

УДК 532.522.2:532.527:532.525.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ НАЧАЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

© 2022 г. С. Ю. Крашенинников^{а,*}, А. К. Миронов^а, Н. А. Польшников^а

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

*E-mail: krashenin@ciam.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 25.07.2022 г.

Принята к публикации 25.07.2022 г.

Исследована последовательность изменения параметров течения при начале формирования затопленной турбулентной струи, при дозвуковой скорости истечения. Использовались вычислительное моделирование на основе LES-технологии и определение параметров течения с помощью малоинерционных измерительных средств. Исследование показало, что свойства течения в начальные моменты времени обусловлены отрывом потока от кромки сопла, сопровождающегося образованием больших тороидальных вихрей вне струи в ее начальном сечении. При этом возникают значительные неоднородности в распределении статического давления в развивающемся течении. Максимальные неоднородности (разрежение и превышение статического давления по отношению к атмосферному) имеют значения, приблизительно равные скоростному напору в начальном сечении струи, и уменьшаются вдоль потока. А при установившемся течении экстремальные значения разрежения, в движущихся квазипериодических неоднородностях распределении статического давления, сохраняются на уровне 10–20% от скоростного напора в источнике струи. Результаты взаимного сопоставления данных расчетов при разных режимах истечения и данных, полученных в экспериментах, в целом, удовлетворительно согласуются между собой и подтверждают общие выводы проведенных ранее исследований

Ключевые слова: турбулентные струи, возникновение разрежения в струе, индуцированное течение, шум турбулентной струи

DOI: 10.31857/S0568528122600539

ВВЕДЕНИЕ

Освоение вычислительных технологий, позволяющих (с ограниченной точностью) моделировать турбулентные течения на основе решения уравнений Навье–Стокса в нестационарной постановке (например, LES), создает возможности расширения исследований свойств различных турбулентных течений. В работах [1–3] приведены результаты таких исследований структуры турбулентного течения в слое смешения турбулентных затопленных струй. (По установившейся терминологии [4], турбулентной затопленной струей называется течение, возникающее при распространении из соплового устройства газообразной или жидкой среды в изначально неподвижной среде того же фазового состояния).

Согласно данным работ [1–3] по результатам численных расчетов и экспериментов установлены ранее не определявшиеся свойства течения в слое смешения струи, связанные с распределением статического давления в потоке струи, и ряд других свойств, связанных с процессом шумообразования в турбулентных струях. Это вызывает необходимость проведения дополнительных, уточняющих расчетов и экспериментов для более полного подтверждения полученных ранее результатов.

Для этого проведено “параллельное”, расчетное и экспериментальное исследование свойств нестационарного турбулентного течения при “импульсном” истечении струи с последующим установлением “стационарного в среднем” турбулентного течения.

Поскольку предшествующие исследования обнаружили наличие в установившемся турбулентном течении важных нестационарных эффектов в механизме шумообразования, исследова-

лась их возможная связь с первоначальными условиями образования струйного течения. Это относится к процессам вихреобразования, появления крупномасштабных неоднородностей в распределении статического давления в слое смешения, их периодичности.

Из-за технических трудностей параметры истечения струй при расчетах и экспериментах сильно различались, но относительные характерные времена процесса были сопоставимы. Основными причинами выбора постановки такого исследования были: 1 — проверка достаточной адекватности LES-технологии при описании актуальных свойств турбулентности в исследуемых процессах и 2 — необходимость объяснения наличия в слое смешения развитой турбулентной струи чередующихся образований с пониженным и повышенным статическим давлением.

В настоящем исследовании, по сравнению с предыдущими, при вычислительном моделировании на основе LES-технологии, расширена область чисел Маха истечения струи ($M = 0.45–0.91$) и чисел Рейнольдса более 10^5 .

По данным расчетов и экспериментов проведен анализ развития течения в затопленной воздушной струе от момента начала истечения и до его установления “в среднем”.

Результаты исследования показали, что в начальный момент распространения струи возникает нестационарный процесс с отрывом потока от кромки сопла. Возникает течение с большой неоднородностью распределения динамических параметров, вне струи формируются вихревые образования, на границе которых уровень вращательной компоненты скорости (в продольном сечении) приблизительно равен скорости истекающего потока. Следствием этого являются неоднородности статического давления, в которых значение отклонения давления в сторону разрежения составляет приблизительно величину скоростного напора истекающей струи.

Практически сразу, а затем и при выходе “на стационарный в среднем” режим течения максимальные значения неоднородности распределения статического давления наблюдаются в слое смешения струи за кромкой сопла. В ее начальном участке (около 5 диаметров сопла) они могут составлять 10–20% от скоростного напора с отклонением, как в сторону повышения давления, так и в сторону разрежения. Эти области неоднородности захватывают почти весь слой смешения. Максимальные значения превышения давления и разрежения находятся в центральной части этих областей. Они периодически образуются из-за отрыва потока от кромки сопла и движутся вместе с потоком со скоростью конвекции, составляющей около половины скорости истечения.

При этом осредненное значение разрежения в различных точках потока не велико и в максимуме составляет 4–5% от величины скоростного напора на срезе сопла. В различных точках потока среднее значение разрежения хорошо согласуется с соотношением Таунсенда [5], связывающим величину разрежения с интенсивностью поперечных пульсаций скорости.

Полученные результаты согласуются с данными, полученными ранее в [1–3].

1. ПОСТАНОВКИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При численном моделировании на основе LES-технологии использовался RANS/ILES(i)-метод высокого разрешения, описанный в работе [6]. Метод описывает сжимаемые течения в нестационарной постановке и основан на численном решении уравнений Навье–Стокса для нестационарного течения, записанных в консервативной форме для криволинейной системы координат. В методе для вычисления предраспадных параметров на гранях ячеек использовалась сохраняющая монотонность схема 9-го порядка (MP-9) [7]. Диффузионные потоки рассчитываются на гранях ячейки с помощью центрально-разностной аппроксимации 2-го порядка. Вдали от стенок, в LES-области используется ILES с неявной SGS-моделью [6], а у стенок, в присоединенных пограничных слоях в RANS-области — модель Спаларта–Аллмараса. Положение перехода от RANS к LES определяется параметрами потока и отношением расстояния до стенки и максимального размера ячейки. Решение на каждом шаге по времени находится методом установления. Для всех приведенных ниже численных расчетов используется 10 итераций на шаг по времени.

Процесс истечения моделировался разрывом мембраны.

В расчетах использовались две геометрические конфигурации модели (рис. 1). Первая конфигурация соответствовала работе [8]: сопловой насадок SMC000 из работы [8], отношение входного и выходного диаметра сопла равнялось 3, длина сопла не превышала $4d$, где $d = 50.8$ мм — диаметр выходного сечения сопла, мембрана располагалась в начале сужающейся части сопла. Модель второй конфигурации показана на рис. 1б. Геометрия сопловой насадки соответствует

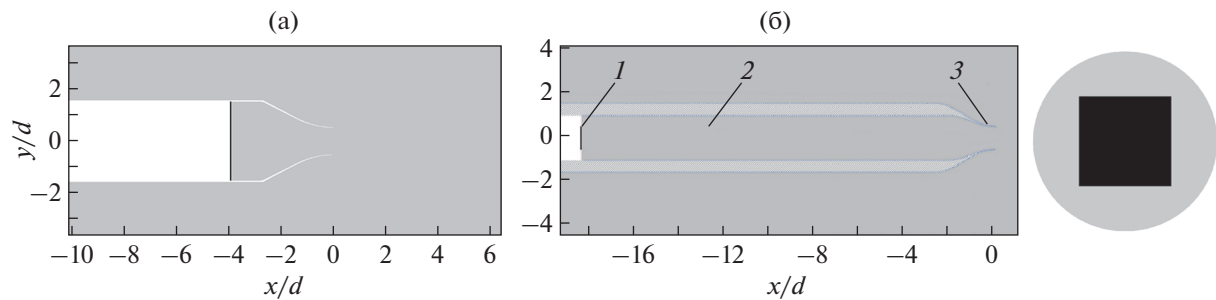


Рис. 1. Схема моделей вычислительного эксперимента. (а) — конфигурация без цилиндрического канала; (б) — конфигурация с цилиндрическим каналом и квадратной мембраной в круглом сечении канала. 1 — мембрана, 2 — цилиндрический канал, 3 — сопловой насадок SMC000.

геометрии SMC000, однако остальные геометрические параметры соответствовали экспериментальной установке, которая будет описана далее. Внутренний диаметр трубы был равен $2d$, вход в сопло располагался на расстоянии $\sim 16.25d$ от сечения, где располагалась мембрана.

