

УДК 532.517.4: 534.23

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЛЬСАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ В ПРОЦЕССАХ СМЕШЕНИЯ И ШУМООБРАЗОВАНИЯ

© 2022 г. С. Ю. Крашенинников^{а,*}, П. А. Семенёв^а

^а Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

*E-mail: krashenin@ciam.ru

Поступила в редакцию 20.12.2021 г.

После доработки 15.03.2022 г.

Принята к публикации 15.03.2022 г.

На основе известных экспериментальных данных анализируются особенности динамических процессов в пульсационном движении в слое смешения дозвуковой турбулентной струи. Анализ построен на основании известного соотношения для порождения турбулентности в однородном градиентном потоке (без учета вязкости), с использованием экспериментальных данных о безразмерных распределениях осредненных параметров, характеризующих значения скорости и интенсивности пульсаций в плоском слое смешения. Рассматривается также возможность определения свойств слоя смешения турбулентной струи с привлечением анализа индуцируемого струей течения. Показано, что расширение слоя смешения определяется отношением значения корреляции пульсаций продольной и поперечной скорости к общей интенсивности пульсаций. Для определения основных характеристик рассматриваемого течения необходимо учесть динамическое взаимодействие струи и внешней среды, обусловленное понижением статического давления в слое смешения. При этом интенсивность пульсаций скорости связана с индуцируемым втеканием в струю и может быть определена. На основании анализа процесса понижения статического давления в струе подтверждены характерные размеры крупномасштабных неоднородностей в пульсационном движении в слое смешения, создающих акустические возмущения.

Ключевые слова: турбулентные струи, слой смешения, характеристики турбулентности, эволюция турбулентности, индуцированное течение, шумообразование

DOI: 10.31857/S0568528122040089

Согласно результатам многочисленных исследований затопленных турбулентных струй при дозвуковых скоростях истечения и числах Рейнольдса по параметрам истечения более 10^5 , слой смешения струи на удалении до 5 диаметров сопла имеет устойчивую и хорошо воспроизводимую в различных экспериментах структуру. Это относится к пространственному распределению характерных параметров течения. Возникает слой турбулентного смешения, свойства которого практически универсальны. Значение константы c , которая характеризует интенсивность нарастания толщины слоя смешения $b: c = b_x^1$ с достаточной точностью воспроизводится в различных экспериментах. Значения параметров, характеризующих распределение осредненных и пульсационных компонент скорости также практически универсальны. Наблюдается также хорошая воспроизводимость акустических характеристик струй в различных экспериментах. Данные опытов показывают, что длина волны излучаемого шума в соответствующем сечении определяется линейным масштабом $L \approx 1.5b$.

Указанные константы являются “описательными”, их значения не отражают свойств турбулентности рассматриваемого течения. Тем не менее их определение или интерпретация, на основе свойств турбулентного “сдвигового” течения, является актуальной задачей. В монографии А.А. Таунсенда [1] изложены результаты анализа, предпринятого автором, направленного на установление взаимосвязи отдельных элементов турбулентного течения в струе, а также попытка независимо определить параметр, аналогичный интенсивности расширения слоя смешения.

Основным соотношением для описания порождения энергии турбулентности является соотношение для порождения турбулентности в потоке с поперечным градиентом скорости.

Использование этого соотношения для общего анализа структуры течения в слое смешения, по-видимому, является оправданным, поскольку оно описывает основной механизм генерации

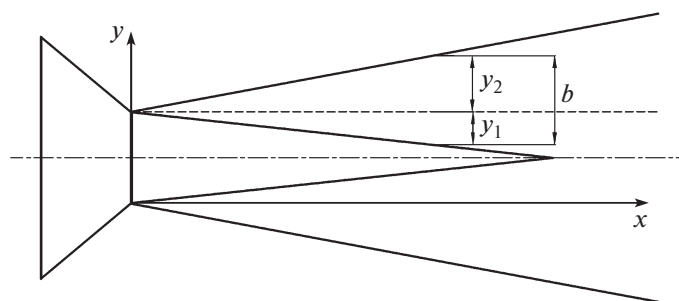


Рис. 1. Схема течения в слое смешения в начальном участке плоской струи, x – продольная координата, отсчитываемая от кромки сопла, y – поперечная координата.

турбулентности [2] при пренебрежении вязкими эффектами. В [1] используется также, по-видимому, полученное экспериментально (но без каких-либо ссылок), отношение значения взаимной корреляции продольной и поперечной пульсационных скоростей к квадрату интенсивности пульсаций продольной скорости.

Этих соотношений оказывается недостаточно и Таунсенд в своем анализе использует представление слоя смешения в виде двух типов вихрей (“двойная структура течения”) – крупномасштабных, и более мелких, наполняющих среду, движущуюся под действием крупномасштабных пульсаций. При этом тем и другим вихрям приписываются свойства, определяющие их взаимодействие.

Итогом проведенного Таунсендом анализа явилось определение значений параметров, сходных с интенсивностью расширения слоя смешения, характеризующих “величину турбулентной вязкости”, а значит и интенсивность турбулентного смешения в слое смешения, с точностью около 50%. В анализе Таунсенда рассматриваются только свойства слоя смешения. Учет взаимодействия струи с внешней средой заменен упомянутыми, фактически гипотетическими, представлениями о свойствах вихревых структур.

Представленный далее анализ показывает, что при использовании относительных данных для автомодельных экспериментальных профилей распределения пульсаций и осредненной скорости можно с достаточной точностью определить основные характеристики турбулентного течения в слое смешения турбулентной струи, если учесть динамическое воздействие струи на окружающую среду.

Несмотря на то что именно Таунсенд указал на появление разрежения в слое смешения струи из-за наличия пульсаций скорости [1], возникающее при этом динамическое воздействие турбулентной струи на окружающую среду [3, 4] он не учитывает. В то время как учет появления понижения статического давления в слое смешения и возникновение, из-за этого, эффекта “всасывания” в струю [3] позволяет в целом представить физически обоснованную схему турбулентного течения в слое смешения струи, а также шумообразования при динамическом воздействии струи на окружающую среду. При этом появляется возможность независимого получения значений указанных ранее констант.

1. СХЕМА РАССМАТРИВАЕМОГО ТЕЧЕНИЯ

Так же, как и в [1], будет рассмотрен плоский слой смешения. На рис. 1 приведена общепринятая [5] схема течения в начальном участке затопленной турбулентной струи. В дальнейшем эта схема будет рассматриваться как основа схемы течения в плоском турбулентном слое смешения, в котором пульсационная структура трехмерная, а само течение плоское, слаборасширяющееся, при анализе которого применимо приближение пограничного слоя. Совокупность известных экспериментальных данных [5] показывает, что такое допущение приемлемо для определения основных параметров течения.

