

УДК 532.517

Вибрационное возбуждение и бифуркация круглой струи при небольших числах Рейнольдса *

А.К. Шевченко, С.Н. Яковенко

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: s.yakovenko@mail.ru

В статье представлены результаты численного моделирования затопленной струи, истекающей из отверстия диаметром D со скоростью U , при введении механических колебаний (вибраций) сопла частотой f . Применение вибрационного возбуждения приводит к бифуркации струи при числе Рейнольдса $Re = DU/\nu > 50$ в широких диапазонах амплитуды колебаний Z_0 , числа Струхала $St = fD/U$ и оказывается аналогичным акустическому воздействию. Полученные оценки характерной толщины струи и угла ее расширения α , выполненные для изучения влияния параметров Z_0 , Re и St , позволяют выявить оптимальные значения числа Струхала St_{opt} , при которых процесс расщепления оказывается наиболее выраженным. Подтверждены отмеченные ранее эффекты роста угла α с повышением амплитуды возбуждения и насыщения после некоторых пороговых значений амплитуды Z_0 . Полученные результаты также свидетельствуют о том, что при снижении Re возрастает пороговая амплитуда, выше которой происходит насыщение по α , и значительно падают максимально возможные значения α . Обнаружено влияние Re на оптимальное число Струхала: при снижении Re от 3000 до 100 значения St_{opt} заметно падают.

Ключевые слова: круглая струя, вибрационное возбуждение, бифуркация струи, число Струхала, угол расширения, численные эксперименты.

Введение

В последнее время уделяется большое внимание разработке оптимальных методов управления струйными течениями. Это обусловлено востребованностью таких методов в технических приложениях, например, для снижения шума, расхода топлива, вредных примесей от работы авиадвигателей за счет направленного воздействия на вихревые структуры потока и организации более эффективных процессов смешения и горения. При относительно низкой частоте возбуждения струи происходит интенсификация перемешивания [1], приводя к росту теплообмена; этот эффект находит применение в электронике для охлаждения нагретых поверхностей малоразмерных устройств и в других инженерных задачах. Активные способы управления, в частности акустическое или механическое воздействие на начальный участок течения из сопла, способствуют также

* Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН (№ гос. регистрации 124021400038-1).

усилению расширения струи, ее меандрированию и разветвлению в некотором диапазоне частот возмущений [2–5]. В работах [1–4] представлен обзор ранних исследований, начиная с наблюдений Леконта (1858) и Тиндаля (1867), а в публикации [5] упомянуты основные результаты физических и численных экспериментов, полученные в последние годы, по расщеплению струи, возбужденной различными способами.

Данные измерений с акустическим и механическим воздействием на струю указывают [2] на механизм, ответственный за ее расщепление на две и более ветвей, который связан с раскачкой, поворотом и трансформацией вихревых колец, генерируемых в струе из-за неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Наличие механизма было подтверждено также в работе [6], где 18 актюаторов, расположенных вокруг струи в месте ее выхода из круглого сопла, производили механические колебания с заданными значениями частоты и фазы. Как показали оптимизационные опыты с поперечной мини-струей внутри сопла [7], для эффективной раскачки вихревых структур, приводящей к бифуркации струи и интенсификации смешения с резким ростом вовлечения частиц из окружающей среды, достаточно и одного актюатора, задающего колебания с частотой $f = f_d/2$ (где f_d — доминирующая частота, соответствующая вихревым кольцам).

В экспериментальных исследованиях для управления струйными течениями в основном использовались акустические возмущения. Так, в работе [8] на круглую струю метана, истекающую в воздух, налагалось поперечное поле от источника звука. В результате были получены меандрирование и бифуркация струи при $150 \leq Re \leq 2210$ и $0,15 \leq St \leq 0,90$ (отметим, что число Струхала $St = fD/U$ содержит частоту воздействия f , число Рейнольдса $Re = UD/\nu$ включает среднерасходное значение скорости на входе U и диаметр сопла D). В работах [3, 9] было также получено расщепление струи под влиянием источника звука для течения воздуха и гелия из отверстий различной формы и удлинения при малых числах Рейнольдса ($20 \leq Re \leq 160$) в широком диапазоне частот ($0,006 \leq St \leq 0,5$). При этом были отмечены трансформация круглой струи в эллиптическую под влиянием поперечного акустического поля и решающий вклад синусоидальной неустойчивости, приводящей к расщеплению.

В исследовании [4] одночастотное поперечное поле ($0,001 < St < 0,2$) от одного излучателя звука также было наложено на ламинарные струи. Авторами были представлены зависящие от чисел Рейнольдса (при $200 < Re < 2000$) диапазоны частот, где реализуется расщепление струи, вызванное развитием синусоидальной моды неустойчивости. Было показано, что угол бифуркации зависит от частоты и интенсивности воздействия: при малых амплитудах эффект расщепления струи не наблюдается, а оптимальное число Струхала, соответствующее максимальному углу расширения струи, оцениваемому по данным теневой визуализации потока, падает с уменьшением Re .

В работе [10] круглая струя при $Re = 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ возбуждалась комбинацией продольного (частота $2f$) и поперечного (частота f) акустических полей для числа $St \approx 0,3$, приводившего к наибольшему углу расширения струи, который определялся из визуализации течения по внешним кромкам двух ветвей струи. Было показано, что с ростом амплитуды поперечного воздействия угол расширения изменялся от 24° (для слабой амплитуды, без расщепления струи) до 52° (при фиксированной амплитуде продольного возбуждения) и до 70° (с увеличением амплитуды продольного воздействия и при сравнительно большой амплитуде поперечного возбуждения). Результаты [10] также указывали на тенденцию к выходу на насыщение при увеличении уровня поперечного акустического поля. Позднее в работе [1] было установлено, что и без продольных колебаний

при наложении одночастотного ($St \approx 0,5$) поперечного возбуждения от одного излучателя звука угол раскрытия струи возрастает в полтора раза по сравнению с невозмущенной струей и, как было установлено в работе [10], в два раза — для двух размещенных по обе стороны струи динамиков с нулевым сдвигом фаз. С другой стороны, после анализа ряда работ авторами [1] отмечалось, что двухчастотное (двухмодовое) акустическое воздействие при $St < 1$ для обеих мод оказывается эффективнее, т.к. приводит к существенной интенсификации смешения по сравнению с одночастотным возбуждением.

Эксперименты с вибрационным возбуждением струй освещены в литературе гораздо меньше, чем их аналоги с акустическим воздействием. В монографии [1] приводились данные о влиянии поперечных вибраций (частотой f) сопла на струю, вытекающую из отверстия диаметром D с осредненной по сечению скоростью U при числе Струхала $St = fD/U$, лежащем в диапазоне от 0,2 до 5,5, и числе Рейнольдса $Re = UD/\nu = 5,2 \cdot 10^4$, на поведение течения. Было получено, что при $St < 1,5$ для трех сопел различной конфигурации происходит как и для акустического возбуждения интенсификация перемешивания, сопровождаемая уменьшением скорости на оси струи по сравнению с невозмущенной струей. Вибрационные ускорения a имели интенсивность $\varepsilon_{vt} = (\langle a^2 \rangle)^{1/2}/g = 1 - 16$, где $\langle \dots \rangle$ — осреднение по времени, g — ускорение силы тяжести. Однако эффект усиления перемешивания оказался слабее, чем при акустическом возбуждении, и с ростом амплитуды вибраций имело место насыщение при $\varepsilon_{vt} > 5$. При этом амплитуды скорости V_0 и перемещения Z_0 для рассматриваемых поперечных вибраций сопла были чрезвычайно малы ($V_0/U < 0,2\%$, $Z_0/D < 0,1\%$) и более слабый эффект вибраций, по-видимому, был связан именно с малостью V_0 и Z_0 . Для сравнения, в случае поперечного акустического поля для пульсации скорости v' на срезе сопла интенсивность $\varepsilon_{vs} = (\langle v'v' \rangle)^{1/2}/U$ составляла до 2 % согласно оценкам [1] и соответствующие амплитуды гармонических колебаний $V_0 = (2 \langle v'v' \rangle)^{1/2}$ составляли до 3 % от скорости U на входе в струю. Заметим, что для больших амплитуд поперечных ($Z_0/D \leq 1,25$), продольных ($X_0/D \leq 0,5$) и крутильных вибраций при $St \approx 0,4$ и $Re \sim 10^4$ эффекты интенсификации перемешивания и уменьшения скорости на оси проявлялись на начальном участке струи гораздо сильнее, чем при наложении акустического поля с уровнем звука 120 дБ [11].

В обзоре [2] был выполнен анализ процессов расщепления струй под влиянием активных способов управления течением, наблюдавшихся в серии лабораторных экспериментов. Как и в работах [1, 12], здесь указывалось на аналогию эффектов акустического и вибрационного возбуждения. Согласно заключению [2], более эффективным способом воздействия является акустическое поле, для которого разветвление струй происходит в большем диапазоне чисел Re (по крайней мере, от 20 [3, 9] до 10^5 [2]). При этом и для акустического, и для вибрационного возбуждения максимальные эффекты бифуркации (наибольшие угол бифуркации струи, интенсивность перемешивания, падение скорости на оси) наблюдаются при двухмодовом возмущении, состоящем из комбинации продольных колебаний частотой $2f$ и поперечных или спиральных колебаний частотой f в диапазоне $0,2 < St < 0,3$ [1, 4, 10]. Это связано с резонансной настройкой на собственные частоты развивающихся на начальном участке двух типов возмущений: симметричной (варикозной) моды неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и антисимметричной (синусоидальной) моды, соответствующей меандрированию струи, при взаимодействии которых формируется разветвление на две струи.

В работах [1, 12] помимо усиления перемешивания струи под влиянием поперечных и продольных акустических колебаний при $St < 1,2$ отмечались следующие эффекты

воздействия звуковых волн, которые можно ожидать и для вибрационного возбуждения из-за аналогии этих методов управления течением:

- выход на насыщение при некоторых значениях уровня возбуждения ε_{us} и ε_{vs} после усиления интенсификации перемешивания с ростом параметров ε_{us} и ε_{vs} ;

- достижение максимального воздействия при числах Струхала $0,2 < St < 0,6$, соответствующих когерентным структурам — вихревым кольцам, возникающим из-за неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на начальном участке струи;

- ослабление эффекта интенсификации перемешивания с ростом пульсаций входного потока (т.е. для ламинарного течения эффект максимален);

- возрастание вниз по потоку деформации сечения струи из круглой формы в асимметричную овальную форму, вытянутую в направлении облучения звуком.

Помимо описанных измерений, разветвление струи наблюдалось и в расчетах методами DNS и LES с поперечными колебаниями [5, 13, 14], двухчастотными комбинациями осевых колебаний и закручиваний по спирали (helical) [5, 15–20] или покачиваний (flapping) [16, 21–23] профиля скорости на входе при $r < D/2$ (радиальная координата r отсчитывается от оси струи). Постановки численных и физических экспериментов отличались тем, что поперечные или крутильные воздействия в исследованиях [1–4, 6–12] налагались извне и приводили к расщеплению струй в широком диапазоне чисел Рейнольдса: от 20 до 10^5 . С другой стороны, гармонические возмущения распределения скорости у входа рассматривались в работах [5, 13–23] в более узком диапазоне: $5 \cdot 10^2 \leq Re_0 (= U_0 D / \nu) \leq 2 \cdot 10^4$, где U_0 — максимум скорости на входе (для «ударного» профиля $U = U_0$ и $Re = Re_0$). Согласно результатам численного моделирования, воздействие дает заметный эффект при $0,2 \leq St_0 \leq 0,8$, где число Струхала $St_0 = f_a D / U_0$ включает частоту осевых колебаний f_a скорости на входе. По-видимому, имеет место резонанс с собственным возмущением струи, отвечающим кольцевым вихрям Кельвина–Гельмгольца и наблюдаемым для $0,4 \leq St_0 \leq 0,6$ на расстоянии $x/D \leq 3$ от входа. В зависимости от St_0 изменяется угол раскрытия струи и происходит [16, 20, 23] как бифуркация с трансформацией струи в Y-вид, так и трифуркация в Ψ-виде — расщепление на три ветви в одной плоскости. Угол расширения, дефицит скорости на оси и диапазон чисел Струхала расщепления можно существенно увеличить за счет методов оптимизации возмущений низкой амплитуды [20].

В работе [5] численно исследовался эффект, производимый на затопленную круглую струю при введении не только гармонических осевых и спиральных колебаний профиля скорости на входе, но и впервые — механических колебаний (вибраций) сопла струи при $500 \leq Re \leq 750$. Было показано, что в этом случае происходит расщепление струй и вибрационное возбуждение является более эффективным способом воздействия. Результаты, представленные в [5], оказались аналогичны картинам дымовой визуализации из лабораторных экспериментов [3], где расщепление круглой, прямоугольной и плоской струй было получено для $20 \leq Re \leq 160$ при наличии одночастотного поперечного акустического возбуждения.

В настоящей работе численно исследуется трансформация круглой струи в зависимости от параметров поперечных вибраций входного сечения при более низких числах Рейнольдса ($50 \leq Re \leq 500$), чем в работе [5], где те же воздействия осуществлялись при $500 \leq Re \leq 750$. Выбор вибрационного возбуждения на входе обусловлен тем, что, по-видимому, это более эффективный, чем другие, способ воздействия [5], так как напрямую способствует меандрированию течения, которое переходит в бифуркацию

ниже по течению. Мотивация и новизна состоит в изучении эффектов расщепления в диапазоне чисел Re , отвечающем экспериментам с ламинарными струями [3, 4, 8, 9], выяснении оптимальных чисел Струхалия с максимальным проявлением эффектов, критических значений Re и амплитуд возмущения, при которых разветвление уже не происходит.