Начало истечения имитировалось разрывом (исчезновением) мембраны, расположение которой в расчетах соответствовало сечению, где задавались граничные условия. В первой конфигурации мембрана занимала все входное сечение сопла. Во второй конфигурации мембрана представляла собой квадрат, расположенный в центре круглого сечения (отмечено черным на рис. 1б) и занимала только часть входного сечения канала, заканчивавшегося соплом.

На входе в расчетную область задавались полные параметры потока и направление вектора скорости. На стенке использовалась функция стенки при $y^+ > 2$ или прилипание при значении $y^+ < 2$.

На внешних границах расчетной области задавалась асимптотика дальнего поля затопленной струи — граничное условие, позволяющее направлять линии тока на границе расчетной области к струе. На внешней правой границе задавалось граничное условие выхода с фиксированием статического давления. В качестве начальных условий задавались статическое давление и температура, равные атмосферным параметрам, и скорость, равная нулю.

Расчетная сетка составляла 22 млн. ячеек. Размер пристеночной ячейки составлял $0.002d$, где d — диаметр выхода сопла. От кромки сопла в радиальном направлении размер ячеек увеличивался от $0.002d$ до $0.02d$ на расстоянии $0.3d$ за 29 ячеек, в продольном направлении — от $0.016d$ до $0.05d$ на расстоянии $4.5d$ за 160 ячеек. В азимутальном направлении использовалось 636 ячеек. Расчетная область представляла собой цилиндрическую область протяженностью по потоку $60d$, в радиальном направлении $50d$, против потока $10d$.

Для всех расчетов использовался одинаковый физический шаг по времени 5×10^{-6} с. Данные расчетов сохранялись на каждом 10-м временном шаге, и шаг сохранения параметров расчета составлял 5×10^{-5} с.

Разрешающая способность расчетов для проводившегося LES-моделирования нестационарных процессов может быть проведена по оценке возможного частотного диапазона расчетов. Максимальная разрешаемая частота колебаний, вычисленная на основе используемого значения шага по времени, составила 25–31.2 кГц и вычислялась по следующей формуле: $f_t = 1/(8-10) \cdot dt$, где dt — физический шаг по времени. Максимальная разрешаемая частота колебаний так же зависит от дискретизации по пространству, а значит зависит от размера ячеек. Например, в слое смешения на расстоянии одного калибра от среза сопла размер ячеек в продольном направлении составляет $dx = 0.0228 \times 10^{-3}d$, а в радиальном направлении $dr = 0.0236d$. Таким образом, максимальная разрешаемая частота, вычисленная по скорости звука во внешней среде a_0 , составляет в продольном направлении: $f_x = a_0/(8-10 \cdot dx) = 30-36$ кГц, в радиальном направлении — $f_r = a_0/(8-10 \cdot dr) = 28-35$ кГц.

Описанный подход использовался ранее при расчетах турбулентных струйных течений в работах [1–3], в которых демонстрировалось удовлетворительное согласование данных расчетов и экспериментов.

Следует заметить, что, несмотря на высокий уровень разрешения в используемой LES-технологии, она не позволяет промоделировать отдельные элементы рассматриваемых нестационар-

Таблица 1. Основные параметры при расчетах LES и в экспериментах

Конфигурация – режим	NPR	u_0 , м/с	M	$u_{\max}/u_0$	u_c/u_0	t_0 , мс
1 – Sp3	1.197	170.1	0.513	1.65	0.398	3.69
1 – Sp5	1.416	238.2	0.726	1.39	0.502	2.1
1 – Sp7	1.86	306.3	0.985	1.85	0.419	1.95
2 – Sp3t	1.197	170.1	0.513	1.30	0.412	4.2
2 – Sp7t	1.86	306.3	0.985	1.33	0.386	2.11
Эксперимент 31.07.2019	1.0147	50.0	0.1445	1.00	0.376	2.13
Эксперимент 08.08.2019	1.0235	63.0	0.1825	1.00	0.38	1.67

ных процессов. Для установившейся в среднем струи в начальном участке слоя смешения ($x/d < 1.0$) наблюдается численный переход – процесс формирования нестационарных турбулентных структур, сопровождающихся повышенным уровнем пульсаций давления. Такой численный переход от стационарного течения в сопле к нестационарному течению в слое смешения является характерным для комбинированных RANS–LES-методов и наблюдается в работах [9, 10]. При измельчении расчетной сетки и шага по времени численный переход смещается ближе к кромке сопла, а пульсации давления становятся менее интенсивными, но это влечет за собой большие затраты на вычислительные ресурсы. Анализ результатов расчетов проводился с учетом этого обстоятельства.

В табл. 1 приведены значения параметров, характеризующих условия истечения струи для каждой из конфигураций, для которых проводилось численное моделирование. Перепады давления, определяющие режимы истечения струи из сопла, соответствовали данным [8]. Температурный перепад отсутствовал. В табл. 1 указаны отношения полного давления на граничном условии входа и давления во внешней среде (NPR), а также рассчитанные по одномерной методике характеристики потока при выходе на стационарный режим: скорость истечения при выходе на “стационарный в среднем” режим течения (u_0 , м/с), газодинамическое число Маха (M). Дополнительно представлены параметры, которые были получены в результате проведения расчета или эксперимента – отношение максимальной скорости к скорости u_0 ($u_{\max}/u_0$), относительная скорость продвижения переднего фронта истекающей струи (u_c/u_0), абсолютное время достижения этим фронтом сечения $x/d = 5$ (t_0). Режимы истечения струи выбраны из условия охвата разных значений числа M (дозвуковые-Sp3и Sp5, и околозвуковой- Sp7) и чисел Рейнольдса, посчитанных по диаметру d (от 6.4×10^5 до 1.5×10^6).

Вторая группа режимов – Sp3t и Sp7t – относится к конфигурации с квадратной мембраной и удлиненным каналом (см. рис. 1).

Экспериментальная установка рассчитана на скорость истечения 60–150 м/с. Ее конфигурация моделировала условия истечения, близкие к режимам Sp3t и Sp7t.

Для моделирования нестационарного процесса формирования турбулентной струи использовался отсечной электромагнитный клапан. Эксперименты проводились с ориентировкой на скорость истечения струи, при выходе на “стационарный в среднем” режим около 60 м/с. Перед началом эксперимента перед клапаном устанавливалось полное давление порядка 2000 Па. После срабатывания клапана газ поступал в цилиндрическую трубу диаметром 16 мм и длиной 130 мм. На другом конце трубы было установлено профилированное сопло диаметром 8 мм. Струя истекала из сопла в затопленное пространство.

Следует отметить, что реальная скорость открытия электромагнитного клапана не позволяла в точности соответствовать расчетам. Тем не менее в экспериментах были получены данные, которые можно считать достаточными для подтверждения результатов расчетов. (Последние позволяют более детально исследовать свойства течения).

При экспериментах осуществлялись измерения “мгновенных” значений скорости в вертикальном осевом сечении струи методом PIV. Для визуализации структуры потока использовались высокоскоростная видеокамера и непрерывный лазер мощностью 10 Вт. Поток засевался частицами диаметром ≈ 1 мкм с помощью стандартного генератора частиц LaVision. Для обработки результатов визуализации потока частицами использована стандартная PIV-технология. Она позволяла получать поля продольной и поперечной скорости потока через ≈ 14 мкс (частота дискретизации – 70 кГц). То есть пространственное разрешение, учитывая относительно более низ-

кие скорости потока при экспериментах, могло быть более высоким, чем при расчетах. Подробно методика измерений описана в [11].

По результатам численных расчетов и результатам измерений распределений скорости определялось положение линий тока, которое рассчитывалось по “мгновенным” значениям двух компонент скорости в вертикальной плоскости.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЩЕЙ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ

Возможности вычислительного моделирования позволили детально исследовать структуру течения при формировании турбулентной струи. Наиболее информативной оказалась возможность создания по этим данным видеозаписей, иллюстрирующих динамику параметров течения: распределение компонент скорости, положение линий тока, уровень статического давления. По этим данным определялось характерное время t_0 достижения передним фронтом распространяющегося потока сечения, соответствующего концу начального участка струи ($l = 5d$) при стационарном в среднем течении. По времени t_0 вычислялась характерная скорость распространения первоначального возмущения $u_c = l/t_0$ — скорость движения фронтального возмущения.

