

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ ГАЗА,
ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА,
С ПРИМЫКАЮЩЕЙ ПЛОСКОСТЬЮ**

А. В. БЕЛОШИЦКИЙ, Е. Н. БОНДАРЕВ, Э. И. ВОЗНЕСЕНСКИЙ,
В. И. ЦЕМЧЕНКО, Н. А. САМСОНОВ

(Москва)

Рассматривается истечение газа через цилиндрический канал в среду с пониженным давлением или в вакуум в диапазоне чисел Рейнольдса 100—15000 при наличии ограничивающей плоской поверхности, проходящей через выходное сечение канала. Получены распределение газодинамических параметров в выходном сечении канала, в периферийной части струи и распределение давления по ограничивающей струю поверхности.

Известно, что струя идеального газа, истекающая из звукового сопла в вакуум или в среду с достаточно низким давлением, оказывает силовое воздействие на плоскую поверхность, проходящую через выходное сечение сопла перпендикулярно его оси. Это воздействие возрастает в случае истечения вязкого газа, когда на поверхности, прилегающей к отверстию, нарастает пограничный слой, дополнительно ограничивающий расширение струи. Картина течения существенно усложняется, если истечение вязкого газа происходит через канал конечной длины, когда в нем развивается пограничный слой. В этом случае вблизи выходного сечения канала происходит формирование «жидкого сопла» с небольшими сверхзвуковыми числами Маха в плоскости его среза и значительной неравномерностью потока [1—4], что приводит к изменению структуры струи и ее воздействия на поверхность.

В данной работе приводятся результаты обобщения численного и экспериментального исследования задачи о движении вязкого газа в канале конечной длины и его взаимодействия с примыкающей поверхностью при истечении в вакуум или пространство с пониженным давлением. Численное исследование [1] проведено в рамках системы уравнений Навье — Стокса.

1. Рассматривается задача об установившемся движении вязкого теплопроводного газа в цилиндрическом канале постоянного сечения и истечении его в вакуум в присутствии ограничивающей плоскости, проходящей через выходное сечение канала.

Схема изучаемой области дана на фиг. 1, а. Она включает в себя канал от входного сечения OA до его выхода BB' , а также часть внешней среды $B'BCDE$. Внешняя область ограничена выходным сечением канала BB' , твердой поверхностью BC , прилегающей к его срезу, и цилиндрической поверхностью CDE , отстоящей на расстоянии Δx и Δy от выходного сечения канала и оси симметрии соответственно.

Согласно имеющимся в настоящее время данным [2—4], физическая картина истечения в вакуум из достаточно длинного канала может быть представлена следующим образом: при движении вязкого газа вдоль стенки канала нарастает пограничный слой, это приводит к уменьшению эффективного проходного сечения, отнесению линий тока к оси и разгону дозвукового потока. С другой стороны канала из внешней среды низкого давления по пограничному слою против потока распространяются возмущения, которые препятствуют нарастанию пограничного слоя. Начиная с некоторого расстояния от входа, профиль скорости наполняется и эффективное проходное сечение канала увеличивается по мере приближения к выходному срезу канала. Линии тока в канале образуют сопло Лавала с жидким контуром, при этом на оси внутри канала скорость потока достигает скорости звука и затем становится сверхзвуковой.

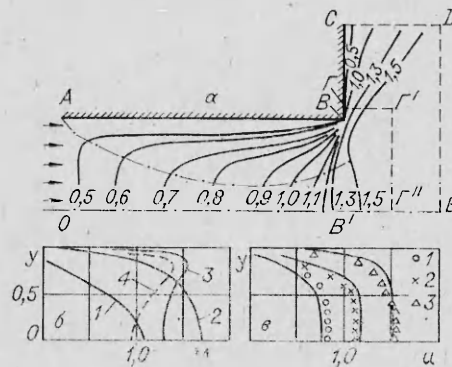
Неравномерный поток, сформированный в канале, а также пограничный слой, нарастающий за кромкой канала вдоль поверхности BC , будут определять свойства течения струи, особенно ее периферийной части.

Наличие взаимного влияния внутреннего течения в канале и течения вне его обуславливает необходимость их совместного расчета.

Система уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа в цилиндрической системе координат записывается в следующем виде:

(1.1)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} yv \right) = 0,$$



Фиг. 1

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + (\gamma - 1) \left(\frac{e}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial e}{\partial x} \right) &= \frac{1}{\text{Re } \rho} \left\{ \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \mu y \frac{\partial u}{\partial y} + F_u \right\}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + (\gamma - 1) \left(\frac{e}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial e}{\partial y} \right) &= \frac{1}{\text{Re } \rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{4}{3} y \frac{\partial}{\partial y} \mu y \frac{\partial v}{\partial y} + F_v \right\}, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial x} + v \frac{\partial e}{\partial y} + (\gamma - 1) e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} y v \right) &= \frac{1}{\text{Re } \rho} \left\{ \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial e}{\partial x} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \mu y \frac{\partial e}{\partial y} \right] + \Phi \right\}, \\ F_x &= \frac{1}{y} \left[\frac{\partial}{\partial y} \mu y \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial}{\partial y} y v \right], \quad F_y = \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \\ &\quad - \frac{2\mu v}{y^2} - \frac{2}{3} v \frac{\partial}{\partial y} \frac{\mu}{y}, \\ \Phi &= \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \frac{v^2}{y^2} \right] - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \end{aligned}$$

(все обозначения общепринятые).