Вибрации входного сечения влияют подобно покачиванию входного профиля скорости в расчетах [16, 21–23] или наложению поперечных колебаний в лабораторных экспериментах [1–4, 6–12]. Постановка численного эксперимента с поперечным колебанием на входе наиболее близко соответствует опытам [1, 11] с возмущением турбулентных струй, где, однако, числа Рейнольдса на два порядка больше, а данные по бифуркации не приведены. Этот вид воздействия впервые был применен в расчетах [24], где в двумерной постановке изучалась трансформация плоской струи ($24 \leq Re \leq 160$) под действием вибраций сопла.

Постановка задачи

Численное моделирование струи проведено с использованием уравнений Навье – Стокса и открытого пакета OpenFOAM. Детали численного алгоритма, граничные условия и предварительные результаты двумерных и трехмерных расчетов течений из отверстий прямоугольной или круглой формы приведены в работах [5, 25–27].

Во входном сечении области, как и в работе [5], задается «ударный» профиль продольной скорости: $u(x=0) = U = \text{const}$ при $r < R$ и $u(x=0) = 0$ при $r \geq R$ (где $R = D/2$ — радиус сопла). Затем к профилю $u(x=0)$ добавляются поперечные колебания входной стенки [24], подобные акустическому воздействию:

$$u(x=0, y, z, t) = U \quad \text{при} \quad y < [R^2 - (z^*)^2]^{1/2}, \quad z^* = z - Z(t), \quad Z(t) = Z_0 \sin(\omega t),$$

$$u(x=0) = 0 \quad \text{при} \quad y \geq [R^2 - (z^*)^2]^{1/2}, \quad v(x=0, t) = \omega Z_0 \cos(\omega t), \quad \omega = 2\pi f.$$

Функция $Z(t)$ определяет вертикальное перемещение входной стенки, f и Z_0 — частота (в Гц) и амплитуда вибрации; при $Z_0 = 0$ входная стенка неподвижна.

В расчетах струй при $500 \leq Re \leq 3000$ [5, 16, 23] отмечалось, что на эффекты расщепления струи почти не влияет введение случайных возмущений, кроме случаев, когда их уровень гораздо выше, чем у когерентного возбуждения [22]. Однако при значительном снижении числа Рейнольдса ($Re < 500$) наличие случайных возмущений способствует сокращению протяженности ламинарного «нерасщепленного» участка струи и уменьшению размеров расчетной области. В настоящей работе к входному профилю скорости, помимо вибрационного возбуждения, добавлялся «белый шум» амплитудой 10 % от входной скорости U .

Прямоугольная вычислительная область и неравномерная сетка строились в программе gmsH (рис. 1). Размеры базовой области $30D \times 10D \times 24D$ и число узлов $140 \times 121 \times 259$ базовой сетки в направлениях x - y - z выбирались с учетом результатов работ [5, 14–23]. В горизонтальном и вертикальном направлениях (x и z), соответствующих входному потоку и наложению вибраций, область расчета была увеличена, а в трансверсальном направлении y , наоборот, уменьшена, поскольку струя расширялась и расщеплялась в направлении z , тогда как по оси y ее ширина почти не менялась [1, 2, 5]. Ячейки базовой сетки вблизи круглого отверстия, откуда вытекает струя, имели минимальные размеры $(0,04D \times 0,04D \times 0,04D)$, постоянные в квадрате $3,0D \times 3,0D$ в плоскости y - z . При удалении от сопла сетка растягивалась в соответствии с геометрической прогрессией

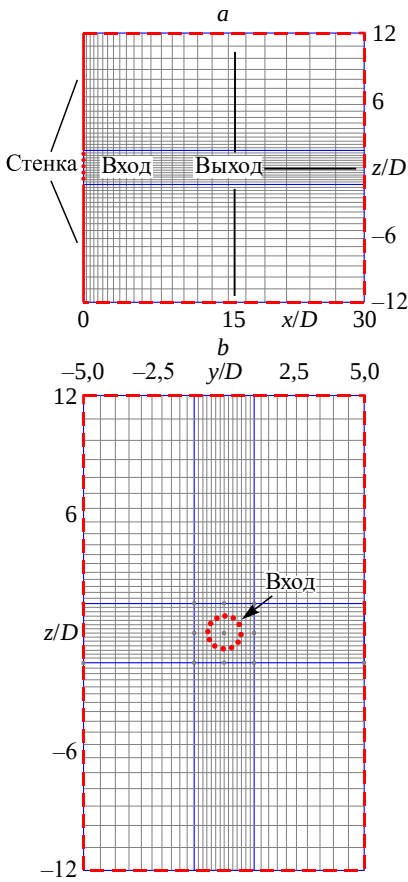


Рис. 1. Схема расчетной области в сечениях $y = 0$ (a) и $x = 0$ (b).

Ячейки сетки показаны схематично, в укрупненном виде; штриховые красные линии соответствуют выходным границам, сплошные красные — стенке, пунктир — входному отверстию.

с коэффициентами 1,02, 1,10 и 1,02 при $x > 0$, $|y| > 1,5D$ и $|z| > 1,5D$. Размеры области и число узлов изменялись в зависимости от параметров конкретного расчета. Например, при $Re = 50$ длина области по x была увеличена до $60D$, чтобы проследить развитие струи вниз по потоку, высота области по z была уменьшена из-за снижения угла расширения струи, а размер ячеек удвоен. При снижении числа Рейнольдса усиливается влияние молекулярной вязкости, то есть возрастает относительный масштаб наименьших вихревых структур, разрешение которых уже не требует слишком мелкой сетки, как в [5, 14–23] при $Re \geq 500$.

Указанная в настоящей работе конфигурация сетки (сетка 1) отличается от конфигурации сетки, использованной в расчете [5] (сетка 2), включавшей прямоугольные ячейки в окрестности оси струи и переходившей в цилиндрическую область при удалении от оси к боковой границе. Переход от составной сетки 2 с более мелкими ячейками

в области меньшего объема [5] к более простой прямоугольной сетке 1 обусловлен тем, что расчет на сетке 2 подвержен численным артефактам (едва заметным на распределениях скорости и скаляра) в местах перехода ячеек от прямоугольной к цилиндрической конфигурации сетки. Кроме того, выделенное направление возмущений приводит к существенной деформации сечения струи [1–12] с растяжением по z и сжатием в трансверсальном направлении y , вследствие этого поведение деформированной струи с целью экономии ресурсов вычислений лучше изучать при увеличении области по вертикали, что позволяет сделать сетка 1. С другой стороны, если направление деформации неочевидно (например, в расчетах [5, 13, 19] был отмечен разворот плоскости бифуркации на угол до 45° от вертикали) и указанные выше численные артефакты незначительны, сетка 2 оказывается экономичнее. Результаты с вибрацией сопла, полученные на сетках 1 и 2 при $Re = 500$, $St = 0,2$ и $Z_0/D = 0,05$, показывают, что переход от составной сетки 2 к более грубой прямоугольной сетке 1 не приводит к заметным отклонениям как для средней скорости $\langle u \rangle(x, z)$ (рис. 2a, 2b), так и для полувысоты струи $\delta(x)$ (рис. 2c).

Отметим, что осреднение проводилось по достаточно большому интервалу времени $T \geq 200D/U$ и не включало начальный период развития $T_0 \geq 100D/U$ [5], после которого характер течения уже не зависит от начальных условий. При этом оптимальные значения T_0 и T возрастали пропорционально $1/St$ в связи с ростом характерных масштабов настройки течения на квазистационарное состояние при уменьшении частоты налагаемого возмущения. Такие значения T_0 и T выбирались при обработке данных с двукратным увеличением T_0 или T путем сравнения полученных распределений скорости

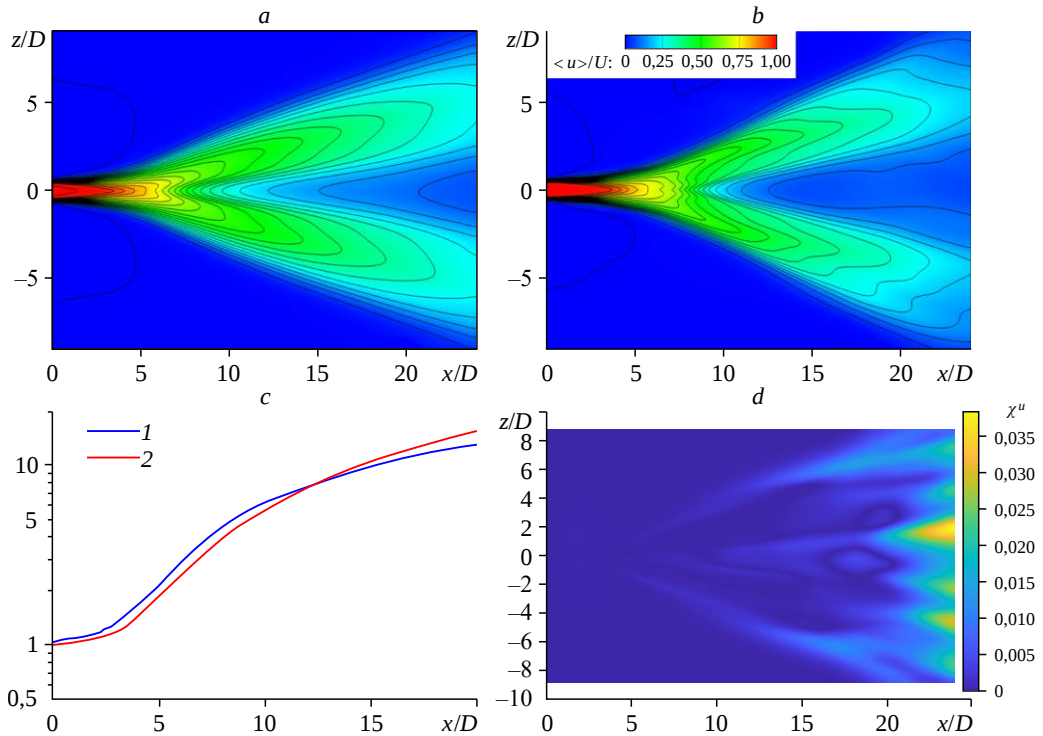


Рис. 2. Сравнение результатов в плоскости $y = 0$ при $Re = 500$, $St = 0,2$, $Z_0/D = 0,05$: горизонтальная компонента средней скорости $\langle u \rangle / U$ в расчетах на сетках 1 (a) и 2 (b); толщина $\delta = 2|z|(\langle u \rangle / \langle u \rangle_{\max} = 0,5)$, где $\langle u \rangle_{\max}(x)$ — максимум $\langle u \rangle$ при $x = \text{const}$, линии 1 и 2 — соответственно расчеты на сетках 1 и 2 (c); различие численных решений χ^u с $TU/D = 200$ и 400 на сетке 1 (d).

и проверки специального критерия $\chi^u = |\langle u \rangle^{(1)} - \langle u \rangle^{(2)}| / (u_{\max} - u_{\min}) < 2\%$ для различия более грубого ($\langle u \rangle^{(1)}$) и более точного ($\langle u \rangle^{(2)}$) решений для средней скорости [24]. В этом критерии величины $u_{\max}$ и $u_{\min}$ представляют собой максимум и минимум поля средней скорости $\langle u \rangle^{(2)}(x, z)$, соответствующего удвоенным значениям T_0 или T . Например, при $Re = 500$, $St = 0,2$ и $Z_0/D = 0,05$ выбор $T = 200D/U$ оказывается достаточным: $\chi^u < 2\%$ при $x/D \leq 20$ (рис. 2d). Далее результаты представлены именно для этой области. Ниже по течению ($x/D > 20$) погрешности расчета возрастают из-за влияния условий на выходной границе, разрежения сетки и более медленной релаксации течения к квазистационарному состоянию. Кроме того, размер «контрольной области» уменьшен до $|z/D| \leq 9$ по тем же причинам минимизации погрешностей, увеличивающихся на периферии области расчета из-за влияния условий на боковых границах и разрежения сетки при $|z/D| > 9$.

Верификация и валидация алгоритма

Для изучения сеточной сходимости были проведены расчеты на последовательных сетках: 1C (coarse), 1 и 1F (fine), отличающихся друг от друга последовательным измельчением размеров ячеек примерно в 1,32 раза (табл. 1) с учетом рекомендации [28] по выбору отношения размеров ячеек на последовательных сетках более 1,3 для корректной оценки порядка сходимости и погрешности решения. Кроме того, на сетке 1 проверено влияние шага по времени Δt на точность получаемых результатов (табл. 2).

Таблица 1

Варианты расчета при $Re = 500$, $St = 0,15$, $Z_0 = 0,25D$, $\Delta t = 0,02D/U$ на разных сетках

Сетка	N	N_x	N_y	N_z	$h_{\min}$	q_x	q_y	q_z	$\alpha(d^*)$	$\alpha(d)$
1C	1 960 347	107	93	197	$D/19$	1,0263	1,1316	1,0263	$51,94^\circ$	75,19
1	4 387 460	140	121	259	$D/25$	1,0200	1,1000	1,0200	$54,28^\circ$	66,68
1F	10 156 685	185	161	341	$D/33$	1,0152	1,0758	1,0152	$54,74^\circ$	65,62

Примечание. $N_x \times N_y \times N_z (= N)$ — число ячеек расчетной области, $h_{\min}$ — минимальный размер ячейки, q_x, q_y, q_z — отношения размера соседних ячеек, возрастающих по геометрической прогрессии.