В табл. 1 приведены полученные значения относительной величины u_c/u_0 для различных вариантов расчетов (первая конфигурация сопла: sp3, sp5, sp7; вторая конфигурация сопла: sp3t, sp7t) и по данным эксперимента. Среднее значение в расчетах — $u_c/u_0 \approx 0.4$. По данным экспериментов значение скорости распространения несколько меньше. Это, возможно, объясняется недостаточно “резким” срабатыванием отсечного клапана.

На рис. 2 приведены примеры визуализации распределения основных параметров в истекающей струе в различные моменты времени, по результатам численных расчетов для второй конфигурации геометрии: sp3t (дозвуковой режим) и sp7t (околозвуковой режим истечения).

Локальные значения параметров потока обозначены с помощью палитры по интенсивности серого. Соответствующие цифровые значения приведены на рисунках. Здесь Δp — разность статического давления в струе и атмосферного, P^* — скоростной напор на срезе сопла после выхода на стационарный режим. Здесь и далее темные области соответствуют пониженному статическому давлению, светлые — повышенному, по сравнению с атмосферным, статическому давлению.

Для сопоставления данных при различных скоростях потоков использовался безразмерный параметр $T = t/t_0$, где t — физическое время процесса. Таким образом, $T = 1$ соответствует времени достижения потоком, вытекающим из сопла, сечения соответствующего концу начального участка струи (l) при “выходе на стационар”. Данные рис. 2 приведены для начала распространения струи: $T = 0.1, 0.4, 0.8$.

В верхней части каждого рисунка приведены мгновенные распределения продольной скорости (там же показаны линии тока в течении), в нижней — статического давления, так же с линиями тока.

В правой части визуализаций дозвукового потока отчетливо виден фронт сферической волны давления, распространяющейся от среза сопла. Эта волна возникает при практически скачкообразном повышении давления на срезе сопла и распространяется со скоростью звука. При околозвуковом истечении она сливается с передовым фронтом возмущения.

С другой стороны, картины формирования самой струи для Sp3t и Sp7t хорошо обобщаются по характерному параметру T . Особенно хорошо это видно по форме и расположению вихря, образующемуся при взаимодействии фронта “импульсной” струи с окружающей средой. Центр вихря легко идентифицируется по линиям тока на визуализации поля скорости (сверху) и по локальному понижению давления (темное пятно на визуализации статического давления, снизу). Видно, что в координатах относительного времени T центр вихря занимает практически одинаковое осевое и поперечное положение для Sp3t и Sp7t для каждого значения T .

Распределения статического давления вдоль оси струи и вдоль линии, продолжающей кромку сопла, показывают, как развивается течение в струе. Максимумы давления характеризуют положение переднего фронта давления, который не связан с процессом смешения и распространяется со скоростью, которую можно считать совпадающей со скоростью звука (см. рис. 2). За ним следуют области пониженного давления в крупномасштабных вихрях, отчетливо видных на рис. 2, которые увлекают окружающую среду за счет вязкости. Но начиная со значений $T > 0.3$ становятся заметными чередующиеся области пониженного и повышенного давления в слое смешения на уровне кромки сопла.

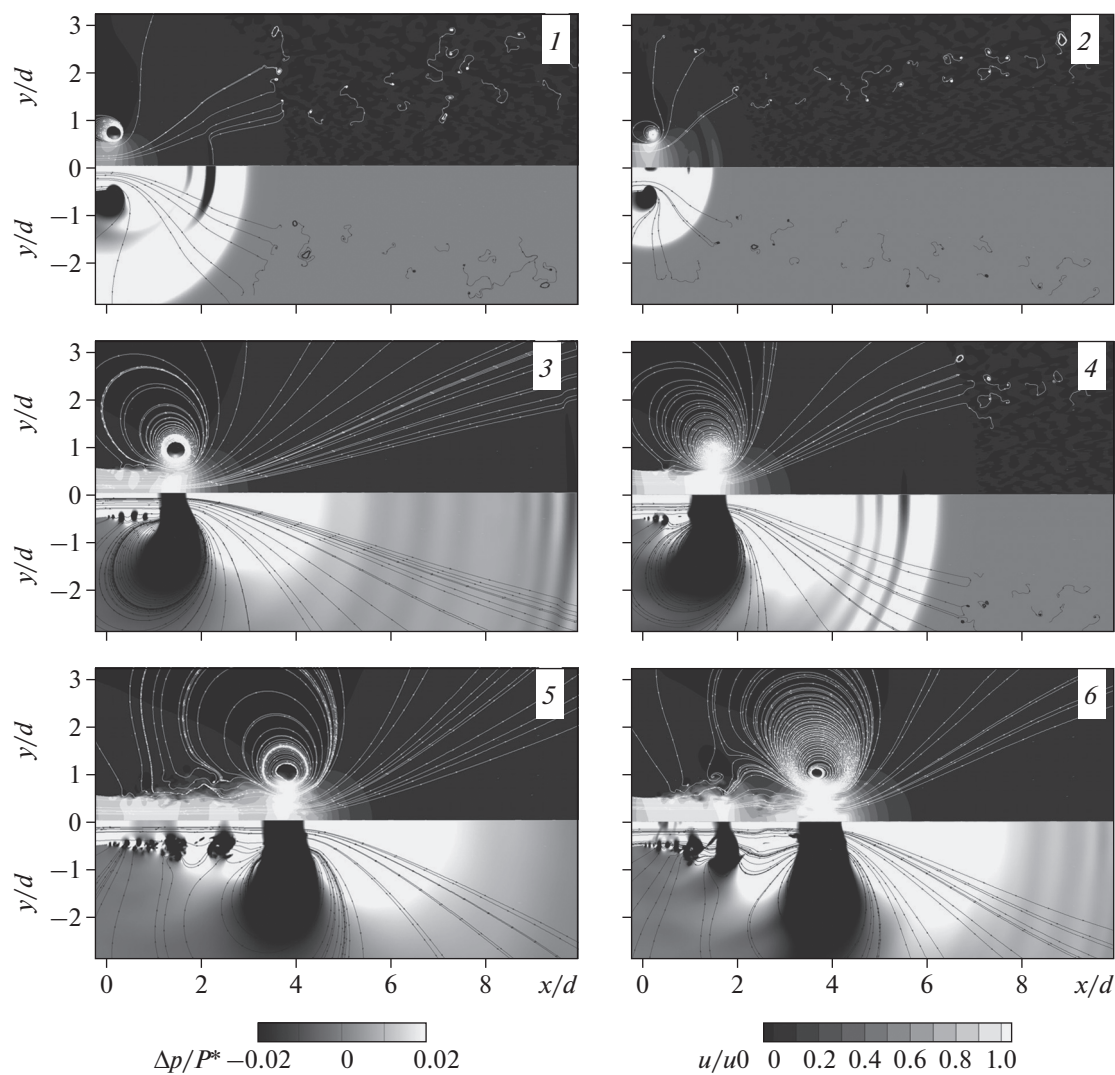


Рис. 2. Визуализация течения в начале распространения струи. Расчеты LES. 1, 3, 5 – Sp3t; 2, 4, 6 – Sp7t; 1, 2 – $T = 0.1$; 3, 4 – $T = 0.4$; 5, 6 – $T = 0.8$.

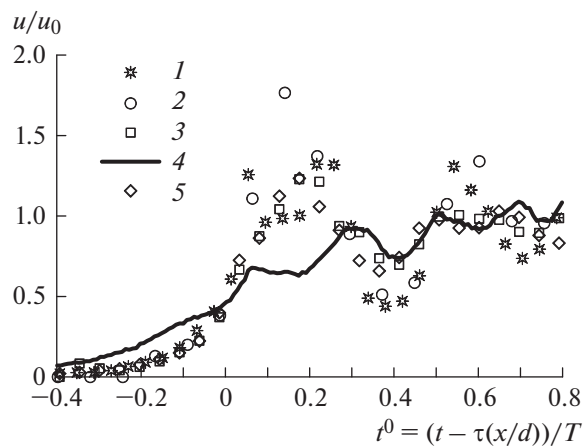


Рис. 3. Осциллограммы изменения скорости на оси струи. $x/d = 3$: 1 – Sp3, 2 – Sp7, 3 – Sp7t, 4 – эксперимент; 5 – Sp7t, $x/d = 5$.

Данные рис. 2, где приведены линии тока, показывают, что наряду с вязким проявляется не-посредственное, “невязкое”, взаимодействие областей, в которых проявляется существенная неоднородность распределения статического давления, с окружающей средой.

Расположение линий тока показывает, что после прохождения “больших” вихрей окружающая среда начинает “втягиваться” в “темные” области, которые соответствуют пониженному статическому давлению.

