

Второй пример относится к случаю  $Re \gg 1$  – задача о ламинарном пограничном слое на плоской пластине, параллельной набегающему потоку. Если  $x$ ,  $y$  и  $u$ ,  $v$  – координаты и компоненты вектора скорости вдоль и по нормали к пластине соответственно, то величинами порядка единицы в пограничном слое будут  $x$ ,  $Y = y Re^{-1/2}$ ,  $u$ ,  $V = v Re^{1/2}$ . Тогда выражение для вектора  $\mathbf{U}$  с точностью до членов порядка  $Re^{-1/2}$  включительно

$$\mathbf{U} = u\mathbf{i} + Re^{-1/2} \left( V - \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} \right) \mathbf{j}$$

указывает на отличие его векторных линий от линий тока в масштабах пограничного слоя.

В заключение авторы благодарят В. В. Сычева и В. Я. Нейланда за обсуждение результатов и полезные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 847 с.
2. Fornberg B. A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder // J. Fluid Mech. 1980. V. 98. Pt 4. P. 819–855.
3. Fornberg B. Steady viscous flow past a circular cylinder up to Reynolds number 600 // J. Comput. Phys. 1985. V. 61. № 2. P. 297–320.
4. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 310 с.

Москва

Поступила в редакцию  
15.X.1986

УДК 532.525.2:533.6.011

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУЙ ЖИДКОСТИ СО ВСТРЕЧНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

КОВАЛЬ М. А., ШВЕЦ А. И.

Рассматривается структура взаимодействия струй воды, истекающих из насадков навстречу дозвуковому и сверхзвуковому потокам воздуха. Исследования взаимодействия струй со встречным потоком проводились в аэродинамической трубе Института механики МГУ с размером рабочей части  $0,6 \times 0,6$  м<sup>2</sup> и на специальном струйном стенде. Числа Маха  $M$  набегающего потока изменялись от 0,3 до 3, а числа Рейнольдса  $Re$ , вычисленные по параметрам набегающего потока и отнесенные к размеру 1 м, были равны  $1 \cdot 10^6$ – $3 \cdot 10^7$ .

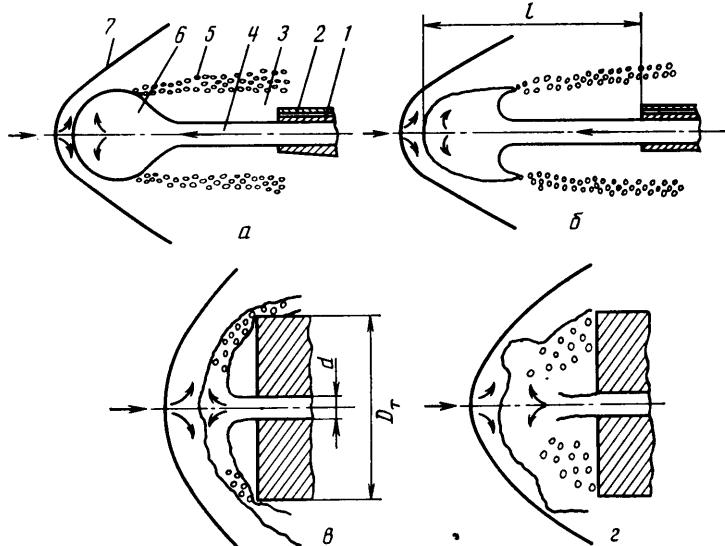
В качестве насадков использовались: цилиндрические трубки-сопла с толщиной стенки на выходе от 0,2 до 0,5 мм, торец диаметром  $D_T = 200$  мм, коническое затупление с углом раскрытия  $120^\circ$  и диаметром основания 30 мм. Диаметр сопла на срезе струи изменялся дискретно:  $d = 0,34; 0,64; 1,48; 2,8; 3; 4; 5$  мм.

Истечению струй жидкости из сопла может сопутствовать кавитация. Для исключения кавитации сопла имели плавный вход и протяженный цилиндрический участок длиной от 80 до 150 диаметров сопла.

В процессе экспериментов проводилось фотографирование картины течения с экспозицией  $10^{-2}$ – $10^{-4}$  с, измерялись давление на сопле в отрывной области струи жидкости, а также исходные параметры набегающего потока и истекающей жидкости. Осредненная скорость истечения струи определялась по расходу жидкости, величина которого измерялась с помощью мерных шайб по перепаду давления на них. Относительная среднеквадратичная погрешность измерения скорости жидкости составляла  $\pm 0,02$ .