Таблица 2

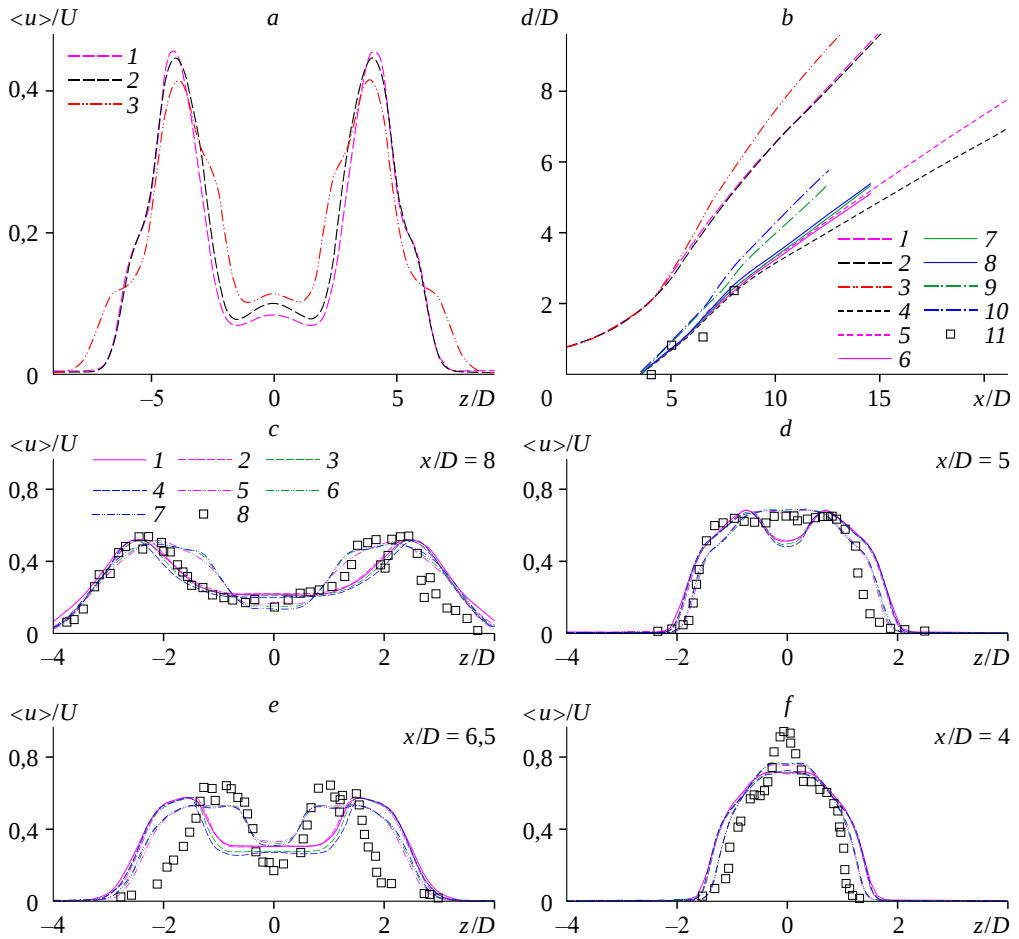
Варианты моделирования при $Re = 500$, $St = 0,15$, $Z_0 = 0,25D$ на сетке 1 с вариацией шага Δt

$\Delta t(U/D)$	$Co_{\max}$	Co_{av}	$\alpha(d^*)$	$\alpha(d)$
0,04	1,143	0,0092	$52,79^\circ$	$69,53^\circ$
0,02	0,583	0,0047	$54,28^\circ$	$66,68^\circ$
0,01	0,292	0,0023	$55,47^\circ$	$65,93^\circ$

Примечание. $Co_{\max}$ и Co_{av} — максимальное и среднее значения числа Куранта в расчетной области.

Чтобы исключить зависимость от временных интервалов, выбирались $T_0 = T = 800D/U$ (хотя уже при $T = T_0/4 = 200D/U$, как отмечалось выше, отличие мало), поскольку при сравнении распределений средней скорости при $T_0U/D = 200, 400, 800, 1600$ оказались заметными отличия численных решений при $T_0 \leq 400D/U$. Исследование решения на независимость от численных параметров (шагов по времени и координатам) при фиксированных физических параметрах $Re = 500$, $St = 0,15$ и $Z_0/D = 0,25$ показывает (табл. 1, 2, рис. 3а, 3б) приемлемый результат для сетки 1 с $\Delta t = 0,02D/U$. В частности, угол расширения струи α при переходе от средней сетки 1 к мелкой сетке 1F изменялся не более чем на 1,6 %, а при снижении $\Delta t(U/D)$ в два раза (от 0,02 до 0,01) — не более чем на 2,1 %.

Угол расширения α оценивался по кривым нарастания характерных толщин $d(x) = |z(<u>/<u>_{\max} = 0,1)|$ или $d^*(x) = |z(<u>/<u>_{\max} = 1,0)|$ — расстояниям в плоскости бифуркации $y = 0$ в направлении z налагаемого возмущения от оси струи до точки, в которой осредненная по времени горизонтальная компонента скорости составляет 10 % или 100 % от максимума $<u>$ в сечении $x = \text{const}$. Выбор 10 % для толщины d (вместо 50 % для полувысоты δ) представляет компромисс между намерением оказаться уже на внешней кромке струи (как и в ряде других физических и численных экспериментов [10, 23]), но еще не в области, где возникают заметные численные погрешности, связанные с условиями на боковой границе или разрежением сетки вблизи нее. Для различных значений параметров Re , St и Z_0 при $z/D > 2$ наблюдается в основном линейный рост величин $d(x)$ и $d^*(x)$, кроме случаев низких чисел Re и неоптимальных значений St и Z_0 , когда рост характерной толщины оказывается нелинейным, больше соответствуя расширению струи в ламинарном режиме, чем в турбулентном. Отметим, что для оценки $\alpha(x)$ при бифуркации и трифуркации струи методом DNS (Direct Numerical Simulation) при $Re = 10^3$ [23] были выбраны точки на периферии струи, где $<u>/U = 0,1$, а в случае использования метода LES (Large Eddy Simulation) при $Re = 10^4$ [22] выбирались точки в центрах крайних ветвей струи, где $<u> = <u>_{\max}(x)$, т. е. как для величины $d^*(x)$. Применение в настоящей работе вместо $0,1U$ [23] доли скорости $<u>$ в 10 % от максимума $<u>_{\max}(x)$, определяемого в каждом сечении $x = \text{const}$, для толщины $d(x)$ обусловлено

Рис. 3. Результаты, полученные в плоскости $y = 0$.

a — профили $\langle u \rangle / U$ (1–3) в сечении $x/D = 10$ в расчетах на сетках 1F (1), 1 (2), 1C (3) для $St = 0,15$, $Z_0 = 0,25D$, $Re = 500$; b — толщина d/D (1–3) на сетках 1F (1), 1 (2), 1C (3) для $St = 0,15$, $Z_0 = 0,25D$ и толщина d^*/D на сетках 1 (4), 1F (5), 3 (6), 4 (7, 9), 5 (8, 10) для $St = 0,20$, $Z_0 = 0,04D$, $A = 0,17U$ при $Re = 500$ (1–8), $Re = 1000$ (9–10); толщина d^*/D из [2] (11); c – f — профили $\langle u \rangle / U$ при $x/D = 4, 5, 6,5, 8$ в расчетах для $Re = 500$, $St = 0,2$, $Z_0 = 0,04D$ на сетках 1F (1), 3 (2, 5), 4 (3, 6), 5 (4, 7) при $A = 0,17U$ (1–4), $A = 0$ (5–7) и в измерениях [2] (8).

несколько более коротким линейным участком функции $d(x)$ в случае использования $0,1U$ в качестве пороговой величины, особенно при небольших числах Рейнольдса, что затрудняет оценку угла расширения. Оценка $\alpha(x)$ по $d^*(x)$, т.е. по точкам максимума скорости $1,0 \langle u \rangle_{\max}(x)$ вместо $0,1 \langle u \rangle_{\max}(x)$, более очевидна, но дает $\alpha(x) = 0$ для случая $Z_0 = 0$ без наложенных возмущений, когда имеется только одна нерасщепленная струя с максимумом скорости на оси. С другой стороны, менее очевидная оценка $\alpha(x)$ по $d(x)$ позволяет сравнить случаи $Z_0 = 0$ и $Z_0 \neq 0$.

Валидация алгоритма расчета круглой струи с двухчастотным гармоническим колебанием (комбинация винтового возмущения с частотой f и продольного воздействия с частотой $2f$) на входе показала [5] хорошее соответствие измеренным поперечным профилям средней скорости [2] и качественное согласование с данными визуализации [3]. В представленной работе с целью валидации выполнены расчеты при $Re = 500$, $St = 0,2$, $Z_0 = 0,04D$ (т.е. $V_0 = \omega Z_0 = 0,05U$) для одночастотных ($A = 0$) и двухчастотных ($A = 0,17U$)

колебаний, для которых к поперечной вибрации на входе с частотой f добавлялось продольное колебание

$$u(x=0, y, z, t) = U + A \cos(\omega_a t) \text{ при } y < [R^2 - (z - Z_0 \sin(\omega t))^2]^{1/2}, \text{ где } \omega_a = 2\pi f_a,$$

амплитудой A с удвоенной частотой $f_a = 2f$. Результат показал приемлемое согласование с теми же данными [2] (рис. 3б–3г) при $Re = 4300$, $0,2 \leq St \leq 0,3$ для двухчастотных возмущений — комбинации продольных колебаний частотой $2f$, амплитудой $A = 0,17U$ и крутильных колебаний частотой f , амплитудой $0,04D$ с азимутальной скоростью $0,05U$ на поверхности сопла. Неполное соответствие параметров связано с отсутствием данных для скорости в широких диапазонах Re , St , а также параметров возмущений и даже с отсутствием точной информации об условиях опытов (как, например, в работе [11] с поперечной вибрацией сопла).

Тем не менее, на указанных данных [2] успешно проводилось тестирование алгоритмов DNS и LES в работах [5, 17, 18, 21, 22] при значениях чисел Re от 2000 до 20000, St от 0,225 до 0,25 и амплитуде A/U от 0,05 до 0,15 двухчастотных возмущений входного профиля скорости — комбинации продольного осесимметричного колебания частотой $2f$ и асимметричного поперечного или винтового колебания частотой f , отличающихся от крутильных колебаний сопла в измерениях [2, 11]. Такое сравнение возможно, очевидно, из-за включения аналогичного механизма при возбуждении струи различными способами, приводящего к идентичной картине ее бифуркации в широких диапазонах параметров, начиная с некоторого расстояния $x \sim 5D$ при умеренных амплитудах поперечного или азимутального воздействия. При этом зависимость распределений средней скорости от числа Рейнольдса невелика, по крайней мере, при $1000 \leq Re \leq 5000$ [19], хотя с увеличением Re и отмечается некоторый рост угла расширения струи [5]. В настоящей работе также получено усиление расширения струи (по сравнению со случаем $Re = 500$) в тестовых расчетах при $Re > 500$ (рис. 3б), хотя при этом достижение хорошей сеточной сходимости на имеющихся компьютерных ресурсах оказывается сложнее.

Сравнение данных настоящих расчетов и измерений [2] (рис. 3) показывает корректное поведение струи при ее бифуркации под действием возмущения и несколько более сильное расширение ее ветвей в расчетах, подтверждая вывод [5] (с учетом отмеченного выше усиления расширения струи с ростом Re) о том, что поперечные вибрации является более мощным способом возбуждения течения, чем азимутальные колебания. Добавление продольного колебания с частотой $2f$ и амплитудой $A = 0,17U$ также вызывает дополнительное усиление расширения струи. Отметим, что сужение контрольной области ($x/D \leq 20$, $|z/D| \leq 9$) до меньшего окна ($x/D \leq 8$, $|z/D| \leq 4$), требуемого для сопоставления с данными [2], позволяет уменьшить расчетную область $30D \times 10D \times 24D$ с соответствующей ей сеткой 1F до области $15D \times 5D \times 12D$ с сеткой 3 (см. табл. 3), для которой число ячеек N с тем же разрешением и растяжением получается примерно в два раза меньше, чем для сетки 1F. Для расчета в уменьшенной области достаточно взять $T \leq T_0 = 100D/U$, поскольку сравнение полей $\langle u \rangle$ при $T_0 U/D = 50, 100, 200, 400$ на каждой из сеток 3–5 показывает незначительные отличия решений при $T_0 U/D \geq 100$. Переход от сетки 1F к сетке 3 почти не сказывается на результатах (рис. 3б–3г), углы $\alpha(d^*)$ и $\alpha(d)$ при этом изменяются незначительно: на 1,6 и 2,4 % соответственно. Время счета при таком переходе снижается примерно в 20 раз за счет уменьшения N , T_0 , T и числа итераций на каждом шаге по времени. Это дает возможность дальнейшего уменьшения ячеек и шага по времени (полученные на мелких сетках данные чувствительнее к шагу Δt): результаты на сетках 3–5 (табл. 3) при $T_0 = T = 100D/U$ и $\Delta t = 0,005D/U$

Таблица 3

Варианты расчета при $Re = 500$, $St = 0,2$, $Z_0 = 0,04D$, $\Delta t = 0,005D/U$ в базовой области $30D \times 10D \times 24D$ на сетке 1F и в уменьшенной области $15D \times 5D \times 12D$ на сетках 3–5

Сетка	N	N_x	N_y	N_z	$h_{\min}$	q_x	q_y	q_z	A/U	$\alpha(d^*)$	$\alpha(d)$
1F	10 156 685	185	161	341	$D/33$	1,0152	1,0758	1,0152	0,17	54,78°	69,04°
3	4 849 845	143	133	255	$D/33$	1,0152	1,0758	1,0152	0,17	53,86°	67,36°
4	10 593 655	185	173	331	$D/43$	1,0116	1,0581	1,0116	0,17	55,14°	65,79°
5	23 321 088	241	224	432	$D/56$	1,0089	1,0446	1,0089	0,17	56,83°	66,20°
3	4 849 845	143	133	255	$D/33$	1,0152	1,0758	1,0152	0	51,07°	70,33°
4	10 593 655	185	173	331	$D/43$	1,0116	1,0581	1,0116	0	50,22°	71,14°
5	23 321 088	241	224	432	$D/56$	1,0089	1,0446	1,0089	0	49,83°	71,60°

показывают хорошую сеточную сходимость при $Re = 500$, с различиями меньше, чем разброс данных [2].

