

УДК 533.6.011
DOI: 10.15372/PMTF202315417

ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЯХ, ИСТЕКАЮЩИХ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

В. Н. Зайковский, В. П. Киселев, С. П. Киселев,
О. В. Белай*, Г. В. Трубачеев

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

* Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mails: zaikovskii@itam.nsc.ru, kiselevvp@itam.nsc.ru, kiselev@itam.nsc.ru,
obel@iae.nsk.su, trubach@itam.nsc.ru

Представлены результаты исследования течений газа в установке, которая используется при холодном газодинамическом напылении. Установка состоит из входного цилиндрического канала с центральным стержнем, соединенного под прямым углом с прямоугольным щелевым каналом. При подаче высокого давления во входной канал в установке происходит разгон газа. Показано, что в сверхзвуковой перерасширенной струе, истекающей из канала, имеются возмущения скорости и давления, которые возникают вследствие наличия волн сжатия-разрежения и продольных вихрей. Вклад продольных вихрей в возмущения давления и скорости составляет приблизительно 30 %. Продольные вихри образуются на входе в щелевой канал за счет кривизны линий тока.

Ключевые слова: метод холодного газодинамического напыления, щелевой канал, сверхзвуковая струя, продольные вихри, эксперимент, численное моделирование

Введение. В настоящее время активно развивается метод холодного газодинамического напыления (ХГН) покрытий [1, 2]. При использовании этого метода микрочастицы напыляемого материала разгоняются сверхзвуковым потоком газа до скорости более $300 \div 400$ м/с. После столкновения микрочастиц с препятствием на ней возникает прочное покрытие. Для разгона микрочастиц используются сверхзвуковые струи газа, которые создаются с помощью круглых и плоских сопел Лаваля. Наряду с соплами Лаваля в методе ХГН применяются другие виды сопел. При напылении покрытия на внутреннюю поверхность труб используются радиальные сопла, состоящие из двух соосно расположенных дисков. Напыление узких полос осуществляется с помощью “трансзвуковых” сопел, в которых разгон газа происходит в щелевом прямоугольном канале. Использование прямоугольного канала позволяет избежать дополнительного расширения струи, которое имеет место в сверхзвуковой расширяющейся части сопла Лаваля. В щелевом канале с постоянным сечением имеет место дозвуковое течение, звуковая поверхность находится на срезе выходного сечения канала. Одним из недостатков “трансзвуковых” сопел является значительное влияние возмущений течения на входе в канал на плоскую сверхзвуковую струю,

Работа выполнена в рамках государственного задания Института теоретической и прикладной механики СО РАН.

которая возникает на выходе из щелевого канала [1, 2]. В результате развития возмущений происходит быстрое разрушение плоской струи, что приводит к уменьшению скорости ускоряемых микрочастиц. В работах [3, 4] описан процесс разрушения плоской сверхзвуковой струи при истечении из радиального сопла в затопленное пространство. На фотографиях струи наблюдались радиальные полосы, причины появления которых не были выяснены. Естественно предположить, что продольные полосы создаются продольными вихрями типа вихрей Тейлора, которые образуются на входе в щелевое пространство. В данной работе исследуется течение в плоском щелевом канале. Показано, что за счет кривизны линий тока на входе в щелевой канал образуются продольные вихри, которые влияют на параметры течения в сверхзвуковой струе, истекающей из плоского щелевого канала.

Исследованию продольных вихрей типа вихрей Тейлора — Гертлера посвящено большое число работ [5–7]. Образование продольных вихрей можно объяснить потерей устойчивости основного течения при наличии кривизны линий тока [5, 6]. В работах [7–9] изучались вихри Тейлора — Гертлера при сверхзвуковом обтекании клина. В [10, 11] рассматривались вихри Гертлера при сверхзвуковом обтекании прямой и обратной ступенек. В работе [10] рассмотрено обтекание клина турбулентным сверхзвуковым потоком, в [11] проведены измерения числа Стэнтона и статического давления за уступом при смещении в поперечном направлении по отношению к набегающему потоку. Амплитуда колебаний статического давления, отнесенного к среднему давлению в данном сечении, составляет 2–4 %. В работах [12, 13] показана возможность образования крупномасштабных вихрей при возникновении кривизны линий тока. В экспериментах [12] кривизна возникала в до-звуковой части сопла, расположенного под углом к входному потоку, в [13] — за счет втекания газа в сопло через пористую вставку в его сверхзвуковой части.

1. Методика эксперимента. В данной работе исследовалось течение газа в установке, которая используется в методе ХГН для нанесения покрытий в виде узких полос. Установка состояла из входного цилиндрического канала, в который подавался газ под высоким давлением, и щелевого прямоугольного канала, в котором происходило ускорение газа. Схема экспериментальной установки и течения в плоской струе в плоскостях (x, z) и (x, y) показана на рис. 1,*a, b*. Воздух, имеющий температуру T_0 и находящийся при высоком давлении p_0 , подавался из цилиндрической камеры высокого давления (форкамеры) через отверстия во вставке в цилиндрический канал, ограниченный центральным стержнем радиусом $R_1 = 5$ мм и цилиндрической вставкой радиусом $R_2 = 9$ мм с отверстиями (см. рис. 1,*a, b*). Вставка представляла собой медную цилиндрическую оболочку, в которой вырезано 16 отверстий диаметром 4 мм и 19 отверстий диаметром 1,5 мм. С помощью центрального стержня вставка крепилась к нижней поверхности щелевого канала. В цилиндрическом канале газ разворачивался и перетекал в щелевой канал, из которого вытекал в затопленное пространство (см. рис. 1,*a*). Щелевой канал имел длину $l_1 = R_3 - R_1 = 31$ мм и прямоугольное сечение высотой $h = 1$ мм и шириной $b = 2R_2 = 18$ мм (см. рис. 1,*a, b*). Малая высота щелевого канала $h = 1$ мм позволяет наносить узкие покрытия методом ХГН.