При образовании безразмерных переменных геометрические величины отнесены к радиусу канала, а параметры потока — к критическим параметрам. При решении внутренней задачи совместно с расчетом течения в окрестности выхода канала начало координат размещено в точке пересечения оси симметрии с плоскостью входа, а в случае внешней задачи начало координат находится в точке пересечения оси симметрии с плоскостью выхода из канала.

Так как изучается истечение газа из канала в вакуум, то его движение в канале происходит при предельном перепаде давлений и каждому набору характерных параметров (число Рейнольдса, длина канала L , температурный фактор и т. д.) соответствует определенное значение расхода через канал, величина которого должна быть определена в процессе расчета. Полагаем, что на входе в канал сформирован одномерный поток. Для определения газодинамических параметров во входном сечении используется равенство расхода во входном и выходном сечениях, которое должно выполняться в стационарном случае, а также известное значение полной энергии и энтропии.

Таким образом, на границе OA записываются следующие краевые условия:

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} &= \frac{u_*^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_*}{\rho_*}, \quad \frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_*}{\rho_*^\gamma}, \\ \int_0^1 \rho u y dy |_{x=0} &= \int_0^1 \rho u y dy |_{x=L}, \quad v = 0. \end{aligned}$$

Здесь u, v — компоненты скорости вдоль осей x и y соответственно; $x = 0$ — входное сечение канала; $x = L$ — выходное сечение канала; значком * обозначены критические величины.

На стенке канала AB задаются условия прилипания потока и температура поверхности T_w . Плотность определяется из условия равенства нулю градиента давления по нормали к твердой поверхности. На оси симметрии OE использованы условия симметрии течения:

$$(1.2) \quad v = \partial u / \partial y = \partial \rho / \partial y = \partial e / \partial y = 0.$$

По условию задачи на верхней и правой границах CD и DE имеет место вытекание газа из рассматриваемой области, что позволяет использовать здесь условия «свободного вытекания»:

$$\partial^2 f_i / \partial n^2 = 0, \quad f_i = \{\rho, u, v, e\}.$$

Вдоль твердой поверхности BC ставилось одно из следующих условий:

а) условия прилипания потока

$$(1.3) \quad u = v = 0, \quad T_w = \text{const}, \quad \partial \rho / \partial n = 0;$$

б) условия отсутствия трения на поверхности

$$(1.4) \quad u = 0, \quad \partial v / \partial n = \partial e / \partial n = \partial \rho / \partial n = 0;$$

в) условия скольжения потока

$$(1.5) \quad u = 0, \quad \partial \rho / \partial n = 0, \quad v(0) = \frac{2 - \sigma}{\sigma} \lambda \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=L} + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{x=L},$$

$$T(0) - T_w = \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L},$$

где σ — часть диффузно отраженных молекул ($\sigma = 1$); α — коэффициент аккомодации ($\alpha = 1$); λ — длина свободного пробега молекул $\lambda = 1,26\sqrt{\gamma(\mu/\rho\alpha)}$.

В расчетах использовались следующие начальные условия. В канале $OABV'$ задавался равномерный звуковой поток, а во внешней среде — распределение параметров, соответствующее течению от источника. Стационарное решение получалось в результате установления.

Исходная система дифференциальных уравнений (1.1) аппроксимировалась с помощью неявной разностной схемы метода расщепления, предложенной в [5]. Область интегрирования покрывалась прямоугольной неравномерной разностной сеткой. Использовалось логарифмическое сгущение разностной сетки около стенки канала и вблизи его выходного сечения.

Для оценки величины схемной вязкости проведены расчеты течения в пограничном слое охлаждаемой пластины. Сравнение результатов расчетов при $Re \leq 5 \cdot 10^5$ с решением уравнений пограничного слоя [6] обнаружило их удовлетворительное совпадение. Таким образом, схемная вязкость мала по сравнению с естественной в этом диапазоне чисел Рейнольдса. Проведенные методические расчеты течения газа в канале показали удовлетворительную сходимость решения при изменении шагов разностной сетки и отсутствие влияния выбранного положения границ CD и DE ($\Delta x = 2$, $\Delta y = 1,5$) на течение в канале.

С целью исключения влияния ошибок аппроксимации, возникающих при расчете обтекания кромки выходного сечения канала, на течение в струе проводилось уточнение полученного решения путем расчета разворота потока около прямого угла на более подробной сетке.

