии турбулентных пульсаций происходит из-за вязкой диссипации и акустического излучения. И соответственно шум турбулентных струй образуется при диссипации турбулентности. Мощность акустического излучения пропорциональна потере энергии турбулентных пульсаций при диссипации. Последнее находится в соответствии с анализом механизма шумообразования турбулентности в [14].

По-видимому, этот механизм шумообразования существует всегда. Можно только ставить вопрос о том, в какой мере суммарное акустическое излучение турбулентных струй определяется этим механизмом. Экспериментальных данных, которые позволили бы произвести непосред-

ственный анализ процессов диссипации в струйных течениях, не достаточно. Можно провести только приближенную оценку возможного вклада процесса диссипации в образование шума турбулентных пульсаций. И эти данные сопоставить с результатами исследований шумообразования в струях на основе экспериментальных исследований и вычислительного моделирования акустического излучения различных струйных течений.

Далее будут изложены результаты анализа процесса шумообразования в слое смешения в начальном участке турбулентной струи на основании данных измерений и вычислительных экспериментов, часть которых получена из расчетов [15–18]. Они будут сопоставлены с оценками энергии акустического излучения, возникающего вследствие диссипации турбулентности. Результаты этого анализа показывают, что шум струи создается крупномасштабными пульсациями. Эти пульсации возникают вне струи вблизи границ слоя смешения, из-за нестационарного движения в эжектурируемой струей потоке.

Проведенный анализ показывает также, что мощность акустического излучения при диссипативном процессе существенно меньше, чем мощность акустического излучения струи.

## 1. ШУМ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

К исследованиям образования акустических возмущений вследствие турбулентных пульсаций скорости можно отнести статьи [12–14], подробный анализ которых изложен в монографиях [6, 7].

По результатам этих исследований в [6] приведена таблица, описывающая эффекты взаимодействия различных составляющих возмущений в турбулентной среде (вихревой, акустической, энтропийной), приводящего к порождению дополнительных возмущений.

Согласно этим данным главным источником возникающих акустических возмущений при наличии пульсаций скорости является взаимодействие их вихревых компонент.

В [6] приведены результаты анализа этого взаимодействия, изложенные в статьях [12, 14]. Согласно материалам анализа процесса уменьшения энергии турбулентных пульсаций за счет возникающих акустических возмущений, иначе, процесс порождения звука турбулентностью, является элементом диссипативного процесса.

Вязкая диссипация в турбулентном потоке анализируется в монографиях [6–8] на основе общих представлений об эволюции турбулентности по времени. Для изотропной турбулентности известно точное решение, которое связывает скорость изменения энергии турбулентных пульсаций с характерными параметрами турбулентности: интенсивностью пульсаций скорости и микромасштабом вихрей.

Для потока энергии вязкой диссипации  $e_v$  в случае изотропной турбулентности получено соотношение

$$e_v = \frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} u'^2 \right) = -A \frac{\nu u'^2}{\lambda^2} \quad (1.1)$$

Здесь  $u'$  – среднеквадратичное значение пульсационной скорости,  $\lambda$  – микромасштаб турбулентности,  $\nu$  – вязкость. В изотропной турбулентности интенсивность пульсаций скорости характеризуется одной величиной.

Значение константы определено теоретически для случая эволюции изотропной турбулентности:  $A = 15$  [7, 8]. В [7] отмечено также, что это соотношение справедливо в случае однородной турбулентности. В [8] это соотношение (1.1) представлено в виде

$$\frac{d}{dt} (u'^2) = -A_1 \frac{\nu u'^2}{\lambda^2} \quad (1.2)$$

Здесь  $A_1 = 10$ . В соответствии с изложенными в статьях и монографиях [3, 6–8, 12–14] представлениями, акустическая диссипация  $e_a$  должна быть пропорциональной вязкой диссипации и зависеть от числа Маха для характерной пульсационной скорости

$$e_a = C e_v f(M_r)$$

Для определения константы  $C$  и функции  $f$  используется соотношение теории Лайтхилла, которое определяет поток энергии акустических пульсаций вне границ их источника, и может быть представлено в таком виде

$$I(x) = \frac{1}{16\pi^2 a^5 x^2 \rho} \iint \left\langle \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} (T_{ij} - \langle T_{ij} \rangle) \right] \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} (T'_{ij} - \langle T'_{ij} \rangle) \right] \right\rangle dy dy'$$

$$T_{ij}(y) = \rho u_i u_j + P_{ij} - a^2 \rho \delta_{ij}, \quad P_{ij} = p \delta_{ij} + \eta \left[ -\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right] \quad (1.3)$$

Здесь угловые скобки обозначают осреднение по времени,  $x$  – расстояние до источника,  $p$  – давление;  $u_i, u_j$  – компоненты пульсаций скорости,  $\eta$  – молекулярная вязкость,  $\rho$  – плотность,  $a$  – скорость звука в окружающей среде. В монографии [7] приведены результаты ряда исследований, в которых применительно к изотропной турбулентности на основании соотношения (1.3) проведены оценки значения константы  $C$  и определена функция

$$f(M_t) = M_t^5$$

Полученные значения константы носят оценочный характер и согласно [7]

$$C = 10-100$$

В монографии [8] указано, что Лайтхиллом в [19] предложено значение

$$C = 40$$

Таким образом, излучение шума турбулентностью, связанное с вязкой диссипацией, выраженное через мощность акустического излучения единицы объема, будет

$$e_a = \frac{C \nu u'^2}{\lambda^2} A M_t^5 \quad (1.4)$$

Совокупность соотношений (1.1), (1.3) позволяет при использовании экспериментальных данных по интенсивности турбулентных пульсаций и микромасштабу турбулентности оценить мощность акустического излучения струи, если предположение о формировании акустического излучения в процессе диссипации турбулентности справедливо.

## 2. ОЦЕНКА ШУМООБРАЗОВАНИЯ В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СТРУИ НА ОСНОВЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРУЙНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ КАК О СОВОКУПНОСТИ ДВИЖУЩИХСЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ВИХРЕЙ

На рис. 1 приведена “мгновенная” тепловизионная фотография подогретой воздушной струи из [17], полученная при  $Re > 10^6$ . Наблюдаемая совокупность движущихся мелких вихревых образований может служить основанием для анализа шума струи, создаваемого движущимися вихрями.