В данной работе исследовалось истечение сверхзвуковой недорасширенной струи в затопленное пространство, ограниченное с одной стороны плоской пластиной, на которой измерялось статическое давление p (см. рис. 1,*a*). Пластина была соединена с нижней плоскостью щелевого канала в его выходном сечении. Для измерения статического давления в пластине на расстоянии $l_2 = 12$ мм от среза канала было выполнено 15 отверстий, расположенных с шагом 0,8 мм. Измерения статического давления проводились вдоль оси z на участке $\Delta z = 12$ мм. На некотором расстоянии над пластиной измерялось давление Пито p'_0 . Давление p'_0 измерялось трубкой Пито, которая имела внешний диа-

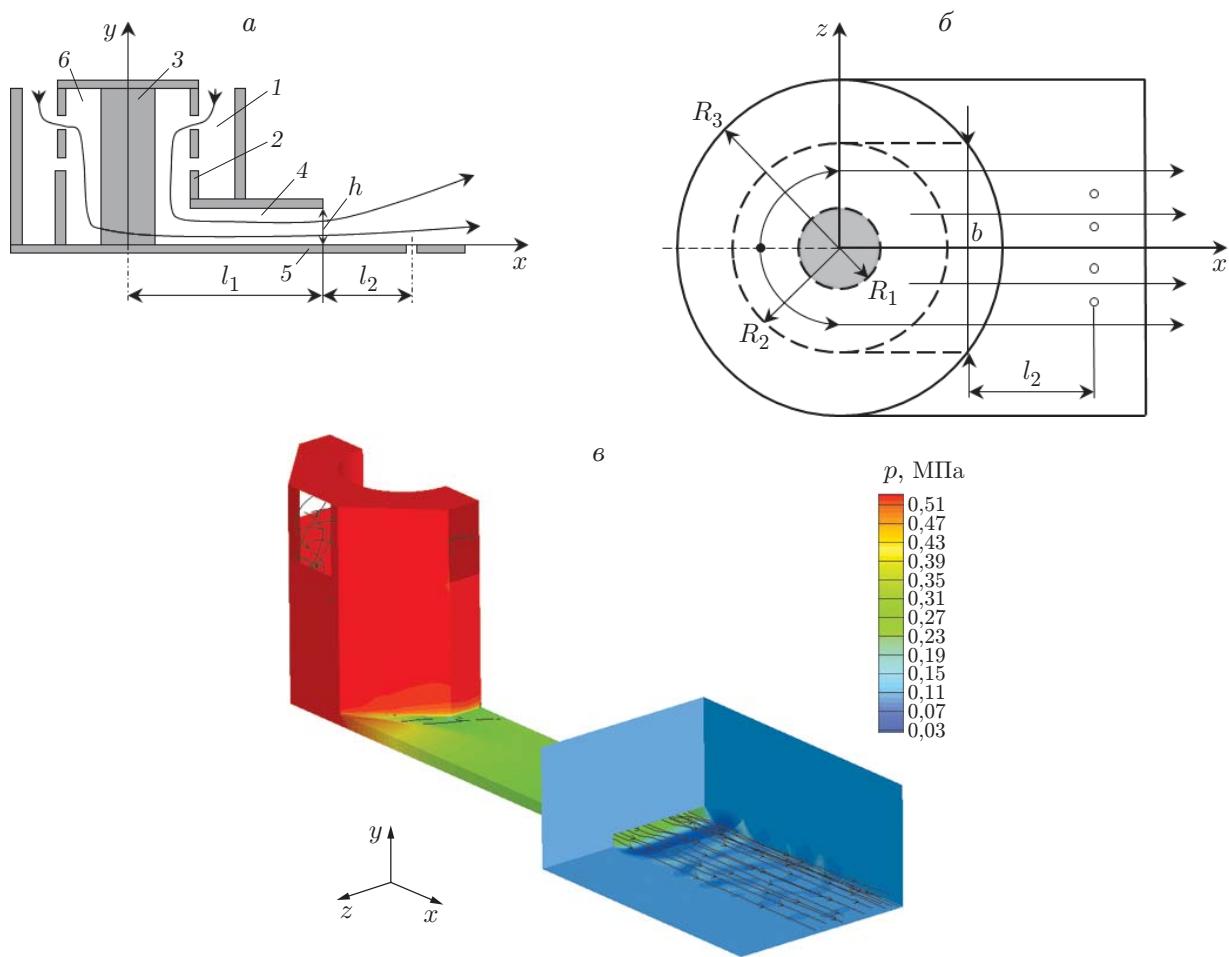


Рис. 1. Схемы экспериментальной установки и течения в канале и затопленном пространстве:

a — плоскость (*x*, *y*), *б* — плоскость (*x*, *z*) (вид снизу), *в* — расчетная область и распределение давления в ней; 1 — камера высокого давления, 2 — вставка с отверстиями, 3 — центральный стержень, 4 — щелевой канал, 5 — пластина с отверстиями для измерения давления, 6 — входной канал

метр $d_0 = 0,8$ мм, диаметр отверстия $d_1 = 0,6$ мм. Течение визуализировалось с помощью шлирен-фотографии и прямотеневой фотографии с экспозицией 1 с. В качестве рабочего газа использовался холодный воздух с температурой $T_\infty = 300$ К. Давление газа в форкамере p_0 в различных экспериментах изменялось в диапазоне $0,14 \text{ МПа} \leqslant p_0 \leqslant 3,00 \text{ МПа}$. Истечение газа из канала происходило в затопленное пространство, которое было заполнено воздухом, находящимся при нормальных условиях (давление $p_\infty = 0,1$ МПа, температура $T_\infty = 300$ К).

2. Методика численного расчета. Математическое моделирование течения газа выполнялось численным методом в рамках SST-($k-\omega$)-модели турбулентности [14] с использованием пакета FLUENT. Численный расчет проводился для трехмерного случая. Рассматривались две задачи. В задаче 1 расчетная область совпадала с областью течения в эксперименте, за исключением того, что вместо цилиндрической вставки использовалась восьмиугольная вставка. Во вставке имелись четыре отверстия размером 6×6 мм, через которые газ подавался в вертикальный входной канал. Из этого канала, ограниченного цилиндрическим центральным стержнем и восьмиугольной вставкой, газ перетекал в пря-

моугольный щелевой канал, а затем в затопленное пространство. Использование восьмиугольной вставки позволило избежать появления в расчетной области сильно вытянутых ячеек на границе между входной областью и каналом. Численный расчет проводился в половине области течения $z > 0$, на оси $z = 0$ задавались условия симметрии. Расчетная область разбивалась на $18 \cdot 10^6$ ячеек. Канал длиной $l_1 = 36$ мм, высотой $h = 1$ мм, шириной $b/2 = 9$ мм разбивался на $N_x \times N_y \times N_z$ ячеек, где $N_x = 360$, $N_y = 40$, $N_z = 180$. Истечение газа из канала происходило во внешнюю прямоугольную область длиной 24 мм, высотой 10 мм, шириной 16 мм, которая разбивалась на $N_x \times N_y \times N_z$ ячеек, где $N_x = 320$, $N_y = 140$, $N_z = 273$. На поверхностях, ограничивающих расчетную область в канале, и на пластине ставились условия прилипания. На границах внешней области, где происходило вытекание газа, задавались условия симметрии. Пограничный слой не выделялся, поэтому граничное условие прилипания удовлетворялось путем задания приграничных функций. Численные расчеты выполнялись при давлении на входе в отверстия вставки $p_0 = 0,53$ МПа и температуре $T_\infty = 300$ К. Численно решалась нестационарная задача о течении газа при фиксированных граничных условиях. В результате в расчетной области устанавливалось стационарное течение, параметры которого сравнивались с экспериментальными данными.