2. Типичная картина течения в канале для случая $L = 10$, $Re = 200$, $T_w = 1$, полученная в расчете, представлена на фиг. 1, а, где изомахи — сплошные линии, граница пограничного слоя — штрихпунктирные линии, условные границы областей интегрирования — штриховые линии. Особенности течения являются наличие звуковой поверхности, заходящей внутрь канала, сверхзвуковая скорость потока практически по всему выходному сечению, за исключением небольшой кольцевой области вблизи угловой кромки. Число Маха на оси выходного сечения $M \sim 1,3$. Во внутренней области течения между границей пограничного слоя и осью симметрии в канале изомахи ($M < 1$) практически перпендикулярны продольной оси, а в пограничном слое за счет торможения потока они сходятся к угловой кромке выходного сечения.

Давление практически постоянно в поперечных сечениях в средней части канала. Однако при малых числах Рейнольдса (≤ 250) расчеты обнаружили небольшое повышение давления (до 10%) вблизи стенки около входного участка канала. В сечении, где на оси канала достигается скорость звука, появляется поперечный градиент давления. На стенке давление становится меньше, чем на оси. По мере продвижения к выходному сечению перепад давления между осью и стенкой растет и достигает величины $\sim 30\%$ на выходе из канала.

В [3] показано, что при одинаковых условиях на входе в канал распределение параметров в нем зависит от координаты x/Re . Проведенные расчеты свидетельствуют, что для случая истечения газа в вакуум параметр x/Re также может служить параметром подобия течения газа для достаточно длинных каналов.

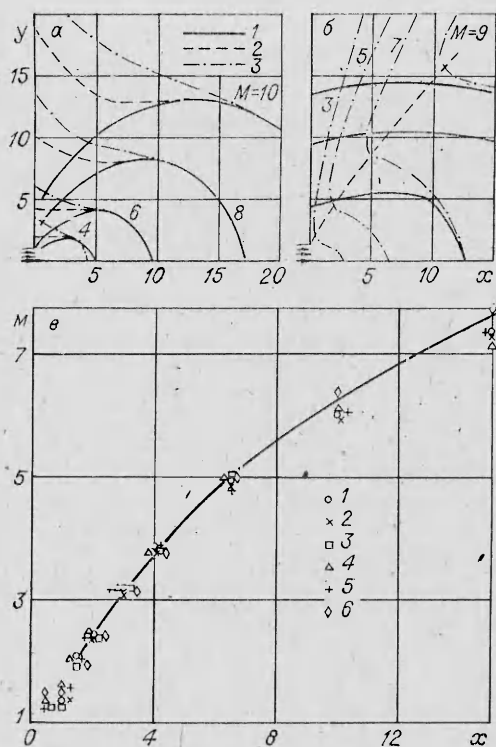
Характерные распределения числа Маха в выходном сечении канала, соответствующие различным значениям L/Re , приведены на фиг. 1, б, где кривые 1—3 при $L = 10$ соответствуют $L/Re = 0,5$; 0,06; 0,002, кривая 4 при $L = 0,5$ соответствует $L/Re = 0,002$.

В случае, когда пограничный слой заполняет весь канал, распределение числа Маха в выходном сечении близко к параболическому. Максимальная по выходному сечению скорость достигается на оси при $M \sim 1$. Уменьшение параметра L/Re от 0,5 до 0,06—0,07 приводит к увеличению числа Маха на оси канала. Характер распределения числа Маха сохраняется, однако профиль становится более наполненным. При этом максимальное число Маха на оси достаточно длинного канала составляет 1,35 и реализуется при значении параметра $L/Re \sim 0,06$ —0,07. Этот режим течения характеризуется началом смыкания внешних границ пограничного слоя вблизи выходного сечения канала.

Дальнейшее уменьшение параметра $L/Re < 0,07$ приводит к немонотонному распределению числа Маха в выходном сечении, максимальное по сечению M достигается в периферийной части потока (см. фиг. 1, б, кривая 3). Практически по всему выходному сечению скорость потока сверхзвуковая.

Проведенные расчеты показали, что при малых длинах каналов распределение числа Маха в выходном сечении при постоянном значении параметра L/Re зависит от длины канала. Уменьшение длины канала приводит к уменьшению числа Маха, особенно в окрестности оси симметрии. На фиг. 1, б приведено распределение M в выходном сечении канала при $L/Re = 0,002$ и различных длинах (кривые 3, 4). Обращает на себя внимание наличие дозвукового участка потока в окрестности оси симметрии при $L = 0,5$. Расчеты показывают, что наибольшее влияние длины канала на распределение газодинамических параметров в выходном сечении канала проявляется при $L < 2$.

Результаты численного расчета течения газа в канале сопоставлены с экспериментальными данными [4]. Условия эксперимента [4] отличались от постановки задачи при численном исследовании [1] только тем, что в эксперименте входной участок выполнен по Виттошинскому, что дает возможность сформировать на входе в канал



Фиг. 2

стоянии $\Delta y = 0,1$ вдоль оси Oy от точки B (см. фиг. 1, a). Расчет течения газа в струе проводился в пределах области $GCDEF\Gamma''$. На поверхностях GC , CD , DE и линии $E\Gamma''$ краевые условия ставились по схеме (1.2) — (1.5), а распределения газодинамических параметров, полученные при расчете течения газа через канал, служили граничными условиями на поверхностях $\Gamma\Gamma'$ и $\Gamma'\Gamma''$. В пристеночных слоях течения на поверхности $\Gamma\Gamma'$ распределения уточнялись путем проведения дополнительного расчета на более подробной разностной сетке разворота около прямого угла неравномерного потока, сформированного в канале.