Если исходить из предположения о том, что слой смешения струи представляет собой однородный турбулентный поток, то для оценки мощности его акустического излучения можно применить соотношения, полученные в исследованиях, посвященных анализу излучения шума турбулентностью, которые были рассмотрены в предыдущем разделе. Результаты такой оценки можно сопоставить с известными данными по акустомеханическому КПД турбулентных струй.

На рис. 1б представлена традиционная схема структуры потока в начальном участке струи [20]. Струйное течение принято разделять на начальный участок ( $x_n$  – его длина) и примыкающий к нему основной участок. Согласно экспериментальным данным и имеющимся представлениям о мощности акустического излучения турбулентных дозвуковых струй приблизительно половина акустического излучения создается в начальном участке струи [1–4].

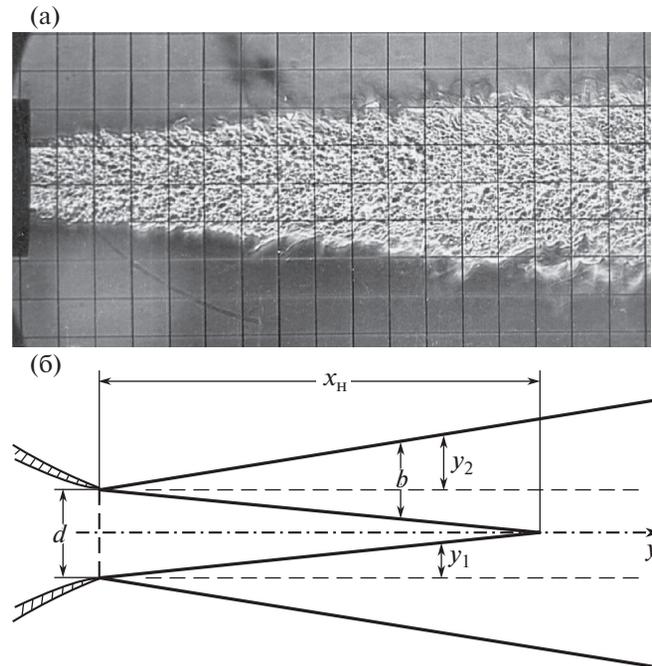
Структура течения в начальном участке исследована достаточно подробно и данные по интенсивности пульсаций скорости имеются в достаточном объеме. Но в соотношении (1.1) есть параметр  $\lambda$ , для определения которого нужны дополнительные сведения.

Для оценки акустической мощности, излучаемой слоем смешения в начальном участке струи, применены следующие соотношения.

Для этой части струи можно использовать условие подобия распределения параметров в слое смешения струи и условие практически линейного расширения слоя смешения [20]

$$b \approx 0.27x$$

Длина начального участка струи –  $5d$ .



**Рис. 1.** Искровая тепловеская фотография турбулентной затопленной струи (а) и схема начального участка струи (б):  $b$  – ширина слоя смешения,  $y_1$  и  $y_2$  – координаты его границ

Значения скорости на оси и на внутренней границе слоя смешения известны: продольная скорость

$$u_m = u_0$$

Известна (из эксперимента) интенсивность пульсаций скорости в слое смешения, и может быть определена кинетическая энергия турбулентности

$$e_{kt} \cong \frac{3}{2} \langle v'^2 \rangle \rho$$

Для значений величины микромасштаба в струях есть экспериментальные данные [21], представленные в [20]. Но они получены по результатам термоанемометрических измерений на оси так называемого основного участка струи [20]. При дальнейшем анализе предполагается, что их можно использовать для оценки характеристик пульсаций в сечении конца начального участка струи.

Соответствующая эмпирическая зависимость имеет вид

$$\frac{\lambda}{R_0} \approx \text{Re}_d^{-0.5} \frac{x}{R_0} \quad (2.1)$$

Здесь  $d$  обозначает диаметр сопла,  $R_0$  – радиус сопла.

При оценке будет рассмотрено только сечение конца начального участка струи.

При этом делается предположение, что свойства течения в конце начального участка достаточно близки к их свойствам в основном участке. При оценке суммарной мощности акустического излучения будет предполагаться, что она нарастает от нулевого значения в исходном сечении струи до конечного значения в конце начального участка по линейному закону.

В монографии [20] приведены результаты многочисленных исследований, в которых определялись характеристики турбулентности. На рис. 2 представлена совокупность результатов измерений интенсивности турбулентных пульсаций скорости в слое смешения в начальном участке струи из [20]. Приведено распределение интенсивности турбулентных пульсаций продольной скорости

$$\varepsilon = \sqrt{u'^2} / u_0$$

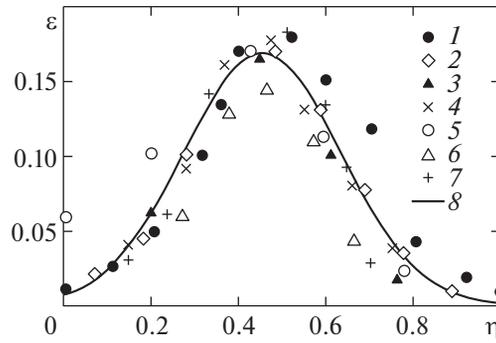


Рис. 2. Результаты измерений интенсивности пульсаций продольной скорости  $\varepsilon = \langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_0$  в начальном участке струи: 1–7 – экспериментальные данные из [20], 8 – их аппроксимация

в поперечном сечении слоя смешения в зависимости от безразмерной координаты

$$\eta = (y - y_1) / b$$

Линией 8 показана аппроксимирующая зависимость, которая будет использована в дальнейшем для определения значения кинетической энергии турбулентности.