С целью изучения влияния неоднородности потока на входе в канал на течение в сверхзвуковой струе была решена задача 2, в которой газ, имеющий давление $p_0 = 0,53$ МПа и температуру $T_\infty = 300$ К, подавался через прямоугольное отверстие шириной 4 мм и длиной 9 мм в вертикальный входной канал, соединенный с горизонтальным щелевым каналом. Щелевой канал имел такие же размеры, как в задаче 1.

3. Результаты экспериментов и численных расчетов. Ниже приводятся экспериментальные и расчетные данные, полученные при решении задач 1, 2.

3.1. *Обсуждение результатов эксперимента и расчета (задача 1).* На рис. 2, *a* в плоскости (x, y) представлена теневая фотография струи, истекающей из канала в затопленную область над пластиной. В струе видны чередующиеся светлые и темные области, возникающие за счет наличия в нерасчетной сверхзвуковой струе над пластиной стационарных волн сжатия-разрежения. На рис. 2, *б* в плоскости (x, z) показана шлирен-фотография струи, истекающей из канала на пластину. Видно, что в истекающей струе наблюдается сложная ячеистая структура, которая образована поперечными бочками, возмущенными наклонными полосами и продольными полосами. Возникновение наклонных полос обусловлено наличием косых волн разрежения-сжатия, приходящих с боковых поверхностей.

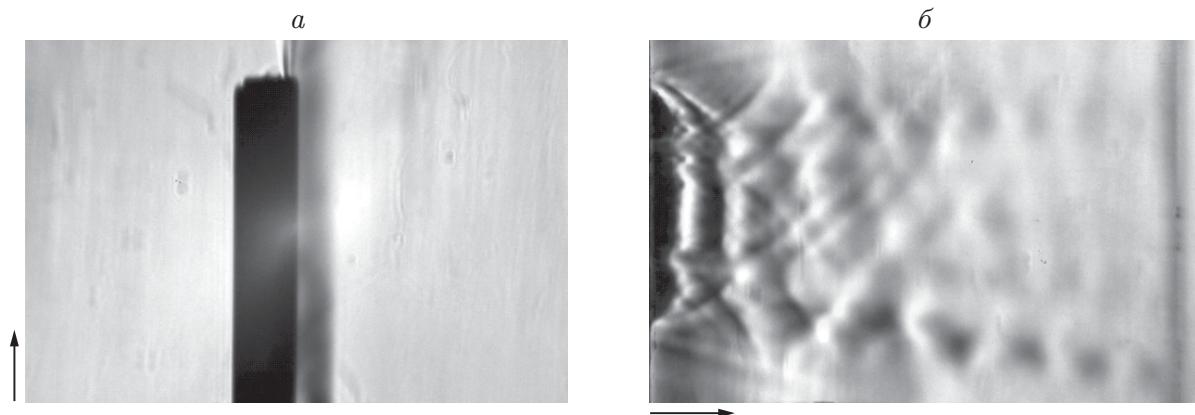


Рис. 2. Установившееся течение газа над стеклянной пластиной ($p_0 = 1,1$ МПа):
а — теневая фотография в плоскости (x, y) , *б* — шлирен-фотография в плоскости (x, z) ;
стрелки — направления движения струи

На рис. 3 приведены результаты численного расчета установившегося течения в канале и над пластиною в задаче 1. На рис. 3,*a,b* показано распределение числа Маха в двух плоскостях: $M(x, z)$ при $y = 0,5$ мм и $M(x, y)$ при $z = 0$. На рис. 3,*a* видно, что внутри канала имеет место трансзвуковое течение, в котором $M \leq 1$. При вытекании газа из канала в окрестности выходного сечения ($x = 36$ мм) происходит его ускорение до сверхзвуковой скорости: $M \approx 1,8$ (см. рис. 3,*a,b*). Поскольку вытекающая струя является недорасширенной ($n = 2$), в ней возникает система поперечных бочек, показанная на рис. 3,*b*. При смещении вниз по потоку сверхзвуковая струя сужается. Однако над сверхзвуковой струей образуется слой смешения, толщина которого возрастает при смещении вниз по потоку по линейному закону. Из рис. 3,*c* следует, что течение газа в канале и над пластиною является существенно неоднородным. На фотографии видны продольные полосы, параллельные вектору скорости течения газа, которые возникают при втекании газа в канал. В вытекающей сверхзвуковой струе над пластиною образуются дополнительные поперечные и косые полосчатые структуры, что обусловлено наличием поперечных и косых ударных волн. Продольные полосчатые структуры создаются продольными вихревыми линиями, ориентированными вдоль потока (см. рис. 3,*c*). При втекании газа в канал ($x \approx 10$ мм) за счет кривизны линий тока возникает сложное вихревое течение. На рис. 3,*c,d* показаны продольные вихри, возникающие при втекании газа в щелевой канал. Поток газа обтекает центральный стержень и растекается в плоскости (x, z). На рис. 3,*a* видно, что вектор скорости втекающего потока газа направлен перпендикулярно линии сопряжения восьмиугольной вставки и щелевого канала. В результате взаимодействия потока с боковой стенкой образуется пара вращающихся в противоположных направлениях вихрей с вертикальным размером порядка высоты канала (см. рис. 3,*c*) и поперечным размером, равным половине ширины канала. На рис. 4,*a,b* показаны число Маха и линии тока в окрестностях нижней ($y = 0,05$ мм) и верхней ($y = 0,95$ мм) поверхностей канала соответственно. Видно, что на нижней поверхности образуется линия стекания двух вращающихся в противоположных направлениях вихрей $z = z_d(x)$, а на верхней поверхности — линия их растекания $z = z_u(x)$. Более отчетливо вихревая картина видна на рис. 4,*b*, на котором в плоскости (y, z) показаны линии тока и распределение продольной скорости $u = u(y, z)$. Заметим, что продольная скорость не зависит от вертикальной координаты y , но зависит от поперечной координаты $u = u(z)$. На рис. 4,*b* видны два больших вихря, которым соответствуют замкнутые линии тока при $z < 5$ мм. В интервале $5 \text{ мм} < z < 9$ мм имеется пять мелких вихрей, однако, как следует из рис. 5, они вызывают незначительные колебания компонент поперечной скорости $w = w(z)$. На рис. 5,*a,b* приведены зависимости давления p и продольной скорости u от координаты z в различных сечениях щелевого канала $x = \text{const}$, на рис. 5,*b,c* — зависимости поперечной скорости w от координаты z в сечениях $x = 10$ мм (вход в канал) и $x = 35$ мм (выход из канала) на нижней, верхней границах и в плоскости $y = 0,5$ мм.