Размеры расчетного поля вдоль координаты x и y составляли 20 и 25 радиусов канала соответственно. С целью проверки работоспособности методики проведен расчет поля течения струи, истекающей в вакуум из звукового сопла с равномерным распределением параметров в выходном сечении при $Re = 10^7$, который обнаружил удовлетворительное соответствие с расчетными данными [7], соответствующими течению идеального газа.

Рассмотрим влияние неравномерности параметров в выходном сечении канала на поле течения струи. На фиг. 2, a приведено положение линий равных чисел Маха в поле струи, полученных при различных условиях на срезе канала. Кривые 1 получены в расчете при равномерном звуковом потоке в выходном сечении, 2 — при распределении параметров, соответствующих каналу $L/Re = 0,002$, 3 — каналу с $L/Re = 0,06$, $Re = 10^7$; вдоль поверхности BC ставились условия непротекания потока и отсутствия трения на стенке. При использованных граничных условиях отличия в поле течения струй обусловлены неравномерностью в распределении газодинамических параметров в выходном сечении канала. Из фиг. 2, a видно, что из-за потерь в пограничном слое канала линии $M = const$ в периферийной части струи удаляются от среза канала по сравнению со случаем течения идеального газа. Влияние неравномерности параметров на выходе канала проявляется на расстояниях $x < 5$ от среза в окрестности оси струи. На фиг. 2, b приведены изомахи (штрихпунктирные линии) в струе, истекающей из канала, характеризуемого отношением $L/Re = 0,002$ при $Re = 5000$. Расчеты проведены с использованием условий скольжения (1.5) вдоль поверхности BC . В результате тормозящего действия пограничного слоя, нарастающего за угловой точкой выходного сечения канала вдоль поверхности BC , линии равных чисел Маха в периферийной части струи не приходят на поверхность BC , а расходятся под некоторым углом от нее. Учет условий скольжения потока существенно сказывается на положении линий $M = const$. Течение в периферийной части струи характеризуется быстрым уменьшением плотности при удалении от среза канала в плоскости его выходного сечения, что соответственно уменьшает местное число Рейнольдса и приводит к быстрому росту толщины пограничного слоя. Положение внешней границы пограничного слоя, полученное в расчете при $L/Re = 0,002$, $Re = 5000$ и условиях скольжения, приведено на фиг. 2, b штриховой линией, сплошные линии — изобары. В пределах рассматриваемой области

безотрывный поток, в котором, однако, существует пограничный слой. Сопоставление расчетных и экспериментальных распределений скорости в поперечных сечениях канала при $L = 10$, $Re = 492$, $T_w = 1,23$ приведено на фиг. 1, e , где точки 1—3 соответствуют $x = 6,4$; 9; 10, сплошные линии — результаты расчета. Расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают. Некоторые расхождения имеют место в выходном сечении, где в силу сложности течения погрешности исследований наибольшее.

3. Для полученных выше характерных распределений газодинамических параметров на срезе канала проведено исследование поля течения струи. С целью исключения влияния ошибок аппроксимации, накапливающихся в численном расчете вблизи угловой точки, на результаты расчетов течения в струе описанные ранее расчетная область и граничные условия изменялись следующим образом: внутри области интегрирования $OABCDE$ в окрестности выходного сечения канала во внешней среде вводилась цилиндрическая поверхность $\Gamma\Gamma''$, отстоящая от среза канала на расстоянии $\Delta x = 0,5$ вдоль оси Ox и на рас-

пограничный слой нарастает по зависимости $\delta \sim y^{1,1}$ (δ — толщина пограничного слоя, y — координата вдоль поверхности BC). Как видно из фиг. 2, б, давление практически постоянно поперек пограничного слоя. Для проверки результатов расчетов поля струи было проведено исследование распределения давления полного напора p'_0 зондами полного напора (диаметром $d_1 = 6,5 \cdot 10^{-3}$, $d_2 = 2,2 \cdot 10^{-2}$ м), что позволило рассчитать распределение чисел Маха M вдоль оси (фиг. 2, в) как для больших длин канала $L = 12$, так и для очень малых $L = 0,12$ (конический вход), $L/Re = 5,61 \cdot 10^{-5}$; $3,64 \cdot 10^{-5}$; $2,43 \cdot 10^{-5}$ ($L = 12$, точки 1—3, плавный вход); $5,61 \cdot 10^{-5}$; $3,64 \cdot 10^{-5}$; $2,43 \cdot 10^{-5}$ (точки 4—6). Сплошная линия — результаты расчета распределения чисел Маха вдоль оси струи при $L = 10$, $L/Re = 0,002$, $Re = 5000$. Необходимо отметить, что при $x \leq 0,5$ расстояние отхода скачка уплотнения от зонда сравнимо с расстоянием от торца насадка до поверхности стенки. В этой области трудно оценить ошибку измерения p'_0 и последующего определения M . В остальной части струи при $x > 0,5$ погрешность определения числа Маха не превышала 5%.