Полученные данные показывают также, что при различных условиях истечения наблюдается “единообразие” в процессе изменения параметров течения по времени.

На рис. 3 приведены осциллограммы изменения продольной скорости на оси струи при начале ее истечения для фиксированных расстояний от среза сопла: $x/d = 3$ и $x/d = 5$.

По оси абсцисс приведено значение безразмерного параметра, характеризующего время процесса и учитывающего масштабный эффект. Время отсчитывается от того момента ($\tau(x/d)$), при котором скорость в заданной точке достигала величины $u = 0.5u_0$.

Основная часть данных приведена для середины начального участка ($x/d = 3$). На рис. 3 время обезразмерено на t_0 — характерное время, когда передний фронт импульсной струи пересекает сечение $l = 5d$ — конец начального участка струи при стационарном истечении. Для сопоставления данных при различных расстояниях от среза сопла по оси абсцисс использовалась величина $t^0 = (t - \tau(x/d))t_0$, где $-\tau(x/d)$ — время, при котором скорость в заданной точке достигала величины $u = 0.5u_0$. Результаты расчетов и экспериментов показали, что осциллограммы, полученные на различных удалениях от среза сопла (см. точки 3 и 5 на рис. 3), для каждого режима истечения практически совпадают. Данные рис. 3 показывают, что, несмотря на различие в условиях проведения вычислительного или физического экспериментов, результаты хорошо обобщаются по безразмерному времени (T). Качественные различия экспериментальных и расчетных данных в области $0.1 < t^0 < 0.3$, по-видимому, связаны с недостаточным быстродействием срабатывания электромагнитного клапана в эксперименте.

Немонотонность полученных зависимостей значения осевой скорости от времени обусловлена структурой нестационарного течения и процессом установления внутри сопла. В начальный момент времени поток струи оказывается “внутри” тороидальных больших вихрей: более интенсивного первого вихря и затем нескольких, более слабых. Об этом свидетельствуют несколько последовательных максимумов значений осевой скорости для всех представленных режимов истечения. Можно предположить, что большие вихри “поджимают” поток струи. Сами максимальные значения продольной скорости различаются при разных условиях истечения.

Основные различия полученных зависимостей связаны с тем, что при импульсном запуске течения, которое в расчете имитировалось “разрывом мембраны”, возникают эффекты, которые связаны с известным процессом “распада разрыва” газодинамических параметров [12], который возникает при “исчезновении мембраны”.

При “разрыве мембраны” в численном эксперименте поток начинает движение к сечению выхода сопла. При достижении сужающихся стенок на выходе сопла волна давления отражается и движется к сечению, где задается граничное условие. Отражаясь от граничного условия, волна возвращается к срезу сопла, где порождает формирование вторичного тороидального вихря. Вторичный вихрь оказывается “ослабленным” и отчетливо проявляется на режимах sp3 и sp7. (Описание подобных процессов изложено в [12]). На рис. 4 для режимов sp7 и sp3 видно, что за основным тороидальным вихрем следует вторичный “ослабленный” вихрь.

Для парирования указанных эффектов при вычислительном эксперименте использовалась вторая конфигурация с квадратной мембраной с величиной проходной площади около половины площади сечения канала и цилиндрической трубой перед соплом. В этом случае поток за мембраной в меньшей степени ускоряется в сужающемся сопле и позволяет получить течение в струе без вторичных тороидальных вихрей, возникших в результате отражения волны давления. Это проявляется при сравнении данных, обозначенных 2 и 3 на рис. 3.

На рис. 4 приведены результаты сравнительных расчетов, иллюстрирующих воздействие этого приема. Линии тока на рис. 4 показаны только для нижней части струи. Приведены данные визуализации течения, полученные для разных конфигураций. Для конфигураций с квадратным входом в область внутреннего течения и цилиндрической трубой перед соплом (sp3t, sp7t) вторичные тороидальные вихри, вызванные эффектами отражения, отсутствуют. Однако в конфигурациях sp3t и sp7t отражение волны давления от сужающихся стенок сопла также присутствует, но время прохождения волны давления от сужающихся стенок до сечения входного граничного

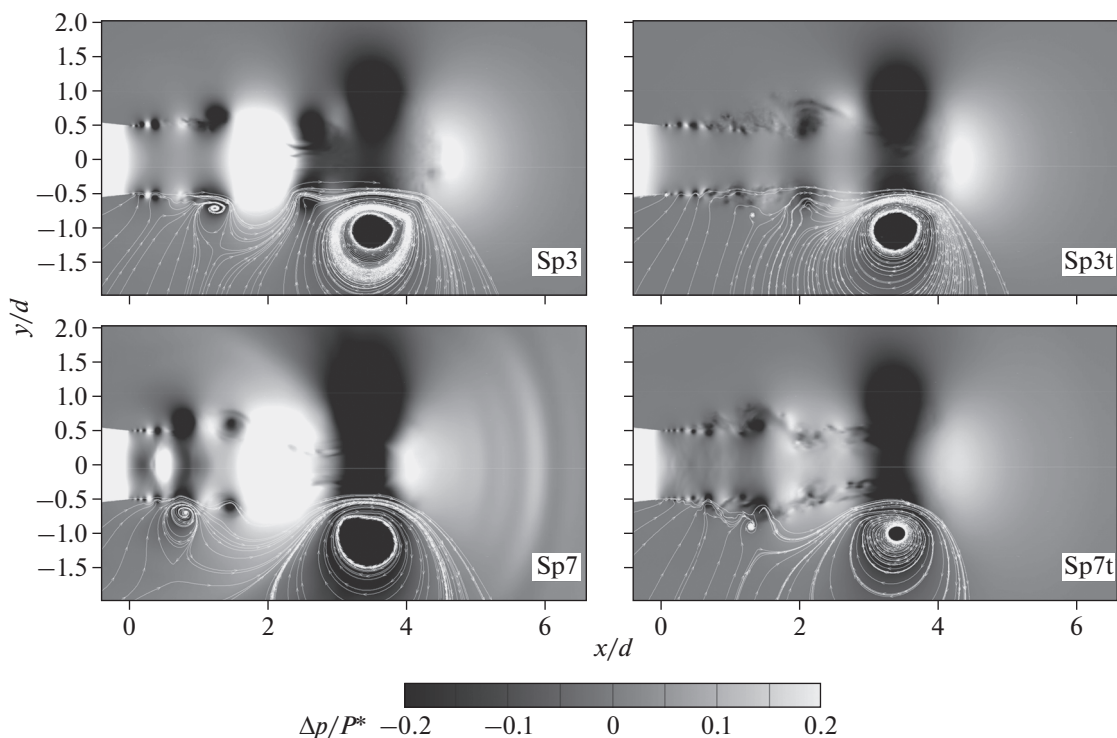


Рис. 4. Сравнение структуры течения при $T = 0.75$ для разных условий истечения струи.

условия и обратно больше, чем $T = 2$. При такой конфигурации в меньшей степени ускоряется поток в сужающемся сопле.

Удовлетворительное соответствие данных расчетов и экспериментов на рис. 3 позволяет считать, что вычислительный эксперимент в достаточной мере воспроизводит свойства рассматриваемого течения. Но для дальнейшего анализа будут, в основном, использованы данные для второй конфигурации (см. табл. 1).

3. ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ СТРУИ ПРИ УСТАНОВЛЕНИИ ТЕЧЕНИЯ

Сравнение структуры течения по данным расчета и эксперимента при $T = 1$ для разных условий истечения приведено на рис. 5. Экспериментальные данные представлены в виде полей мгновенной продольной скорости, результаты расчетов показаны по аналогии с рис. 2 — в верхней части каждого рисунка поля скорости, нижней — статического давления. Также на рис. 5 показаны линии тока.

Данные рис. 5 показывают хорошее согласование расчета с экспериментом, несмотря на то, что в эксперименте скорость истечения струи существенно меньше, чем в расчетах. В обоих случаях наблюдается наличие двух, последовательно расположенных, тороидальных вихрей, “охватывающих струю”. Наблюдается общее сходство в расположении внешних линий тока.

Данные рис. 2, 4, 5 показывают, что при начале распространения струи возникающие “переводные” торообразные вихри увлекают внешнюю среду практически без смешения, за счет вязкого взаимодействия. Характерный размер сечений “тела тора” близок к размеру сопла. Как по результатам экспериментальной, так и вычислительной визуализации линии тока “вовлекаются” в слой смешения уже после прохождения “больших” торообразных вихрей.

