

В. ЗЛОБИН

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ СТРУЙ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ

В статье изложены результаты экспериментального исследования развития системы круглых изотермических струй, вытекающих из отверстий в тонкой стенке нормально к равномерному потоку в прямоугольном канале. Исследование аналогичного вида течения при весьма больших значениях гидродинамического параметра $q_{\mu} \geq 50$ представлено в работе [1], особенностью которой является также то, что исследование проведено при больших значениях относительного шага $\bar{s} \geq 8$, т. е. когда струи развивались без слияния.

Но необходимость в приложениях к проблемам, встречающимся в технике, требовала распространения полученных результатов на меньшие значения гидродинамического параметра и относительного шага. Этот пробел и заполняет наша работа, где развитие системы струй исследовалось в диапазонах изменения $q_{\mu c} = 4 \div 36$ и $\bar{s} = 2,0 \div \infty$.

Кроме того струи, исследованные в работе [1], вытекали из профилированного сопла и имели весьма равномерный профиль скорости в устье струи. Истечение струй из отверстий в тонкой стенке, что часто встречается в практике, характеризуется явно выраженной неравномерностью профиля их скоростей. Экспериментально подтверждено, что предложенный в работах [2, 3] способ учета этой неравномерности скорости в устье струи через введение эффективного диаметра является пригодным и для рассматриваемого случая. В связи с этим обращено внимание на непосредственное измерение коэффициента истечения.

Предпринята попытка определить влияние ограничения, создаваемого противоположной (по отношению к плоскости раздачи струй) стенкой канала, на развитие системы струй. Рассматриваются и сопоставляются скоростная и температурная оси струй. Показано, что разница между ними является особенно существенной в случае течения системы струй и при малых значениях гидродинамического параметра. Проведено исследование развития и смешения единичной струи.

Экспериментальная установка и методика измерений. Экспериментальная установка представляет собой аэродинамическую трубу напорного типа, на выходе которой смонтирован прямоугольный канал из оргстекла сечением $0,370 \times 0,365$ м и длиной 0,590 м (рис. 1). Средняя скорость потока в канале составляла 6,6 м/сек, неравномерность профиля скорости не превышала 3%. К нижней плоскости канала подводится система струй из распределителя. Струевый воздух подогревался до избыточной температуры 30° С. На выходе распределителя, заподлицо с нижней плоскостью канала установлена съемная пластина толщиной 1 мм. Набор пластин с однорядной системой отверстий разного размера и шага позволял создавать желаемые системы струй. Расверловка отверстий производилась таким образом, что боковые стенки канала имитировали среднюю плоскость раздела между струями, т. е.

расстояние от центра крайних отверстий до стенок было равно половине расстояния между центрами отверстий. В процессе каждого опыта измерялись температура и скорость набегающего потока, давление и температура воздуха в распределителе, а также расход струевого воздуха посредством протарированных диафрагм. Скорость и температура в устье струи измерялись непосредственно во время проведения опыта. Эффективность работы распределителя была вполне удовлетворительной, и неравномерность распределения полного давления в устье струй не превышала 2%. Большинство опытов проводилось на системах струй с начальным диаметром отверстий 20 мм, часть опытов (в основном контрольных) — с отверстиями 30 мм. Диаметры выходных отверстий при исследовании единичной струи составляли 20 и 30 мм.

Для измерений в струе применялся трехканальный насадок, аналогичный описанному в работе [4]. На этот насадок монтировалась хромель-копелевая термопара.

Температурная и скоростная оси измерялись одновременно. Измерения проводились в сечениях, нормальных к скоростной оси струи. В системе струй, за исключением наладочных опытов, измерения осей проводились на струе, расположенной в центре канала. Под скоростной или температурной осью понимается такая линия в средней плоскости струи вдоль потока, на которой значения соответствующих величин являются максимальными.