Для дальнейшего анализа потребуются данные о распределении пульсаций скорости в слое смешения. Они могут быть представлены в виде зависимости от поперечной координаты y , отсчитываемой от границы слоя смешения (внутренней) y_1 до внешней границы струи y_2

$$y_2 + |y_1| = b,$$

безразмерная поперечная координата η отсчитывается от внутренней границы слоя смешения:

$$\eta = y/b.$$

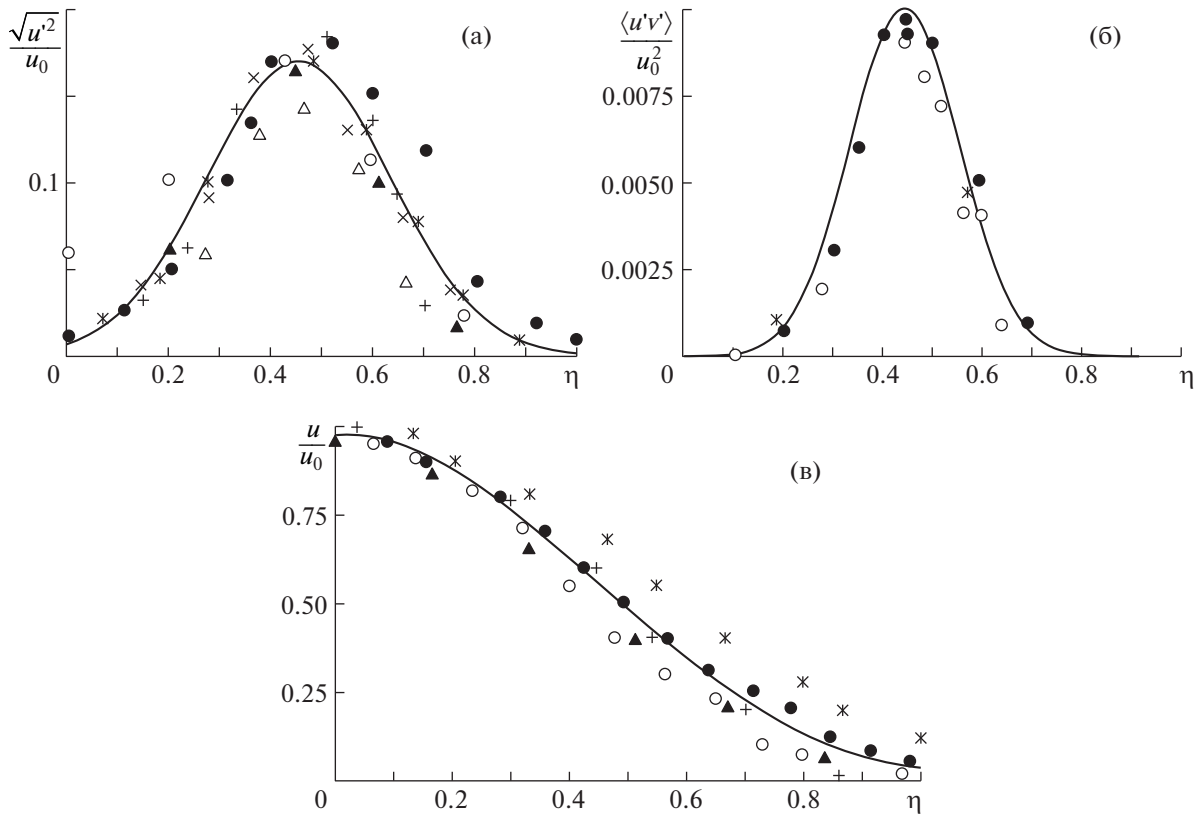


Рис. 2. Зависимости относительной интенсивности пульсаций продольной скорости $\sqrt{u'^2}/u_0$ – (а), взаимной корреляции пульсаций продольной и поперечной скорости $\langle u'v' \rangle / u_0^2$ – (б) и средней скорости u/u_0 – (в) в слое смешения от безразмерной координаты η ; u_0 – скорость истечения струи.

Значению $\eta = (y_2 + |y_1|)/b = 1$ соответствует внешняя граница слоя смешения, расширяющегося по закону $b'_x = \text{const}$.

Обычно принимается, что

$$b'_x = 0.27-0.30.$$

Данные о распределении параметров в слое смешения взяты из [5], где приведены результаты экспериментов различных исследователей. При этом используется экспериментально установленное представление, что отличие распределения пульсационных параметров в слоях смешения в начальном участке плоских и осесимметричных струй находится в пределах разброса экспериментальных данных.

На рис. 2 приведены данные по распределению интенсивности турбулентных пульсаций скорости и средней скорости в различных сечениях слоя смешения: u_0 – скорость истечения струи, u/u_0 – относительная средняя продольная скорость, $\sqrt{u'^2}/u_0$ – средние по времени значения интенсивности пульсаций продольной скорости и корреляции пульсаций продольной и поперечной скорости – $\langle u'v' \rangle / u_0^2$.

Представленные на рис. 2 данные позволяют в дальнейшем характеризовать распределения параметров по двум величинам: максимальное значение и интеграл от безразмерного распределения параметра по ширине слоя смешения.

По этим данным были определены значения соответствующих безразмерных величин, определяемых интегрированием профилей параметров

$$k_1 = \int_0^1 \frac{u}{u_0} d\eta, \quad k_2 = \int_0^1 \left(\frac{u}{u_0} \right)^2 d\eta, \quad k_{eu} = \int_0^1 \frac{e^2}{e_m^2} \frac{u}{u_0} d\eta, \quad k_\tau = \int_0^1 \frac{u'v'}{(u'v')_m} d\eta,$$

Таблица 1. Значения параметров, использованные при расчетах(первая часть)

	ϵ_m по u', v', w'	k_ϵ по u', v', w'	k_{eu}	k_τ	e_m^2/u_0^2
По экспериментальным данным из [5]	0.17, 0.153, 0.17	0.319–	0.175–0.193	0.25–0.27	0.04
По использованным соотношениям при $\epsilon_{vm} = \text{var}$		0.319	0.18–0.193	0.25–0.27	0.0395–0.045
Заданные параметры при $b'_x = 0.3$			0.18	0.25	

$$k_{v\epsilon} = \int_0^1 \frac{\epsilon_v^2}{\epsilon_{vm}^2} d\eta, \quad k_\epsilon = \int_0^1 \frac{\epsilon^2}{\epsilon_m^2} d\eta, \quad \eta = \frac{y + |y_1|}{b}.$$

Их использованные значения приведены в табл. 1.