Связать мощность акустического излучения струи  $E_a$  со значением  $e_a$ , мощности излучения для единицы объема, можно последовательностью соотношений

$$E_a = \int_x \Theta_a dx$$

$$\Theta_a = \int_F e_a dF$$

В сечении конца начального участка струи

$$\Theta_{ak} = 2\pi \int_0^b e_a(y) y dy$$

В соответствии с соотношением (1.4)

$$\Theta_{ak} = AC2\pi b^2 \int_0^1 \frac{u'^2 v}{\lambda^2} M_i^5 \eta d\eta = AC2\pi b^2 e_{ai}$$

Здесь

$$e_{ai} = \int_0^1 \frac{u'^2 v}{\lambda^2} M_i^5 \eta d\eta = \frac{u_m^2 v}{\lambda^2} \int_0^1 \frac{u'^2 u_m'^5}{u_m^2 u_m^5 c^5} \eta d\eta$$

Отсюда

$$e_{ai} = u_0^2 \frac{u_m'^2 u_m'^5 u_0^5 v}{u_0^2 u_0^5 c^5 \lambda^2} \int_0^1 \left( \frac{u'}{u_m'} \right)^7 \eta d\eta = u_0^2 M^5 \varepsilon_m^7 \frac{v}{\lambda^2} \int_0^1 \left( \frac{u'}{u_m'} \right)^7 \eta d\eta$$

Далее при оценках используются экспериментальные данные (2.1), полученные в [21] для микромасштаба турбулентности.

Если предположить, что соотношение (2.1) справедливо для конца начального участка струи, при  $x = 5d$ , то

$$e_{ai} = u_0^3 M^5 \varepsilon_m^7 \frac{1}{25d} \int_0^1 \left( \frac{u'}{u_m'} \right)^7 \eta d\eta$$

Таким образом, для величины  $\Theta_a$  в конце начального участка струи получается

$$\Theta_{ak} = AD2\pi b^2 u_0^3 M^5 \varepsilon_m^7 \frac{1}{25d} \int_0^1 \left( \frac{u'}{u'_m} \right)^7 \eta d\eta$$

Для дальнейшей оценки примем, что величина  $\Theta_a$  изменяется от нулевого значения на срезе сопла до полученной выше величины в конце начального участка по линейному закону. Тогда мощность акустического излучения начального участка будет

$$E_{ak} = \int_0^{5d} \frac{\Theta_{ak}}{2} dx = \Theta_{ak} \times 2.5d$$

В конце начального участка  $b \approx 1.3d$ .

В итоге для акустической мощности излучаемой начальным участком струи в рассматриваемом случае получается

$$E_{ak} = AD\pi 4R^2 \times 0.34 u_0^3 M^5 \varepsilon_m^7 \int_0^1 \left( \frac{u'}{u'_m} \right)^7 \eta d\eta = 1.15 AD\pi R^2 u_0^3 M^5 \varepsilon_m^7 \int_0^1 \left( \frac{u'}{u'_m} \right)^7 \eta d\eta$$

Это значение  $E_{ak}$  можно сравнить с экспериментальными данными, согласно которым полная акустическая мощность может быть выражена через поток кинетической энергии струи

$$E_a \approx 10^{-4} u_0^3 M^5 \times \pi R^2 = 10^{-4} E_j M^5$$

Здесь  $E_j$  – поток кинетической энергии в начальном сечении струи.

Согласно [1–3] начальный участок струи излучает приблизительно половину акустической мощности струи, т.е.

$$E_{ak} \approx 0.5 \times 10^{-4} E_j \times M^5 \quad (2.2)$$

Для дальнейшего сопоставления величины измеряемого акустического излучения начального участка струи необходимо задаться значением интенсивности турбулентных пульсаций, формирующих общую и акустическую диссипации энергии турбулентности.

Предварительно можно принять, что интенсивность этих пульсаций соответствует данным измерений значений  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  в начальном участке.

Согласно многочисленным экспериментальным данным, представленным, в частности, в [20] (см. рис. 2), для величины максимальной интенсивности пульсаций в слое смешения струи можно принять

$$\varepsilon_m \approx 0.17$$

Это соответствует  $\varepsilon_m^7 \approx 4 \times 10^{-6}$

Согласно тем же данным

$$\int_0^1 \left( \frac{u'}{u'_m} \right)^7 \eta d\eta \approx 0.1$$

В этом случае для  $E_{ak}$  получается

$$E_{ak} \approx 10^{-7} ACE_j M^5$$

Это значение согласуется с известными результатами, обобщенными соотношением (2.2), при  $AC \approx 500$ .

Как уже указывалось, по различным источникам, содержащим данные анализа диссипативных процессов в изотропной турбулентности [3, 6–8], для коэффициентов в соотношении для диссипации энергии турбулентных пульсаций (1.1), (1.3) определены следующие значения:

$$A \approx 15, \quad C = (10-100)$$

Согласно данным [19], приведенным в [8],

$$C \approx 40$$

То есть, если принять значение коэффициента  $A$  соответствующим значению, определенному теоретически для изотропной турбулентности [7, 8] и использовать предложенное в [19] значение  $C$ , получается хорошее соответствие оценки акустической мощности излучаемой начальным участком струи по модели диссипирующей турбулентности и ее наблюдаемой величины.

Полученный результат мог бы служить подтверждением предположения о том, что в слое смешения струи акустическое излучение возникает за счет того же механизма диссипации как в изотропной турбулентности. Именно такой вариант рассматривался в статьях Лайтхилла [12, 13]. В этом случае для объяснения влияния скорости струи на диаграмму направленности излучения приходится обращаться к движущимся источникам (квадруполям) [13].

Однако представление о слое смешения струи, как области свободной эволюции турбулентности, находится в противоречии с известными данными исследований турбулентных струй. Изложенное выше представление о механизме шумообразования турбулентной струи находится также в противоречии с результатами визуализации этого процесса, который оказался возможным при численном моделировании нестационарных процессов в поле течения струи и шумообразования.

### 3. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ДИССИПАЦИИ ОДНОРОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ШУМООБРАЗОВАНИЯ В СТРУЯХ

Главной неточностью предположения об аналогии процесса шумообразования в слое смешения в турбулентной струе диссипативному процессу в однородной турбулентной среде является соединение представлений о различных нестационарных процессах, имеющих место в турбулентных струйных течениях. (Оно будет подтверждено при дальнейшем анализе.)