Развитие и перемешивание единичной струи. Известно, что для струй, вытекающих из круглого сопла в неограниченный равномерный сносный поток, определяющими параметрами являются следующие: начальный угол атаки α_0 , начальный диаметр струи d и гидродинамический параметр [1, 2]

$$q_{21} = \rho_2 v_2^2 / \rho_1 v_1^2, \quad (1)$$

где ρ_2 , v_2 — плотность и среднерасходная скорость в устье струи; ρ_1 , v_1 — плотность и скорость потока. В случае струи, вытекающей из отверстия в тонкой стенке, два последних параметра модифицируются в следующем виде:

$$q_{\mu} = \rho_2 v_{2\mu}^2 / \rho_1 v_1^2 \quad \text{и} \quad d_a = \sqrt{\mu} d, \quad (2)$$

где $v_{2\mu}$ — максимальная скорость истечения струи; d_a — эффективный диаметр; μ — коэффициент истечения. Экспериментальное исследование затопленной струи [3], вытекавшей из круглых насадок различной конфигурации (в том числе и из отверстия в тонкой стенке), благодаря чему в устье струи формировались скоростные поля с неравномерностью, изменявшейся в большом диапазоне, показало, что параметры $v_{2\mu}$ и d_a можно считать определяющими для струи с неравномерным начальным профилем скорости. Аналогично наши опыты показали, что параметры q_{μ} и d_a определяют развитие струи в свободном

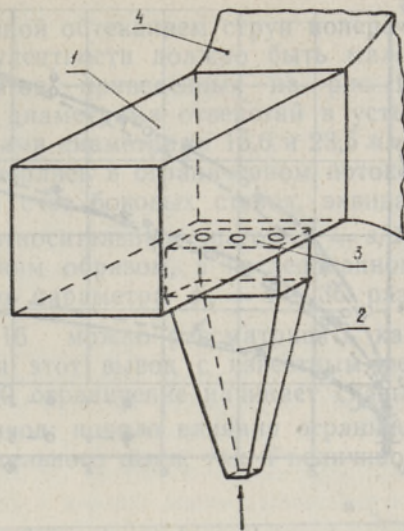


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — канал прямоугольного сечения; 2 — коллектор; 3 — сменная пластина с отверстиями для струй; 4 — переходник от аэродинамической трубы к прямоугольному каналу.

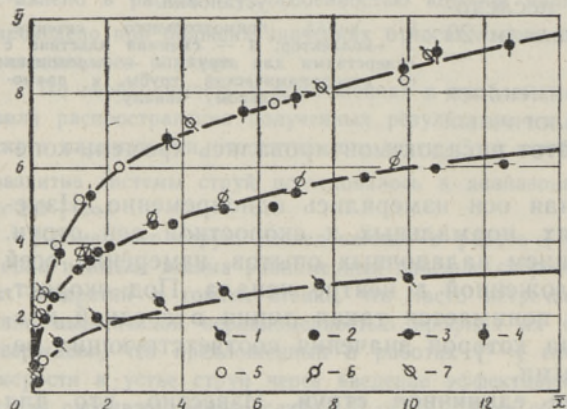
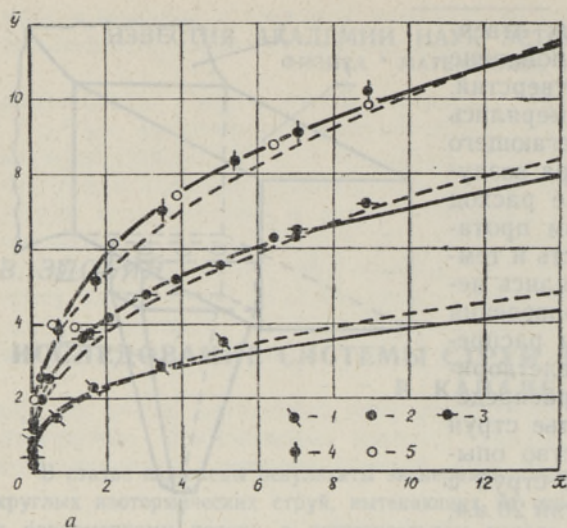


Рис. 2. Экспериментальные оси единичной струи при $\alpha = 90^\circ$:

a — скоростные оси.
 — по формуле Ю. Иванова [1], — по формуле Г. Шандорова [3];
 b — температурные оси.
 — расчет по формуле (8). 1,3,5 соответствуют $q_{\mu} = 4,0; 16,1; 36,0$ и $d = 30$ мм; $d_0 = 23,5$ мм. 2,4,6,7 соответствуют $q_{\mu} = 16,2; 36,6; 16,0; 36,3$ и $d = 20$ мм, $d_0 = 15,6$ мм.