Здесь e^2 – энергии турбулентных пульсаций, ϵ – интенсивность пульсаций скорости, ϵ_m – ее максимальное значение. Индекс u соответствует продольной скорости, v и w – двум поперечным компонентам скорости, причем v – компонента вдоль оси y .

Согласно представленным и данным измерений [5] максимальное значение интенсивности пульсаций продольной скорости и поперечных пульсаций

$$\epsilon_{um} = \epsilon_{vm} \approx 0.17.$$

Соответствующие значения для поперечных пульсаций скорости в вертикальной плоскости ϵ_{vm} ниже приблизительно на 10%. В дальнейшем будет принято распределение корреляции с максимальным значением

$$\langle u'v' \rangle_m \approx 0.01u_0^2.$$

В совокупности с данными рис. 1 и 2 оказываются определенными основные свойства слоя смешения, интенсивность нарастания потока массы и потока кинетической энергии. При использовании условия сохранения импульса J определяется положение границ слоя смешения в системе координат, отсчитываемых от кромки сопла (рис. 1)

Импульс

$$J = u_0^2 (H - y_{1a}) + \int_{y_1}^{y_2} u^2 dy = u_0^2 (H - y_{1a}) + bu_0^2 \int_0^1 \left(\frac{u}{u_0}\right)^2 d\eta =$$

$$= u_0^2 (H - y_{1a}) + k_2 bu_0^2 = u_0^2 (H - y_{1a} + k_2 (y_2 + y_{1a})),$$

$$k_2 = \int_0^1 \left(\frac{u}{u_0}\right)^2 d\eta, \quad \eta = \frac{y + |y_1|}{b}, \quad y_{1a} = -y_1, \quad H - \text{полувысота сопла.}$$

(В условии сохранения импульса не учитывается статическое давление, поскольку его изменение незначительно).

Условие сохранения импульса

$$\frac{dJ}{dx} = 0, \quad \text{т.е.} \quad -y'_{1a} + k_2 y'_2 + k_2 y'_{1a} = 0, \quad y_2 + |y_1| = b,$$

отсюда

$$-y'_{1a} + k_2 b' = 0, \quad |y'_1| = k_2 b'. \tag{1}$$

Полученные соотношения показывают, что основные характеристики течения подчиняются условию линейного расширения слоя смешения, т.е.

$$b'_x = c = \text{const}. \tag{2}$$

Таблица 2. Значения параметров, использованные при расчетах (вторая часть)

	k_1	k_2	b'_x	v_n/u_0
По экспериментальным данным из [5]	0.6–0.5	0.45–0.358	0.27–0.3	0.0415
По использованным соотношениям при $\varepsilon_{vm} = \text{var}$	0.5	0.358	0.29–0.32	0.0395–0.0465
Заданные параметры при $b'_x = 0.3$	0.5	0.358		

Для получения значения констант в (1) и (2) необходимо привлечение данных о процессах турбулентного движения в слое смешения.

2. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ

Согласно представлениям о порождении энергии турбулентных пульсаций скорости, используемым Таунсендом [1] и приводимых в монографиях [2, 6], в турбулентном сдвиговом слое (слое смешения) при пренебрежении вязкими эффектами для энергии турбулентных пульсаций e^2 можно записать балансное соотношение

$$\frac{de^2}{dt} = u'v' \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (3)$$

(Подразумеваются осредненные значения параметров и корреляции $u'v'$)

Это соотношение связывает интенсивность порождения энергии турбулентности с осредненными значениями градиента скорости и корреляции пульсаций продольной и поперечной скоростей (корреляция обращается в 0 в случае изотропной турбулентности).

В слаборасширяющемся течении для потока порожденной энергии пульсаций e^2u при $x=ut$ из (3) получается

$$\frac{de^2u}{dx} = u'v' \frac{\partial u}{\partial y},$$

$u'v'$ – среднее по времени значение корреляции продольной и поперечной пульсационных скоростей.

В плоском случае

$$\frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{u_0}{b}.$$

Приближенность этих соотношений может быть учтена, в дальнейшем, с помощью поправочного коэффициента

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \gamma \frac{u_0}{b}, \quad \frac{de^2u}{dx} = u'v' \frac{u_0}{b}, \quad b = b'_x x. \quad (4)$$

Интеграл по площади потока в слое смешения F будет

$$\frac{d}{dx} \int e^2u dF = \int u'v' \frac{u_0}{b} dF, \quad F = b.$$

Окончательно получаем

$$\frac{d}{dx} \int_0^b e^2u dy = \int_0^b u'v' \frac{u_0}{b} dy. \quad (5)$$

Чтобы раскрыть соотношение (5), используем экспериментально установленное свойство подобия профилей параметров в слое смешения.

Для энергии турбулентных пульсаций скорости примем

$$e^2 = \frac{\langle u'^2 + v'^2 + w'^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} u_\varepsilon^2. \quad (6)$$

(Здесь и в дальнейшем подразумеваются среднеквадратичные значения пульсационных параметров.)

Положим для максимального значения

$$\frac{3}{2} u_{\varepsilon m}^2 = e_m^2. \quad (7)$$

В соответствии с указанными ранее значениями интенсивности пульсаций

$$e_m^2 \approx 0.04 u_0^2.$$

Интеграл под знаком производной будет

$$\int_0^b e^2 u dy = b e_m^2 u_0 \int_0^1 \frac{e^2}{e_m^2} \frac{u}{u_0} d\eta. \quad (8)$$

В итоге определится связь интенсивности расширения слоя смешения и параметров течения. В соответствии с (5)–(7) после дифференцирования в (8)

$$b'_x e_m^2 u_0 \int_0^1 \frac{e^2}{e_m^2} \frac{u}{u_0} d\eta = u_0 (u' v')_m \int_0^1 \frac{u' v'}{(u' v')_m} d\eta. \quad (9)$$

Это соотношение показывает, что интенсивность расширения слоя смешения в первую очередь определяется отношением корреляции $u' v'$ к общей интенсивности пульсаций, определяемой величиной e^2 .