На различие этих процессов указано в монографии Таунсенда [22]. В этой монографии, посвященной анализу динамики турбулентности в сдвиговых течениях (какими являются турбулентные струи), подчеркнуто то, что энергия вихрей, которые определяют диссипативные процессы, составляет только часть общей энергии пульсационного движения. Пульсационное движение в слое смешения, которое приводит к порождению энергии турбулентности, существует само по себе, и к нему не применим обычный анализ процессов диссипации энергии турбулентности, который основан на представлениях об энергообмене и переносе энергии в деградирующей турбулентности.

Таким образом, в соответствии с результатами анализа монографии [22], в приведенных выше оценках акустической диссипации, выбор значения  $u'$ , интенсивности пульсаций, определяющих диссипативный процесс, нельзя считать определенным. Значение  $u'$  должно быть меньше, чем фиксируемая при измерениях пульсационная скорость.

Для оценки величины  $\epsilon_m$ , характеризующей диссипативный процесс в слое смешения струи, можно обратиться к данным, которые являются главным “фундаментом” теории динамических процессов в турбулентной среде, это данные для течений за решетками.

На рис. 3 приведены результаты измерений характеристик турбулентности за решетками из монографий [7, 8] (идентичные: рис. 3.19 [8] и рис. 14 [7]). Это уникальные данные, полученные Бэтчелором и Таунсендом, которые характеризуют динамику турбулентности на заключительной стадии вырождения. В этом случае можно считать турбулентность изотропной. На рис. 3 представлена экспериментально полученная зависимость, характеризующая изменение интенсивности пульсаций скорости вдоль потока на больших удалениях от решетки. При применении преобразования координат

$$x = Ut$$

можно получить зависимость, описывающую изменение интенсивности пульсаций от времени. Поскольку в экспериментах одновременно измерялся микромасштаб турбулентности  $\lambda$  (соответствующие данные приведены на рисунке), представляется возможность сравнения данных эксперимента и соотношения по изменению интенсивности пульсаций по времени.

Поскольку в соотношении (1.1) представлены зависимости от времени, было использовано указанное преобразование координат.

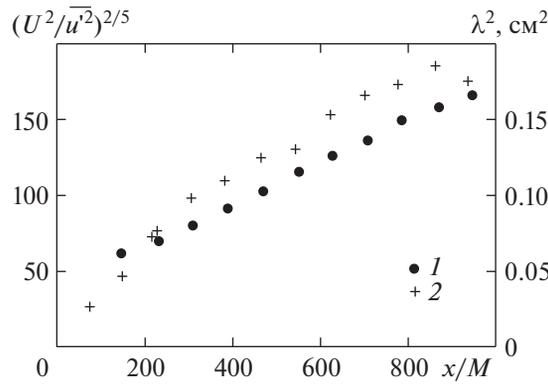


Рис. 3. Результаты измерений интенсивности пульсаций скорости (1) и микромасштаба турбулентности (2) по [7, 8]

Использовались приведенные в монографиях значения параметров: размер ячейки решетки  $M = 0.16$  см и скорость потока  $U = 6.2$  м/с.

На рис. 3 приведены зависимости относительной интенсивности пульсаций от расстояния до решетки и эквивалентного времени. Приведены данные экспериментов и аппроксимаций, использованных для обработки данных. Целью анализа было подтверждение справедливости соотношения для диссипации энергии турбулентности (1.1). Использовалось соотношение (1.2).

Полученные данные позволили определить «эффективное» значение коэффициента  $A_1$ . Находилась величина параметра

$$\Psi = -\frac{d}{dt}(u'^2) \left[ \frac{\nu u'^2}{\lambda^2} \right]^{-1}$$

Соответствующие данные приведены на рис. 4, в виде зависимости этого параметра от расстояния до решетки.

Значение  $\Psi$  соответствует значению параметра  $A_1$  при диссипативном процессе. Данные рис. 5 показывают, что чисто диссипационный процесс имеет место на удалениях от решетки более  $300 M$ . При этом значение параметра  $\Psi \approx 13$  хорошо согласуется со значением  $A_1 = 10$  в исходном соотношении (1.2). Такое согласование можно считать практически идеальным, принимая во внимание трудности измерений актуальных значений параметров турбулентности.

Эти данные показывают, что соотношения, описывающие диссипацию энергии турбулентности на удалении от решетки менее  $300$  размеров ячейки, не применимы.

Течение на малых удалениях от решетки представляет собой совокупность струй.

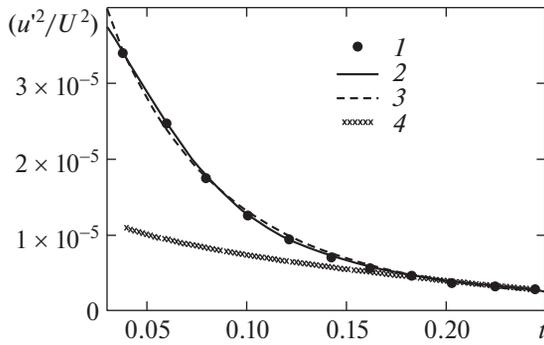
И можно считать, что эти данные показывают, что в струйном течении диссипативные процессы начинают соответствовать представлениям, изложенным в [12–14], и соотношениям (1.1) при существенном уменьшении начальных возмущений. По данным [7, 8] это имеет место при уменьшении энергии пульсаций по сравнению с исходной приблизительно на порядок, что соответствует интенсивности турбулентности менее 1%.