Результаты моделирования

В работе [5] параметрически исследовались процессы расщепления струи в зависимости от чисел Рейнольдса ($500 \leq Re \leq 3000$), Струхаля, амплитуды и типа возмущения. В настоящей работе подобное параметрическое исследование выполнено для фиксированного типа налагаемого возмущения — поперечных вибраций входного сечения — при небольших числах Рейнольдса ($Re \leq 500$). В первой серии расчетов на сетке 1F базовой области $30D \times 10D \times 24D$ фиксировались $Re = 500$ и $Z_0/D = 0,05$ (как в последней серии вычислений [5]) и варьировалось число Струхаля около значения $St = 0,2$ для поиска оптимального диапазона, где получается максимальный угол расширения струи после ее расщепления.

При изучении влияния числа Струхаля для амплитуды $Z_0/D = 0,05$ и числа Рейнольдса $Re = 500$ получено (рис. 3а, 4), что расщепление наиболее интенсивно происходит при $0,1 \leq St \leq 0,2$. При $St < 0,1$ и $St > 0,2$ характерная толщина и угол расширения падают по сравнению со случаями оптимального диапазона чисел Струхаля, а скорость на оси (где при бифуркации наблюдается локальный минимум) оказывается гораздо больше, указывая на отсутствие или более слабое расщепление струи для рассматриваемых значений параметров Re и Z_0 . Оптимальным с точки зрения максимального угла расширения струи, оцененного по толщине $d(x)$, оказалось значение $St \approx 0,15$, взятое из середины отмеченного выше диапазона (рис. 4с). Кривые $d^*(x)$ при $Re = 500$, $Z_0/D = 0,05$ и $0,10 \leq St \leq 0,25$ получаются близкими друг к другу и здесь не показаны.

Проверка влияния амплитуды вибраций для оптимального числа $St = 0,15$ при $Re = 500$ показывает (рис. 5, 6), что при слабом возбуждении ($Z_0/D \sim 0,001$) угол расширения мал, бифуркация струи едва заметна и начинается далеко вниз по течению ($x/D > 20$). С ростом амплитуды, при $0,001 < Z_0/D \leq 0,01$, характерная толщина и угол расширения возрастают в несколько раз, а координаты начала бифуркации и значения скорости на оси сильно уменьшаются. Эти тенденции сохраняются и для $Z_0/D > 0,01$, демонстрируя при этом насыщение по углам расширения с ростом амплитуды, как и в предшествующих опытах [1, 10, 12]. Отметим, что отличия данных при $Re = 500$ на сетке 1 и мелкой сетке 1F малы при $Z_0/D > 0,1$ (рис. 3, 6), но становятся заметнее при меньших Z_0 , по-видимому, из-за смещения процесса расщепления ниже по течению, где ячейки крупнее.

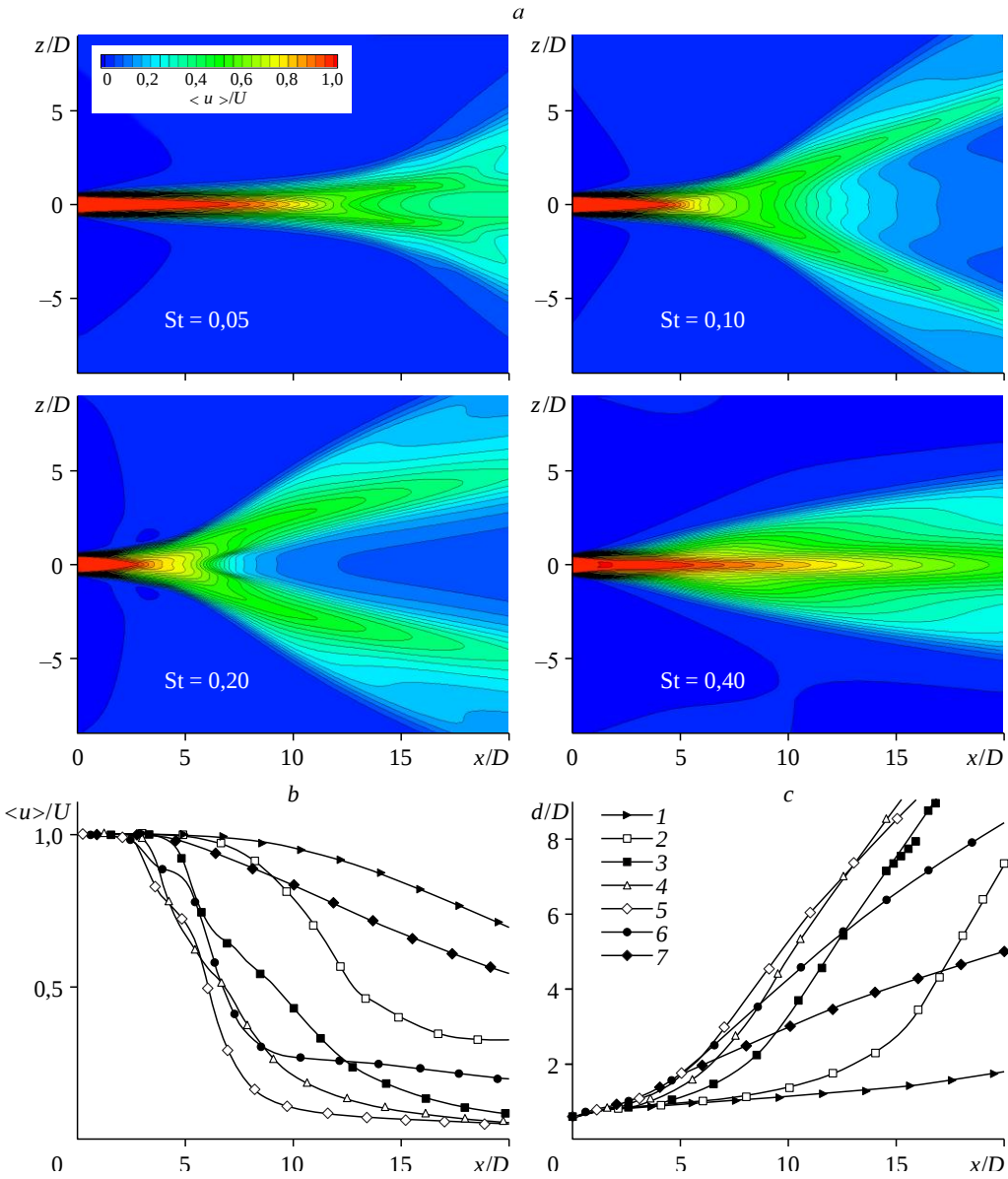


Рис. 4. Результаты при $y = 0$ и $Re = 500$, $Z_0/D = 0,05$, полученные на сетке 1F: изолинии $\langle u \rangle / U$ для $St = 0,05, 0,10, 0,20, 0,40$ (a); изменение по оси $z = 0$ величин $\langle u \rangle / U$ (b) и d/D (c) для $St = 0,025$ (1), 0,05 (2), 0,10 (3), 0,15 (4), 0,20 (5), 0,25 (6), 0,40 (7).

Далее в расчетах на сетке 1 (здесь и ниже) снижаем число Рейнольдса в два раза (до $Re = 250$) и проверяем влияние числа Струхала на характер течения с вибрационным возбуждением амплитудой $Z_0/D = 0,5$ (рис. 7, 8). Выбор более высокого значения Z_0 связан с тем, что при меньших числах Рейнольдса из-за роста влияния вязкости эффекты расщепления требуют больших амплитуд. Также представляет интерес проверка протяженности интервала чисел St , для которых происходит расщепление струи при высокоамплитудном воздействии. При $St \sim 0,005$ частота вибраций слишком мала для того, чтобы привести к расщеплению струи вблизи сопла. В то же время возмущения сносятся вниз

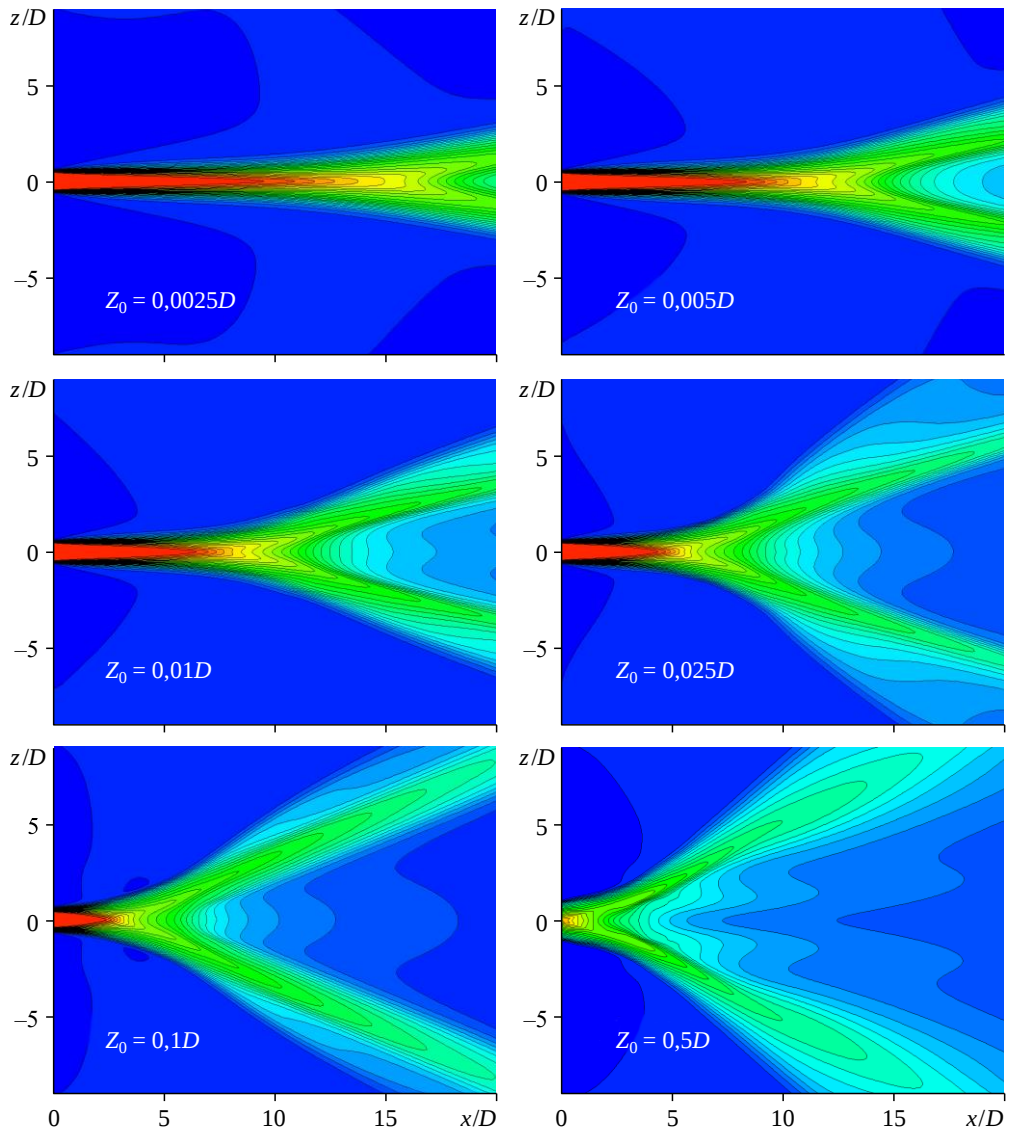


Рис. 5. Изолинии $\langle u \rangle / U$ при $Re = 500$, $St = 0,15$ и $Z_0/D = 0,0025, 0,005, 0,010, 0,025, 0,1, 0,5$.

по течению и при $x/D \approx 25$, когда частота собственных колебаний струи падает [5], течение все же реагирует на воздействие возникновением бифуркации. По мере приближения (при $St > 0,005$) частоты вибраций к оптимальной для струи эффект расщепления проявляется сильнее: точка начала бифуркации смещается ближе к соплу, угол бифуркации увеличивается и ветви струи становятся более компактными. Наиболее эффективным на круглую струю при $Re = 250$ является воздействие при $St \approx 0,1$ (рис. 7d, 8c), поскольку при $St > 0,1$ оцененный по толщине $d^*(x)$ угол бифуркации начинает снижаться. Варьирование амплитуды Z_0/D от нуля до единицы при фиксированном числе St , равном 0,1 (рис. 9, 10), помимо отмеченного выше эффекта насыщения с ростом Z_0 , демонстрирует тенденцию к трифуркации в виде «протечки» струи по центру при больших амплитудах.