Преобразуя соотношение (9), получаем

$$b'_x = \frac{k_\tau}{k_{eu}} \frac{(u' v')_m}{e_m^2}, \quad k_\tau = \int_0^1 \frac{u' v'}{(u' v')_m} d\eta, \quad k_{eu} = \int_0^1 \frac{e^2}{e_m^2} \frac{u}{u_0} d\eta, \quad (10)$$

$$\frac{(u' v')_m}{e_m^2} = \theta. \quad (11)$$

Если принять, что максимальное осредненное значение корреляции $u' v'$ в 4 раза меньше максимального значения e^2 , то общепринятое значение b'_x будет приблизительно соответствовать представленным соотношениям. Можно более точно согласовать значение b'_x с экспериментальными данными, например, для осесимметричной струи, используя параметр γ . Значение $b'_x \approx 0.3$ имеет место при $\gamma = 0.86$.

В [1] (без конкретной ссылки) приводится соотношение

$$\frac{\langle u' v' \rangle_m}{u_0^2} = 0.4 \left\langle \frac{u_m'^2}{u_0^2} \right\rangle.$$

По-видимому, Таунсенд предполагает, что это соотношение выражает определенное свойство турбулентности в рассматриваемом течении. Следуя этому представлению, в дальнейшем, значение параметра θ будет приниматься неизменным.

Если обратиться к данным работ [1, 5, 7], где приведены результаты соответствующих измерений, то согласно этим данным

$$\frac{\langle u' v' \rangle_m}{u_0^2} \approx 0.01.$$

Это согласуется с указанным значением отношения величин $u' v'$ и e_m^2 (см. рис. 2).

Таким образом, интенсивность расширения слоя смешения в первую очередь зависит от относительного вклада порождения энергии турбулентных пульсаций, который определяется па-

раметром θ . Интенсивность расширения слоя смешения оказывается зависящей от двух параметров: θ и k_τ/k_{eu} . Первую из этих относительных величин можно считать универсальной [1], а вторая зависит от профилей продольной скорости, которые могут различаться для плоского и осесимметричного течений.

В этом случае ($\theta = \text{const}$) согласно соотношениям (10)–(11), уровень пульсаций скорости не проявляется в интенсивности расширения слоя смешения и эти соотношения не позволяют определить уровень турбулентных пульсаций скорости. Для его определения необходимо учесть взаимодействие слоя смешения с внешней средой.

3. ВТЕКАНИЕ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ В СЛОЙ СМЕШЕНИЯ

Расширение слоя смешения обусловлено вовлечением окружающей среды. Представленная выше схема течения позволяет связать интенсивность расширения слоя смешения и нарастание потока массы в струе и интенсивность втекания в слой смешения.

Поток массы в слое смешения

$$G_b = \int_{y_1}^{y_2} u dy = u_0 b \int_0^1 \frac{u}{u_0} d\eta.$$

Его увеличение происходит за счет втекания через внешнюю границу со скоростью v_n и через внутреннюю границу y_1 со скоростью u_0

$$\begin{aligned} \frac{dG_b}{dx} &= \frac{db}{dx} u_0 k_1 = v + u_0 \frac{d|y_1|}{dx}, & k_1 &= \int_0^1 \frac{u}{u_0} d\eta, \\ v_n &= b'_x u_0 k_1 - u_0 b'_x k_2, & k_2 &= \int_0^1 \left(\frac{u}{u_0}\right)^2 d\eta. \end{aligned} \quad (12)$$

(Можно отметить, что при возможных, согласно [5], значениях интегралов $k_1 \approx 0.5$ и $k_2 \approx 0.358$ и $b'_x = 0.3$ величина скорости втекания

$$v_n \approx 0.043u_0,$$

что соответствует известным экспериментальным данным [5, 7, 8]).

Согласно результатам специальных исследований [3, 4, 8] втекание внешней среды в слой смешения происходит под действием перепада статического давления, возникающего из-за пульсационного движения в слое смешения.

Рассматривая осредненные уравнения Рейнольдса в приближении пограничного слоя при больших числах Рейнольдса, Таунсенд показал, что в слое смешения возникает разрежение ΔP , зависящее от поперечной координаты

$$\Delta P = P - P_a = \rho^* \langle v'^2 \rangle. \quad (13)$$

Здесь P – среднее значение статического давления, P_a – статическое давление в окружающей среде.

Это следует из уравнений Рейнольдса для осредненных параметров течения в слабо расширяющемся слое смешения [1, 3]. В этом случае $v = u$, $\partial/\partial x = \partial/\partial y$. Слой считается плоским

$$\frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y} \approx \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dy} + v \frac{\partial^2 v}{\partial y^2},$$

при больших числах Рейнольдса

$$\rho \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y} \approx \frac{dP}{dy}.$$

Отсюда следует (13). (Схожее соотношение приведено в [2] в разделе “Неизотропная свободная турбулентность”).

Разрежение возникает вследствие турбулизации течения, по-видимому, как результат энергетического баланса пульсационного движения.

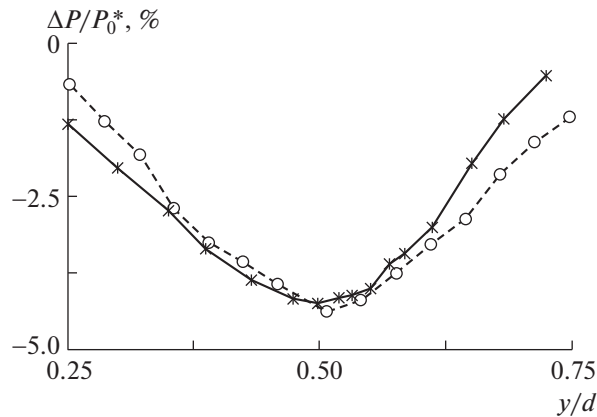


Рис. 3. Сопоставление результатов измерений статического давления в слое смешения турбулентной струи (кружки) с данными, полученными по результатам измерения пульсаций поперечной скорости (звездочки), P_0^* – скоростной напор в струе.

Специально проведенные эксперименты [3, 4] подтверждают этот эффект. На рис. 3 приведены результаты измерений распределения среднего по времени статического давления в поперечном сечении слоя смешения при их сопоставлении с данными одновременных измерений поперечных пульсаций скорости [4].

В разделе монографии [5], написанном Г.Н. Абрамовичем, рассматривается возможность существования, в процессе вихреобразования в слое смешения турбулентной струи, областей с пониженным статическим давлением. При этом характерный размер этих областей близок к характерной толщине слоя смешения.