Поскольку рассматриваются процессы на сравнительно больших удалениях от турбулизующей решетки, можно сделать предположение, что энергия турбулентных пульсаций, характеризуемая величиной  $u'$ , складывается из двух составляющих

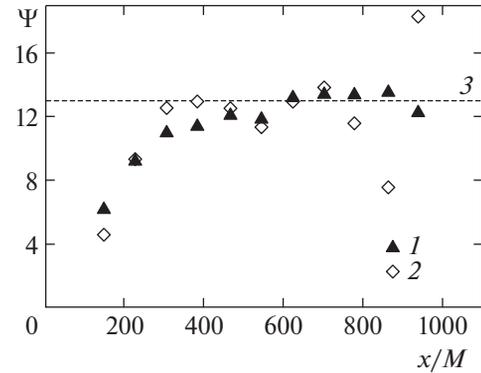
$$u'^2 = u_d'^2 + u_\gamma'^2$$

где  $u_d'$  – пульсации скорости свободно эволюционирующей турбулентности, для них справедлива приведенная выше связь между расстоянием и временем;  $u_\gamma'$  – пульсации нестационарного движения, обусловленного возмущающим действием решетки на поток, которое зависит только от расстояния до решетки. Если принять, что на достаточно большом расстоянии ( $x/M > 400$ ) соотношение (1.2) будет справедливо в виде

$$\frac{d}{dt} u_d'^2 = -A_1 \frac{\nu u_d'^2}{\lambda^2}$$



**Рис. 4.** Изменение интенсивности пульсаций скорости ( $u'^2/U^2$ ) вдоль потока по данным рис. 3 (1): 2, 3 – аппроксимационные зависимости, 4 –  $u_d'^2$



**Рис. 5.** Зависимости характерного значения параметра  $\Psi$  от расстояния до решетки, полученные по разным аппроксимациям (1, 2 соответствуют 2, 3 на рис. 4). 3 – среднее значение параметра для больших  $x/M$

Это уравнение может быть проинтегрировано от  $t \approx 0.2$  с до меньших  $t$  (см. рис. 4).

На рис. 4 представлены результаты соответствующих расчетов, в соответствии с данными рис. 5 принято значение  $A_1 = 13$ .

Таким образом, следует отметить, что в слое смешения струи диссипативный процесс, для которого справедливы соотношения (1.1), (1.4), соответствует лишь части энергии турбулентных пульсаций. По данным рис. 4 даже на больших удалениях от решетки ( $x/M \approx 50$ ) доля энергии пульсационного движения, соответствующего диссипативному процессу, описываемому соотношениями (1.1) и (1.3), менее 30%. С приближением к источнику возмущений она будет еще меньше. То есть при оценке мощности акустического излучения, сопутствующего диссипативному процессу в струе, интенсивность пульсаций скорости в соотношениях (1.1) и (1.4) не может соответствовать значению

$$\varepsilon_m \approx 0.17$$

принятого при оценках. Если принять значение интенсивности пульсаций для диссипативного процесса в два раза меньшим, что, по-видимому, может соответствовать результатам изложенного анализа, величина оцениваемой акустической мощности излучения начального участка уменьшится более, чем на два порядка, поскольку она пропорциональна  $\varepsilon_m^7$ . То есть мощность акустического излучения, возникающего при распространении турбулентных струй, более, чем на один-два порядка превышает мощность излучения, обусловленного диссипацией турбулентности.

Дополнительным объяснением этого факта являются результаты исследования связи излучения шума струи на выделенных частотах с расположением областей в слое смешения струи, где наблюдается пульсационное движение с такой же частотой.

Имеющиеся результаты экспериментов в турбулентных струях по определению положения областей излучения шума на фиксированных частотах показывают, что частота  $f$  излучения отдельных участков струи соответствует координате  $x$ , определяемой соотношением

$$\text{Sh} = \frac{fd}{u_0} = 1.55xd^{-1} \quad (3.1)$$

Это, в частности, подтверждают данные экспериментов [11, 23, 24]. В этих статьях показано также, что соотношение (3.1) согласуется с перемежающимся движением крупномасштабных образований в слое смешения струи. Размер этих образований

$$L \approx 1.4b \approx 0.38x$$

Такое значение масштаба пульсационного движения существенно больше масштабов диссипации на различных стадиях эволюции турбулентности [8].

#### 4. ШУМ, СОЗДАВАЕМЫЙ КРУПНОМАСШТАБНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ

Другой механизм шумообразования описан в статьях [15–18]. Механизму шумообразования в струях за счет диссипативных процессов противопоставляются другие возможные механизмы: неустойчивость течения в струе, образование и динамика когерентных структур, перемежаемость турбулентности. Последнее представлено в статьях [16–18] как главный источник шума струй, поскольку соответствует экспериментальному определению положения источников шума на данной частоте и экспериментам по исследованию динамики крупномасштабных образований в турбулентных струях.

По-видимому, первыми наглядными подтверждениями такого механизма являются результаты вычислительного моделирования шума турбулентных струй на основе LES-технологии. Соответствующие данные в виде визуализации процесса шумообразования и распространения акустических волн представлены в статьях [15–18, 25, 26].

С появлением вычислительной технологии LES значительно расширились возможности численного эксперимента при исследовании турбулентных течений.

Поскольку при использовании LES непосредственно решается система нестационарных уравнений Навье–Стокса, исследователю представляется возможность изучения деталей нестационарных процессов в турбулентных течениях. Ограничением являются возможности пространственного и временного разрешения исследуемого процесса. Как уже было показано в [16–18], использованная LES-технология, подробно описанная в [16], по своим возможностям и точности достаточна при качественном анализе нестационарных процессов в слое смешения для основного частотного диапазона шума исследуемых турбулентных струй.

Данные о структуре течения, полученные по результатам численного моделирования на основе расчетов нестационарного течения в турбулентных струях, а также в экспериментах с помощью PIV-технологии, заметно отличаются от данных визуализации, представленных на рис. 1, которые показывают струйное течение как совокупность движущихся вихрей.

Проведенный в [27] анализ показывает, что при истечении струи из сопла теряется устойчивость течения в области соприкосновения потока струи и внешней среды. В результате возникает нестационарный динамический процесс, сопровождающийся интенсивным пульсационным движением. В основном он сосредоточен в так называемом слое смешения.

Этот процесс упорядочен в среднем, но является случайным в каждый момент времени. В среднем имеет место определенное равновесие между областью пульсационного движения (слоем смешения) и течением, которое индуцируется во внешней среде. Это равновесие достигается за счет баланса воздействия разрежения, которое возникает в слое смешения из-за имеющихся пульсаций, и потока массы, эжектируемого струей. Это равновесие оказывается однозначным, что выражается в воспроизводимости схемы осредненного течения (рис. 1б) в различных экспериментах.