При истечении струи из длинного канала $L = 12$ практически все экспериментальные результаты по определению распределения M вдоль оси струи при $x \geq 5$ достаточно хорошо совпадают друг с другом и с результатами расчета распределения M вдоль оси как для истечения из звукового сопла, так и для истечения из канала $L = 10$, $L/Re = 2 \cdot 10^{-3}$. В случае очень короткого канала ($L = 0,12 \ll 2$), когда по результатам исследования наиболее сильно проявляется влияние длины канала на параметры на его срезе, распределения M для умеренных Re и $L/Re \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ при $x > 5$ хорошо совпадают с результатами расчета поля течения при истечении из длинного канала и звукового сопла. С увеличением Re намечается некоторое увеличение чисел Маха на оси струи. Приведенные выше результаты подтверждают выводы теории о том, что неравномерность распределения параметров на выходе канала вследствие влияния его длины проявляется в основном вблизи среза.

Однако даже при $2 \leq x \leq 5$ и существенном различии в L ($L = 0,12$ и $L = 12$) для диапазона чисел $L/Re = 2,43 \cdot 10^{-3} - 2,43 \cdot 10^{-5}$ и различной геометрии входа в канал не наблюдается очень большого отличия в данных эксперимента. Непосредственно вблизи выходного среза канала имеется расслоение результатов в пределах 12—25%, но это требует дополнительного исследования более точными методами.

Таким образом, теория при больших L дает распределение M вдоль оси струи, очень близкое к истинному. Неравномерность потока на выходе из канала приводит к незначительному перераспределению M вдоль оси струи вблизи среза.

4. Струя, истекающая из канала в полупространство с пониженным давлением, оказывает силовое воздействие на ограничивающую плоскость, проходящую через его выходное сечение. Результаты теоретического и экспериментального исследования распределения давления вдоль примыкающей поверхности приведены на фиг. 3.

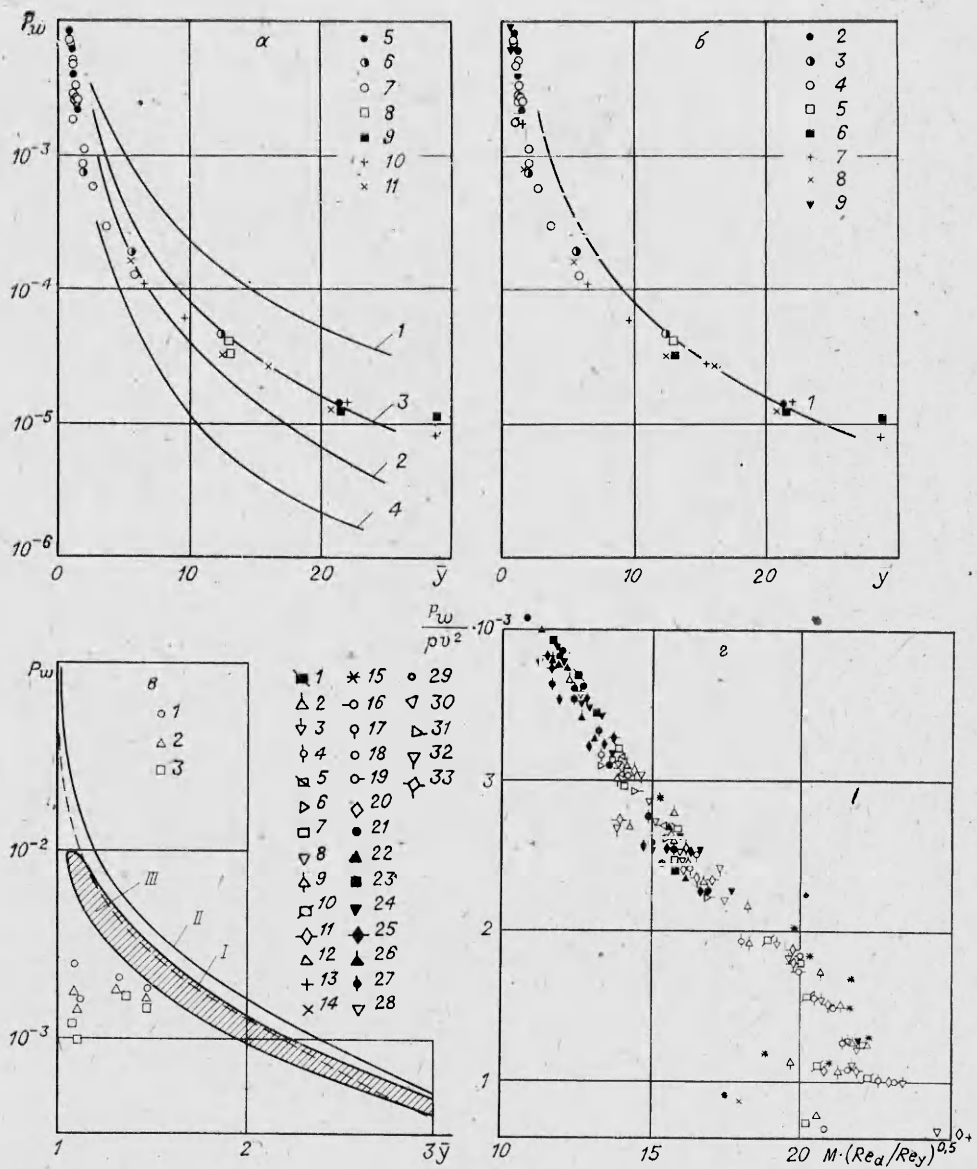
Для более полного выявления закономерностей силового взаимодействия сильно недорасширенной струи газа, истекающей из канала при пониженных давлениях в окружающем пространстве, помимо результатов теоретических исследований, были привлечены все экспериментальные данные по измерению индуцированного давления на стенке, частично представленные в [8—10]. Кроме того, дополнительно выполнен цикл измерений для того, чтобы полнее согласовать теорию и эксперимент.