В работах [3, 4, 8] показано, что динамическое воздействие распространяющейся турбулентной струи на окружающую среду, в которой происходит ее распространение, формируется при непосредственном воздействии локального разрежения на движение внешней среды. Она приводится в движение из-за перепада давления, определяемого соотношением (13). Следует заметить, что в представленных зависимостях речь идет об осредненных параметрах течения. При этом механизм воздействия разрежения в струе на внешнюю среду имеет пульсационный характер, как и все течение в слое смешения струи. На рис. 4 показана “мгновенная” картина течения в слое смешения, полученная по результатам вычислительного эксперимента, представленным в [3, 4].

На рис. 4 иллюстрируется “мгновенное” распределение статического давления с помощью обозначения величины давления различным уровнем серого. Темный фон соответствует разрежению, светлый – превышению давления над его величиной во внешней среде.

Можно видеть крупномасштабные области повышенного и пониженного давления. Сравнение данных для различных моментов времени [3, 4] показывает, что эти области, медленно изменяясь по форме, постепенно увеличиваясь, движутся вдоль потока со скоростью конвекции, которая составляет около половины скорости истечения. При этом среднее по времени значение давления в каждой (неподвижной) точке слоя смешения ниже атмосферного и соответствует данным рис. 3 и соотношениям (13). То есть на удалении от слоя смешения интенсивность индуцируемого течения определяется осредненным значением разрежения в струе. В то же время в непосредственной близости к слою смешения поток трансформируется.

На рис. 4 показано “мгновенное” положение линий тока втекающей жидкости, полученных по значениям поперечной компоненты скорости в вертикальной плоскости. Можно видеть, что втекание в слой смешения происходит под действием перепада давления: линии тока огибают области повышенного давления и “устремляются” к областям с пониженным давлением.

В работах [3, 4, 8] показано, что скорость втекания внешней среды в слой смешения может быть определена по соотношению, в котором характерное среднее значение разрежения связано с максимальной интенсивностью пульсаций

$$v_n = \beta \sqrt{|\Delta P_m| / \rho} \quad \text{или} \quad v_n = \beta u_0 \epsilon_{vm},$$

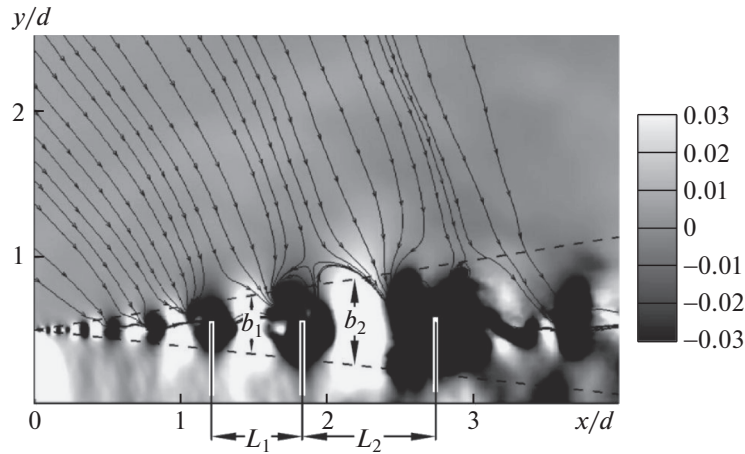


Рис. 4. Мгновенное распределение статического давления, темный цвет – разрежение, светлый – превышение давления относительно внешней среды. Сплошные линии – линии тока, штриховые – границы слоя смешения для $b \approx 0.27x$. Диаграмма справа – уровень перепада давления по отношению к скоростному напору струи. $L_1/b_1 = 1.55$; $L_2/b_2 = 1.5$.

здесь β – экспериментальный коэффициент, значение которого для осесимметричных течений $\beta \approx 0.2$ [3, 4].

В рассматриваемом случае, для плоского течения, значение β может быть другим. Его значение, в этом случае, можно определить по вычисляемой по балансу расходов величине скорости втекания v_n и известной из экспериментов [5, 7] величины ε_v – интенсивности поперечных пульсаций скорости.

Отличие этого коэффициента от единицы связано с тем, что уровень понижения статического давления распределен в слое смешения также, как и уровень пульсаций, как это показано на рис. 3. Можно предположить, что “всасывающее” действие этого перепада статического давления характеризуется его осредненным значением в поперечном сечении слоя смешения, если проводить осреднение по величине индуцированной скорости v_i

$$v_i = \sqrt{|\Delta P_m|/\rho} = u_0 \varepsilon_v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle}. \quad (14)$$

Обращаясь к картине течения на рис. 4 можно видеть, что при втекании внешней среды поток дополнительно ускоряется из-за того, что поток огибает области повышенного статического давления. Протяженность областей повышенного и пониженного давления одинакова и среднее значение скорости индуцированного потока на некотором удалении.

$$v_n \approx \frac{1}{2} v_i. \quad (15)$$

Тогда для значения скорости втекания получается соотношение

$$v_i^2 \approx \langle v'^2 \rangle = u_0^2 \varepsilon_{vm}^2 \int_0^1 \frac{\varepsilon_v^2}{\varepsilon_{vm}^2} d\eta = u_0^2 \varepsilon_{vm}^2 k_{vm}.$$

Для плоского слоя смешения получается при использовании данных о распределении пульсаций скорости [5, 7]:

$$v_i^2 \approx u_0^2 \varepsilon_{vm}^2 \cdot 0.319.$$

(Принимается, что безразмерный профиль интенсивности поперечных пульсаций скорости такой же, как и продольной)

В соответствии с (15)

$$v_n \approx 0.565 u_0 \varepsilon_{vm} / 2. \quad (16)$$

Если принять, что в плоском слое смешения интенсивность пульсаций скорости несколько больше, чем по данным для осесимметричных струй, приведенных выше, можно задаться значением $\epsilon_{vm} \approx 0.165$, близким к данным для продольной скорости.

Тогда

$$v_n \approx 0.0465u_0.$$

Такое значение скорости втекания соответствует известным данным.

Учет рассмотренного механизма образования общей структуры движения среды для слоя смешения позволяет конкретизировать связь интенсивности расширения слоя смешения струи с интенсивностью пульсаций скорости.

