

УДК 534.13: 533.6.011.5

О МЕХАНИЗМЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ РАДИАЛЬНОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

С. П. Киселев^{*,**}, В. П. Киселев^{*}, В. Н. Зайковский^{*}

^{*} Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

^{**} Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия
E-mails: kiselev@itam.nsc.ru, kiselevvp@itam.nsc.ru, zaikovskii@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования автоколебаний в сверхзвуковой радиальной струе, вытекающей из плоского радиального сопла в затопленное пространство. Показано, что в струе развиваются изгибные колебания, приводящие к ее разрушению. Установлено, что большую роль в образовании автоколебаний играет обратная связь, которая осуществляется звуковыми волнами в газе, окружающем сверхзвуковую струю.

Ключевые слова: перерасширенная сверхзвуковая струя, радиальное сопло, автоколебания, ударная волна.

DOI: 10.15372/PMTF20160206

Введение. В последнее время возрос интерес к исследованию сверхзвуковых перерасширенных струй, которые используются при холодном газодинамическом напылении (ХГН) [1]. Суть метода ХГН состоит в ускорении микрочастиц в сверхзвуковой перерасширенной струе, натекающей на преграду. В результате соударения ускоренных микрочастиц с преградой на ней образуется покрытие. Однако при некоторых значениях параметров течения возникают автоколебания, что может приводить к ухудшению качества покрытия. Актуальной задачей является исследование механизма автоколебаний при взаимодействии перерасширенной сверхзвуковой струи с преградой. В работах [2, 3] для нанесения покрытий методом ХГН предложено использовать радиальные сопла. В этом случае могут возникать режимы с автоколебаниями радиальной перерасширенной струи, не описанные в литературе. В работе [4] исследовано течение в радиальной струе при осредненных параметрах.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования и экспериментального исследования автоколебаний, возникающих в радиальной перерасширенной сверхзвуковой струе, истекающей в затопленное пространство. Данная работа является продолжением исследований автоколебаний сверхзвуковых перерасширенных струй, используемых в методе ХГН [5, 6].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 14-01-00352, 16-01-00156).

© Киселев С. П., Киселев В. П., Зайковский В. Н., 2016

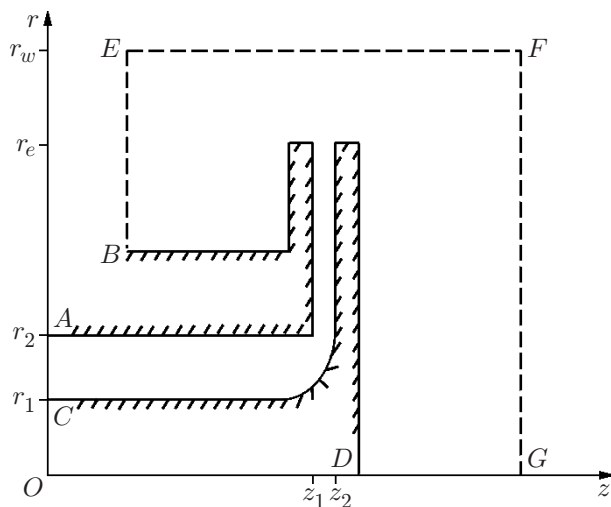


Рис. 1. Расчетная область задачи об истечении радиальной струи в затопленное пространство

1. Постановка задачи. Для напыления частиц на внутреннюю стенку трубы в работах [2, 3] предложено использовать радиальное сопло с поворотом канала на угол, равный 90° (рис. 1). На рис. 1 линиями AB и CD показаны контуры сечения верхней половины этого сопла ($r > 0$) плоскостью, проходящей через ось симметрии Oz . Радиальное сопло состоит из горизонтального канала, ограниченного цилиндрическими поверхностями с радиусами r_1 , r_2 , и радиального канала, ограниченного двумя дисками радиусом r_e , расстояние между которыми равно $h = z_2 - z_1$ (h — ширина радиального сопла). Для создания сверхзвукового течения в радиальной части сопла необходимо, чтобы на входе в канал площадь сечения $S_g = \pi(r_2^2 - r_1^2)$ была больше площади сечения в его радиальной части $S_v = 2\pi r_2 h$, тогда критическое сечение S_* будет находиться в области поворота канала на угол, равный 90° . С учетом этого в расчете и эксперименте были выбраны следующие параметры сопла: $r_1 = 5$ мм, $r_2 = 9$ мм, $z_1 = 40$ мм, $z_2 = 42$ мм, $r_e = 36$ мм. Сверхзвуковая струя вытекала в область, ограниченную линией $BEFG$, на которой ставились мягкие граничные условия (см. рис. 1, где $r_w = 70$ мм). На стенках сопла ставились условия прилипания. Расчеты проводились в рамках двухпараметрической SST ($k-\omega$)-модели турбулентности. Расчетная область состояла из 360 000 ячеек. Вблизи стенок сетка измельчалась, при этом величина $y^+ \leq 1$. Через входное сечение сопла $r_1 < r < r_2$, $z = 0$ (см. рис. 1) подавался воздух с давлением торможения $p_0 = 2,5$ МПа и температурой торможения $T_0 = 300$ К. Температура воздуха в окружающем пространстве, куда вытекала струя, равна $T'_0 = 300$ К.