Все измерения проведены по единой методике на серии моделей двух типов с разной конфигурацией входа: плавный вход по Витошинскому, конический вход с угловой точкой на переходе в цилиндрический канал. Методика эксперимента и конструкция моделей подробно описаны в [9]. Наиболее интересной в методическом плане является модель канала со стенкой с кольцевым зазором для отбора индуцированного давления на стенке. Эта модель позволила произвести измерения индуцированного давления на стенке непосредственно вблизи кромки выходного отверстия на расстояниях $1,064 \leq y \leq 6$. В связи с тем, что эксперимент проводился на вакуумной аэродинамической трубе с конечной производительностью насосной системы, из всего экспериментального материала были отобраны только те результаты, которые не подвержены влиянию внешнего давления в рабочей камере трубы.

Расчеты давления на стенке могут быть выполнены достаточно корректно, если известны граничные условия на поверхности. В частности, на фиг. 3 представлено распределение давления, полученное в расчетах для струи, истекающей из канала при $L = 10$, $Re = 5000$ и различных граничных условиях вдоль поверхности BC .

Результаты расчетов, проведенных с использованием условий скольжения (1.5), наиболее хорошо согласуются с экспериментальными данными фиг. 3, а при $L/Re \approx 0,00205$, $L = 10$ и $y \geq 8$ (линии 1—3 — результаты расчета с использованием граничных условий (1.3)—(1.5), 4 — теория вязкого течения (непротекания); точки 5—10 соответствуют $L/Re = 0,002$; $0,0024$; $0,0017$; $0,00205$; $0,004$; $0,0003$, $L = 6$; 9 ; 12 ; $5-36$ (конический вход)).

На расстояниях $y < 8$ теория с граничным условием (1.5) дает несколько завышенные значения индуцированного давления. Экспериментальные результаты, полученные при $L = 6-12$ и $L/Re \approx 0,002$, образуют единую кривую с разбросом в пределах 3—5% для каналов с различной геометрией входа. Это показывает, что для длинных каналов влияние начальных условий на входе в канал лежит в пределах точности эксперимента и расчета. Приведенные результаты являются достаточным обоснованием выбора в теоретическом исследовании равномерного поля скорости на входе в канал.



Ф и г. 3

Обращает на себя внимание тот факт, что в непосредственной близости от среза канала давление на стенке более чем на порядок превышает давление, полученное по теории Прандтля — Майера для звукового потока, а уровень давления, полученный в расчетах с учетом влияния сил вязкости, значительно выше, чем по теории невязкого течения (см. фиг. 3, а).

Влияние L/Re при больших длинах канала ($L \geq 2$) на распределение индуцированного давления на стенке показано на фиг. 3, б, где точки 2 — $L = 6$, $L/Re = 0,002$ (илавный вход), 3 — $L = 9$, $L/Re = 0,0024$ (конический вход), 4 — $L = 12$, $L/Re = 0,0017$ (конический вход), 5—8 — $L = 5—36$, $L/Re = 0,00205; 0,004; 0,0004; 0,0003$ (конический вход), 9 — $L = 1,7—2,6$, $L/Re = 0,0008—0,0012$ (конический вход). Представленные результаты показывают, что распределение давления на стенке при истечении струи из длинного канала практически не зависит от параметра L/Re , если эта величина менее 0,02. Экспериментальные значения давления на стенке в этом случае достаточно хорошо совпадают с результатами расчета при $L/Re = 0,002$, $L = 10$, выполненного с учетом (1.5) (кривая 1). Таким образом, при значениях $L/Re < 0,02$ и $L > 2$ течение выходит на предельный режим, когда зависимость параметров течения от L/Re и L становится крайне слабой. Словесное взаимодействие в режиме полностью вязкого течения при $L/Re < 0,1$ в данной работе не рассматривалось.