Одной из важных задач представлялось подтверждение согласованности данных при описании динамического процесса распространения при практически установившемся течении в струе ($T > 2$), при вычислительном эксперименте и в условиях эксперимента. Представленные на рис. 6 данные демонстрируют хорошее согласование расчетов и эксперимента.

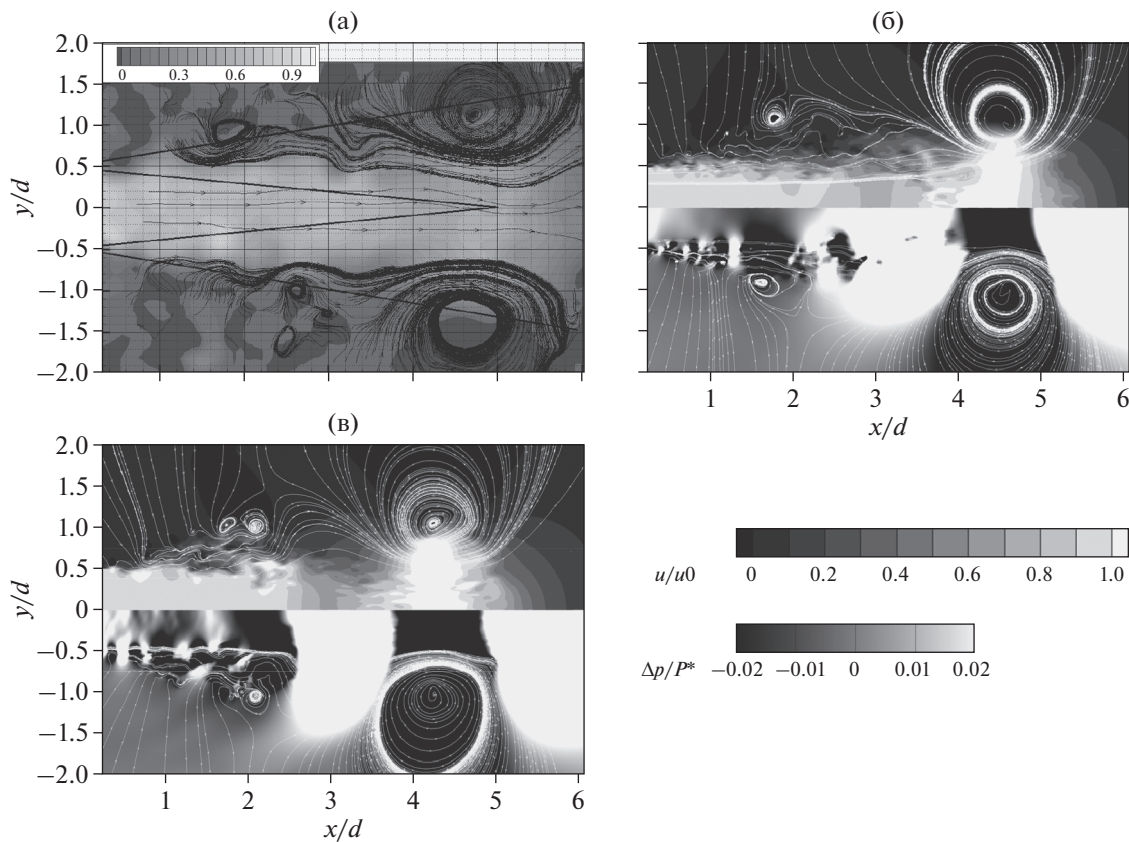


Рис. 5. Распределение продольной скорости и линии тока в момент времени $T = 1$. а) — эксперимент ($u_0 = 63$ м/с, $t_0 = 2.86$ мс); б) — расчет sp7 ($u_0 = 306.3$ м/с, $t_0 = 2.25$ мс); в) — расчет sp3 ($u_0 = 170.1$ м/с, $t_0 = 4.2$ мс). Время отсчитывается от момента выхода струи из сопла.

На рис. 6 экспериментальные данные представлены в виде полей мгновенной продольной скорости, результаты расчетов показаны для поля скорости и давления, $T > 3$.

Сопоставление данных рис. 5 и 6 подтверждает, что при начале истечения струи поток отрывается от кромки сопла. Торообразные вихри, образующиеся при отрыве потока, увеличиваются при движении вдоль течения за счет вязкого взаимодействия с окружающей средой и уходят из поля течения.

Вовлечение внешней среды в область смешения наблюдается при появлении существенно меньших неоднородностей, заметных по распределению статического давления. Вблизи кромки сопла их характерный размер, по-видимому, соответствует неоднородности в потоке, уже практически образовавшемся за кромкой.

Эти небольшие образования, постепенно увеличиваясь, движутся вдоль потока, находясь приблизительно на уровне кромки сопла.

Индукционное подтекание к струе визуализируется представленными линиями тока, определяемыми по мгновенным значениям компонент скорости. При определении положения линий тока в расчетах и при эксперименте имеется различие. При расчете линии тока определяют по значениям скорости в осевой плоскости. В эксперименте осуществляется “слежение” за частицами в узком вертикальном объеме. Несмотря на это различие, полученные данные удовлетворительно представляют эффект “втекания” в струю.

Данные рис. 6 подтверждают полученные ранее [2, 3] результаты определения структуры “установившегося” квазистационарного течения в слое смешения струи по данным эксперимента и численного расчета. Внешняя среда всасывается в слой смешения в движущиеся области пониженного давления.

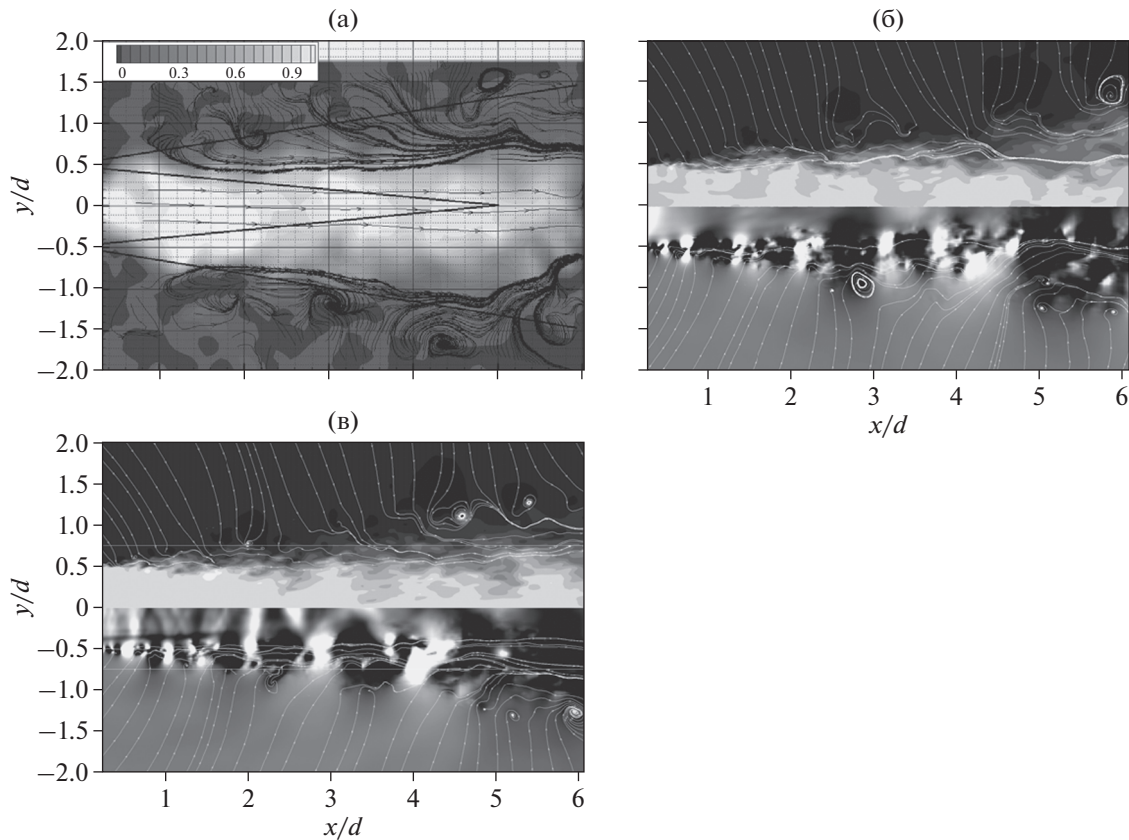


Рис. 6. Установившееся течение струи $T > 3$. а – эксперимент, поле скорости ($u_0 = 63$ м/с); б – расчет Sp3t ($u_0 = 170.1$ м/с; $T = 7$), в – расчет Sp7t ($u_0 = 306.3$ м/с; $T = 10$). Обозначения, как на рис. 4.

4. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ФОРМИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

При начале распространения струи максимальные значения разрежения наблюдаются внутри крупномасштабных вихревых образований, находящихся на периферии струйного течения и, в основном, вне области последующего образования слоя смешения струи. Эти образования имеют форму, близкую к тороидальной. Так что вихри являются как бы частью тороидального образования, примыкающего к струе и окружающего ее. Измеренные и полученные при расчетах значения поперечной компоненты скорости показывают, что в этом случае разрежение создается вращательным движением вихря. По данным рис. 5 видно, что полученные значения поперечной скорости в вертикальных сечениях свидетельствуют о вращательном движении в больших тороидальных вихрях с “почти постоянной” угловой скоростью v_ϕ . При таком движении потока значение разрежения может быть оценено с помощью соотношения

$$\Delta p = \int_0^r \frac{\rho w^2}{2r} dr, \quad (4.1)$$

где $w = rv_\phi$ – вращательная компонента скорости.

Приняв максимальное значение поперечной скорости как величину скорости вращения, можно получить для разрежения в середине тороидального “тела” вихря

$$\frac{\Delta p}{P^*} \approx \frac{v_m^2}{u_m^2}, \quad (4.2)$$

где P^* – скоростной напор, v_m – максимальное значение поперечной скорости в вихре. То есть при значениях v_m , близких к скорости истечения u_0 , уровень понижения статического давления

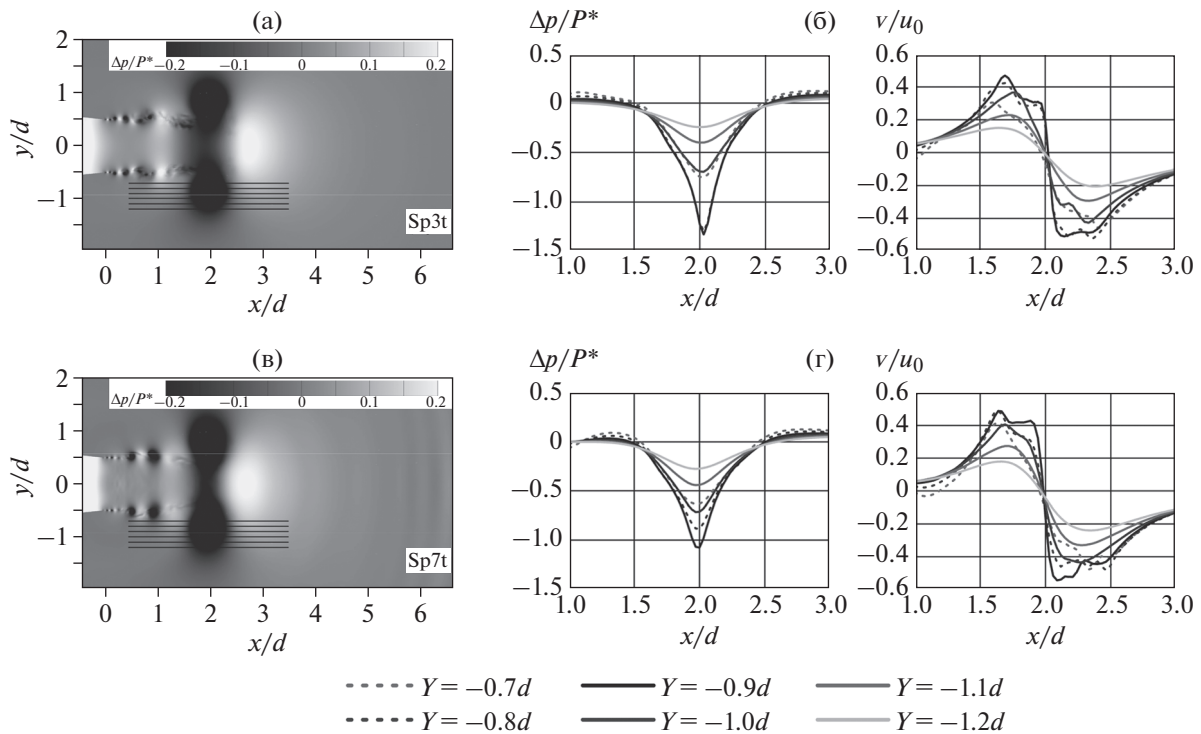


Рис. 7. Мгновенные распределения поперечной скорости и статического давления в окрестностях центральной части неоднородности. (а, б) – режим sp3t, (в, г) – режим sp7t.

в рассматриваемой области течения может составлять такую же величину, как и скоростной напор струи.

При первоначальном отрыве потока от кромки сопла возникает вращательное движение, на периферии которого абсолютное значение скорости близко к скорости истечения. Результаты численных расчетов (рис. 4, 5–7) показывают, что максимальные значения вращательной компоненты скорости вблизи начального сечения струи составляют приблизительно величину

$$v_m = u_0 \quad (4.3)$$

Значение v_m может несколько изменяться с расстоянием и значение разрежения в вихрях также изменяется.

Результаты визуализации течения (рис. 5, 6–8) показывают, что, несмотря на значительное разрежение в больших тороидальных вихревых образованиях, всасывающего воздействия на внешнюю среду оно не производит. Об этом свидетельствуют представленные на фигурах линии тока. Эти крупные вихри приводят во вращательное движение внешнюю среду и увеличивают свои размеры за счет вязкости.

В начальные моменты времени может наблюдаться даже касательное “подкручивание” вихря потоком струи. При этом величина вращательной (поперечной в проведенных измерениях – рис. 7–8) компоненты скорости и разрежение в “больших” вихрях могут практически не уменьшаться, в пределах длины начального участка струи.

На основании данных исследований [1–3], был сделан вывод об определяющей роли разрежения, возникающего в самом слое смешения турбулентной струи, в отношении как процесса смещения, так и воздействия струи на окружающую среду. В частности, в возбуждении звуковых колебаний. Этот важный вывод был подтвержден в ряде работ [1–3]. Тем не менее, в связи со значительным отличием этой модели течения в турбулентной струе от традиционной, необходимо расширение диапазона данных сопоставительных исследований процессов в турбулентных струях.

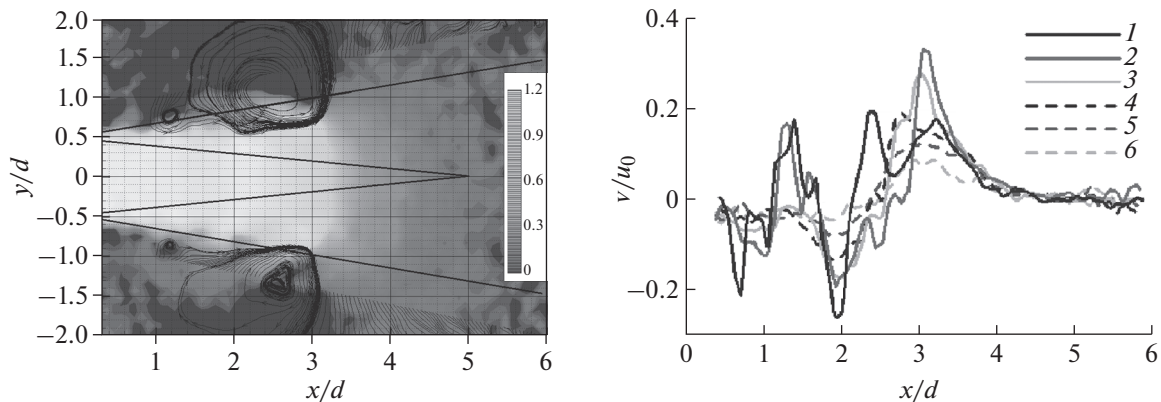


Рис. 8. Эксперимент. “Мгновенные” распределения скорости: (а) — визуализация течения, (б) — распределение поперечной компоненты скорости на различных удалениях от оси струи. 1 — $y/d = 0.5$, 2 — $y/d = 0.7$, 3 — $y/d = 0.9$, 4 — $y/d = 1.1$, 5 — $y/d = 1.3$, 6 — $y/d = 1.5$.

Проведено сопоставление данных вычислительного моделирования и измерений распределений скорости и давления в потоке в начальном участке струи как при установлении течения, так и при установившемся течении.

По результатам численных расчетов можно определить распределение скорости и давления “внутри” характерной области течения при $T < 1$, когда структура течения “далека” от установления. Распределения скорости можно сравнить с результатами экспериментов.