2. Результаты расчета и эксперимента. На рис. 2 приведены результаты шпирен-визуализации струи, вытекающей из радиального сопла в затопленное пространство, полученные при временах экспозиции 1 мс; 4 мкс. На фотографиях, полученных с торца сопла (см. рис. 2, *a, б*), видна система цилиндрических “бочек”, которая обрывается на некотором расстоянии от среза сопла. Образование “бочек” обусловлено тем, что вытекающая из сопла струя имеет степень нерасчетности $n = 0,7$. Вблизи боковых стенок сопла зарождаются косые ударные волны, которые распространяются в направлении к центру струи. На оси струи имеет место регулярное взаимодействие ударных волн. Затем ударные волны отражаются от оси и выходят на границу струи, от которой отражаются в виде волн разрежения. Это приводит к образованию в струе системы “бочек” размером $L = 0,76$ см (см. рис. 2, *a*). На сужающихся участках “бочек” сверхзвуковое течение газа замедляется, а на расширяющихся участках — ускоряется.

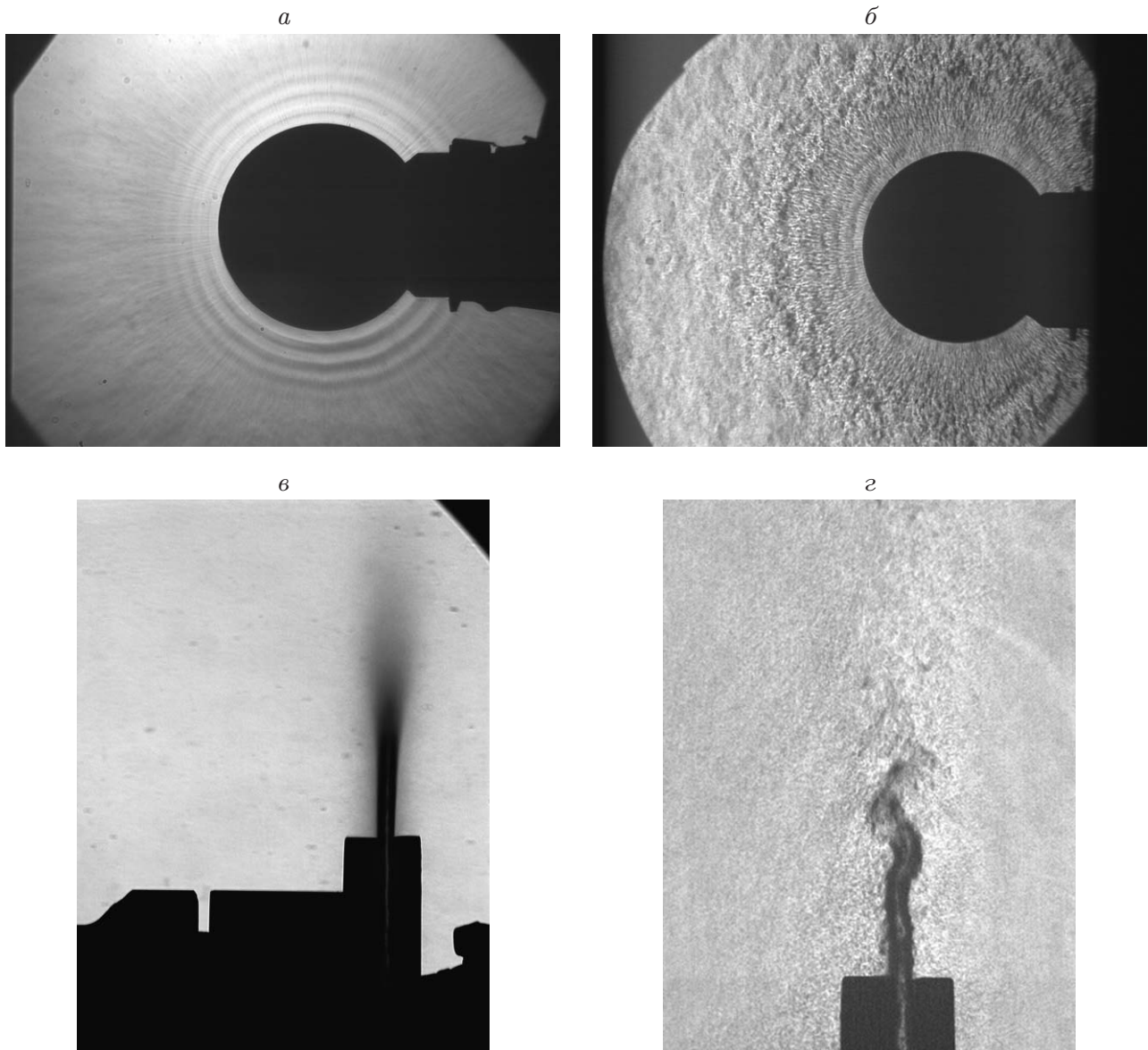


Рис. 2. Результаты экспериментальной шлирен-визуализации радиальной сверхзвуковой струи, полученные при различном времени экспозиции δt :
a, б — вид с торца, *в, г* — вид сбоку; *a* — $\delta t = 1$ мс, *б* — $\delta t = 4$ мкс, *в* — $\delta t = 1$ мс,
г — $\delta t = 4$ мкс

Заметим, что радиальные полосы (см. рис. 2, *a, б*) являются продольными вихрями Тейлора — Гертлера, которые наблюдаются в пограничных слоях [7] и слоях смешения недорасширенных струй [8] при искривлении линий тока. В данном случае вихри Тейлора — Гертлера возникают в пограничном слое вблизи внешней стенки радиального сопла при повороте струи на угол, равный 90° , на участке ее втекания в радиальную часть сопла. В результате торможения газа в пограничном слое вблизи внешней стенки радиального сопла нарушается устойчивость закрученного течения, что приводит к образованию вихрей Тейлора — Гертлера. Вихри Тейлора — Гертлера вносят малые возмущения в течение газа, поэтому в среднем течение является осесимметричным, и радиус “бочек” не зависит от азимутального угла (см. рис. 2, *a, б*).