Указанный динамический процесс сопровождается турбулизацией потока, но его эволюция не является эволюцией турбулентности. В этом процессе энергия струи расходуется на приведение в движение окружающей среды. Для примера на рис. 6 приведены результаты расчета с использованием LES-технологии “мгновенного” распределения статического давления в осевой плоскости струи из [18]. Там же воспроизведена картина течения вне струи с помощью изображения линий тока, так же полученных при расчете для соответствующего момента времени.

На основе данных вычислительного моделирования и анализа эжекционных процессов в турбулентных струях, в статье [27] сформулированы представления о динамических процессах в турбулентных струях и их связи с индуцированными ими течениями.

На рис. 6 хорошо видно, как линии тока во внешней среде “втягиваются” в области пониженного давления в слое смешения струи. Свойства рассматриваемого течения, например, близки к свойствам отрывного течения за уступом, где эволюция потока также определяется нестационарным, но стационарным в среднем, движением среды и турбулентность является вторичным фактором движения среды.

В [27] показано, что при распространении турбулентных струй их энергия в большей мере расходуется на индуцирование подтекания к струе. Последнее возникает из-за разрежения, имеющего место в турбулентном течении. Неоднородность распределения давления в обычной турбулентной струе достигает 30% скоростного напора. Вовлекая окружающую среду, струя передает энергию эжектируемому потоку.

По результатам вычислительного моделирования шумообразования в этом процессе делается вывод о том, что акустическая энергия отбирается от потока, втекающего в струю, из-за квази-

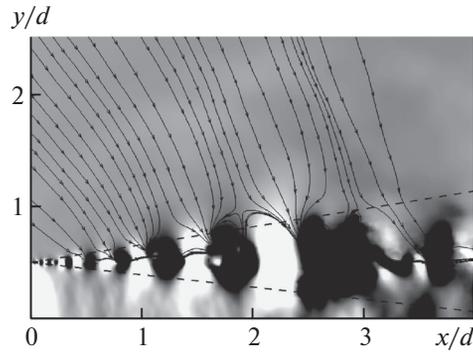


Рис. 6. Мгновенная визуализация распределения статического давления и линий тока внешнего течения в осевой плоскости; темный фон – разрежение, светлый – давление

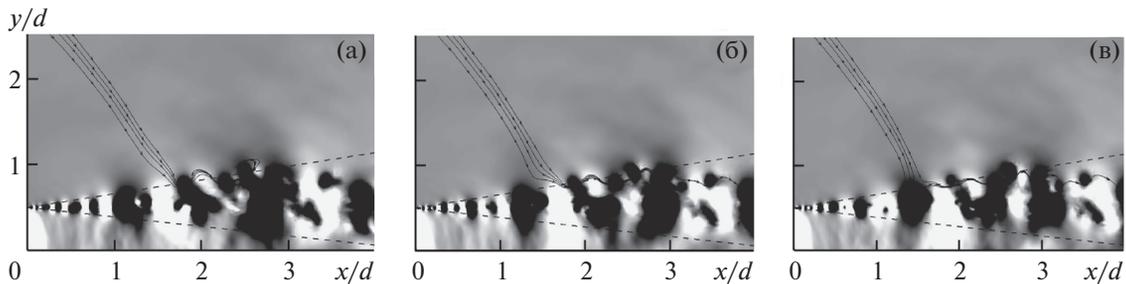


Рис. 7. Результаты расчета мгновенного распределения статического давления в слое смешения и линий тока в эжектируемом потоке; темный фон – разрежение, светлый – давление

периодических колебаний при втекании в струю. Эти колебания вызываются перемежающимся движением областей повышенного и пониженного давления в самой струе.

На рис. 7 приведены результаты расчетов течения в струе при  $u_0 \approx 300$  м/с из [18], которые иллюстрируют этот процесс. Показано распределение параметров в последовательные моменты времени приблизительно через 0.006 с с выделением области внешнего течения. Можно видеть, что внешние линии тока увлекаются областями с пониженным давлением и в результате совершают возвратно-поступательное движение.

В [18] приведены результаты визуальной обработки аналогичных данных и корреляционного анализа, проведенного по данным измерений пульсаций скорости и статического давления в струе и вблизи ее границ. Они показывают, что наблюдаемое возвратно-поступательное движение внешней среды вдоль направления течения имеет характерную частоту. Эта частота с удовлетворительной точностью соответствует соотношению (3.1).

Для исследования пульсационных процессов в турбулентной струе при вычислительном моделировании нестационарного течения в струе на основе LES-технологии в [15, 16] использован частотный анализ. Результаты этого анализа представлены также в [17, 18, 25, 26].

По материалам численных расчетов проводилось исследование фазовых характеристик пульсаций скорости и давления для различных значений числа Sh. Получение нестационарного распределения фазы излучения по пространству осуществлялось ниже описанным методом.

Накопление значений давления и компонент скорости на каждом шаге по времени  $t_n = t_0 + n \times \Delta t$  производилось во время расчета для выбранных сечений. В результате в каждой точке сечения сохранялась реализация параметров течения. При конкретном значении времени  $t_n$  можно построить дискретное преобразование Фурье для актуальных параметров. В [16] представлены соответствующие соотношения.

В качестве примера на рис. 8 приведены результаты численных расчетов из [16] формирования и распространения акустического возмущения для  $f = 156.5$  Гц, в данном случае это соответствовало  $Sh_d = 1$ . Приведены данные этого анализа в виде результатов определения координат фиксированной фазы в осевой вертикальной плоскости картины течения. Показана последовательность распределений фазы пульсаций давления через  $1/3$  периода, в виде кадров с мгновенными значениями фазы. Выделяющиеся на общем фоне линии соответствуют значению фазы 0

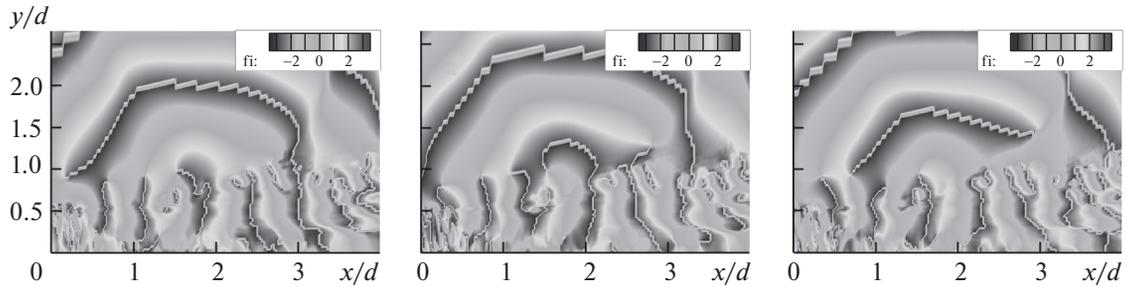


Рис. 8. Иллюстрация образования звуковых волн; градации серого соответствуют значениям фазы пульсаций давления

или  $2\pi$ . Ступенчатость линий связана с особенностями визуализации данных и размером ячеек расчетной сетки.