Физическую структуру взаимодействия струи жидкости (воды) со сверхзвуковым встречным потоком, зафиксированную теневыми фотографиями, можно представить в виде четырех схем (режимов) взаимодействия (фиг. 1). При умеренных скоростях истечения жидкости из насадка 1 струя имеет протяженный, почти цилиндрический участок 4, а затем струя резко расширяется в виде сферо- или грибообразной капли 6 (фиг. 1, а, б). Эта капля дробится в периферийной области и уносится в виде газожидкостной смеси 5. Перед струей в набегающем сверхзвуковом потоке образуется ударная волна 7. В окрестности цилиндрического участка имеется отрывная область течения 3. В отрывной области давление измерялось с помощью приемника давления 2, встроенного в сопловой насадок 1.

Структура течения при взаимодействии струи со встречным потоком зависит от формы насадка и относительного диаметра струи, однако наиболее сильное влияние на нее оказывает соотношение между глубиной проникания струи и диаметром насадка. Если глубина проникания струи существенно больше внешнего диаметра насадка, то для удобообтекаемых насадков взаимодействие струи жидкости со



Фиг. 1

встречным потоком близко к стационарному. Для некоторых режимов в опытах наблюдались колебания глубины проникания струи, поэтому при экспозиции кадра в 0,01 с ударные волны несколько размыты.

В случае истечения струи жидкости диаметром 3 мм из торца диаметром 100 мм структура взаимодействия существенно отличается от изолированной струи и можно выделить два характерных режима. При малых расходах струя жидкости не выходит за пределы ударного слоя у торца и положение ударной волны стационарное. Струя жидкости в ударном слое разворачивается к торцу, растекается по нему и сносится набегающим потоком с его кромок. Распределение давления по торцу не зависит от глубины проникания струи и остается примерно таким, как и на торце без вдува струи.

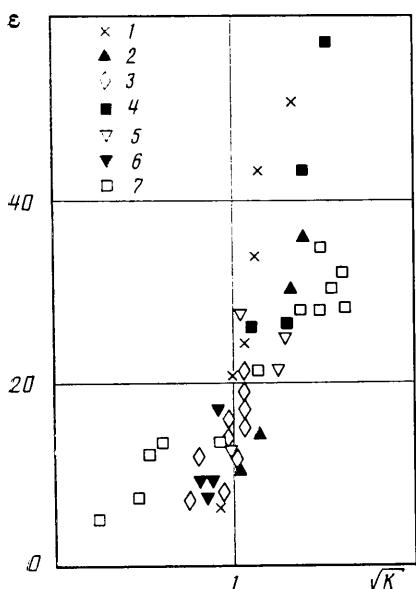
При больших расходах жидкости струя взаимодействует с ударной волной и появляются интенсивные колебания ударной волны. Колебания ударной волны вызывают колебания расхода газа в ударном слое, приводящие к интенсивному разрушению струи жидкости. Схематическая картина такого взаимодействия представлена на фиг. 1, г. Образование выбросов на внешней границе струи жидкости свидетельствует о том, что основной участок струи испытывает интенсивные поперечные колебания, вызванные колебаниями расхода газа в газожидкостной смеси у торца. В режимах нестационарного взаимодействия струи со встречным потоком давление на торцевом насадке существенно снижалось (на 70–80% по отношению к давлению торможения за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке).

Результаты систематических измерений глубины проникания жидкости во встречный поток представлены на фиг. 2 и 3, где  $\varepsilon = l/r$ ,  $K = \rho_j V_j^2 / \rho_\infty V_\infty^2$  ( $l$  – глубина проникания струи,  $r$  – радиус сопла,  $\rho_j$ ,  $\rho_\infty$  – плотности жидкости и набегающего потока,  $V_j$ ,  $V_\infty$  – скорости струи и набегающего потока). Как было показано ранее [2, 3], параметр  $K$  является одним из основных параметров при взаимодействии вдува газа со встречным потоком.

На фиг. 2 представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия струи жидкости, вытекающей из конического насадка и торца навстречу сверхзвуковому потоку. Точки 1–3 соответствуют струям диаметром  $d=3, 4, 5$  мм, вытекающим из конического насадка навстречу сверхзвуковому потоку при  $M=3$ ; точки 4–6 – этим же струям в сверхзвуковом потоке при  $M=2$ . Видно, что глубина проникания струи при  $M=3$  несколько больше, чем при  $M=2$ . Прослеживая изменения глубины проникания струи жидкости, можно ожидать, что последующее увеличение числа  $M$  приведет к стабилизации по этому параметру.