Влияние длины канала и геометрии входа показано на фиг. 3, б, в. При $L > 2$ влияние длины канала лежит в пределах точности эксперимента. С уменьшением $L \leq 2$, например при $L = 2$, происходит уменьшение давления и некоторое перераспре-

деление его вблизи кромки отверстия. Однако результаты эксперимента для $L = 2$ и $L/Re \approx 0,001$ (см. фиг. 3, б), полученные для небольших расстояний от кромки канала ($y = 1,086-1,65$), не позволяют выявить существенного влияния длины канала.

В связи с тем, что наибольшее давление обнаруживается в области поверхности, прилегающей непосредственно к кромке канала, было проведено подробное теоретическое и экспериментальное исследование распределения давления на расстояниях $1 \leq y \leq 3$ (см. фиг. 3, в). Результаты теоретических расчетов показывают, что в окрестности выходного отверстия канала наблюдается такая же зависимость давления от L/Re и L , как и при $y > 3$ (см. фиг. 3, в, кривые I, II, $L = 10$ и 2, $L/Re = 0,067$ и $0,002$ соответственно). С приближением к кромке отверстия ($y \rightarrow 1$) давление продолжает нарастать, превосходя давление, рассчитанное по теории Прандтля — Майера, на 2—3 порядка.

Результаты экспериментов, полученные по специальной модели для $1,07 \leq y \leq 3$, широкого диапазона $0,12 \leq L \leq 36$ и $1,97 \cdot 10^{-2} \leq L/Re \leq 1,27 \cdot 10^{-4}$ (кривая III), показывают, что влияния длины канала и геометрии входа не чувствуется до значений $L \geq 0,36$ (для $L = 0,12$ $L/Re = 5,68 \cdot 10^{-5}$; $3,69 \cdot 10^{-5}$; $2,46 \cdot 10^{-5}$ — точки I—3 на фиг. 3, в). Затем с уменьшением L до величины 0,12 отмечается резкое уменьшение давления вблизи кромки отверстия до значений, близких к значениям давления при развороте звукового потока на кромке на 90 градусов по теории Прандтля — Майера. Подобное поведение индуцированного давления при $L \approx 0,12$, по-видимому, можно объяснить тем, что с уменьшением длины канала имеет место поджатие струи внутри канала с выходом звукового сечения на срез отверстия. Однако влияние геометрии входа в канал на распределение индуцированного давления и в этом случае не наблюдается.

Увеличение индуцированного давления при $L = 0,12$ с удалением от кромки и достижение максимума индуцированного давления с увеличением y можно объяснить взаимодействием вязкого течения с зарождающимся на стенке пограничным слоем.

Представленные на фиг. 3 экспериментальные данные показывают, что при $L/Re < 0,02 = 0,00005$ предельное значение индуцированного давления вблизи кромки отверстия может в 15—20 раз превосходить значение давления, рассчитанное по теории Прандтля — Майера.

Если снова вернуться к сравнению результатов численного и экспериментального исследования течения, то результаты численного исследования взаимодействия при $L/Re = 0,002$ позволили сделать вывод о постоянстве давления поперек пограничного слоя на внешней стенке. Этот результат подтверждает предположение, сделанное априори в [10], о постоянстве давления поперек пограничного слоя для представления индуцированного давления на стенке в виде зависимости $p'/\rho v^2 = f(M \sqrt{Re_d/Re_y})$, которое позволяет обобщить все экспериментальные данные при $Re_d \sim \text{var}$ и $0,5 \leq L \leq 30$ со средним квадратичным отклонением порядка 8—10% независимо от геометрии входа (фиг. 3, в: $L = 0,62-30$, $L/Re = 2,16 \cdot 10^{-5} - 1,42 \cdot 10^{-2}$ (конический вход) — точки I—20; $L = 0,25-12$ и $L/Re = 5,13 \cdot 10^{-5} - 5,9 \cdot 10^{-2}$ (плоский вход) — точки 21—33).

Достаточно хорошее обобщение экспериментальных данных при малых L/Re и различной геометрии входа (см. фиг. 3) и их удовлетворительное совпадение с результатами численного расчета, проведенного в предположении равномерности потока на входе в канал, свидетельствуют о том, что в этих условиях влияние входа незначительно.

В целом приведенные результаты численного и экспериментального исследования в основных чертах характеризуют истечение сильно недорасширенной струи реального газа из цилиндрического канала в вакуум и ее взаимодействие с прилегающей к срезу канала плоской стенкой.

Метод численного расчета течения во всей области определения дает результаты с точностью, достаточной для практического применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белошицкий А. В., Бондарев Е. Н. Истечение вязкого газа из цилиндрического канала в вакуум. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 1.
2. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Госэнергоиздат, 1961.
3. Быркин А. П., Межпиров И. Д. О расчете течения вязкого газа в канале. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.
4. Ракогон Ю. Г. Некоторые результаты экспериментального исследования течений воздуха в круглых трубах при малых числах Рейнольдса. — Тр. МФТИ, 1974.
5. Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Об одной неявной схеме расчета течения вязкого теплопроводного газа. — ЧММСС, 1972, т. 3, № 4.
6. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
7. Жохов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметрического сопла. — Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1224.
8. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Распределение давления на поверхности пластины при сосредоточенном вдуве. — Тр. МФТИ, 1973.
9. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И., Самсонов Н. А. Взаимодействие сильно не-

дорасширенной струи газа, истекающей из канала, с прилегающей поверхностью. — Тр. МФТИ, 1974.

10. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И., Самсонов П. А. Некоторые особенности воздействия струи газа с сильным недорасширением на плоскую стенку. — Тр. МФТИ, 1975.

Поступила 28/II 1984 г.

УДК 532.517.4 + 532.593

О ТУРБУЛЕНТНОМ ПЕРЕМЕШИВАНИИ ТОЛКАЕМОГО И ТОЛКАЮЩЕГО ГАЗОВ В КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ

Р. В. ВАСИЛЬЕВА, А. Д. ЗУЕВ, В. Л. МОШКОВ,
Л. Г. ТХОРИК, В. А. ШИПГАРКИНА

(Ленинград)

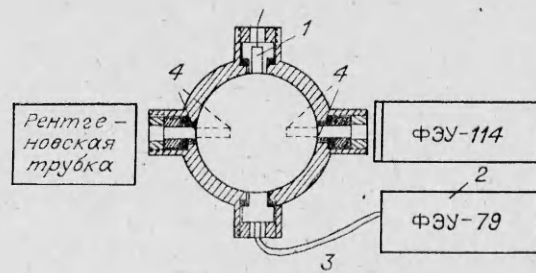
Явление турбулентного перемешивания газов на контактных поверхностях встречается во многих газодинамических задачах и устройствах, например в ударных [1—3] и электроразрядных [4] трубах, при цилиндрическом и сферическом взрыве [5]. Развитие турбулентного перемешивания в них в основном обусловлено неустойчивостью Рэлея — Тейлора. Теория турбулентного перемешивания вследствие развития релей-тейлоровской неустойчивости для изотермического случая изложена в [6], в [7] эта теория распространена на неизотермический случай.

В отличие от других устройств в ударной трубе существует начальная турбулентность, возникшая при разрыве диафрагмы. Процессу разрыва диафрагмы и формированию ударной волны посвящен ряд работ [8—13]. Однако вопросы формирования контактной области в процессе ее движения вдали от диафрагмы и ее влияние на параметры ударно-сжатого газа остаются невыясненными. Эта задача сложна физически и требует применения специальных методов измерения концентрации частиц, так как хорошо разработанные интерферометрические методы не могут быть использованы в турбулизированных потоках и, кроме того, они не могут выделить отдельные компоненты в смеси толкающего и толкаемого газов. Оптические методы исследований позволили только установить, что за горячей пробкой ударно-сжатого газа следует область турбулентного потока. Поэтому в практику ударных труб вместо понятия контактная поверхность было введено понятие контактная область. Вопрос об устойчивости границ этой области до сих пор не рассматривался, и перемешивание толкаемого и толкающего газов в этой области в литературе практически не обсуждалось. Впервые длина зоны перемешивания толкаемого и толкающего газов в ударной трубе на фиксированном расстоянии от диафрагмы была определена в [14] по поглощению инфракрасного излучения в молекулах CO_2 , а распределение средней плотности толкаемого газа в области перемешивания было получено в [15] по поглощению мягкого рентгеновского излучения, когда в качестве толкаемого газа использовался тяжелый инертный газ, а в качестве толкающего — легкий газ. Однако динамика процесса в этой работе не была изучена.

Данная работа направлена на исследование развития турбулентной зоны перемешивания по мере ее движения вдоль ударной трубы вдали от диафрагмы.

Эксперименты проводились в обычной диафрагменной ударной трубе. Использовались алюминиевые диафрагмы, раскрывающиеся под действием давления двумя способами: без ножа и с крестообразным ножом. Толщина диафрагм 0,45 и 0,35 мм. Внутренний диаметр канала низкого давления 50 мм, длина 5 м. Длина камеры высокого давления 1 м. В качестве толкаемого газа использовался ксенон в диапазоне начальных давлений 0,67—13,3 кПа.

На фиг. 1 показаны измерительное сечение и схема измерений. Давление за фронтом ударной волны и скорость фронта ударной волны измерялись пьезодатчиками 1. Производилась регистрация собственного свечения газа, нагретого ударной волной, фотоумножителем 2; 3 — световод. Плотность газа измерялась по поглощению мягкого рентгеновского излучения [15]. В основной части экспериментов все датчики и окна были заделаны заподлицо со стенками трубы. Для измерения плотности в ядре потока



Фиг. 1.

были сделаны специальные вставки, имеющие в поперечном сечении обтекаемую форму и выступающую в поток на 1 см. Толщина вставок в середине 5 мм, диаметр внутреннего смотрового отверстия 2 мм, на торец вакуумно наклеен бериллий, используемый в качестве окон 4 для рентгеновских лучей. Положение вставок показано штриховыми линиями. Измерения проводились в трех сечениях ударной трубы на 15, 50 и