На рис. 7 приведены: картина течения, полученная по определению “мгновенных” значений скорости для режимов истечения SP3t и SP7t при $T = 0.45$; б) и г) значение поперечной скорости “в вихре”, по его продольным сечениям; в) статическое давление по тем же сечениям. На рис. 7а и 7в горизонтальными линиями показаны продольные сечения y/d , вдоль которых строились распределения рис. 7б и 7г. Данные рис. 7б и 7в приведены для нижней полуплоскости рис. 7а и 7в, положительное значение поперечной скорости соответствует направлению оси y .

На рис. 8 приведены аналогичные данные, полученные экспериментально для $T = 0.5$. В этом случае определялись линии тока и значения компонент скорости. Данные рис. 8б приведены для верхней полуплоскости рис. 8а, положительное значение поперечной скорости противоположно направлению оси y . Кривые распределения поперечной скорости вдоль крупномасштабного вихря, возникающего на фронте “импульсной” струи в расчете и эксперименте, оказались подобными, в расчете относительная величина максимума поперечной скорости (рис. 7–8) удовлетворительно согласуется с данными, полученными в эксперименте.

Сопоставление данных по определению распределений вертикальной компоненты скорости в вихрях на рис. 7 и 8 характеризует как различие в результатах измерений и расчетов, так и их хорошее согласование.

Данные расчетов и эксперимента получены для близких, но несколько различающихся сечений струи: для расчета характерное значение $x/d = 2$, при эксперименте — 2.8. Область между экстремальными значениями скорости в расчете приблизительно $0.8d$, в эксперименте $0.95d$. Экстремальные значения вращательной скорости, соответственно, 0.4 и $0.33u_0$. Возможные причины расхождений: различие в дискретизации на линиях, вдоль которых оцифровываются данные; разница в положении этих линий, относительно вихря; большее время “запуска” струи в эксперименте.

5. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ФОРМИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

Результаты вычислительного моделирования и эксперименты показали, что формирование начального участка струи сопровождается и даже обусловлено возникновением крупномасштабных вихревых областей (рис. 2, 4, 5, 8). Их образование связано с отрывом потока от кромки сопла. Представленные данные показывают, что при формировании течения в турбулентной струе первоначально возникает крупно-вихревое отрывное течение, в котором существенную роль играет процесс эволюции торообразных больших вихрей, сопровождающийся появлением обла-

стей со значительным понижением статического давления. Однако эти области из-за равновесия действия центробежных сил и перепада давления вовлекают в себя окружающую среду преимущественно за счет вязкости (рис. 2, 5, 8).

При начале истечения струи скорость на границе больших торообразных вихрей практически такая же, как скорость истекающего потока.

Если воспользоваться соотношением (4.1) для определения разрежения в центре вихря, то его значение по абсолютной величине практически совпадает со скоростным напором истекающего потока (рис. 2, 5). После установления течения крупно-вихревое внешнее движение исчезает.

При этом в слое смешения наблюдается разрежение, создаваемое пульсационным движением, но оно имеет другую природу.

В работах [1–3] проведено специальное исследование на основе измерений и данных численных расчетов с использованием LES-технологии по определению распределения статического давления в слое смешения турбулентных струй. Результаты исследования показали, что из-за наличия турбулентных пульсаций скорости в слое смешения возникает понижение давления по отношению к давлению во внешней среде. Этот эффект установлен Таунсендом [5]. Осредненное значение разрежения в слое смешения связано с локальным значением интенсивности пульсаций соотношением

$$\frac{dP}{dy} \approx \rho \frac{d\langle v'^2 \rangle}{dy} \quad \text{или} \quad P = P_0 - \rho \langle v'^2 \rangle \quad (5.1)$$

Здесь P – статическое давление, P_0 – статическое давление в окружающей среде, v' – поперечная пульсационная скорость. Это соответствует максимальному среднему значению разрежения 4–5% от величины скоростного напора в струе (при интенсивности пульсаций скорости 15–17% [1]).

Результаты исследований [1–3] показывают, что в потоке турбулентной струи, который нестационарен, наблюдаются значительные локальные отклонения от этого значения. В слое смешения наблюдаются области как пониженного давления, так и повышенного при среднем значении статического давления, соответствующего приведенному соотношению. Данные, приведенные на рис. 2–5, 6, позволяют проследить за образованием этих областей.

Эти данные показывают, что образующиеся при начале истечения струи крупные “почти кольцевые” тороидальные вихри не создают эффекта втекания в струю. Как уже указывалось, в этих вихрях имеет место равновесие между силами давления и центробежными силами. Они увлекают окружающую среду за счет вязкости. Но непосредственно за кромкой сопла образуются области пониженного давления. Они становятся заметными при $T \geq 0.2$. Эти области эволюционируют независимо от больших, “почти кольцевых вихрей”. Они возникают из-за стационарного в среднем отрыва потока от кромки сопла.

Это подтверждают данные, характеризующие эволюцию распределения статического давления в потоке на различных стадиях формирования струи.

Результаты определения распределений статического давления в поле течения струи в различные моменты времени иллюстрируются данными рис. 4–9, показывают, что в области кромки сопла, в потоке возникают области пониженного давления. Они движутся, постепенно расширяясь, вместе с потоком. Между ними наблюдаются области повышенного статического давления. Отличием этих областей от рассмотренных ранее областей, образованных вихревым движением, после установления течения ($T \geq 2$) является сохранение уровней минимального и максимального статического давления при движении по потоку на удалениях $x \geq d$.

На рис. 9 приведены данные, характеризующие общую динамику характерных значений статического давления при установлении течения по результатам определения распределения давления и компонент скорости. Эти данные получены по результатам численных расчетов, примеры которых приведены на рис. 4–7.

На рис. 9а представлены результаты определения экстремальных значений разрежения “внутри” вихревых образований (в долях скоростного напора установившейся струи).

Данные 1 представляют зависимость разрежения в большом торообразном вихре от времени и, одновременно, от его удаления от среза сопла при начале истечения струи для режима $sp7t$. Данные 2 – максимальное разрежение в динамических неоднородностях статического давления в разные отрезки времени при их нахождении на указанных на графике удалениях от кромки сопла. Они получены при $T = 0.1–20$.

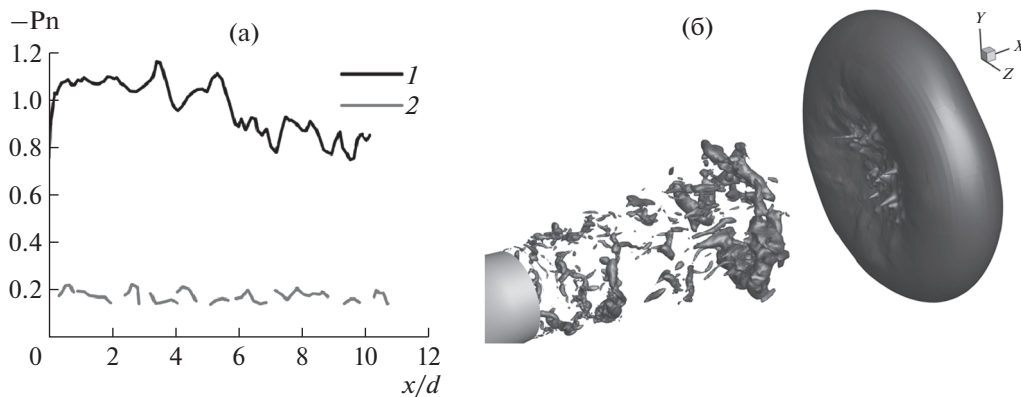


Рис. 9. (а) Выборка экстремальных значений статического давления при разных удалениях от оси струи для режима $sp7t$: 1 – на периферии струи; 2 – на уровне кромки сопла; (б) результаты определения с “мгновенных” значений статического давления при $T = 1$, $sp7t$.

Полученные данные показывают, что при установлении “стационарного в среднем” течения, в слое смещения струи, в следе за кромкой сопла наблюдаются чередующиеся области пониженного и повышенного статического давления. Их свойства исследованы в работах [1–3].

Можно видеть, что отрыв потока от кромки сопла как при самом начале распространения струи (малые значения T), так и в процессе установления ($T \geq 0.05–0.1$), а так же при его завершении ($T \geq 3–10$) сопровождается появлением областей со значительным понижением статического давления.

Если обратиться к конкретным данным расчетов, то уровень понижения давления в больших тороидальных вихрях в непосредственной близости к кромке сопла при малых T составляет приблизительно такую же величину, т.е. как скоростной напор струи.