На фиг. 2 представлены также результаты измерений глубины проникания струи диаметром  $d=3$  мм, вытекающей из торца диаметром  $D=100$  мм во встречный сверхзвуковой поток  $M=3$  (точки 7). Видно, что в случае стационарного режима ( $K<1$ ), когда струя не взаимодействует с ударной волной, дальность струи превосходит соответствующую величину для свободной струи. Если реализуется взаимодействие между ударной волной и струей ( $K>1$ ), то глубина проникания становится меньше глубины проникания свободной струи в затопленное пространство. Однако

монотонность изменения глубины проникания струи в зависимости от параметра  $\sqrt{K}$  сохраняется при смене режимов взаимодействия. В режимах нестационарного взаимодействия осуществляется наиболее быстрое разрушение струи жидкости в окрестности затупления.



Фиг. 2

На фиг. 3 точки 1–4 соответствуют вдуву струи в дозвуковой поток ( $M=0,34-0,85$ ) при диаметре сопл 0,34; 0,64; 1,48; 2,8 мм, точки 5–7 – вдуву струй во встречный сверхзвуковой поток ( $M=3$ ) при диаметре сопл 3, 4, 5 мм. Экспериментальные данные можно аппроксимировать линейными зависимостями. Прямая 8 соответствует  $d=0,34-3$  мм; 9 –  $d=0,64$  при  $\sqrt{K} \leq 1,7$ ; 10 –  $d=2,8$  мм при  $\sqrt{K} < 1,5$ ; 11 –  $d=3, 4, 5$  мм при вдуве в сверхзвуковой поток.

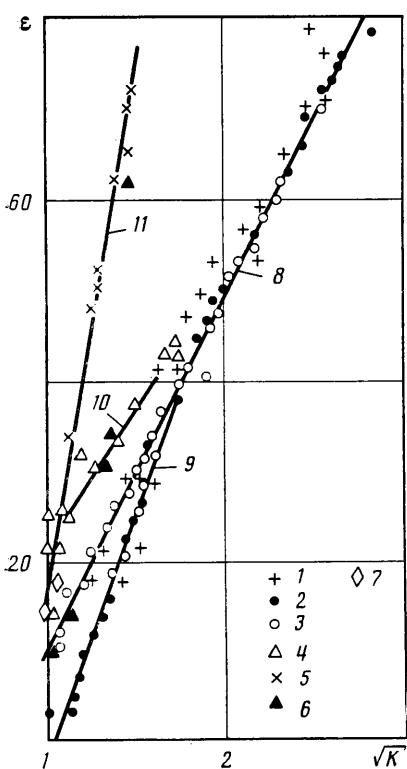
Представленные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы. При дозвуковом встречном потоке в случае  $K>1$  глубина проникания струи жидкости меньше, чем при сверхзвуковом встречном потоке газа. При  $\sqrt{K}<1,5$  на глубину проникания струи влияет вязкость жидкости. Это влияние сводится к тому, что отличие в диаметрах сопл и длинах цилиндрических участков приводит к формированию разных профилей скорости. В зависимости от профиля скорости в струе жидкости перераспределяется кинетическая энергия по сечению струи и, как следствие, изменяется глубина проникания струй малых диаметров.

Для струй диаметром 2,8 мм и больше глубина проникания во встречный поток практически не зависит от их диаметра. В то же время при ограниченных скоростях истечения ( $\sqrt{K}<1,2$ ) глубина проникания струи жидкости мало зависит от того, является ли набегающий поток дозвуковым или сверхзвуковым. При  $K>1$  полный напор струи жидкости превосходит напор набегающего потока. В этом случае давление торможения жидкости на срезе сопла может намного превышать давление торможения встречного газового потока. В критической точке на оси струи давление торможения в газовом потоке и давление торможения в струе равны. Следовательно, вдоль пульевой линии тока от среза сопла до точки торможения имеют место потери полного напора.