На рис. 2, в, г видно, что на некотором расстоянии от сопла вытекающая струя теряет устойчивость. Согласно рис. 2, в, г в радиальной струе можно выделить три характерных участка: 1) прямолинейной струи; 2) изгибных колебаний струи; 3) разрушения струи, в результате которого возникают крупномасштабные пульсации. Будем полагать, что на первом (прямолинейном) участке струи происходит развитие вихревых линейных возмущений в слое смещения. На втором участке струя теряет устойчивость на некотором расстоянии от сопла, после чего в ней развиваются изгибные колебания с длиной волны $\lambda = 2L \approx 1,52$ см. Радиус вихрей сопоставим с толщиной струи, происходит взаимодействие вихрей, расположенных на противоположных границах струи, что приводит к ее изгибу и резкому торможению. Этот процесс заканчивается разрушением струи на расстоянии $\Delta r_* \approx 12h$ от среза сопла. Возникают крупномасштабные пульсации, которые на третьем участке струи распадаются на мелкомасштабные пульсации.

На рис. 3 показаны результаты расчета течения в сопле и истечения струи в затопленное пространство. Видно, что в начале радиального участка сопла скорость струи увеличивается до значения числа Маха $M \approx 3,2$. В точке поворота потока на угол, равный 90° , происходит отрыв пограничного слоя, который затем присоединяется к стенке. В точке присоединения пограничного слоя возникает косая ударная волна, которая вызывает отрыв пограничного слоя на правой границе радиального сопла. Образуются две последовательно распространяющиеся вверх косые ударные волны, которые также наблюдаются в эксперименте.

Поскольку вытекающая струя является перерасширенной, она состоит из ряда “бочек”, колеблющихся относительно друг друга в поперечном направлении. Колебания поддерживаются с помощью обратной связи, осуществляемой акустическими волнами, распространяющимися в направлении от струи к срезу сопла в газе, окружающей струю. На рис. 3, в, г показана акустическая волна, зарождающаяся в области разрушения струи ($r \approx 6$ см) и распространяющаяся в направлении к торцу сопла. Заметим, что слабые акустические волны излучаются также в областях сжатия и расширения струи, которые расположены до точки разрушения струи. На рис. 3, б–г видны вихри, движущиеся со сверхзвуковой скоростью в слое смещения и создающие волны Маха. Угол наклона волн Маха относительно оси струи равен $\alpha \approx 40^\circ$. В эксперименте наблюдается аналогичная картина (см. рис. 2, г).

На рис. 4, а приведена расчетная зависимость от времени статического давления p на оси струи в точке, расположенной в ее центре ($z_0 = (z_1 + z_2)/2$) на расстоянии от среза сопла, равном его ширине $\Delta r = h$. На рис. 4, б показан соответствующий спектр Фурье

$$p'_f = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} p'(t) e^{-2\pi i f t} dt \text{ пульсаций давления } p'(t) = p(t) - \bar{p}, \bar{p} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} p(t) dt. \text{ Видно, что}$$

в спектре пульсаций имеется дискретная частота $f_* \approx 4,9$ кГц, при которой происходят автоколебания струи. В спектре наблюдаются также два меньших пика при частотах $f_1 \approx 1,5$ кГц, $f_2 \approx 3,2$ кГц и три “размытых” максимума при $f_3 \approx 7,5$ кГц, $f_4 \approx 11,3$ кГц, $f_5 \approx 14$ кГц.

На рис. 5, а, б приведены расчетные и экспериментальные распределения полного среднего давления, измеренного трубкой Пито в различных сечениях. На рис. 6 показано распределение числа Маха на оси струи в различные моменты времени. В эксперименте осредненное по времени давление измерялось трубкой Пито диаметром 0,8 мм. С экспериментальными данными сравнивались средние значения давления Пито \bar{p}_{pt} , полученные путем осреднения значений давления торможения Пито p'_0 , которые находились в некоторый момент времени по формуле Рэлея [9] $p'_0(z, r, t)/p(z, r, t) = \varphi(M(z, r, t))$. Осреднение на интервале $\Delta z = l$ с центром в точке z_i и осреднение по времени T_* выполнялись при