Давление в щелевом канале слабо зависит от вертикальной координаты y . На входе в канал, в области $10 \text{ мм} < x < 15$ мм, давление существенно меняется вдоль координаты z за счет поперечного течения в продольном вихре. На рис. 5,*a* видно, что при смещении к боковой стенке канала происходит увеличение давления ($\partial p / \partial z > 0$). При смещении вниз по потоку в области $x > 15$ мм давление уменьшается, а градиент давления вдоль поперечной координаты стремится к нулю. Это обусловлено затуханием вихревого течения в продольном вихре вследствие влияния турбулентной вязкости газа, которая в среднем в 332 раза превышает молекулярную вязкость.

При втекании газа в канал в области $10 \text{ мм} < x < 15$ мм за счет кривизны линий тока возникает неоднородное вихревое течение, в котором распределение скорости является существенно неоднородным (см. рис. 5,*b,c*). Если амплитуду возмущения скорости

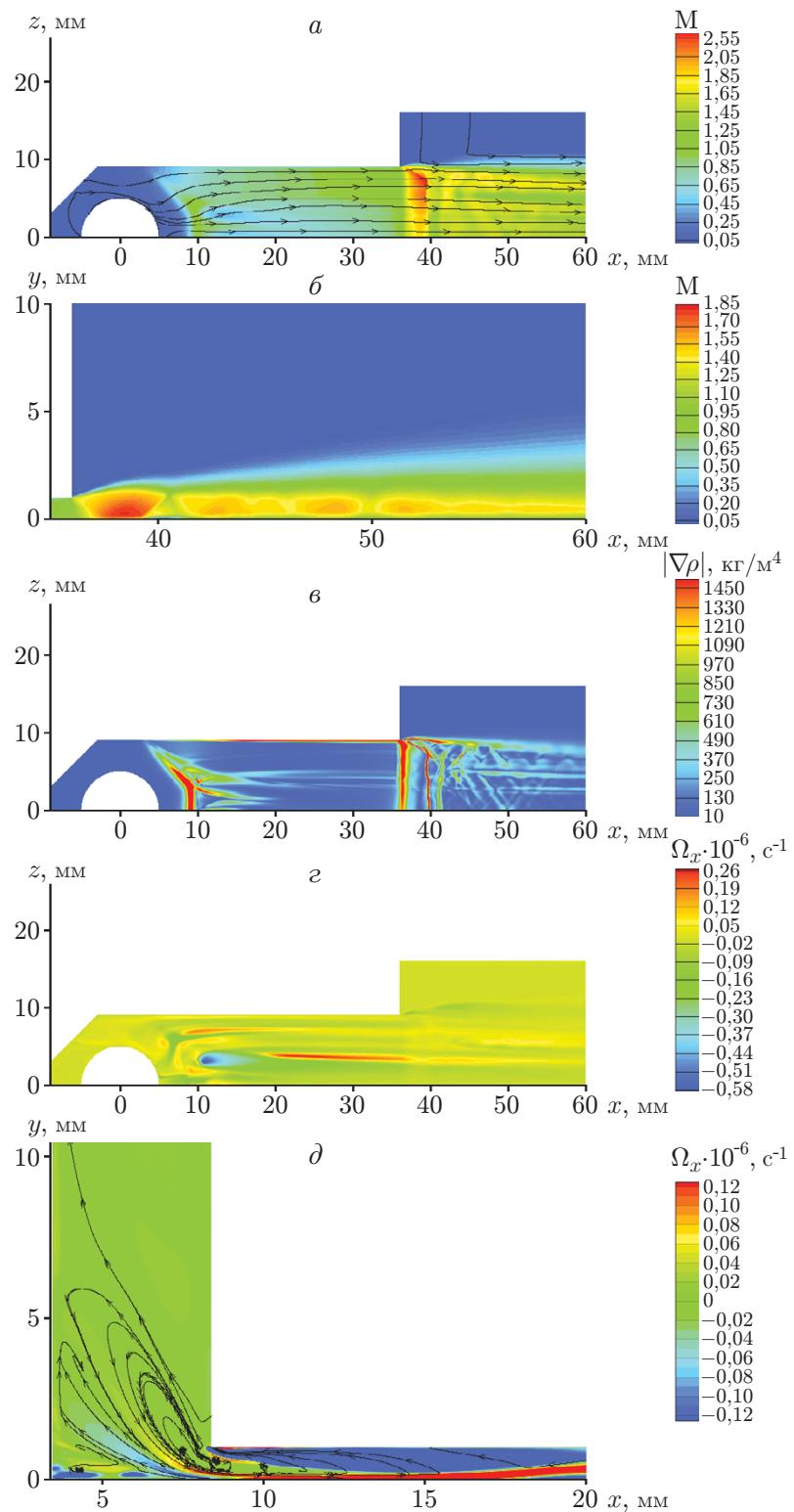


Рис. 3. Результаты расчета течения газа в канале и над пластиной (задача 1):
 а — $M(x, z)$ и линии тока при $y = 0,5$ мм, б — $M(x, y)$ при $z = 0$, в — $|\nabla\rho|(x, z)$ при $y = 0,5$ мм, г — $\Omega_x(x, z)$ при $y = 0,5$ мм, д — $\Omega_x(x, y)$ и вихревые линии