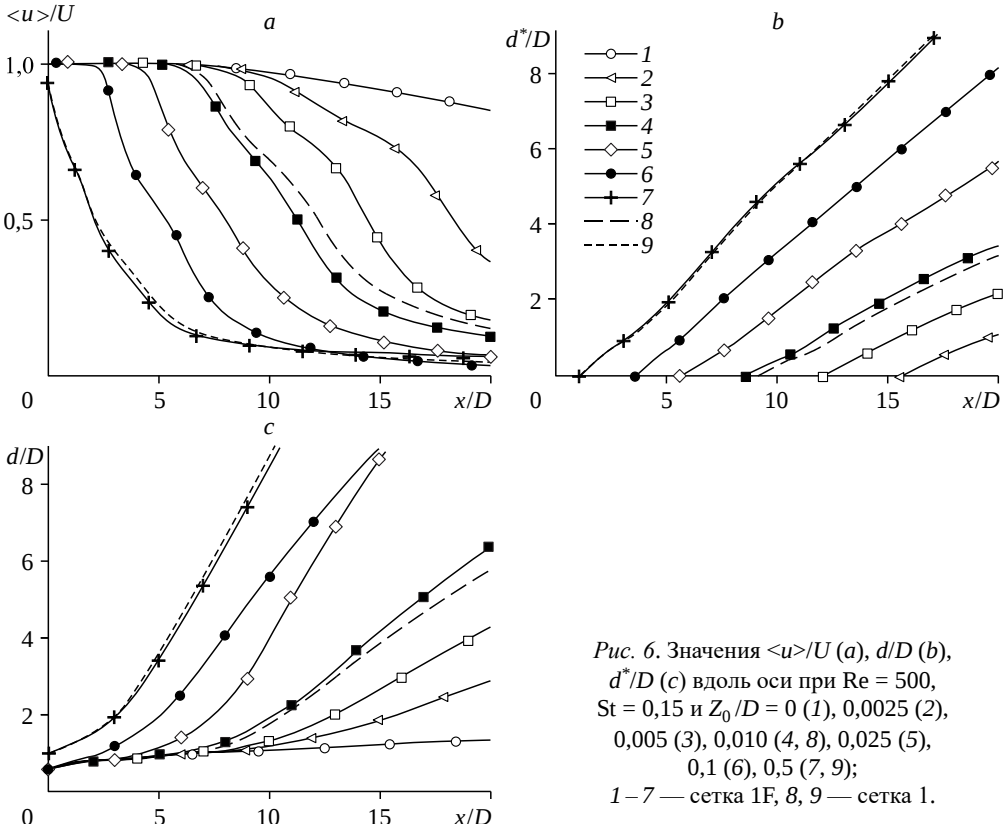


Рис. 6. Значения $\langle u \rangle / U$ (a), d^*/D (b), d/D (c) вдоль оси при $Re = 500$, $St = 0,15$ и $Z_0/D = 0$ (1), 0,0025 (2), 0,005 (3), 0,010 (4, 8), 0,025 (5), 0,1 (6), 0,5 (7, 9); 1–7 — сетка 1F, 8, 9 — сетка 1.

Таким образом, эффект расщепления струи в условиях вибрационного возбуждения высокой амплитуды при небольшом числе Рейнольдса ($Re = 250$) происходит в широком диапазоне St и максимален при числе $St \approx 0,1$. Для этого значения St при $0,5 \leq Z_0/D \leq 1,0$ амплитуда поперечной скорости во входном сечении лежит в диапазоне $0,3 \leq V_0/U \leq 0,6$. Отметим, что в лабораторных экспериментах [3] расщепление круглой, псевдоплоской и плоской струй при небольшом числе Re также имело место в весьма широком интервале частот поперечного акустического поля высокой интенсивности, соответствующей поперечному колебанию скорости вблизи входа в струю с близкой амплитудой $V_0/U \approx 0,5$.

Рассмотрим мгновенное поле скорости $u(x, z)$ при $Re = 250$, $St = 0,1$ и $Z_0/D = 0,5$ в плоскости бифуркации $y = 0$ в некоторый момент времени из интервала осреднения и соответствующее осредненное по времени распределение $\langle u \rangle$ (рис. 11a, 11b). Видно, что и для мгновенной скорости сохраняется полное расхождение ветвей струи, взаимодействие которых прекращается при $x/D > 5$. Также приведем (рис. 11c) поле скорости $\langle u \rangle / \langle u \rangle_{\max}(x)$, нормализованной на максимум скорости в каждом сечении, по которому находятся толщины струи (рис. 8, 10). Проверка λ_2 -критерия для визуализации вихревых структур иллюстрирует (рис. 11d) механизм взаимодействия вихревых колец, указанный в качестве причины бифуркации потока с наложением поперечного акустического и механического возмущений при больших числах Re [1, 5].

Похожие особенности полей скорости и λ_2 -критерия, а также эффектов числа Струхала и амплитуды вибраций, имеют место и при снижении числа Рейнольдса до $Re = 100$ (рис. 12 – 15), где оптимальное число Струхала тоже оказывается близким к 0,1, немного

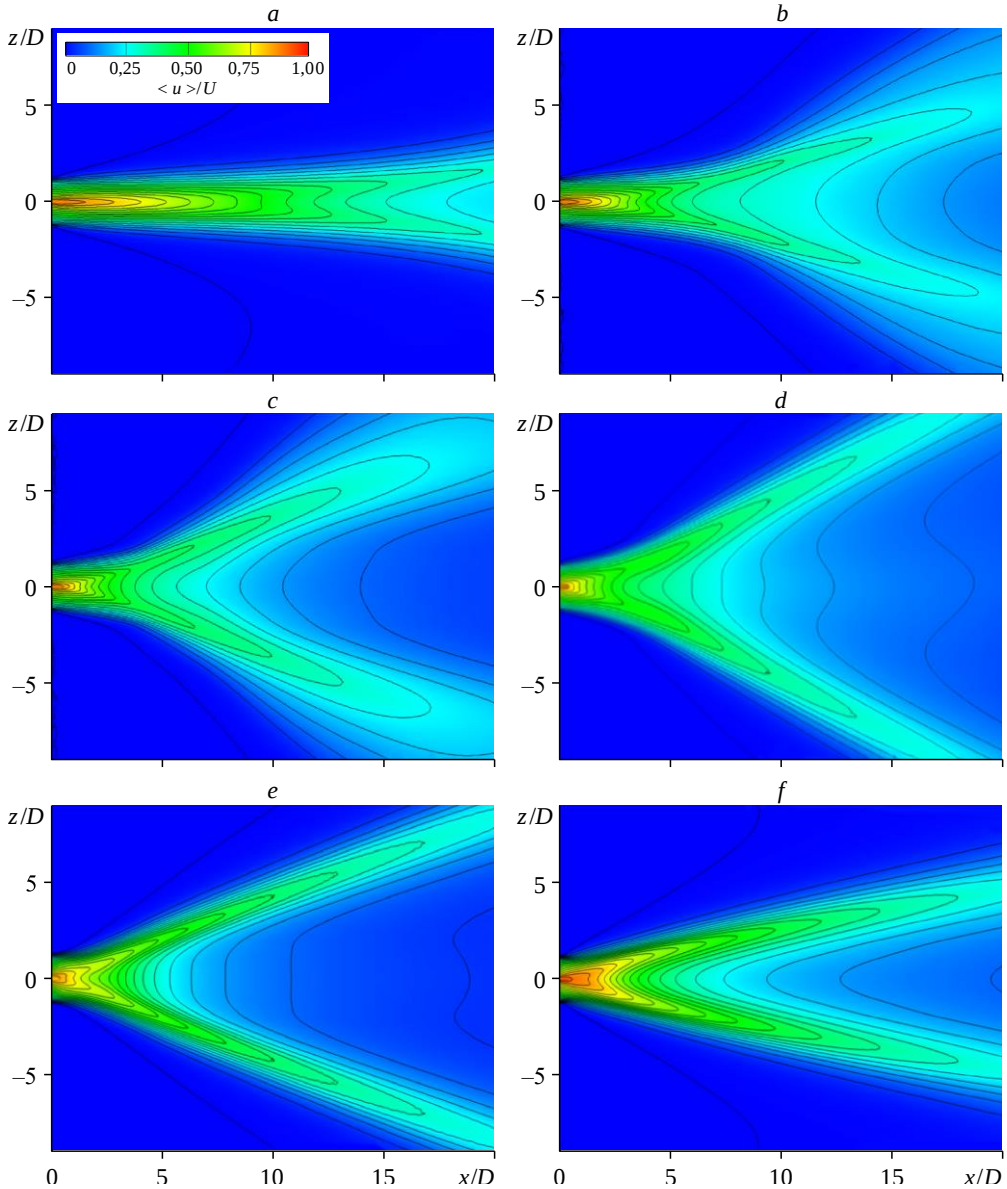


Рис. 7. Изолинии $\langle u \rangle / U$ при $Re = 250$, $Z_0/D = 0,5$ и $St = 0,01$ (a), $0,025$ (b), $0,05$ (c), $0,1$ (d), $0,2$ (e), $0,5$ (f).

смещаясь в диапазон $0,05 \leq St \leq 0,1$. Отметим, что при $Re = 100$ из-за более сильного влияния вязкости по сравнению со случаем $Re = 250$ вихревые кольца быстро разрушаются (рис. 11, 12), а диапазон частот бифуркации уменьшается (рис. 7, 13). При $Re = 100$ расщепление очень слабо проявляется при числах Струхали $St = 0,01$ и $St = 0,5$ и вовсе отсутствует для $St < 0,01$, $St > 0,5$ и при амплитуде $Z_0/D < 0,2$. В этом случае отсутствует тенденция к трифуркации при большой амплитуде, а насыщение поведения струи с ростом Z_0 приводит к совпадению значений скорости на оси при $Z_0/D > 0,5$ в сечениях $x/D > 10$ (рис. 15). С ростом Re пороговая амплитуда (выше которой происходит насыщение по углу расширения и значения скорости на оси близки к значениям в сечениях ниже по течению) падает до $Z_0 \sim 0,25D$ при $Re = 250$ (рис. 10) и $Z_0 \sim 0,05D$ при $Re = 500$ (рис. 6).

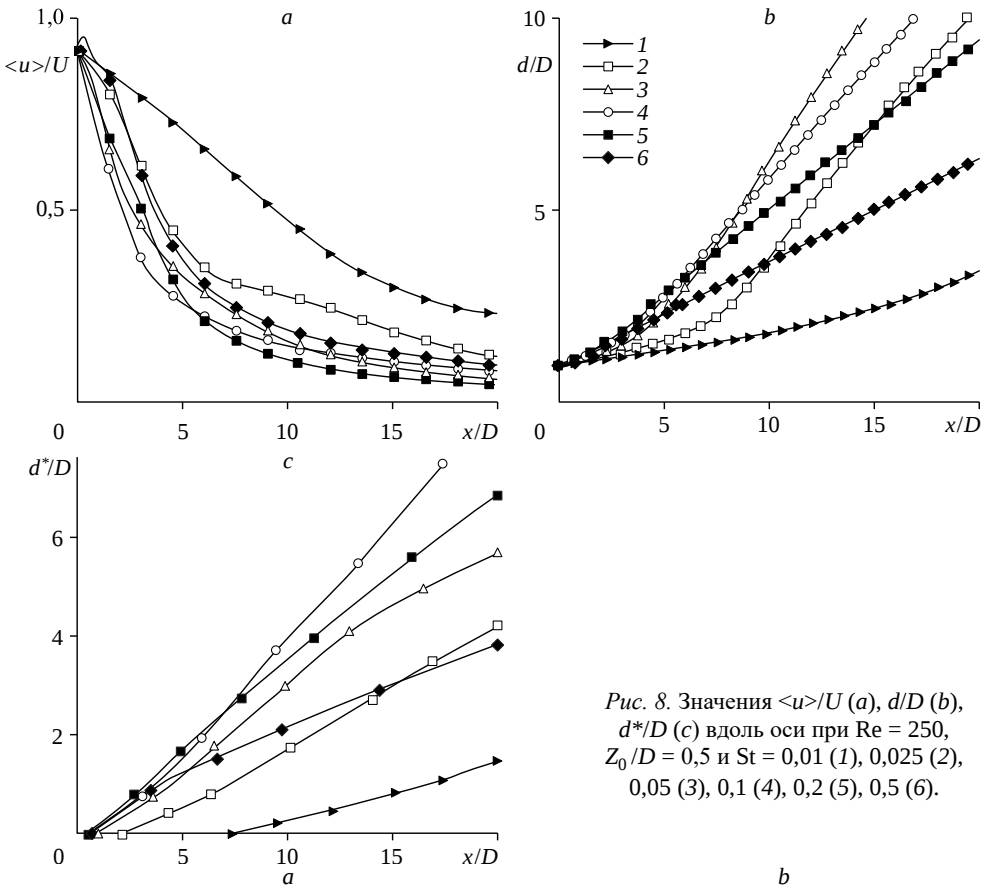


Рис. 8. Значения $\langle u \rangle / U$ (a), d/D (b), d^*/D (c) вдоль оси при $Re = 250$, $Z_0/D = 0,5$ и $St = 0,01$ (1), $0,025$ (2), $0,05$ (3), $0,1$ (4), $0,2$ (5), $0,5$ (6).