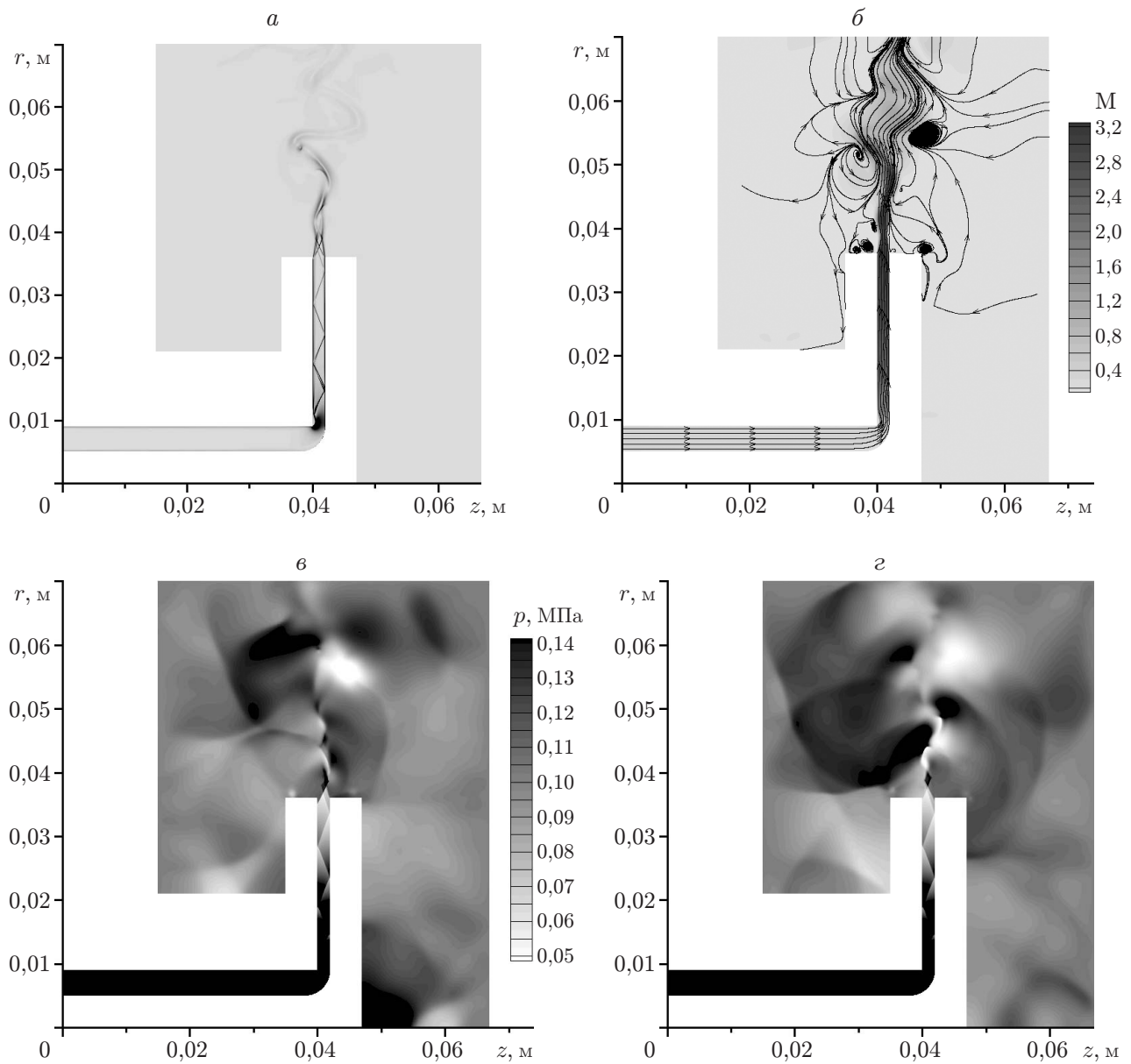


Рис. 3. Результаты расчета истечения струи в затопленное пространство из сопла с прямоугольными кромками:
a — шликрен-визуализация $|\nabla\rho(r, z)|$; *б* — поля числа Маха $M(r, z)$ и линии тока; *в*, *г* — поля давления $p(r, z)$ в различные моменты времени (*в* — $t = 0,535$ мс, *г* — $t = 0,56$ мс)

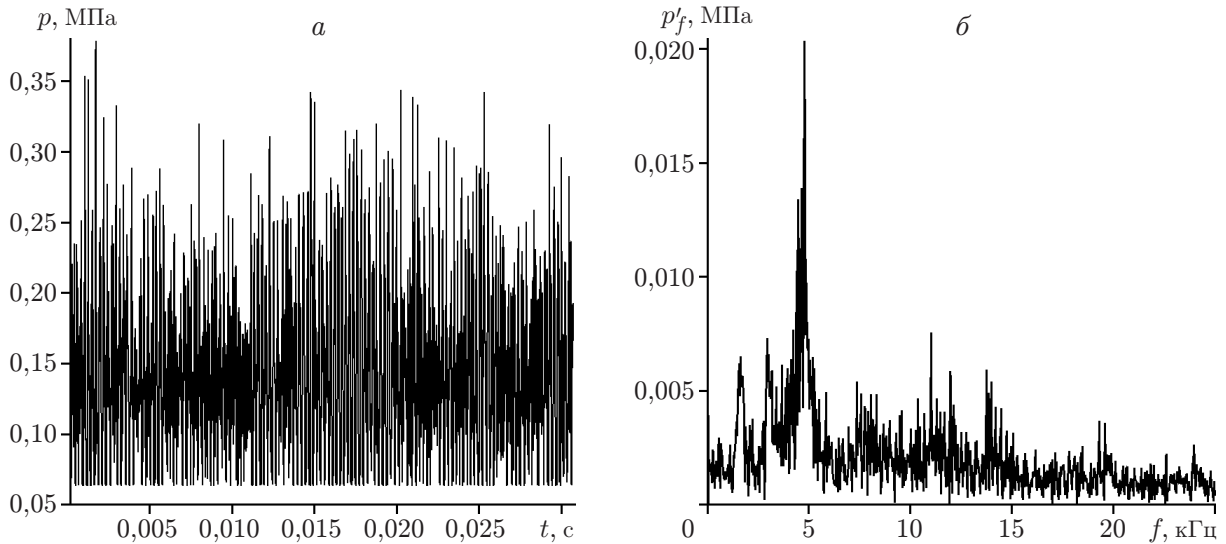


Рис. 4. Рассчитанная зависимость давления от времени в центре струи на расстоянии $\Delta r = h$ от среза сопла (а) и спектр пульсаций давления $p'_f(f)$ (б)