На рис. 8а приведены значения фаз пульсаций давления  $p'$  в момент начала формирования звуковой волны для различных значений поперечной координаты при  $x/d \approx 1.5$ . Вертикальная координата  $y/d = 0.5$  соответствует линии продолжения среза сопла, а область с координатой  $y/d > 1$  находится вне слоя смещения струи.

Данные рис. 8а показывают, что при значении  $y/d$ , приблизительно соответствующем границе зоны смещения ( $y/d \approx 0.81$ ), начинается образование волны, распространяющейся во вне от зоны смещения струи.

Можно видеть, что формирование акустического излучения, шумообразование в струях, хотя и обусловлены нестационарными процессами в тех областях, которые принято обозначать как области струйного течения, происходит вне этих областей.

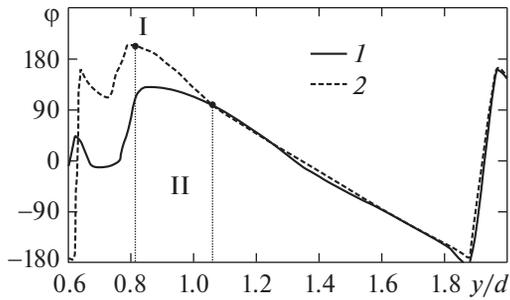
При этом источником энергии акустических пульсаций являются индуцированные пульсации в подтекающей среде. Эти пульсации возникают в той области, которую принято называть ближним акустическим полем струи. То есть эта область и является источником акустического излучения.

Подтверждают это данные, полученные при сопоставлении результатов фазового анализа пульсаций давления и скорости в [17, 18], где приведены и сопоставлены результаты фазового анализа пульсаций давления и поперечной скорости. Фазовый анализ проведен для значений числа Струхала 0.5, 1.0 и 1.5. Картины визуализации фаз пульсаций скорости аналогичны данным рис. 7, полученным для пульсаций давления. Сечения струи, в которых происходит образование возмущений для рассмотренных частот, удовлетворительно соответствуют соотношению (3.1), т.е. значениям  $x/d \approx 0.75, 1.5, 2.6$ .

В качестве примера на рис. 9, 10 представлены зависимости значений фаз пульсаций давления и поперечной компоненты скорости от поперечной координаты в сечении  $x/d = 1.51$  для фиксированного момента времени. Можно видеть, что разница фаз пульсаций скорости и давления превышает  $90^\circ$  в слое смещения, составляет приблизительно  $90^\circ$  на его границе и уменьшается, достигая нулевого значения на некотором удалении от него. С увеличением значения поперечной координаты разница фаз пульсаций скорости и давления переходит через значение  $90^\circ$ . То есть перенос энергии пульсационного движения в поперечном направлении в этом месте отсутствует. Далее фазы пульсаций скорости и давления сближаются и, для данного случая, при  $y/d \approx 1.05$  образуется волна с фазами, соответствующими звуковой волне.

Согласно этим данным, а также визуально, (рис. 8), распространение акустического возмущения для скорости истечения струи 310 м/с в рассмотренном сечении начинается при  $y/d \approx 1.1$ , при этом же значении координаты (рис. 9) начинают совпадать фазы пульсаций  $p'$  и  $v'$ . А начало формирования акустических возмущений приходится на значение  $y = r_0$ . В данном сечении  $r_0 = 0.81d$ .

Аналогичные данные получены для других, указанных выше, сечений струи. Они показывают, что формирование акустического излучения (разница фаз пульсаций скорости и давления  $\Delta\varphi \leq 90^\circ$ ) происходит вне струи в области, прилегающей к границе слоя смещения. Эта область расширяется также, как и слой смещения, по закону, близкому к линейному. По полученным данным для турбулентной струи и закрученной струи [17], ее граница  $y_f$  удалена от границы слоя смещения  $y_2$  приблизительно на четверть длины волны акустического излучения  $\lambda_f$ , для данного сечения струи. Соотношение (3.1).



**Рис. 9.** Изменение фазовых характеристик пульсаций скорости и давления по поперечной координате в сечении  $x/d = 1.51$ : 1 – фаза пульсаций давления, 2 – фаза пульсаций поперечной скорости, точка 1 соответствует  $\langle p'v' \rangle = 0$ , ширина области II –  $\Delta L \approx 0.25\lambda_f$

Это, например, иллюстрируют результаты, которые получаются по данным, которые аналогичны данным рис. 7 для пульсаций скорости и давления из [17, 18]. На рис. 10 представлены зависимости величин  $\langle p'v' \rangle$  и  $\langle p'v' \rangle (y - r_0)$  от расстояния отсчитываемого от координаты кажущегося центра источника  $r_0$ . По оси абсцисс отложены значения  $(y - r_0)/\lambda_f$ , где значение  $\lambda_f$  для струи определено по соотношению (3.1.) Можно видеть, что завершение процесса образования звуковой волны, когда