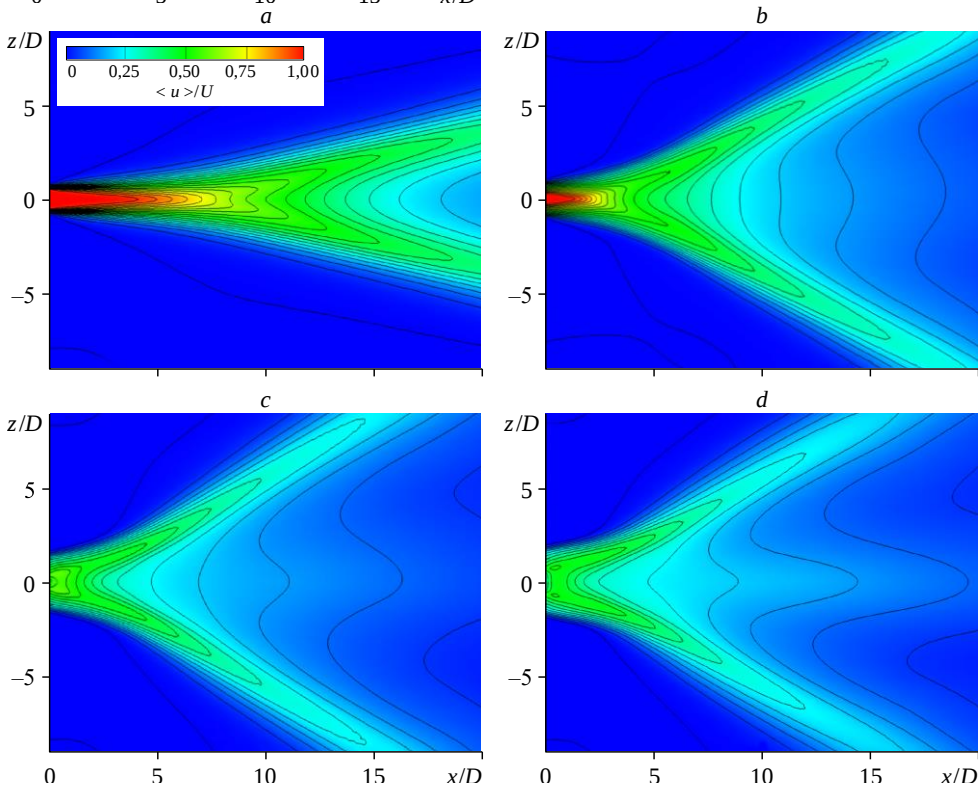


Рис. 9. Изолинии $\langle u \rangle / U$ при $Re = 250$, $St = 0,1$ и $Z_0/D = 0,05$ (a), $0,25$ (b), $0,75$ (c), $1,00$ (d).

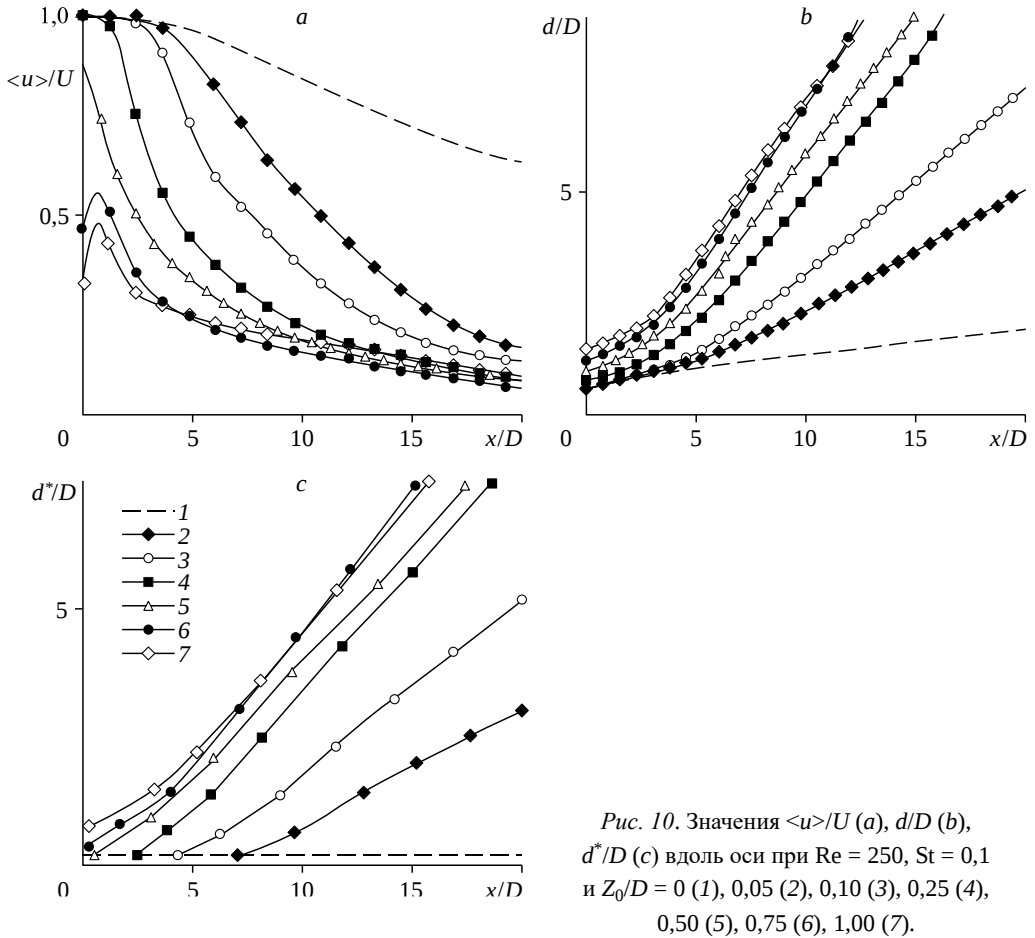


Рис. 10. Значения $\langle u \rangle / U$ (a), d/D (b), d^*/D (c) вдоль оси при $Re = 250$, $St = 0,1$ и $Z_0/D = 0$ (1), 0,05 (2), 0,10 (3), 0,25 (4), 0,50 (5), 0,75 (6), 1,00 (7).

При дальнейшем уменьшении числа Рейнольдса до $Re = 50$ оказалось, что даже высокоамплитудное возбуждение при $Z_0/D = 0,5$ или $1,0$ не приводит к расщеплению струи в диапазоне чисел Струхала $0,01 \leq St \leq 0,10$, для которых этот эффект наблюдается при $Re \geq 100$, как отмечалось выше. Под влиянием вязкости наложенные на входе колебания быстро затухают вниз по течению (рис. 16a) и после осреднения по времени остается одна нерасщепленная струя (рис. 16b). Такое поведение ожидаемо, поскольку угол расширения струи α , оцененный по толщине $d^*(x)$ или $d(x)$ при фиксированных значениях амплитуды возмущения и числа Струхала, резко падает уже при снижении Re от 250 до 100 (рис. 17a), и нулевая оценка α по $d^*(x)$ отвечает экстраполяции этой тенденции для $Re = 50$.

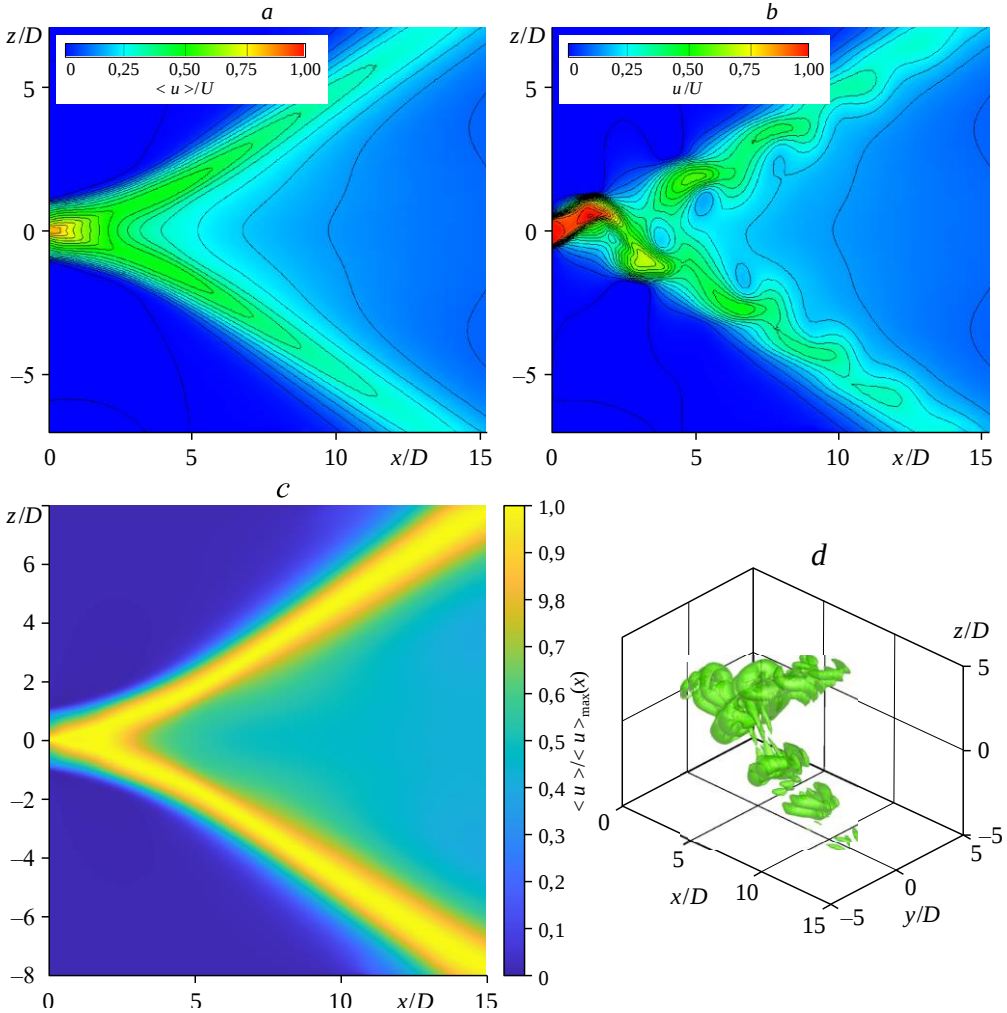


Рис. 11. Изолинии скорости $\langle u \rangle / U$ (a), u/U (b), $\langle u \rangle / \langle u \rangle_{\max}(x)$ (c) и критерия $\lambda_2 D/U = 0,5$ (d) при $Re = 250$, $St = 0,1$, $Z_0/D = 0,5$.

Зависимость угла бифуркации α от интенсивности возбуждения демонстрирует (рис. 17) указанные выше эффекты роста α с повышением амплитуды вибраций (Z_0) и соответствующей скорости ($V_0 = 2\pi f \cdot Z_0$), а также насыщения после некоторых значений Z_0 и V_0 . Аналогичные наблюдения были отмечены и в измерениях [10] с двухчастотной комбинацией поперечного ($St_t = St = 0,275$) и продольного ($St_a = 2St$) акустических возмущений, где угол расширения струи исследовался как функция безразмерной амплитуды A_t поперечной скорости, индуцируемой акустическим полем и оцениваемой по интенсивности звука. Полученные результаты (рис. 17) также свидетельствуют о том, что при снижении Re , как было отмечено выше, возрастает пороговая амплитуда, выше которой происходит насыщение, и значительно падают максимально возможные значения угла α .

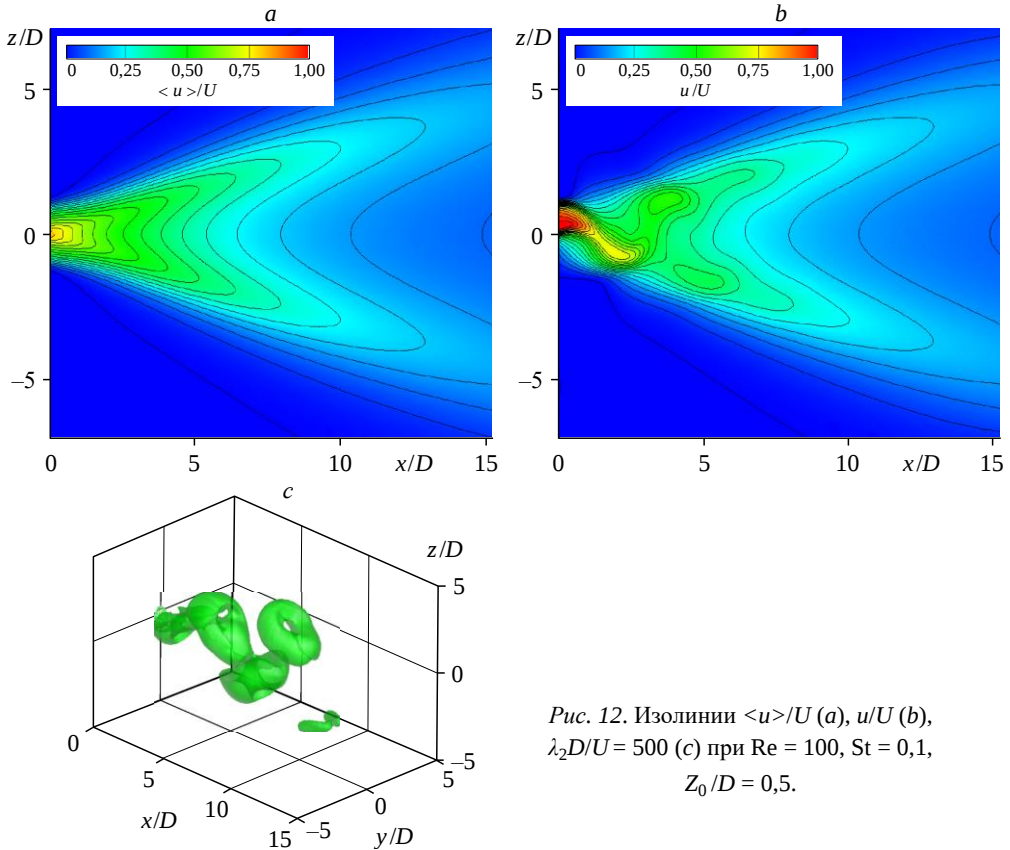


Рис. 12. Изолинии $\langle u \rangle / U$ (a), u/U (b), $\lambda_2 D/U = 500$ (c) при $Re = 100$, $St = 0,1$, $Z_0/D = 0,5$.