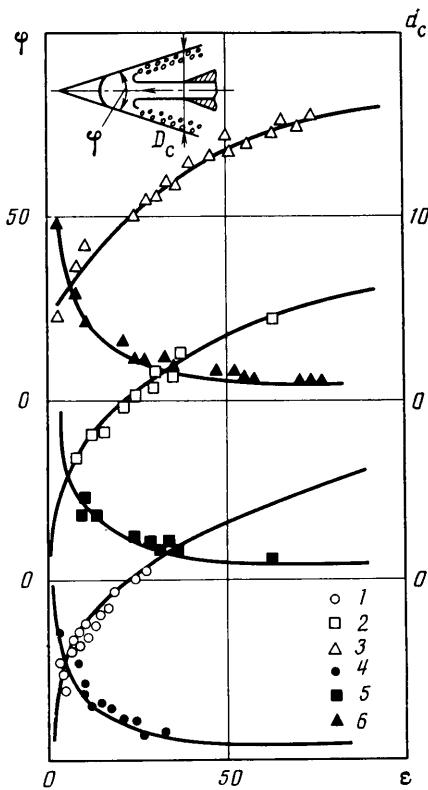
В газовых сверхзвуковых струях, истекающих навстречу газовому потоку, образуются ударные волны, на которых происходят потери полного давления до давления торможения набегающего потока. В данных опытах скорость воды не превосходила 20 м/с и потери полного напора приходились на преодоление силы вязкости на границе и внутри струи.

В случае дозвукового встречного потока давление в отрывной области 3 (фиг. 1) мало отличается от давления встречного потока, поэтому мало различаются и плотности газа. Силы трения струи на поверхности раздела будут примерно такими же, как и при истечении в покоящемся газе. Опыты показали, что струя жидкости в покоящемся газе при скоростях истечения  $V_j=20-25$  м/с распространяется на расстояние 20–30 м. Во встречном дозвуковом потоке глубина проникания струи при таких скоростях не превосходит 30–60 мм. Следовательно, силы поверхностного трения в струе жидкости и силы вязкости в самой струе не являются определяющими при торможении струи во встречном газовом потоке. Можно предположить, что основной причиной потерь полного давления в струе является резкое расширение основного участка струи в окрестности критической точки с образованием капле- или грибообразного участка струи, соответствующее своеобразному аналогу гидравлического прыжка.

При взаимодействии струи жидкости, истекающей из сопла, со встречным потоком в широком диапазоне определяющих параметров реализуется форма струи с каплеобразным передним утолщением, к которому примыкает возвратная газожидкостная кольцевая струя. Внешние контуры возвратной кольцевой струи хорошо аппроксимируются конической поверхностью. Таким образом, форму возвратной струи можно охарактеризовать двумя параметрами: углом раскрытия конической поверхности  $\varphi$  и внешним диаметром  $D_c$  возвратной струи в плоскости среза сопла. Результаты измерений показали, что угол  $\varphi$  и относительный диаметр возвратной струи  $d_c=D_c/d$  практически не зависят от числа Маха набегающего потока ( $M=0,3-1,2$  2; 3), а определяются параметром  $\sqrt{K}$ , и, как следствие, относительной глубиной проникания струи  $\epsilon$  (на фиг. 4 точки 1–3 – значения  $d_c$ ,  $d=3, 4, 5$  мм; точки 4–6 –  $\varphi$ ,  $d=3, 4, 5$  мм).



Фиг. 3



Фиг. 4

Экспериментальные данные аппроксимируются зависимостями

$$\phi = \frac{5/3\pi}{\epsilon + 4}, \quad d_c = 3,63\epsilon^{1/4}$$

Сопоставление данных экспериментов по истечению струи жидкости из сопла и из торца позволило обнаружить некоторые зависимости между диаметрами обратной струи и торца. Например, можно прогнозировать границу стационарных и нестационарных режимов взаимодействия струи жидкости, истекающей из торца, со встречным сверхзвуковым потоком газа. При относительно малых глубинах проникания изолированной струи во встречный поток, не превосходящих толщины ударного слоя у торца, следует ожидать стационарных режимов. С повышением скорости струи, когда глубина проникания струи больше толщины ударного слоя, следует ожидать нестационарных режимов взаимодействия. Опытные данные показывают, что нестационарные режимы реализуются до тех пор, пока характерный размер  $d_c \leq d_r$  ( $d_r = D_r/d$ ). Дальнейшее увеличение скорости приводит к стационарному режиму взаимодействия, при котором возвратный поток струи не натекает на торцевую площадку тела.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко Н. Д. Возмущения сверхзвукового потока при массотеплоподводе. Киев: Наук. думка, 1980. 221 с.
2. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 84–95.
3. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Некоторые особенности взаимодействия сильного вдува со встречным сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 91–98.

Харьков  
Москва

Поступила в редакцию  
21.IV.1986