Кроме того, данные рис. 4 позволяют определить характерные размеры движущихся в слое смешения динамических неоднородностей. На рисунке обозначены характерные размеры движущихся неоднородностей L_1 и L_2 , определенных по расстоянию между “центрами” областей с пониженным давлением. Для этих неоднородностей статического давления показаны характерные значения ширины слоя смешения b_1 и b_2 . Можно видеть, что относительный размер общей неоднородности распределения статического давления

$$\frac{L_1}{b_1} \approx \frac{L_2}{b_2} \approx 1.5.$$

То есть, в слое смешения

$$L/b \approx 1.5. \quad (17)$$

Для характерной ширины слоя смешения на рис. 4 $b = 0.27x$. В этом случае

$$L \approx 0.38x. \quad (18)$$

Следует отметить, что в случае формирования какой-либо неоднородности в расширяющемся слое смешения из двух, расположенных рядом и имеющих размер, близкий к ширине слоя смешения для каждой, общий размер неоднородности будет соответствовать (17).

4. О ФОРМИРОВАНИИ ИСТОЧНИКОВ ШУМА ПРИ ВТЕКАНИИ (“ВСАСЫВАНИИ”) ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ В СЛОЙ СМЕШЕНИЯ

Анализ процессов, связанных с наличием в слое смешения движущихся неоднородностей статического давления, позволяет объяснить отдельные свойства процесса шумообразования в струях. Распространение турбулентной струи происходит при ее динамическом воздействии на окружающую среду [3, 4]. Струя создает шум при своем воздействии на внешнюю среду. Акустические возмущения образуются из-за крупномасштабных пульсаций, возникающих в слое смешения [9]. Согласно общим представлениям, возникновение акустических пульсаций обусловлено периодическими процессами гидродинамического происхождения [10].

Такие периодические процессы наблюдаются при корреляционных термоанемометрических измерениях в слое смешения [11–13]. В [13] приведены результаты корреляционных измерений, которые обнаруживают на фоне турбулентных пульсаций периодические пульсации скорости. Эти и аналогичные измерения показывают, что в слое смешения в фиксированных сечениях струи наблюдается продольное движение динамических образований, имеющих характерный продольный масштаб L и конвективную скорость движения u_c порядка $(0.5...0.6)u_0$. Измерения показывают, что характерный продольный размер этих неоднородностей [11, 12] существенно превышает ширину слоя смешения, и, в соответствии с результатами измерений, соответствует соотношению $L \approx 0.38x$, что соответствует (18) и приблизительно в полтора раза больше ширины слоя смешения в данном сечении струи (см. рис. 4).

В [12, 14, 15] представлены результаты экспериментов, в которых определялось положение источников шума для фиксированных частот в затопленных струях.

Проводились фазовые измерения в акустическом поле дозвуковых турбулентных струй, выполнявшиеся несколькими взаимно удаленными микрофонами. По разнице фаз определялось положение источника для заданной частоты. В результате измерений установлена зависимость

частоты излучения от удаления соответствующего сечения струи от среза сопла. Безразмерная частота излучения определяется соотношением:

$$Sh = \frac{fd}{u_0} \approx 1.55 \frac{d}{x}. \quad (19)$$

Здесь d – диаметр сопла, x – расстояние от среза сопла.

Можно показать, что этот результат соответствует определенному выше продольному размеру динамических неоднородностей в слое смешения L .

Эти данные согласуются с результатами определения характеристик периодического движения в слое смешения струи. Они были определены в [12].

Частота пульсаций f , создаваемых неоднородностями, движущимися непрерывным потоком в сечении струи, соответствует периоду их прохождения T в данном сечении. Он определяется скоростью движения u_c и продольным размером этих неоднородностей L_f :

$$T = \frac{L_f}{u_c}.$$

Частота пульсаций будет

$$f = \frac{1}{T} = \frac{u_c}{L_f}. \quad (20)$$

Как уже указывалось, скорость движения неоднородности, определявшаяся в экспериментах

$$u_c \approx 0.6u_0.$$

Она практически совпадает со значением средней скорости в слое смешения на линии, продолжающей кромку сопла.

Сопоставляя (19) и (20), получаем

$$L_f = 0.385x.$$

Значение характерного продольного масштаба неоднородностей, формирующих акустическое излучение, совпадает со значением масштаба L из (18), соответствующего продольному характерному размеру движущихся неоднородностей статического давления.

Положение сечения, в котором формируется звуковое излучение заданной длины волны, согласно (17)–(20) определяется соотношением для числа Струхала, полученным по данным опытов и вычислительного эксперимента в [12–16].

Объяснение того, почему размер гидродинамической неоднородности, создающей звуковые возмущения, имеет такую величину и существенно превосходит ширину слоя смешения, связано с имеющими место упомянутыми ранее медленно изменяющимися неоднородностями в распределении статического давления.

На рис. 5 приведены картины течения в слое смешения из [13], полученные для одного периода движения неоднородностей в слое смешения струи. Показана последовательность положения линий тока, вовлекаемых областью пониженного давления в начальный, промежуточный и конечный моменты времени рассматриваемого периода. Согласно результатам сравнения полученных данных и корреляционных измерений, представленных в [13], период этих перемещений линий тока соответствует зависимости (20).

Данные рис. 5 показывают, что “движущаяся неоднородность” статического давления состоит из двух частей, каждая из которых имеет размер, близкий к ширине слоя смешения в соответствующем сечении струи (см. также рис. 4). Экстремальные значения статического давления могут составить для максимума 10–15% от скоростного напора струи, для минимума – 15–20% скоростного напора.

Первоначально [4] появились данные о значительных неоднородностях и больших величинах изменения статического давления в пульсационном движении в слое смешения струи, полученные при использовании вычислительного моделирования.

Эти данные стимулировали проведение соответствующих измерений с помощью высокочувствительных и малоинерционных датчиков статического давления.

На рис. 6 приведены результаты измерений и расчета “мгновенных” распределений статического давления из [3, 4].

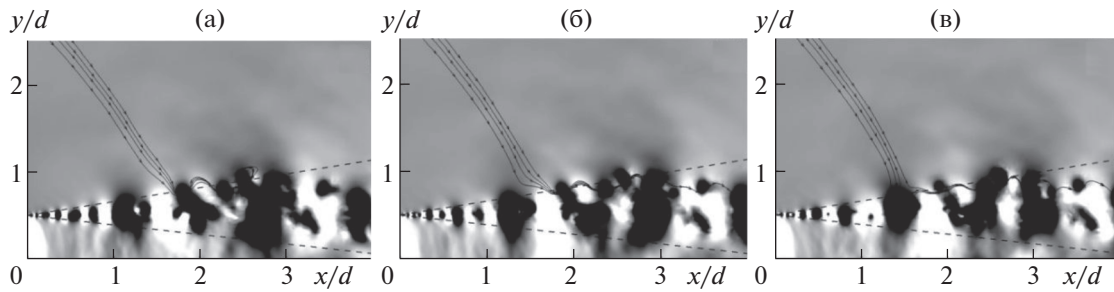


Рис. 5. Последовательность картин течения в слое смешения турбулентной струи по результатам расчетов “мгновенных” распределений статического давления (см. рис. 3).