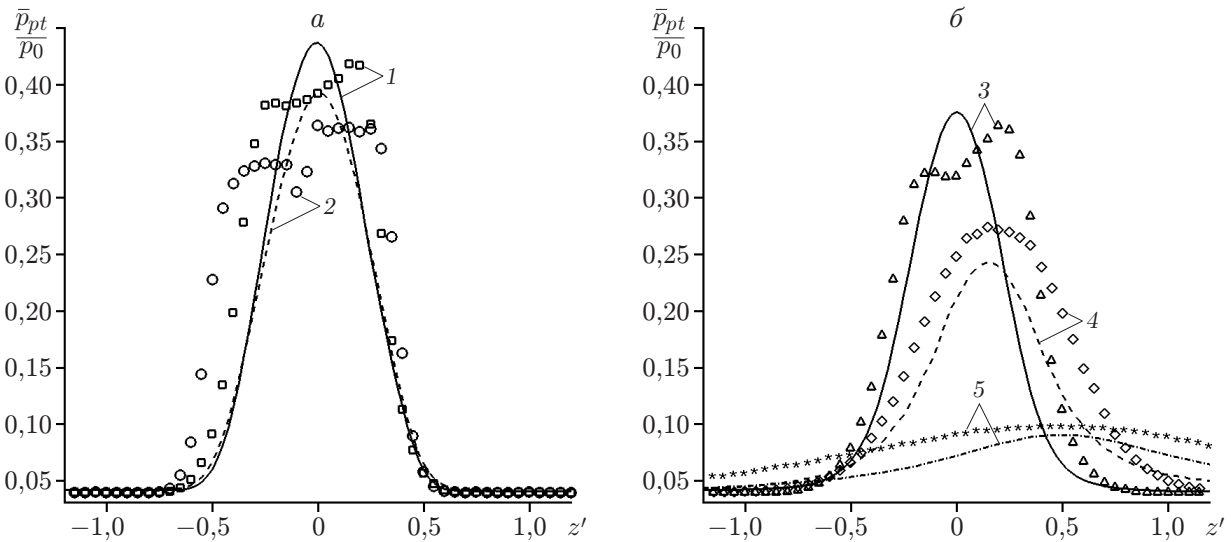


Рис. 5. Зависимость осредненного давления Пито $\bar{p}_{pt}(\Delta r_i, z')/p_0$ от координаты $z' = (z - z_0)/(z_2 - z_1)$ в различных сечениях $\Delta r_i = r_i - r_e$:
 точки — эксперимент, линии — расчет; а — $h \leq \Delta r \leq 2h$ (1 — $\Delta r_1 = h$, 2 — $\Delta r_2 = 2h$),
 б — $4h \leq \Delta r \leq 16h$ (3 — $\Delta r_3 = 4h$, 4 — $\Delta r_4 = 8h$, 5 — $\Delta r_5 = 16h$)

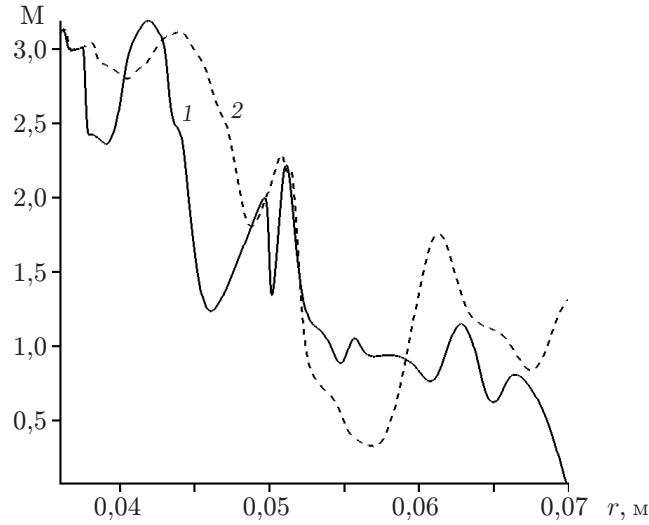


Рис. 6. Распределение числа Маха $M(r, z_0)$ вдоль оси струи $z_0 = (z_1 + z_2)/2$ в различные моменты времени:
 1 — $t = 0,535$ мс, 2 — $t = 0,56$ мс

фиксированном расстоянии от среза сопла $\Delta r = r - r_e$ по формулам

$$\langle p'_0(t_i, \Delta r_i, z'_i) \rangle = \frac{\Delta l}{l} \sum_{j=1}^{Nz} p'_0\left(t_i, \frac{z_j - z_i}{h}, r_i - r_e\right), \quad \bar{p}_{pt}(\Delta r_i, z'_i) = \frac{\Delta T}{T_*} \sum_{i=1}^N \langle p'_0(t_i, \Delta r_i, z'_i) \rangle,$$

где Δl — размер разностной сетки по z ; $l = 0,8$ мм — поперечный размер интервала осреднения; $T_* = \Delta T N$ — время осреднения; $t_i = t_0 + \Delta T$ — моменты времени, в которые проводилась выборка полей давления для осреднения; $\Delta T = 1/f_* = 0,2$ мс — интервал времени между выборками; $N = 10$ — число выборок для осреднения. На рис. 5 видно, что данные расчетов и эксперимента удовлетворительно согласуются. Некоторая асимметрия в распределении экспериментальных данных при $\Delta r_i < 8h$ обусловлена влиянием размера трубки Пито на результаты измерения полного давления и несимметричным течением в струе. Диаметр трубки Пито равен $h/3$, что сопоставимо с диаметром вытекающей из сопла струи. Несимметричное течение в струе обусловлено наличием косо́й ударной волны, возникающей, как указывалось выше, в результате отрыва пограничного слоя от стенки сопла в окрестности начала радиального участка. Во время измерения давления при поперечном движении трубки Пито может происходить взаимодействие этой косо́й ударной волны с ударной волной, возникающей перед трубкой Пито, в режиме Edney-IV [10]. Поскольку косо́я ударная волна несимметрична относительно оси струи, несимметричным будет также распределение измеренного давления Пито. Из рис. 5, б следует, что при увеличении расстояния от среза сопла распределение измеренного давления становится симметричным. Заметим, что при увеличении расстояния от среза сопла число Маха и полное давление в струе уменьшаются (см. рис. 6). Это обусловлено необратимыми потерями полного давления в косо́х ударных волнах и слоях смещения вследствие турбулентного трения.