$$\cos \varphi = 1$$

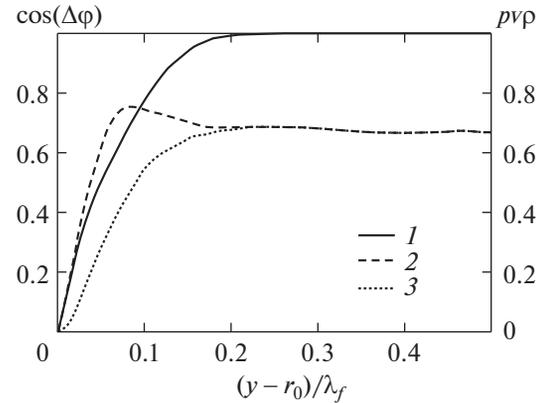
имеет место при

$$y - r_0 \approx 0.25\lambda_f$$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что пульсационная структура слоя смешения турбулентных струй стационарна в среднем. В ней можно выделить две составляющие. Одна – собственно возмущенное крупномасштабное течение, возникшее вследствие потери устойчивости, характеристики и свойства которого зависят от взаимодействия струйного течения с течением втекания в струю. Другая – эволюция турбулентности, возникающей в пульсационном движении. Часть этой эволюции составляет диссипация, которая на фоне порождения пульсаций не вносит существенного вклада в общую структуру течения. Механизм звукообразования, связанный с вязкой диссипацией турбулентности в слое смешения струи, также не вносит существенного вклада в шум струи. Превалирующим оказывается шум, создаваемый крупномасштабными пульсациями. Это обусловлено тем, что нестационарное течение в турбулентной струе не является свободно эволюционирующим турбулентным потоком с диссипацией энергии турбулентности. Подтверждением этого может служить успешное использование LES-технологии для расчета шума турбулентных струй. Эта вычислительная технология не описывает динамики мелкомасштабных диссипативных процессов, но по опыту вычислительного моделирования шума турбулентных течений дает правильные количественные результаты.

Представленные данные обосновывают предположение об образовании шума струи из-за перемежающегося движения крупномасштабных образований в слое смешения, за счет их воздействия на окружающую среду, в которой и образуются акустические возмущения. Этот вывод не противоречит основному результату теории Лайтхилла, выражаемому соотношением, определяющим поток акустической энергии, создаваемым пульсационным движением в замкнутой области. Данные проведенного анализа дополняют известные представления о применимости этого соотношения для анализа шума турбулентных струй. Его можно считать точным при малых числах Маха. Поскольку шум создается внешней частью струйного течения, где скорости малы, оно, как и показывает опыт известных исследований, справедливо и при высоких скоростях истечения струи.



**Рис. 10.** Изменение параметров  $\cos(\Delta\varphi)$  и  $p'v'$ , характеризующих поток энергии пульсаций в зависимости от удаления от точки  $y = r_0$  (по данным рис. 9);  $p = \sqrt{\langle p'^2 \rangle}$ ,  $v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ : 1 –  $\cos(\Delta\varphi)$ , 2 –  $\rho = y/d - 0.81$ , 3 –  $\rho = (y/d - 0.81)\cos(\Delta\varphi)$

При этом следует добавить, что результаты настоящего исследования основаны на ограниченном материале, полученном при анализе расчетных и экспериментальных данных одной научной группы. Выводы, сделанные на основании изученных элементов и свойств турбулентных струйных течений, нуждаются в дополнительной проверке и, возможно, корректировке.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 17-01-00213а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авиационная акустика / Под ред. А.Г. Мунина и В.Е. Квитки. М.: Машиностроение, 1973. 448 с.
2. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума // Машиностроение. М., 1981. 248 с.
3. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 519 с.
4. Gas turbine jet noise prediction // SAE Committee Correspondence: AIAA Paper. 1975. № 479.
5. High velocity jet noise source location and reduction. U. S. Department of Transportation. 1977. FAA, Report № FAA-RD-76-79.
6. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 640 с.
7. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
8. *Хинце И.О.* Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматлит, 1963. 680 с.
9. *Guitton A., Kerheve F., Jordan P., Delville J.* The sound production mechanism associated with coherent structures in subsonic jets // AIAA. 2008. № 2892.
10. *Копьев В.Ф., Беляев И.В., Зайцев М.Ю., Копьев В.А., Фараносов Г.А.* Акустическое управление волнами неустойчивости в турбулентной струе // Акустический журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 19–30.
11. *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.
12. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically. Pt 1. General Theory // Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. 1952. V. 221. № 1107. P. 564–587.
13. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically. Pt 2. Turbulence as a source of sound // Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. 1954. V. 222. № 1148. P. 1–32.
14. *Chu B.T., Kovaszny L.S.G.* Non-linear interactions in a viscous heat conducting compressible gas // J. Fluid Mech. 1958. № 5. P. 494–514.
15. *Крашенинников С.Ю., Бендерский Л.А.* Исследование шумообразования в турбулентной струе на основе численных расчетов с использованием LES технологии // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, Казань, 20–24 августа 2015 г. С. 2073–2075.
16. *Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю.* Исследование шумообразования в турбулентных струях на основе вычислительного моделирования нестационарного течения в слое смешения // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 149–162.
17. *Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Исследование формирования ближнего акустического поля турбулентных струй // Материалы II всероссийской акустической конф., 6–9 июня 2017 г., Н.-Новгород. С. 64–69.
18. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А.* Анализ шумообразования турбулентных струй на основании исследования их ближнего акустического поля // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 704–717.
19. *Lighthill M.J.* Gas Dynamics of Cosmic Clouds. Symposium, Cambridge, England, 1953. p. 121.
20. *Абрамович Г.Н., Гуршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
21. *Antonia R.A., Satyaprakash B.R.* Measurement of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets // Phys. Fluids. 1980. V. 23. № 4.
22. *Таунсенд А.А.* Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 399 с.
23. *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. № 73-1041.
24. *Fisher M.J., Harper-Bourne M., Glegg S.A.L.* Jet engine noise source location: The polar correlation technique // J. Sound and Vibr. 1977. V. 51. № 1. P. 23–54.
25. *Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Исследование роли ближнего акустического поля турбулентных струй при формировании их акустического излучения // Тез. докл. 5 открытой Всероссийской конф. по аэроакустике. Звенигород, 25–29 сентября 2017 г. С. 187–189.
26. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Теория Лайтхилла и результаты исследования шумообразования в турбулентных струях. 7-я Всероссийская конф. Вычислительный эксперимент в аэроакустике. Светлогорск, 17–22 сентября 2018 г. С. 109–114.
27. *Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Исследование образования индуцированных течений, создаваемых дозвуковыми турбулентными струями и их связи с эффектом понижения статического давления в струе // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 6. С. 50–60.