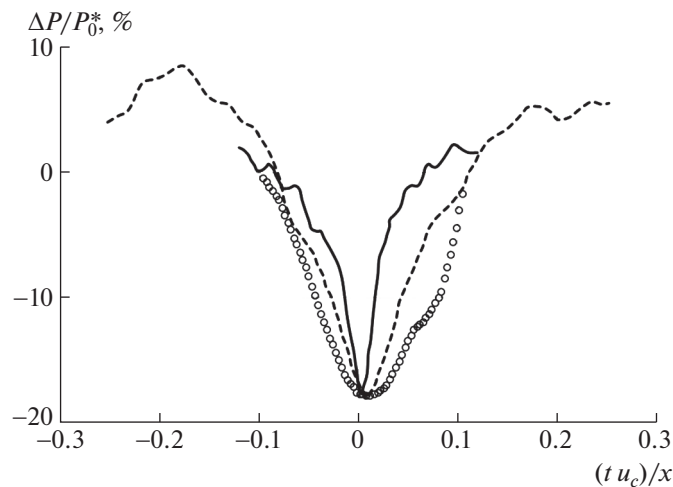


Рис. 6. Продольное распределение статического давления в середине слоя смешения в системе координат, движущейся с потоком: эксперимент: штриховая линия – $x/d = 2.2$; сплошная линия – $x/d = 4.2$; расчет: маркеры – $x/d = 1.6$.

Следует заметить, что представленные на рис. 6 данные получены при определении экстремальных значений статического давления в динамических неоднородностях потока, независимо от данных рис. 4–5. Согласно измерениям, среднее значение давления соответствует соотношению Таунсенда (13), см. также рис. 3.

Данные рис. 6 также показывают, что характерный размер неоднородности, включающий в себя области повышенного и пониженного давления, соответствует упомянутым данным корреляционных измерений пульсаций скорости [12] и приблизительно в 1.5 раза превышает ширину слоя смешения (17).

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Турбулентная струя приводит в движение окружающую среду, возникает эффект эжекции с втеканием в струю внешней среды [3–5].

Согласно результатам исследований [3, 4], проведенных на основе измерительных и вычислительных экспериментов, динамическое взаимодействие турбулентной струи с окружающей средой обусловлено пониженным статическим давлением в зоне турбулентных пульсаций. При втекании в струю возникает взаимодействие турбулентного и нетурбулентного потоков. Последний турбулизуется при таком взаимодействии. Это должно снижать уровень турбулентных пульсаций в турбулентном потоке в слое смешения. При понижении уровня турбулентных пульсаций будет снижаться, согласно (13), (14), “всасывающее” воздействие. Это обозначает, что в реаль-

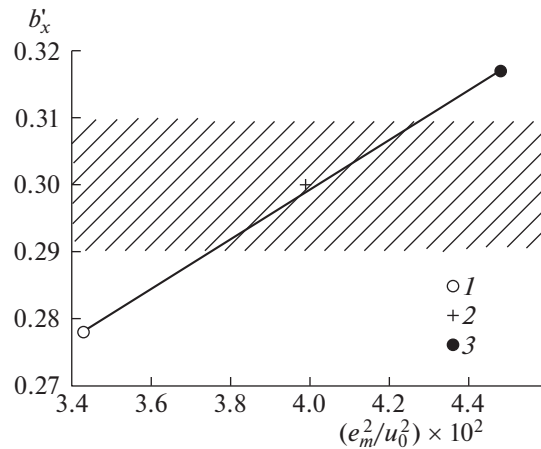


Рис. 7. Область значений интенсивности расширения слоя смешения b'_x и относительная скорость втекания в слой смешения $v_n^o = v_n/u_0$ в зависимости от максимального значения энергии пульсаций скорости e_m^2 .
 1 – $v_n^o = 0.0395$; 2 – $v_n^o = 0.0425$; 3 – $v_n^o = 0.0465$.

ных условиях существует равновесие между уровнем пульсаций скорости и уровнем скорости втекания в струю. То есть полученные данные о порождении энергии турбулентности в слое смешения и связи эффекта втекания в струю с интенсивностью пульсаций скорости позволяют в целом охарактеризовать основные параметры рассматриваемого течения в плоском слое смешения.

Данные разделов 3 и 4 позволяют связать значение интенсивности пульсаций в слое смешения и значение скорости втекания в струю при эжекции. Для этого можно воспользоваться соотношениями (10), (11) для интенсивности расширения слоя смешения:

$$b'_x = \frac{k_\tau}{k_{eu}} \frac{(u' v')_m}{e_m^2}.$$

Представленное соотношение не позволяет определить уровень интенсивности пульсаций, в слое смешения, поскольку при принятой схеме процесса порождения турбулентности в слое смешения, логично сделать предположение, что отношение максимальных значений корреляции и энергии турбулентных пульсаций скорости универсально. Интенсивность турбулентных пульсаций скорости может быть определена только по скорости втекания в струю v_n .

Скорость втекания связана с интенсивностью расширения слоя смешения – соотношение (12)

$$v_n = b'_x u_0 k_1 - u_0 b'_x k_2.$$

Определить характерное значение интенсивности пульсаций скорости можно подбором значения ϵ_{vm} , при котором удовлетворялись бы соотношение (12), и, с учетом поправки на коэффициент γ , соотношения (10), (11), см. (4).

При этом проявляется влияние профиля распределения продольной скорости в слое смешения, по которому определяются коэффициенты k_1 и k_2 . При известных значениях k_1 и k_2 , которые были определены по данным, представленным в разд. 1, по значению v_n определяется величина b'_x , которая должна соответствовать соотношению (10).

На рис. 7 заштрихованной областью показан диапазон значений интенсивности расширения слоя смешения b'_x , который соответствует возможному диапазону неточности в определении параметров в соотношениях (10) и (11). Сюда входят параметры k_τ , k_{eu} , θ и γ .

Значения последних не варьировались $\theta = 0.01$, $\gamma = 0.86$. Варьировались коэффициенты k_τ и k_{eu} , при $b'_x = 0.3$ отношение k_τ/k_{eu} составляло 1.38.