Как следует из рис. 3, б, с прямоугольных кромок сопла сходят вихри, которые сносятся потоком струи. Для того чтобы оценить влияние этих вихрей на процесс развития колебаний струи, проводилось численное моделирование истечения струи из радиального сопла с острыми кромками при тех же параметрах, что и для сопла с прямоугольными кромками (рис. 7). Видно, что в этом случае в струе также развиваются изгибные колеба-

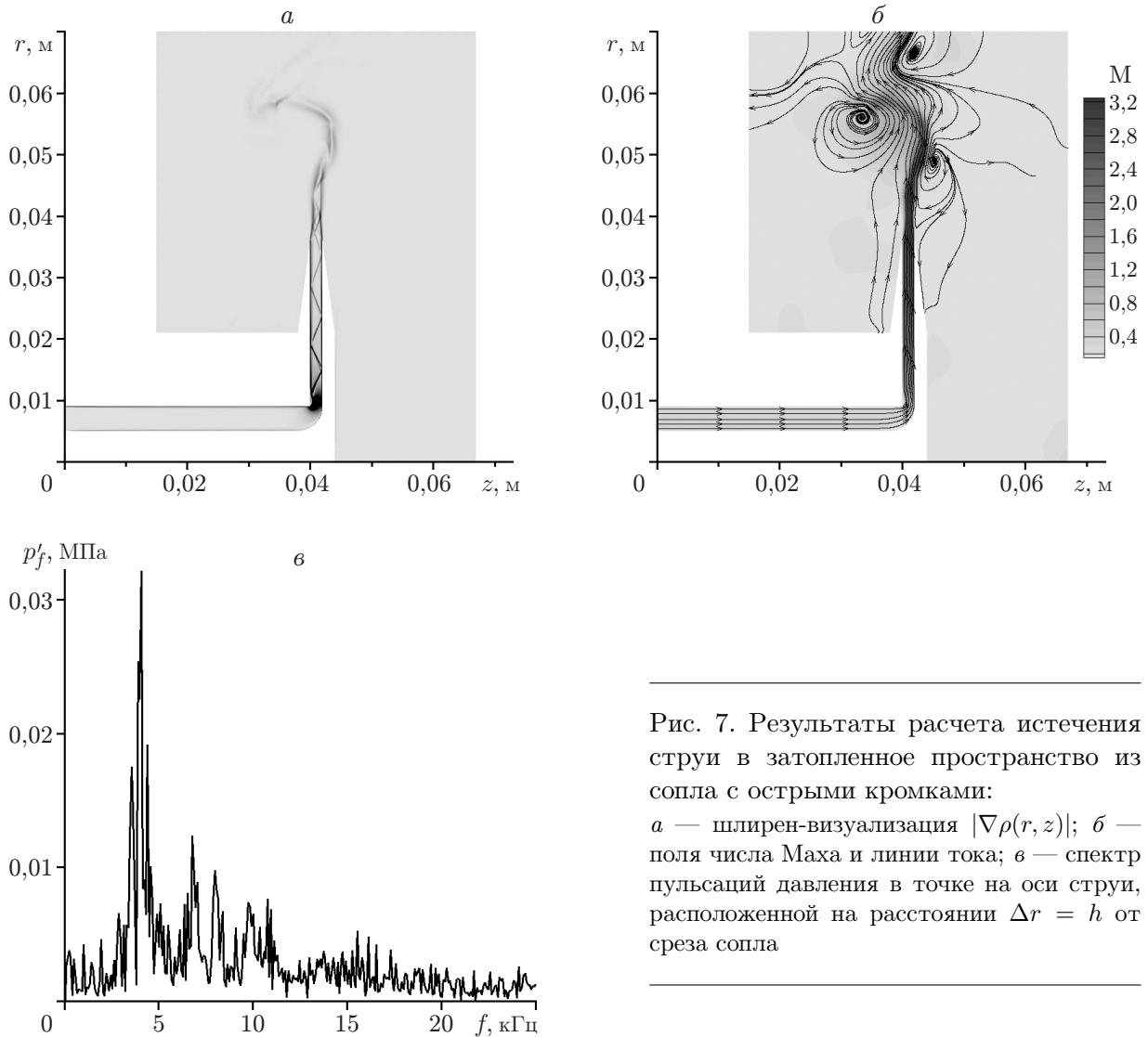


Рис. 7. Результаты расчета истечения струи в затопленное пространство из сопла с острыми кромками: *a* — шlierен-визуализация $|\nabla\rho(r, z)|$; *б* — поля числа Маха и линии тока; *в* — спектр пульсаций давления в точке на оси струи, расположенной на расстоянии $\Delta r = h$ от среза сопла

ния, которые создаются вихрями, распространяющимися вблизи границы струи. В спектре пульсаций имеется пик на той же частоте $f_* \approx 4,9$ кГц (см. рис. 7, *в*), что и при истечении струи из сопла с прямоугольными кромками (см. рис. 4, *б*). В случае сопла с острыми кромками в спектре также наблюдаются три менее выраженных пика при больших частотах $f'_1 \approx 7$ кГц, $f'_2 \approx 8,2$ кГц, $f'_3 \approx 10$ кГц. Сравнение результатов расчетов, приведенных на рис. 3, 7, показывает, что развитие возмущений в радиальных струях, истекающих из сопла с прямоугольными кромками и из сопла с острыми кромками, происходит одинаково. Следовательно, вихри, сходящие с кромок прямоугольного сопла (см. рис. 3, *б*), не оказывают существенного влияния на развитие неустойчивости в радиальной струе.

Для исследования влияния радиального расширения струи на процесс волнообразования в осесимметричном случае проведены численные расчеты истечения перерасширенной сверхзвуковой струи в затопленное пространство в плоском случае. На выходе из сопла струя имела такие же параметры, что и при истечении из радиального сопла. Результаты расчетов показали, что в плоском случае изгибные колебания в струе развиваются таким же образом, как в осесимметричном случае, однако имеется одно существенное различие.