Исследование зависимости угла бифуркации α от числа Струхала выявляет (рис. 18) характерные колоколообразные кривые, откуда можно найти оптимальное значение St_{opt} , при котором получается максимальное расширение струи. Проведенные численные эксперименты, а также данные других работ указывают на отсутствие зависимости оптимальных чисел St от амплитуды и типа воздействия (в частности, для одно- и двух-частотных акустических или механических продольных, поперечных, крутильных возмущений). С другой стороны, обнаружено влияние числа Рейнольдса при значениях $Re < 3000$ (рис. 19): при снижении Re до 100 величины St_{opt} заметно падают. Кроме того, оптимальные значения чисел St , по-видимому, меняются, если вместо воздуха из отверстия испускается другое вещество (гелий, углекислый газ, водород, метан и т.д.) или если критерии и точность оценок α_{opt} , St_{opt} сильно отличаются в разных работах.

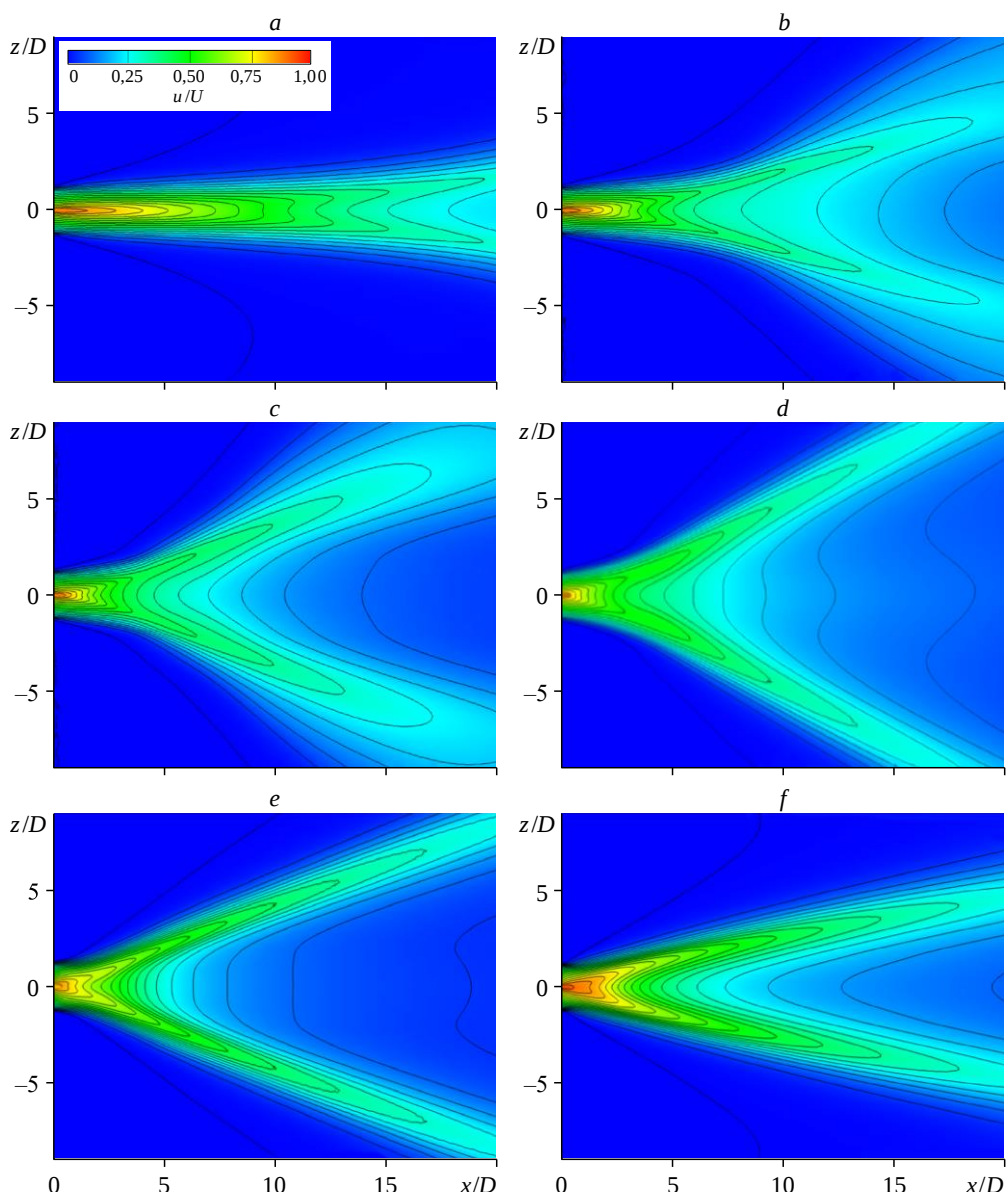


Рис. 13. Изолинии u/U при $Re = 100$, $Z_0/D = 0,5$ и $St = 0,01$ (a), $0,02$ (b), $0,05$ (c), $0,1$ (d), $0,2$ (e), $0,5$ (f).

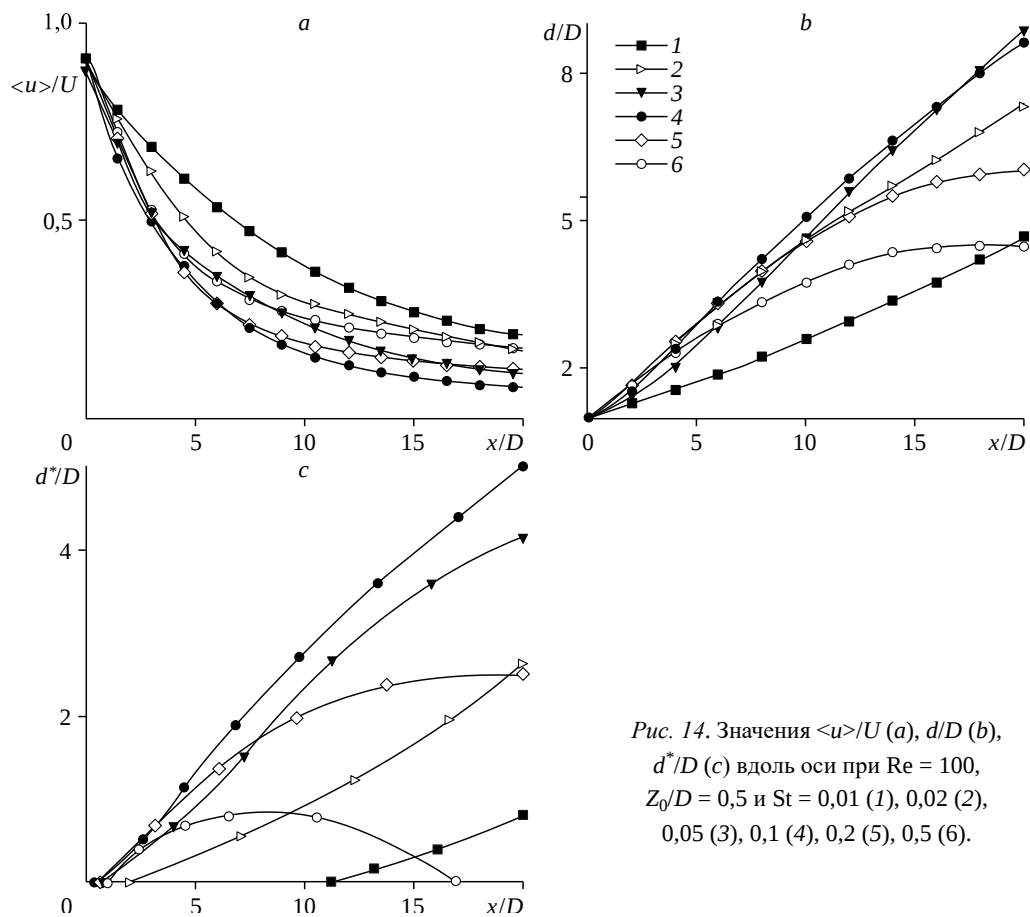


Рис. 14. Значения $\langle u \rangle / U$ (a), d/D (b), d^*/D (c) вдоль оси при $Re = 100$, $Z_0/D = 0,5$ и $St = 0,01$ (1), $0,02$ (2), $0,05$ (3), $0,1$ (4), $0,2$ (5), $0,5$ (6).

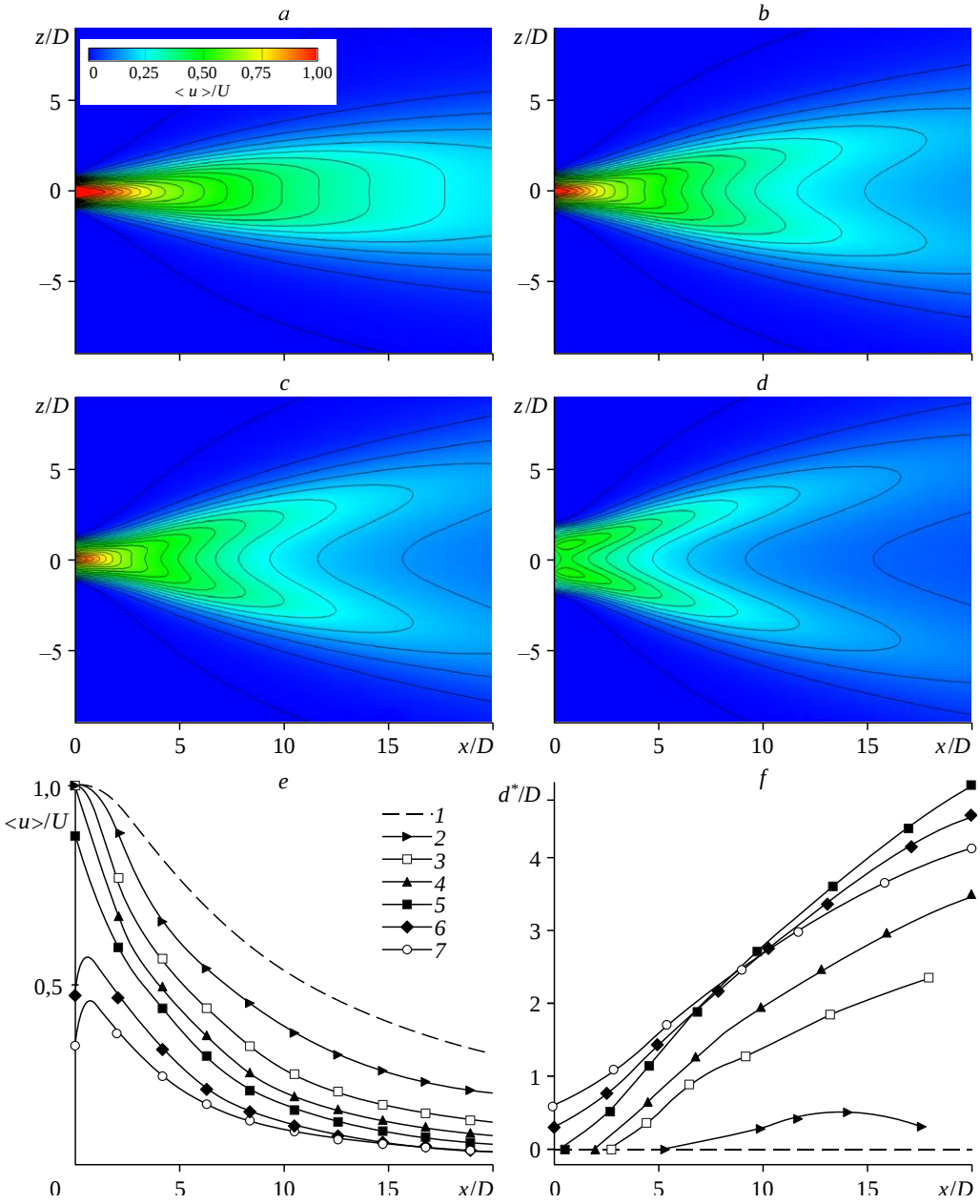


Рис. 15. Результаты расчетов при $Re = 100$, $St = 0$ и $y = 0$:
 изолинии $\langle u \rangle / U$ для $Z_0/D = 0,2$ (a), $0,3$ (b), $0,4$ (c), $1,0$ (d);
 значения $\langle u \rangle / U$ (e), d^*/D (f) вдоль оси для амплитуды
 $Z_0/D = 0$ (1), $0,2$ (2), $0,3$ (3), $0,4$ (4), $0,5$ (5), $0,75$ (6), $1,0$ (7).