Это связано с тем, что, как в момент истечения струи, так и после, поток отрывается от кромки с образованием вихря. И если вихрь кольцевой (тороидальный), скорость вращения на его границе приблизительно равна скорости в потоке струи. То есть в соответствии с соотношением (4.1) максимальное значение разрежения

$$\Delta p = \frac{\rho u_0^2}{2} = P^*.$$

Это соотношение не выполняется, если вихрь не кольцевой. Как уже отмечалось, кольцевой вихрь не вовлекает окружающую среду, перепад давления уравновешен центробежными силами. Но такая ситуация нарушается при разрушении вихря. Перепад давления вызывает втекание в “фрагменты” развалившегося вихря.

На рис. 9б представлена трехмерная визуализация течения при $T \approx 1$ с помощью палитры по значениям статического давления (результаты численных расчетов для режима $sp7t$).

По данным расчетов, вблизи кромки сопла наблюдаются последовательно движущиеся “тонкие” образования. На небольшом удалении от сопла они разрушаются и расположение их “частей” становится хаотичным. Согласно полученным данным и результатам ранее проведенных исследований [1–3], эти области пониженного давления, чередуясь с (отмечавшимися ранее) областями повышенного давления, достаточно медленно изменяясь по форме, движутся вдоль потока со скоростью конвекции $u_c \approx 0.5u_0$. Происхождение этих областей также связано с отрывом потока от кромки сопла [13]. Оказавшись в слое смещения, они увеличиваются, в соответствии с ростом толщины слоя смещения, пропорционально x .

На рис. 10 показано формирование областей разрежения у кромки сопла для двух моментов времени с разницей $\Delta t = 0.05$ мс (режим $sp7t$).

На рис. 10а видно начало процесса образования – практически на кромке сопла формируется область пониженного давления (затемненная область), в которую начинает вовлекаться внешняя среда. На рис. 10б она уже сдвинулась, за ней уже следует область повышенного давления и на кромке давление повысилось. Совокупность аналогичных данных, полученных для разных условий и режимов истечения, показывает, что этот процесс свидетельствует о нестационарно-

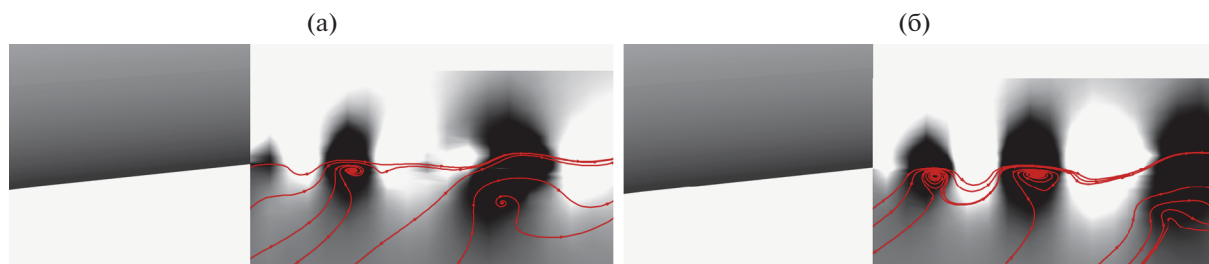


Рис. 10. Формирование зон разрежения на “нижней” кромке сопла. Разница между моментами времени $\Delta t = 0.05$ мс. (а) – статическое давление и линии тока при t_1 ; (б) – то же при t_2 .

сти отрывного течения на кромке сопла. Формирующиеся при отрыве потока неоднородности в распределении статического давления в слое смешения, далее увеличивают свой размер пропорционально ширине слоя смешения. То же происходит с линейными и временными масштабами турбулентных пульсаций.

Согласно данным работ [13–15] этот процесс вызывает появление периодических пульсаций в подтекающем потоке, которое сопровождается образованием звуковых волн.

В проведенном исследовании сопоставлены результаты определения свойств и структуры течения в затопленной струе при существенном различии условий истечения. Полученные данные показывают, что при установлении “в среднем” структуры течения в турбулентных струях для всех режимов и конфигураций из табл. 1 практически совпадают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В публикациях [1–3], посвященных исследованиям процесса смешения в турбулентных струях, показано, что вовлечение внешней среды в слой смешения происходит из-за наличия перепада статического давления – в турбулентном слое смешения возникает разрежение. Сопоставление данных об интенсивности процесса втекания в струю для различных течений, в случае неподвижной внешней среды (затопленных струй) показало, что интенсивность втекания пропорциональна характерному значению перепада давления.

В настоящем исследовании проведен анализ условий образования перепада статического давления в слое смешения на начальном участке затопленной осесимметричной струи. Полученные результаты подтверждают сделанные ранее [1–3] выводы о механизме эжектирующего действия турбулентной струи. Одновременно показано, что вихревое воздействие первоначально возникающих крупных вихрей исчезает при установлении турбулентного течения в струе.

Разрежение создается в “отрывном” течении, которое возникает в результате формирования “мелких” отрывов потока от кромки сопла. Характерный размер этих отрывных областей соответствует размеру пристеночной неоднородности у кромки сопла. Далее он увеличивается в соответствии с ростом толщины слоя смешения. Величина осредненного значения разрежения в различных точках слоя смешения согласуется с соотношением Таунсенда, связывающим его величину с интенсивностью пульсаций скорости.

При сравнении данных экспериментов о структуре течения для различных стадий формирования струи и данных нестационарных расчетов на основе LES-технологии установлено их удовлетворительное согласование. Несмотря на несовершенство технологии LES в воспроизведении деталей картины течения, которые непосредственно связаны с эволюцией мелкомасштабной турбулентности, это не проявилось в результатах определения основных свойств и структуры течения в слое смешения турбулентной струи и в вихревых образованиях.

Публикация подготовлена в рамках реализации Программы создания и развития научного центра мирового уровня “Сверхзвук” на 2020–2025 годы при финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение от 24 июня 2021 г. № 075-15-2021-605).

Авторы выражают благодарность В.А. Левину, стимулировавшего проведение данного исследования, Д.Е. Захарову и В.П. Маслову, предоставившим отдельные результаты измерений, полученные при помощи PIV-технологии; Н.И. Тилляевой, предоставившей материалы по динамике течения с “распадом разрыва”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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 // МЖГ. 2017. № 6. С. 50–60.
2. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А. Динамическое воздействие затопленной турбулентной струи на окружающую среду // Докл. РАН. Физика. Технические науки. 2020. Т. 491. С. 80–84.
3. 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.
4. Теория турбулентных струй / Под ред. Абрамовича Г.Н. М.: Наука, 1984. 716 с.
5. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 399 с.
6. Любимов Д.А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом крупных вихрей // ТВТ. 2012. V.50. № 3. С. 450–466.
7. Suresh A., Huynh H.T. Accurate Monotonicity-Preserving Schemes with Runge–Kutta Time Stepping // J. Comput. Phys. 1997. 136 (1), P. 83–99, (1997).
8. Brown C., Bridges J. Small Hot Jet Acoustic Rig Validation, NASA/TM–2006-214234, April 2006.
9. Benderskiy L., Lyubimov D., Polnyakov N. Investigation of synthetic jets influence on noise level and its spectral properties for off-design supersonic jet by RANS/ILES method. // Intern. J. Aeroacoustics. 2019. V. 18. № 6–7. P. 669–684.
10. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.K. LES-based evaluation of a microjet noise reduction concept in static and flight conditions // J. Sound Vib. 2011. V. 330. P. 4083–4097.
11. Захаров Д.Л., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Токталиев П.Д., Маслов В.П. Исследование нестационарных процессов, свойств течения и тонального акустического излучения закрученной струи // ИЗВ.РАН. МЖГ. 2014. № 1. С. 60–74.
12. Крайко А.Н. Теоретическая газовая динамика: классика и современность. М: Торус Пресс, 2010. 440 с.
13. Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Польшаков Н.А., Семенов П.А. Анализ возможных механизмов шумообразования в турбулентных струях // Тр. Всероссийской акустической конф. СПб.: Политех-Пресс, 2020. С. 574–581.
14. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Польшаков Н.А. Шум турбулентной струи, как результат ее динамического воздействия на окружающую среду // Тр. ЦАГИ. 2021. № 2807. С. 100–103.
15. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Польшаков Н.А. Шумообразование турбулентных струй, обусловленное динамическим воздействием струи на окружающую среду // Сб. Тр. XXXIV сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2022. С. 561–568.