В плоской струе число Маха колеблется вследствие торможения и ускорения в “бочках” вблизи среднего значения, которое незначительно меняется с увеличением расстояния от среза сопла. В радиальной струе число Маха также колеблется вблизи среднего значения, но среднее значение быстро уменьшается при увеличении расстояния от среза сопла (см. рис. 6). Это различие обусловлено тем, что при истечении радиальной струи площадь взаимодействия струи с окружающим газом увеличивается пропорционально квадрату радиуса: $S = \pi r^2$, а в плоской струе — пропорционально радиусу: $S' = Hr$ (H — ширина плоской струи). В результате в радиальной струе вследствие наличия вязкости происходит дополнительное по сравнению с плоской струей увеличение силы торможения, что приводит к быстрому убыванию числа Маха в радиальной струе.

3. Обсуждение результатов расчетов. Полученные результаты расчетов показывают, что при истечении сверхзвуковой перерасширенной струи из радиального сопла в ней на некотором расстоянии от среза сопла возникают изгибные колебания. Это обусловлено развитием неустойчивости вихревой моды колебаний. На некотором расстоянии от среза сопла струя сохраняет прямолинейную форму. В этом случае вихри развиваются в слое смещения за счет неустойчивости контактных разрывов по обе стороны от струи. Известно [11], что в линейном приближении при $M_c < 2^{3/2}$ ($M_c = U_j / ((c_j + c_0) / 2)$ — конвективное число Маха струи) происходит развитие неустойчивости контактного разрыва для любых векторов волны возмущений. Температура газа в центре струи, истекающей из сопла, равна $T_j \approx 100$ К, поэтому скорость звука в центре струи равна $c_j = c_0 \sqrt{T/T_j} \approx 0,58c_0$, а скорость газа в струе $U_j = M(c_j/c_0)c_0 \approx 1,85c_0$, где $M = 3,2$. Используя эти значения, найдем конвективное число Маха струи $M_c = 2M / (1 + c_0/c_j) \approx 2,3$. В данном случае условие $M_c < 2^{3/2}$ выполняется для струи, истекающей из радиального сопла. В результате развития неустойчивости контактных разрывов происходит усиление малых возмущений и образование больших вихрей. Вихри, расположенные по разные стороны от струи, начинают взаимодействовать, что приводит к образованию шахматной структуры вихрей и возникновению колебаний струи. Вихри смещаются вниз по потоку со скоростью v_ω , их интенсивность увеличивается, вследствие чего колебания усиливаются и струя разрушается.

Расчеты показали наличие дискретного тона в спектре частот, обусловленного автоколебаниями струи. Обратная связь осуществляется через акустические волны, распространяющиеся от точки разрушения струи к срезу сопла (см. рис. 3). Из рис. 3 следует, что акустические волны с максимальной амплитудой возникают в области разрушения струи, где амплитуда ее колебаний велика. В этом случае резонансная частота колебаний $\omega_* = 2\pi f_*$ определяется из условия [12, 13]

$$\frac{\omega_* \Delta r_*}{c_0} + \frac{\omega_* \Delta r_*}{\langle v_\omega \rangle} = 2\pi m, \quad (1)$$

где Δr_* — расстояние от среза сопла до точки разрушения струи; c_0 — скорость звука в покоящемся газе, окружающем струю; $\langle v_\omega \rangle$ — средняя фазовая скорость изгибной волны, равная средней скорости движения вихрей. Полагая в формуле (1) $m = 1$, получаем формулу для средней фазовой скорости

$$\langle v_\omega \rangle = c_0 / (c_0 / (f_* \Delta r_*) - 1).$$

Подставляя в эту формулу значения $\Delta r_* \approx 2,4$ см (см. рис. 2, а), $f_* \approx 4,9$ кГц (см. рис. 4, б), получаем $\langle v_\omega \rangle \approx 0,55c_0$.

Используя формулу $v'_\omega \approx 0,7U_j$ [14], оценим фазовую скорость распространения малых вихревых возмущений в слое смещения: $v'_\omega \approx 1,3c_0$, что в 2,3 раза больше средней фазовой скорости $\langle v_\omega \rangle \approx 0,55c_0$. Это можно объяснить тем, что на втором участке струи размеры вихрей значительно больше поперечного размера струи (см. рис. 3, б). На рис. 3, б

видно, что центры этих вихрей находятся вне слоя смещения, поэтому скорость их перемещения v_ω существенно меньше скорости струи U_j . Малые возмущения развиваются на первом участке струи длиной $\Delta l' \approx \Delta r_*/2$, а конечные возмущения — на втором участке струи длиной $\Delta l \approx \Delta r_*/2$ (см. рис. 3,б). Время распространения возмущений в струе можно оценить по формуле $\Delta t \approx \Delta l'/v'_\omega + \Delta l/v_\omega = (\Delta l' + \Delta l)/\langle v_\omega \rangle$. Полагая в этой формуле $\langle v_\omega \rangle \approx v'_\omega/2,3$, найдем скорость распространения конечных возмущений, которая оказывается в три раза меньше скорости распространения малых возмущений $v_\omega \approx 0,3v'_\omega$. Таким образом, существенное различие $\langle v_\omega \rangle$ и v'_ω обусловлено тем, что длительность линейной стадии развития малых возмущений составляет малую долю полного времени распространения возмущений, поэтому линейная стадия дает малый вклад в изменение фазы в уравнении (1).