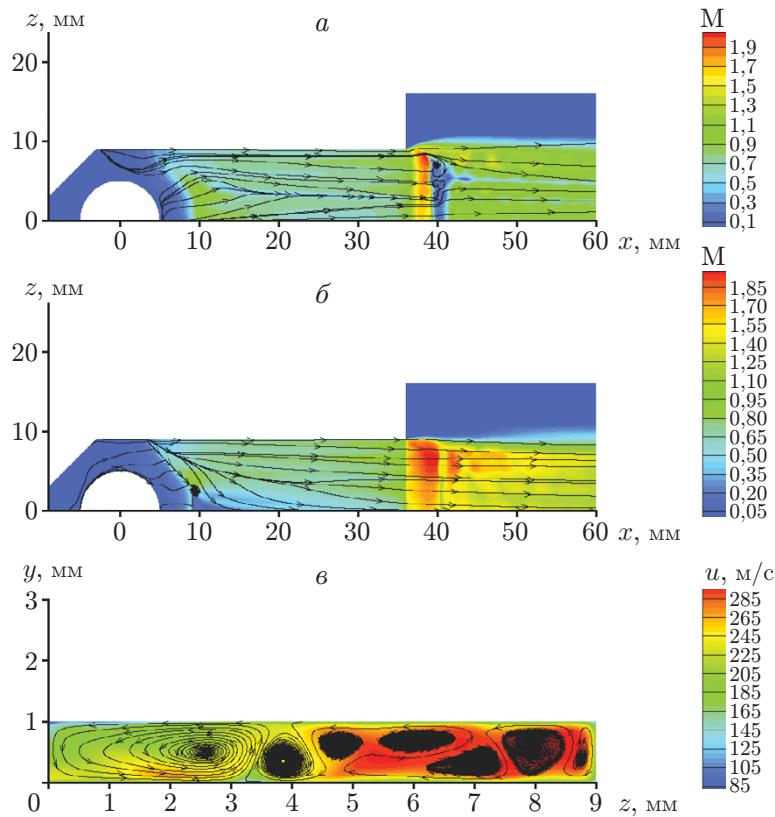


Рис. 4. Результаты расчета течения газа в канале и над пластиною (задача 1):
а — $M(x, z)$ и линии тока при $y = 0,05$ мм, *б* — $M(x, z)$ и линии тока при $y = 0,95$ мм,
в — $u(y, z)$ и линии тока в сечении $x = 22$ мм

в заданном сечении $x = \text{const}$ определить как разность максимальной и средней скоростей, то амплитуда возмущений продольной компоненты скорости в вихревом течении при $x = 10$ мм составит $\Delta u/u \approx 40\%$, поперечной — $\Delta w/u \approx 50\%$. Поскольку высота канала мала ($h/b \ll 1$), амплитуда возмущений вертикальной компоненты скорости меньше: $\Delta v/u \approx 25\%$.

В области $10 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$ характер зависимости $u = u(z)$ значительно изменяется, что обусловлено влиянием продольных вихрей $\Omega_x \approx \Delta w/h$ в канале (см. рис. 4, *в*). В сечении $x = 10$ мм максимум продольной скорости находится вблизи оси канала $z = 0$ (см. рис. 5, *б*). При смещении вниз по потоку максимум продольной скорости смещается к боковой стенке канала ($z = 10$ мм) за счет интенсивного вращения частиц газа в продольном вихре вблизи входного сечения канала. При $x > 15$ мм скорость вращения в продольных вихрях быстро затухает, поэтому характер распределения скорости $u = u(z)$ поперек канала не меняется. На рис. 5, *в*, *г* показаны распределения поперечной скорости $w = w(z)$ на входе в канал и выходе из него. Видно, что возмущения поперечной компоненты скорости на нижней и верхней границах канала находятся в противофазе. Это вызвано образованием продольных вихрей (см. рис. 4, *в*), в которых скорость газа на нижней и верхней границах канала имеет противоположные знаки. При смещении вниз по потоку вследствие влияния турбулентной вязкости происходит затухание продольных вихрей. В окрестности входного сечения канала ($10 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$) амплитуда возмущений поперечной скорости велика: $\Delta w/u \approx 50\%$ (см. рис. 5, *в*). При смещении вниз по потоку ее значение уменьшается вследствие вязкого затухания продольных вихрей и на выходе из канала ($x = 35$ мм) составляет $\Delta w/u \approx 10\%$ (см. рис. 5, *г*).

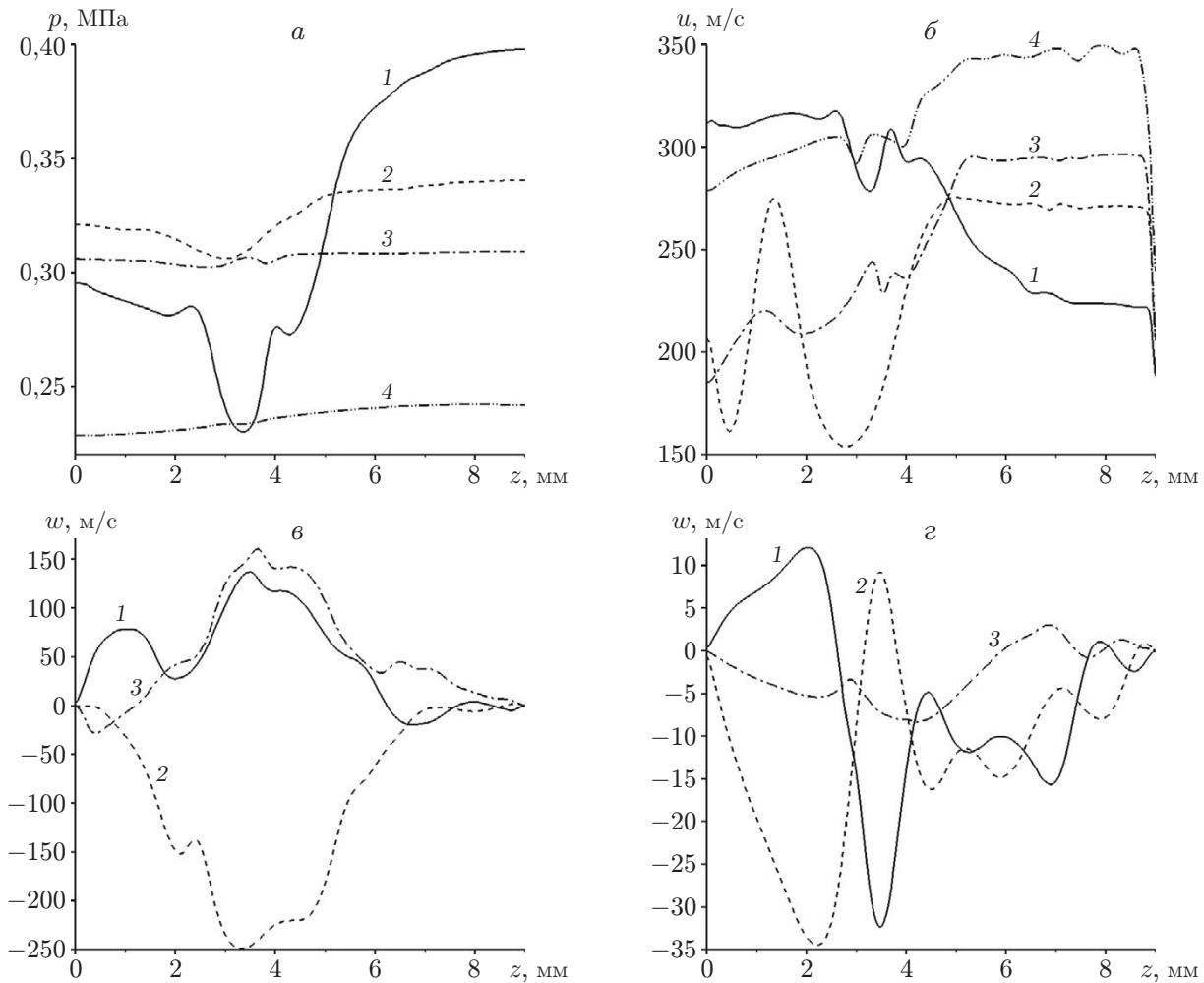


Рис. 5. Результаты решения задачи 1:

a — $p(z)$, *б* — $u(z)$ (1 — $x = 10$ мм, 2 — $x = 15$ мм, 3 — $x = 22$ мм, 4 — $x = 35$ мм, *в* — $w(z)$ при $x = 10$ мм, *г* — $w(z)$ при $x = 35$ мм (1 — $y = 0,05$ мм, 2 — $y = 0,95$ мм, 3 — $y = 0,5$ мм)