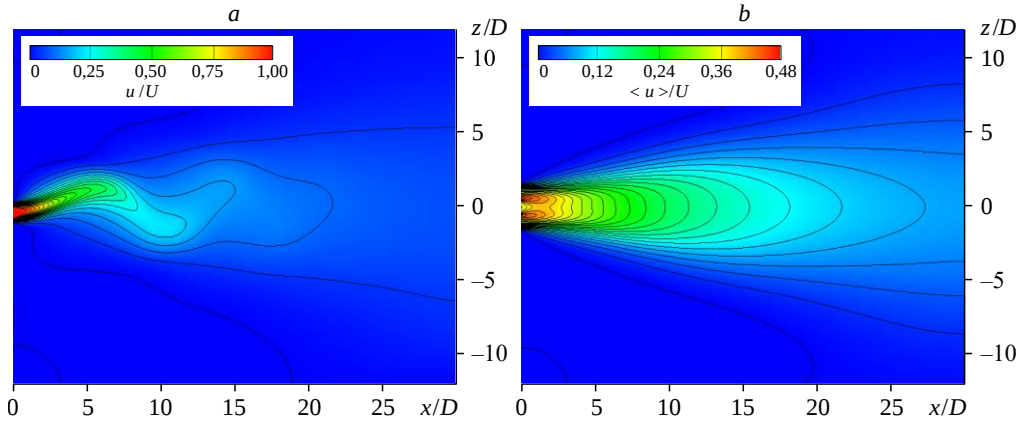


Рис. 16. Изолинии u/U (a) и $\langle u \rangle/U$ (b) при $Z_0/D = 1$, $St = 0,01$ и $Re = 50$.

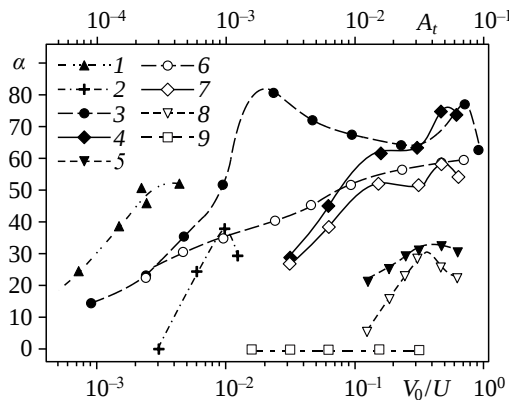


Рис. 17. Угол расширения α в плоскости бифуркации как функция амплитуды A_t поперечной скорости, оцененной по интенсивности звука в опытах [10] при $Re = 10^4$ и $St = 0,275$ (1), или как функция амплитуды поперечной скорости V_0/U при $x/D = 2,5$, $y = z = 0$ в расчетах [14] с воздействием от источника звука на боковой границе при $Re = 500$, $St = 0,07$ (2), или как функция амплитуды V_0/U скорости колебаний входного сечения в настоящих расчетах при $Re = 500$ и $St = 0,15$ (3, 6), $Re = 250$ и $St = 0,10$ (4, 7), $Re = 100$ и $St = 0,10$ (5, 8), $Re = 50$ и $0,005 \leq St \leq 0,10$ (9), с оценкой угла по нарастанию толщин $d(x)$ (3–5), $d^*(x)$ (2, 6–9).

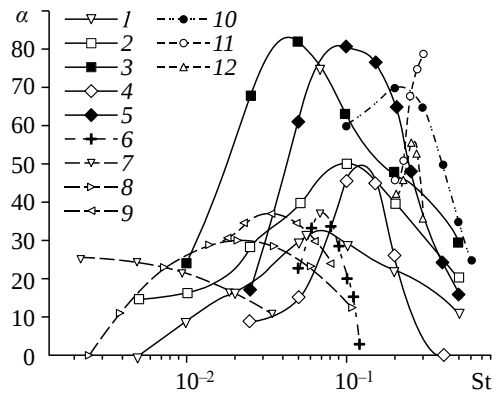


Рис. 18. Кривые $\alpha(St)$, полученные в настоящих расчетах при $Re = 100$ и $Z_0 = 0,5D$ (1), $Re = 250$ и $Z_0 = 0,5D$ (2, 3), $Re = 500$ и $Z_0 = 0,05D$ (4, 5) с оценкой α по $d^*(x)$ (1, 2, 4) и $d(x)$ (3, 5), в вычислениях [14] при $Re = 500$ и $V_0 \approx 0,01U$ с оценкой α по $d^*(x)$ (6), а также в измерениях [4] с оценкой α по $d^*(x)$ при $Re = 491$ (7), 679 (8), 875 (9), в расчетах DNS [23] при $Re = 10^3$ и $V_0 = 0,15U$ с оценкой α по изолиниям $\langle u \rangle/U = 0,1$ (10), опытах [1] при $Re = 3600$ с оценкой α по внешним краям ветвей струи (11), в расчетах LES [22] при $Re = 10^4$ и $V_0 = 0,05U$ с оценкой α по $d^*(x)$ (12).

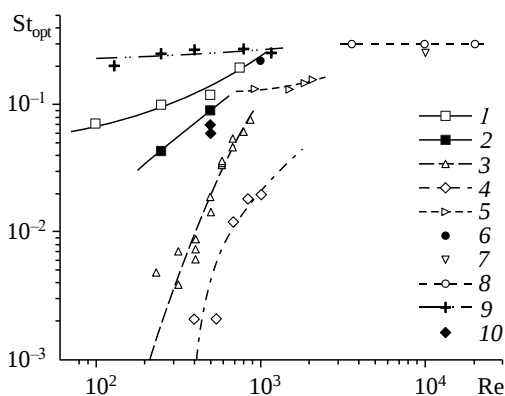


Рис. 19. Карта оптимальных параметров $St_{opt}(Re)$, полученных в настоящих расчетах и в работе [5] для струи воздуха при $100 \leq Re \leq 750$ с оценкой α по $d^*(x)$ (1) и $d(x)$ (2), а также в измерениях [4] при $233 \leq Re \leq 1002$ в истекающей в воздух струе гелия диаметром $D = 1$ (3) и $0,58$ (4) мм, экспериментах [4] в струе углекислого газа при $915 \leq Re \leq 2009$ (5), в расчетах DNS [23] при $Re = 10^3$ (6), в расчетах LES [22] при $Re = 10^4$ (7), опытах [2, 10] при $3600 \leq Re \leq 2 \cdot 10^4$ (8), измерениях [8] в струе метана при $100 \leq Re \leq 1200$ (9), расчетах [14] при $Re = 500$ (10).

Заключение

С помощью пакета OpenFOAM выполнено численное исследование круглой струи при небольших числах Рейнольдса Re с вибрационным возбуждением, которое подобно акустическому воздействию приводит к бифуркации струи в широких диапазонах амплитуд колебаний Z_0 и чисел Струхала St . Для изучения влияния параметров Z_0 , Re и St приведены изолинии скорости в плоскости расщепления струи, оценены характерные толщины d^* , d и угол расширения α . Величина α показывает рост с повышением амплитуды возбуждения и эффект насыщения после некоторых пороговых значений Z_{sat} . Выявлены оптимальные значения St_{opt} , соответствующие максимальным углам бифуркации. При снижении Re возрастает пороговая амплитуда Z_{sat} , падают значения α и St_{opt} .

В продолжение данной работы предполагается изучение влияния типа возмущения на входе (продольное, поперечное, крутильное колебания, их комбинации при различных частотах), расщепления струи для другой формы отверстия (например, овальное, квадратное, прямоугольное, щелевое) и случаев натекания на поверхность в импактных струях. Также представляет интерес оптимизация метода воздействия для эффективного управления полем скорости (скаляра) и получения наиболее эффективного смешения и теплообмена в струях. Результаты настоящей работы, в частности, указывают на необходимость повышения амплитуды возмущений при небольших числах Рейнольдса и возможности эффективного низкоамплитудного воздействия при больших Re .

Список литературы

1. Гиневский А.С., Власов Б.В., Каравосов Р.К. Акустическое управление турбулентными струями. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 240 с.
2. Reynolds W.C., Parekh D.E., Juvet P.J.D., Lee M.J.D. Bifurcating and blooming jets // Annu. Rev. Fluid Mech. 2003. Vol. 35. P. 295–315.
3. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 28–42.
4. Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Моралев И.А. Развитие неустойчивостей в газовых микроструи при акустическом воздействии // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 18. С. 38–44.
5. Шевченко А.К., Яковенко С.Н. Численное исследование методов управления потоком и эффектов расщепления в круглой затопленной струе // Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28, № 3. С. 379–395.
6. Suzuki H., Kasagi N., Suzuki Y. Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators // Exp. Fluids. 2004. Vol. 36. P. 498–509.

7. Wu Z., Fan D., Zhou Yu, Li R., Noack B.R. Jet mixing optimization using machine learning control // Exp. Fluids. 2018. Vol. 59. Paper # 131. P. 1–17.
8. Suzuki M., Atarashi T., Masuda W. Behavior and structure of internal fuel-jet in diffusion flame under transverse acoustic excitation // Combust. Sci. Tech. 2007. Vol. 179. P. 2581–2597.
9. Анискин В.М., Бунтин Д.А., Маслов А.А., Миронов С.Г., Цырюльников И.С. Исследование устойчивости дозвуковой микроструи // Журн. технич. физики. 2012. Т. 82, вып. 2. С. 17–23.
10. Parekh D.E., Reynolds W.C., Mungal M.G. Bifurcation of round air jets by dual-mode acoustic excitation // AIAA Paper. 1987. No. 87-0164. P. 1–7.
11. Власов Е.В., Гиневский А.С., Гостеев Е.А., Каравосов Р.К., Макаренко Т.М., Панкратов И.В. Влияние вибраций сопла на аэродинамические характеристики струи // Инж.-физ. журнал. 2009. Т. 82, № 5. С. 830–835.
12. Власов Е.В., Гиневский А.С., Макаренко Т.М. Влияние поперечного акустического облучения на интенсификацию смешения и деформацию сечений круглой струи // Учен. зап. ЦАГИ. 1997. Том XXVIII, № 2. С. 82–86.
13. Koumoutsakos P., Freund J., Parekh D. Evolution strategies for automatic optimization of the jet mixing // AIAA J. 2001. Vol. 39, No. 5. P. 967–969.
14. Vankova O.S., Yakovenko S.N. Numerical simulations of a subsonic round jet with transverse acoustic and mechanical forcing // E3S Web Conf. 2023. Vol. 459. P. 03002-1–03002-6.
15. Danaïla I., Boersma B.J. Direct numerical simulation of bifurcating jets // Phys. Fluids. 2000. Vol. 12, No. 5. P. 1255–1257.
16. Gohil T.B., Saha A.K., Muralidhar K. Control of flow in forced jets: a comparison of round and square cross-sections // J. Visual. 2010. Vol. 13. P. 141–149.
17. Gohil T.B., Saha A.K., Muralidhar K. Simulation of the blooming phenomenon in forced circular jets // J. Fluid Mech. 2015. Vol. 783. P. 567–604.
18. Tyliczszak A. Multi-armed jets: A subset of the blooming jets // Phys. Fluids. 2015. Vol. 27. P. 041703-1–041703-7.
19. Tyliczszak A. Parametric study of multi-armed jets // Intern. J. Heat and Fluid Flow. 2018. Vol. 73. P. 82–100.
20. Shaabani-Ardali L., Sipp D., Lesshafft L. Optimal triggering of jet bifurcation: an example of optimal forcing applied to a time-periodic base flow // J. Fluid Mech. 2020. Vol. 885. P. A34-1–A34-37.
21. Tyliczszak A., Boguslawski A. LES of variable density bifurcating jets // Complex Effects in Large Eddy Simulations / Eds. Kassinos S.C., Langer C.A., Iaccarino G., Moin P. Lecture Notes in Computational Science and Engineering. Vol. 56. Springer, 2007. P. 273–288.
22. Tyliczszak A., Geurts B.J. Parametric analysis of excited round jets – numerical study // Flow, Turbul. Combust. 2014. Vol. 93. P. 221–247.
23. Gohil T.B., Saha A.K. Numerical simulation of forced circular jets: effect of flapping perturbation // Phys. Fluids. 2019. Vol. 31. P. 083602-1–083602-20.
24. Яковенко С.Н. Нестационарные численные решения для плоской струи, истекающей из узкой щели в затопленное пространство // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 761–772.
25. Шевченко А.К., Яковенко С.Н. Моделирование развития неустойчивости в плоской затопленной струе при небольших числах Рейнольдса // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 35–45.
26. Shevchenko A.K., Yakovenko S.N. Instability development in submerged laminar plane jet // AIP Conf. Proc. 2019. Vol. 2125. P. 030046-1–030046-5.
27. Shevchenko A.K., Strijhak S.V., Yakovenko S.N. Numerical simulation of jet flows in homogeneous and heterogeneous media // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1404. P. 012122-1–012122-6.
28. Celik I., Ghia G., Roache P.J., Freitas C.J., Coleman H., Raad P.E. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications // J. Fluids Eng. 2008. Vol. 130. P. 078001-1–078001-4.

*Статья поступила в редакцию 26 мая 2022 г.,
после доработки — 20 августа 2024 г.,
принята к публикации 8 ноября 2024 г.*