Еще одной особенностью автоколебаний в радиальной струе является наличие в спектре пульсаций давления дополнительных резонансных частот (см. рис. 4,б). Резонансы на более высоких по сравнению с f_* частотах можно объяснить увеличением кратности основного тона $f_4 \approx 2f_*$, $f_5 \approx 3f_*$. Резонансы на более низких по сравнению с f_* частотах f_1, f_2 могут быть обусловлены влиянием акустических сигналов, отраженных от оси $r = 0$ и от верхней границы горизонтального участка сопла $r = 2,1$ см. В этих случаях условие резонанса записывается в виде

$$\frac{\bar{\omega} L_i}{c_0} + \frac{\bar{\omega} \Delta r_*}{\langle v_\omega \rangle} = 2\pi m, \quad (2)$$

где $\bar{\omega} = 2\pi \bar{f}$; $L_1 = 9,6$ см — расстояние, которое проходит акустическая волна от области разрушения струи до оси и после отражения от оси до среза сопла, а $L_2 = 5,6$ см — при отражении от верхней границы горизонтального участка сопла. Комбинируя формулы (1), (2) и полагая $m = 1$, получаем $f_1 \approx 2,5$ кГц, $f_2 \approx 3,5$ кГц. Частота f_2 близка к резонансной частоте f_2 , а частота \bar{f}_1 в 1,5 раза больше частоты f_1 (см. рис. 4,б). Это различие может быть обусловлено нелинейными процессами, происходящими при отражении акустической волны от оси и не учитываемыми в уравнении (2).

Следует отметить, что в отличие от случая недорасширенных струй [14] в данном случае звук излучается не в ударных волнах в струе, а в области ее разрушения. Это объясняется тем, что, во-первых, при заданном режиме истечения на оси струи имеет место регулярное взаимодействие ударных волн без образования диска Маха, во-вторых, размеры вихрей существенно больше поперечного размера струи, а их центры находятся вне слоя смещения. В результате при прохождении вихрями точки пересечения ударных волн в течении возникают слабые градиенты параметров потока, которые не вызывают интенсивного излучения звука. Наоборот, в области разрушения струи ее кривизна резко увеличивается, что приводит к торможению потока, увеличению давления и излучению волны сжатия.

Заключение. В работе исследована задача об истечении сверхзвуковой струи из плоского радиального сопла в затопленное пространство (воздух). Видеосъемка процесса истечения показала, что на некотором расстоянии от среза сопла возникают изгибные колебания и струя разрушается. Согласно результатам численных расчетов на некотором расстоянии от среза сопла вытекающая струя теряет устойчивость и в ней развиваются автоколебания. Обратная связь осуществляется акустическими волнами, распространяющимися в направлении от области разрушения струи к срезу сопла в газе, окружающем струю. При смещении от среза сопла амплитуда колебаний в струе увеличивается, что приводит к ее разрушению. В результате разрушения струи возникают крупномасштабные пульсации, которые затем вследствие нелинейности превращаются в мелкомасштабные турбулентные пульсации. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность И. Н. Кавуну и С. Г. Кундасеву за помощь в проведении экспериментов и А. А. Желтоводову за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Алхимов А. П.** Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика / А. П. Алхимов, С. В. Клинков, В. Ф. Косарев, В. М. Фомин. М.: Физматлит, 2010.
2. **Klinkov S. V., Kosarev V. F., Zaikovskii V. N.** Application of radial supersonic nozzles in cold spraying // Abstr. of the Intern. conf. on methods of aerophys. res., Kazan (Russia), Aug. 19–25, 2012. Kazan: Kazan. fed. univ., 2012. Pt. 1. P. 153–154.
3. **Kiselev S. P., Kiselev V. P., Zaikovskii V. N.** Numerical simulation of the spraying processes of Al particles on the tube surface by a radial nozzle // Abstr. of the Intern. conf. on methods of aerophys. res., Novosibirsk (Russia), June 30 — July 6, 2014. Novosibirsk: Avtograf, 2014. Pt 1. P. 109–110.
4. **Зайковский В. Н., Косарев В. Ф., Клинков С. В. и др.** Исследование сверхзвуковой струи, истекающей из радиального плоского сопла // Докл. 5-й Всерос. конф. “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине”, Новосибирск, 26–29 марта 2013 г. Новосибирск: Параллель, 2013. С. 63–67.
5. **Киселев С. П., Киселев В. П., Зайковский В. Н.** О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду. 1. Преграда с иглой // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 4. С. 50–59.
6. **Киселев С. П., Киселев В. П., Зайковский В. Н.** О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду. 2. Преграда без иглы // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 5. С. 21–28.
7. **Loginov M. S., Adams N. A., Zheltovodov A. A.** Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction // J. Fluid Mech. 2006. V. 565. P. 135–169.
8. **Запрягаев В. И., Миронов С. В., Солотчин А. В.** Спектральный состав волновых чисел продольных вихрей и особенности структуры течения в сверхзвуковой струе // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 41–47.
9. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
10. **Sanderson S. R., Hornung H. G., Sturtevant V.** The influence of non-equilibrium dissociation of the flow produced by shock impingement on a blunt body // J. Fluid Mech. 2004. V. 515. P. 1–37.
11. **Ландау Л. Д.** Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1988.
12. **Powell A.** On edge tones and associated phenomena // Acustica. 1953. V. 3. P. 233–243.
13. **Глазнев В. Н.** Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / В. Н. Глазнев, В. И. Запрягаев, В. Н. Усков, Н. М. Терехова, В. К. Ерофеев, В. В. Григорьев, А. О. Кожемякин, В. А. Котенок, А. В. Омельченко. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
14. **Маслов А. А.** Динамика вязкого газа, турбулентность и струи / А. А. Маслов, С. Г. Миронов. Новосибирск: Новосиб. гос. техн. ун-т, 2010.

Поступила в редакцию 24/XI 2014 г.