При вытекании недорасширенной сверхзвуковой струи из щелевого канала в затопленное пространство в нерасчетной струе возникают дополнительные возмущения за счет наличия волн сжатия-разрежения. На рис. 6 показаны распределения давления и линии тока в сечении за каналом над пластиной ($x = 48$ мм). Видно, что в сверхзвуковой струе, истекающей из канала, наблюдаются возмущения давления при смещении вдоль поперечной координаты z . Как отмечалось выше, дополнительные возмущения давления возникают в недорасширенной струе за счет возмущения продольной скорости газа и наличия косых волн сжатия-разрежения, распространяющихся от границ струи. Для определения вкладов акустических волн в возмущения давления (см. рис. 6) была решена модельная задача 2, в которой рассматривалось течение при равномерной подаче воздуха через прямоугольное отверстие во входном канале.

3.2. Сравнение результатов расчетов в задачах 1, 2. На рис. 7 показаны результаты численного расчета параметров установившегося течения в канале и над пластиной в задаче 2. В этом случае наблюдается практически однородное течение газа в канале (в окрестности боковой стенки возникает слабый продольный вихрь, который не виден

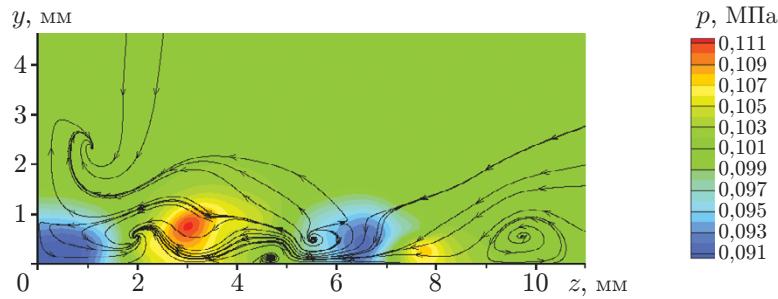


Рис. 6. Результаты расчета (задача 1) давления $p(y, z)$ и линии тока над пластиною ($x = 48$ мм)

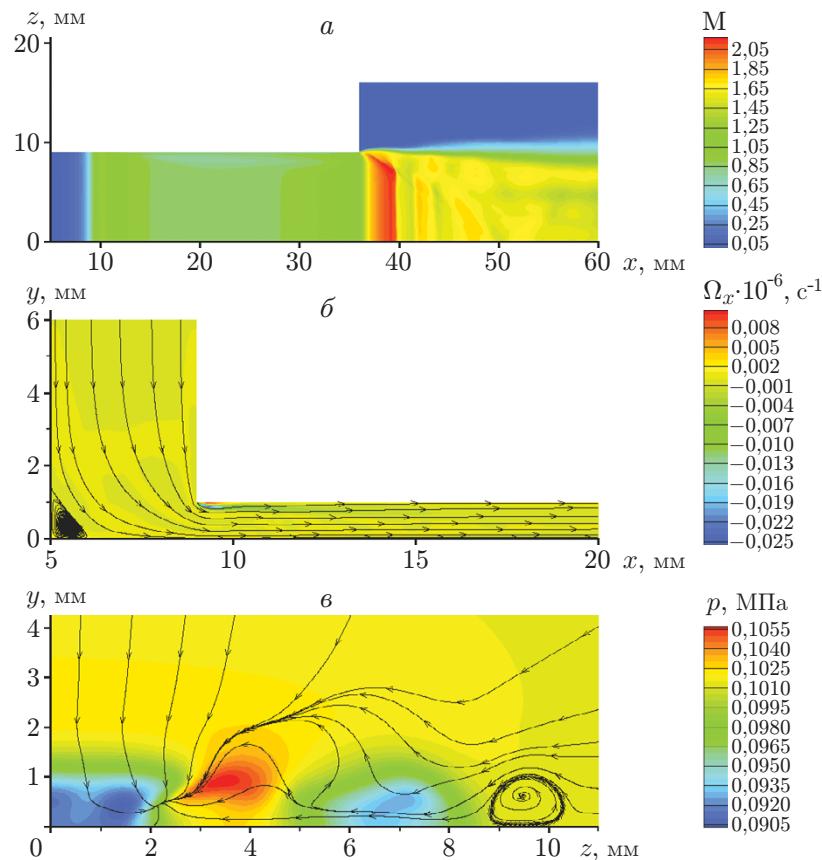


Рис. 7. Результаты расчета (задача 2) параметров установившегося течения в канале и над пластиною:

a — $M(x, z)$ при $y = 0,5$ мм, δ — $\Omega_x(x, y)$ и вихревые линии при $z = 3,5$, δ — $p(y, z)$ и вихревые линии при $x = 48$ мм