Для скорости втекания было получено соотношение, связывающее ее значение с интенсивностью турбулентных пульсаций поперечной скорости (14, 15)

$$v_n \approx \frac{1}{2} v_i, \quad v_i^2 \approx \langle v^2 \rangle = u_0^2 \epsilon_{vm}^2 \int_0^1 \frac{\epsilon_v^2}{\epsilon_{vm}^2} d\eta = u_0^2 \epsilon_{vm}^2 k_{vm}.$$

При этом нужно учесть, что согласно данным экспериментов уровень пульсаций поперечной скорости приблизительно на 10% ниже, чем для других компонент пульсационного движения.

В табл. 1 (первая часть) приведены значения параметров, характеризующих свойства течения в слое смешения в начальном участке турбулентной затопленной струи, по данным, приведенным в [5].

В табл. 1 (вторая часть), для сравнения, приведены данные, полученные в результате независимого определения параметров течения в плоском слое смешения по соотношениям (6), (10), (12), (14), (15). Для этого последовательно подбирались значения интенсивности пульсаций с использованием соотношений (14), (15) для определения скорости v_m , чтобы одновременно удовлетворялись соотношения (12) и (6). Значение ϵ_m вычислялось по (6)–(7). При этом принималось, что максимальные значения интенсивности пульсаций одинаковы для u' и w' , а интенсивность пульсаций поперечной скорости v (в соответствии с данными [5]) меньше. Достаточно хорошее взаимное согласование данных получено при использовании предположения, что в плоском слое смешения уровень пульсаций несколько выше, чем в слое смешения осесимметричной струи.

В табл. 1 представлен итог исследования свойств течения в слое смешения в начальном участке турбулентной струи, которое позволяет обозначить основные параметры, определяющие его свойства.

Для получения значения интенсивности расширения слоя смешения использована известная закономерность для порождения энергии турбулентности в однородном градиентном потоке, без учета вязкости. При этом оказалось необходимым сделать дополнительное, хотя и достаточно очевидное, предположение физического характера. Нужно знать соотношение между корреляцией $\langle u'v' \rangle$ и энергией турбулентности e^2 . Его характеризует параметр θ , известный из эксперимента ($\theta \approx 0.01$). Определяемая при этом интенсивность расширения струи b'_x удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, но при этом уровень турбулентных пульсаций скорости остается неизвестным.

Для его определения необходимо использование модели течения, основанной на представлении общей картины течения, как динамического взаимодействия слоя смешения с внешней средой из-за всасывающего действия струи.

Для конкретного определения параметров, характеризующих свойства слоя смешения, достаточно данных о профилях распределения интенсивности турбулентных пульсаций скорости и средней скорости в слое смешения и общей схемы течения.

В соответствии с рис. 7, проведенный анализ показывает, что для реальных значений актуальных параметров течения в слое смешения, соответствующих табл. 1, уровень энергии турбулентных пульсаций $\epsilon_m^2 \approx 0.04$, что соответствует наблюдаемому максимальному уровню пульсаций скорости в слое смешения – 17%, и интенсивности расширения слоя смешения $b'_x \approx 0.3$.

Схема движения динамических неоднородностей в слое смешения, как последовательность движущихся областей повышенного и пониженного статического давления, каждая из которых в данном сечении имеет характерный размер, близкий к ширине слоя смешения, показывает, что при этом общий продольный размер неоднородности $L = 0.38x \approx 1.5b$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использовано представление слоя смешения, как слабо расширяющегося двумерного сдвигового слоя с трехмерным пульсационным движением, взаимодействующим с окружающей средой вследствие эжекции, вызванной понижением статического давления в слое смешения из-за турбулентных пульсаций. Такой подход позволил получить физически обоснованную схему течения в слое смешения турбулентной струи.

Проведен анализ свойств пульсационного движения в слое смешения с использованием известного соотношения для порождения энергии турбулентных пульсаций в градиентном потоке. Результаты проведенного анализа показывают, что общие свойства слоя смешения обусловлены основной характеристикой течения: отношением корреляции пульсаций продольной и поперечной скоростей к общей интенсивности турбулентных пульсаций скорости. Эту характеристику можно считать известной и, приблизительно, универсальной, поскольку имеются соответствующие результаты измерений. В этом случае результаты анализа взаимодействия течения в слое

смешения и внешнего течения, индуцированного пониженным статическим давлением в слое смешения, дают возможность определить уровень пульсаций скорости в слое смешения.

Полученные данные позволяют представить общую схему течения в слое смешения, который взаимодействует с внешней средой из-за наличия в нем областей с пониженным статическим давлением. Общий уровень понижения статического давления однозначно связан с интенсивностью пульсаций скорости. Он также определяет интенсивность эжекции в слой смешения.

Определенный из условия согласования интенсивности расширения слоя смешения и, индуцированного пониженным давлением в слое смешения, внешнего течения, уровень интенсивности пульсаций в слое смешения согласуется с экспериментальными данными.

Структура и характерные масштабы движущихся неоднородностей распределения статического давления в слое смешения определяют местоположение источников акустического излучения струи по характерным частотам излучения звука.

Авторы выражают благодарность Г.А. Любимову за обсуждение и полезные замечания по тексту статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 399 с.
2. Хинце И.О. Турбулентность ее механизм и теория. М.: Физматлит, 1963. 680 с.
3. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А. Динамическое воздействие турбулентной струи на окружающую среду // Доклады РАН. Физика, Технические науки. 2020. Т. 491. № 1. С. 80–84.
4. 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.
5. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 640 с.
7. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
8. Крашенинников С.Ю. К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 71–80.
9. Крашенинников С.Ю., Семенёв П.А. О двух механизмах шумообразования в турбулентных струях // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 5. С. 26–39.
10. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 519 с.
11. Власов Е.В., Гиневский А.С., Каравосов Р.К. Исследование волновой структуры течений в начальном участке струи при различных уровнях начальной турбулентности // Уч. записки ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 1. С. 25–32.
12. 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.
13. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А. Анализ шумообразования турбулентных струй на основании исследования их ближнего акустического поля // Акустический журнал. 2018. Т. 64. № 6. С. 704–717.
14. 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.
15. Zaman K.B.M.Q. Flow field and near and far sound field of a subsonic jet // J. Sound and Vibr. 1986. V. 106. № 1. P. 1–16.
16. Крашенинников С.Ю., Бендерский Л.А., Семенёв П.А., Польняков Н.А. Анализ возможных механизмов шумообразования в турбулентных струях // III Всероссийская акустическая конференция. Санкт-Петербург, 21–25 сентября 2020 года. С. 554–561.