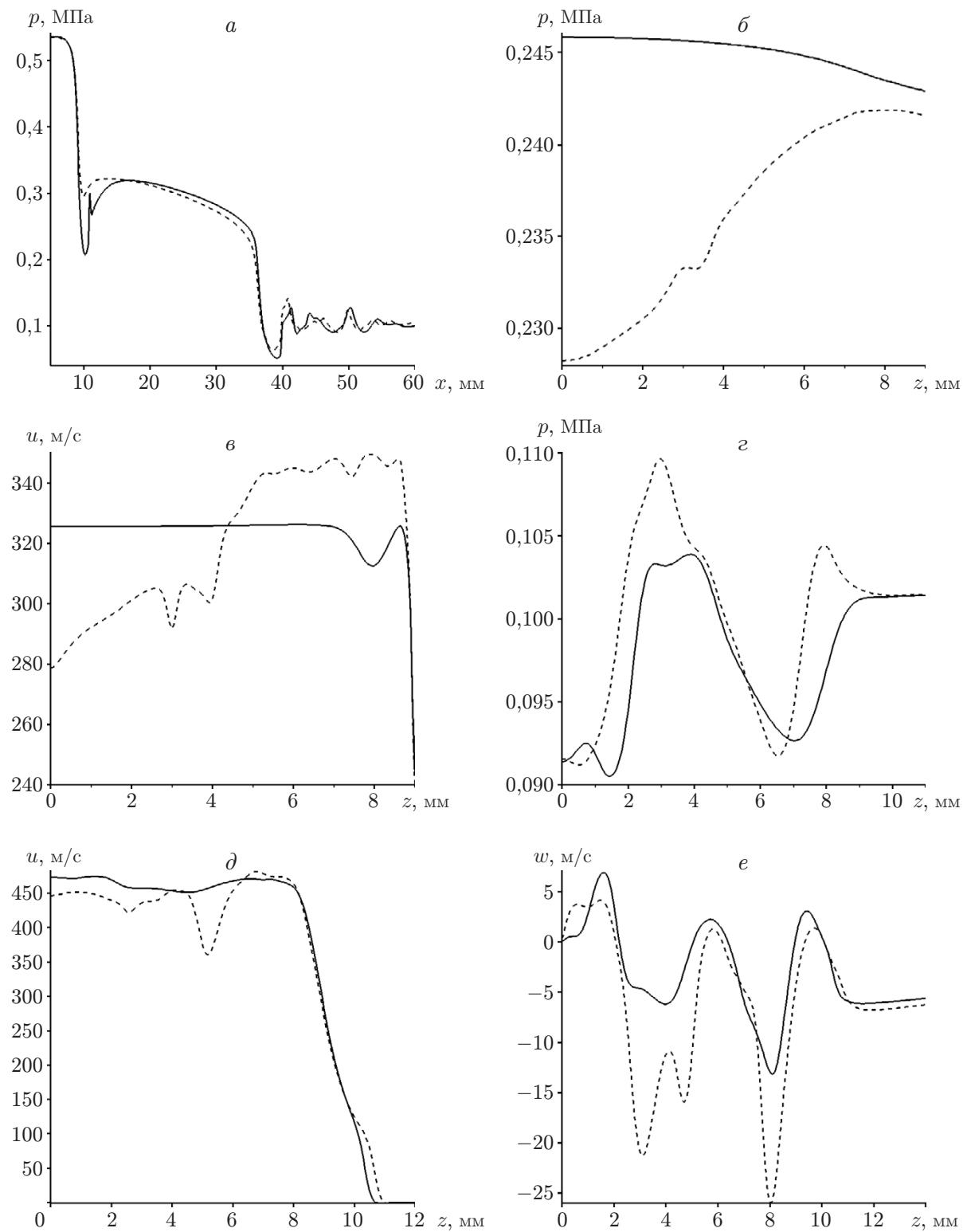


Рис. 8. Результаты расчета статического давления газа при $y = 0,5$ мм в задаче 1 (штриховые линии) и задаче 2 (сплошные линии):
a — $p(x)$ в сечении $z = 0$, *b* — $p(z)$ в канале, *c* — $u(z)$ в канале, *d* — $p(z)$ над пластиною,
d — $u(z)$ над пластиною, *e* — $w(z)$ над пластиною

на рис. 7,а). Завихренность на входе в канал в задаче 2 (см. рис. 7,б) на два порядка меньше, чем в задаче 1 (см. рис. 3,д). При вытекании струи из канала над пластиной в сверхзвуковой струе образуются бочки, которые имеют такую же структуру, как и в задаче 1. За счет наличия боковых волн разрежения-сжатия возникает сложная ударно-волновая структура (см. рис. 7,в), что приводит к колебаниям статического давления при смещении поперек потока. Из сравнения рис. 6 и рис. 7,в следует, что распределения давления над пластины в задачах 1 и 2 качественно одинаковы. Однако имеется количественное различие зависимостей $p(z)$, обусловленное наличием возмущения продольной компоненты скорости, которое составляет порядка 30 %.

На рис. 8 для задач 1, 2 приведены распределения давлений и скорости вдоль канала, а также в двух поперечных сечениях вблизи выходного сечения в канале ($x = 35$ мм) и над пластины ($x = 48$ мм). Из рис. 8,а следует, что на входе в канал и выходе из него происходит резкое уменьшение давления вследствие ускорения газа в этих сечениях. Основное различие распределений давления $p(x)$ в задачах 1 и 2 наблюдается на входе в канал. В задаче 2 при $x \approx 10$ мм образуется прямая ударная волна, а в задаче 1 такая волна не образуется (см. рис. 8,а). Наблюдаются качественное и количественное различия распределений давления и скорости в окрестности выхода из канала ($x = 35$ мм): $\Delta p/p \approx 10\%$, $\Delta u/u \approx 20\%$ (см. рис. 8,б,в). По мере приближения к боковой стенке канала давление и скорость в задаче 1 увеличиваются, а в задаче 2 незначительно уменьшаются вследствие наличия слабого вихря в этой области. На рис. 8,г–е показаны зависимости $p(z)$, $u(z)$, $w(z)$ над пластины ($y = 0,5$ мм) в сечении $x = 48$ мм. Видно, что распределения указанных параметров в поперечном направлении над пластины в задачах 1 и 2 качественно одинаковы, однако имеется количественное различие порядка 10–30 %, обусловленное наличием вихрей.

3.3. Сравнение результатов расчетов (задача 1) и экспериментальных данных. На рис. 9 приведены результаты расчетов и экспериментов, выполненных при давлении в форкамере $p = 0,53$ МПа. В экспериментах измерялись давление Пито $p'_0(z)$ и статическое давление $p(z)$ на пластине в сечении $x = 48$ мм. На рис. 9,а показаны значения давления Пито $p'_0(z)$ над пластины. В эксперименте в трубке Пито с внешним диаметром 0,8 мм имелось отверстие диаметром 0,6 мм. При измерении трубка касалась поверхности пластины и смещалась поперек пластины с шагом 0,125 мм в сечении $x = 48$ мм.

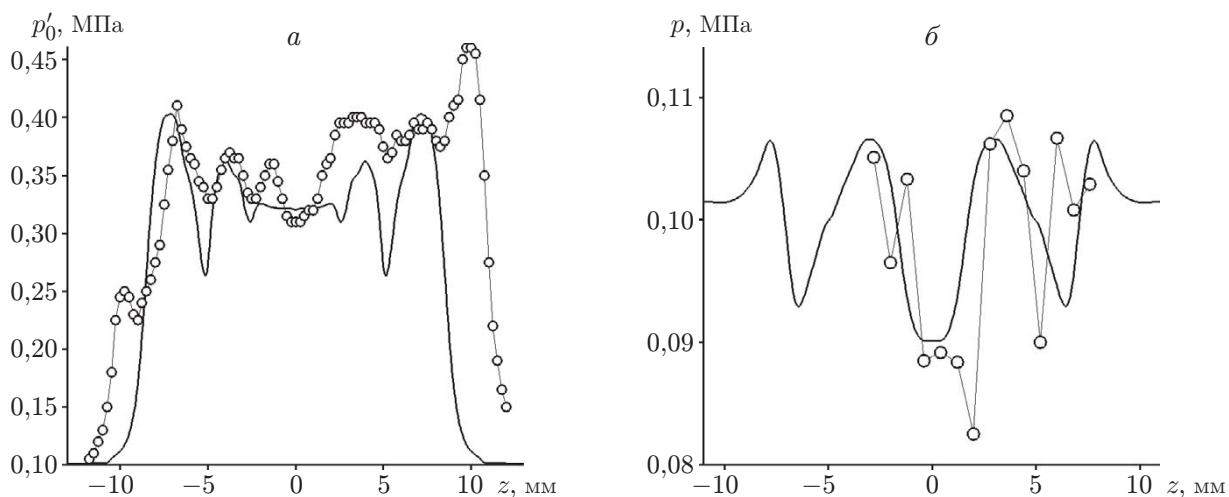


Рис. 9. Результаты эксперимента (точки) и расчета (линии) в задаче 1:
а — давление Пито $p'_0(z)$, б — статическое давление на пластине $p(z)$

В численном расчете вычислялось давление Пито p'_0 по соответствующей формуле [15]. С использованием результатов вычислений определялась зависимость среднего давления Пито $\langle p'_0 \rangle$ от координаты z в том же сечении $x = 48$ мм. Сначала давление Пито $p'_0 = p'_0(z, y_i)$ рассчитывалось в девяти сечениях в интервале $0,1 \text{ мм} < y_i < 0,9 \text{ мм}$ с шагом $\Delta y_i = 0,1 \text{ мм}$. Затем полученные значения осреднялись по вертикальной координате по формуле $\langle p'_0 \rangle(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p'_0(z, y_i)$, где $N = 9$ — число сечений $y_i = \text{const}$. Из рис. 9,а следует, что экспериментальные данные и результаты расчета $\langle p'_0 \rangle(z)$ удовлетворительно согласуются. Некоторое различие при $z > 0$ может быть вызвано непараллельностью верхней и нижней поверхностей канала в эксперименте, что не учитывается в численном расчете. На рис. 9,б приведены значения статического давления на пластине в сечении $x = 48$ мм. Точками показаны результаты эксперимента, сплошной линией — результаты численного расчета, симметрично продолженные в область $-12 \text{ мм} < x < 0$. Наблюдается качественное согласование результатов расчета и эксперимента.

Заключение. В работе приведены результаты эксперимента и численного моделирования течения в устройстве для ХГН, состоящем из входного канала с центральным телом, которое под прямым углом соединяется с прямоугольным щелевым каналом (задача 1). Также была численно решена задача 2, в которой входной канал не содержал центрального тела.

Для задачи 1 показано, что вследствие кривизны линий тока на входе в щелевой канал возникает сложное вихревое течение, содержащее вихри различного масштаба. Крупномасштабные продольные вихри порождают неоднородное распределение (возмущение) продольных и поперечных компонент скорости на входе в щелевой канал. При смещении вниз по потоку происходит быстрое затухание поперечных возмущений скорости и связанных с ними продольных вихрей. Однако возмущения продольной скорости при смещении вниз по потоку остаются большими и вносят вклад в возмущения параметров газа (давление и число Маха) на выходе из канала. В задаче 2 вихри не возникают, поэтому течение в щелевом канале является однородным. На выходе из канала в недорасширенной сверхзвуковой струе возникают волны сжатия-разрежения, создающие возмущения давления и скорости в вытекающей струе в задачах 1 и 2. Сравнение результатов решения задач 1 и 2 показало, что вклад возмущений продольной компоненты скорости в возмущения давления над пластиной составляет порядка 30 %. Возмущения продольной скорости в сверхзвуковой струе над пластиной составляют 10–20 % средней скорости. Наличие возмущений продольной скорости приводит к уменьшению скорости ускоряемых микрочастиц, а возмущения поперечной скорости — к дополнительному рассеянию частиц при ХГН. Проведенный анализ показывает, что использование установки с центральным стержнем при ХГН не является оптимальным. Необходимо использовать другие схемы крепления входного канала к щелевому каналу, без центрального стержня. Наличие центрального стержня приводит к увеличению кривизны линий тока при втекании в канал, что способствует образованию продольных вихрей, создающих дополнительные возмущения давления и скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Papyrin A.** Cold spray technology / A. Papyrin, V. Kosarev, S. Klinkov, et al. Amsterdam: Elsevier, 2007.
2. **Алхимов А. П.** Холодное газодинамическое напыление: Теория и эксперимент / А. П. Алхимов, С. В. Клинков, В. Ф. Косарев, В. М. Фомин. М.: Физматлит, 2010.

3. Косарев В. Ф., Клинков С. В., Зайковский В. Н., Кундасев С. Г. Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи. Ч. 1 // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 6. С. 693–703.
4. Киселев С. П., Киселев В. П., Зайковский В. Н. О механизме автоколебаний сверхзвуковой радиальной струи, истекающей в затопленное пространство // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 2. С. 53–63.
5. Бетчов Р. Вопросы гидродинамической устойчивости / Р. Бетчов, В. Криминале. М.: Мир, 1971.
6. Ландау Л. Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1988.
7. Запрягаев В. И., Кавун И. Н. Механизм формирования продольных вихрей за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия // Учен. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та. 2016. Т. 47, № 3. С. 27–37.
8. Чувахов П. В., Боровой В. Я., Егоров И. В. и др. Влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 6. С. 23–40.
9. Chuvakov P. N., Radchenko V. N. Effect of Gortler-like vortices of various intensity on heat transfer in supersonic compression corner flows // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 150. 119310.
10. Knight D. D., Zheltovodov A. A. Ideal-gas shock wave — turbulent boundary-layer interactions (STBLTs) in supersonic flows and their modeling: Two-dimensional interactions // Shock wave boundary layer interactions. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011. P. 137–201.
11. Губертов А. М. Газодинамические и теплофизические процессы в ракетных двигателях твердого топлива / А. М. Губертов, В. В. Миронов, Д. М. Борисов и др. М.: Машиностроение, 2004.
12. Зайковский В. Н., Меламед Б. М. Вихревые течения в соплах РДТТ // Тр. 7-й Междунар. конф. “Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей”, Новосибирск (Россия), 12–14 апр. 2000 г. Новосибирск: Новосиб. гос. архитект.-строит. ун-т, 2000. С. 183–186.
13. Зайковский В. Н., Киселев С. П., Киселев В. П. Продольные крупномасштабные вихри в сверхзвуковой части проницаемого сопла // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 5. С. 68–75.
14. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32, N 8. P. 1598–1605.
15. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 23/X 2023 г.,
после доработки — 23/X 2023 г.
Принята к публикации 30/X 2023 г.