поперечном потоке. На рис. 2,а в безразмерных координатах $\bar{x} = x/d_0$, $\bar{y} = y/d_0$ по опытным точкам приведены скоростные оси струй. Для сравнения приведены траектории, вычисленные по эмпирическим формулам работ [1,2], для скоростных осей струй, вытекающих в поперечный поток из круглого профилированного сопла с равномерным начальным профилем скоростей. Наблюдается хорошее соответствие, что позволяет, по-видимому, рассматривать параметры q_{μ} и d_0 (а также начальный угол атаки α_0) в качестве определяющих и достаточных как для случая струи с равномерным начальным профилем (в этом случае они совпадают с ранее введенными определяющими параметрами q_{21} и d), так и для случая струи с неравномерным начальным профилем скорости. Удобство такого толкования не сводится только к удобству записи, но состоит, во-первых, в том, что таким образом отнеяется физический смысл используемых параметров и, во-вторых, что входящие сюда величины определяются весьма просто. Величина скорости истечения вычисляется по известной формуле.

$$v_{2\mu} = \sqrt{2\Delta p/q_{2\mu}}. \quad (3)$$

Здесь Δp — перепад давлений, под действием которого вытекает струя; коэффициент истечения μ , необходимый для вычисления эффективного диаметра d_0 , во многих конкретных и важных случаях можно определить исходя из конструктивных и режимных параметров [2,4]. Конечно, и при таком определении параметров влияние предьстории формирования струи на ее развитие в сносящем потоке (в частности, количественное распределение влияния величины начальной турбулентности) остается невыявленным, хотя следует заметить, что благодаря генерации

высокой турбулентности в струе, вызванной обтеканием струи поперечным потоком, влияние начальной турбулентности должно быть мало.

Интересным результатом серии опытов, приведенных на рис. 2, является и то, что траектории струй с диаметрами отверстий в устье 20 и 30 мм (соответственно с эффективными диаметрами 15,6 и 23,5 мм) совпадают между собой, хотя они развивались в ограниченном потоке. Ограничение, испытываемое струями за счет боковых стенок, эквивалентно развитию в системе струй с относительным шагом $\bar{s} = s/d_0$, равным соответственно 23,7 и 15,7. Таким образом, в исследованном диапазоне значений гидродинамического параметра $q_\mu = 4 \div 36$ развитие струи в системе струй при $\bar{s} \geq 16$ можно рассматривать как развитие единичной струи. Сопоставляя этот вывод с известным результатом работы [1], что при $q_\mu \approx 400$ ограничение начинает сказываться, когда $\bar{s} < 44$, можно сделать вывод: начало влияния ограничения определяется как величиной относительного шага, так и величиной гидродинамического параметра.

Одновременно с определением скоростной оси проводилось измерение температурной оси (рис. 2, б). Сопоставление температурной и скоростной осей показывает, что первая, начиная с некоторого момента, лежит ниже второй, причем разница, отнесенная к координате возвышения при фиксированном значении продольной координаты \bar{x} , уменьшается с увеличением величины гидродинамического параметра. Таким образом, при небольших значениях гидродинамического параметра нельзя полагать, что скоростная и температурная оси близки, ибо даже на активном участке струи ошибка может быть весьма велика. Это тем более верно для развития струй в ограниченном потоке; как будет показано ниже при анализе опытов по развитию систем струй температурная ось может иметь в некоторых условиях даже вид, отличный от кривой скоростной оси. На рис. 3 для иллюстрации сказанного выше приведено непосредственное сопоставление скоростных и температурных осей единичных струй. Сплошная кривая соответствует формуле $\bar{x} = \bar{y}^3/q_\mu^{1,3}$ работы [1], несколько лучше аппроксимирующей данные по скоростной оси, а штриховая линия перенесена с рис. 2, б.

Проведено также подробное измерение температурных полей в струе. Температурные изотермы в сечениях, нормальных к оси струи, имеют известную подковообразную форму с двумя боковыми максимумами. На некотором расстоянии от устья они становятся несколько большими, чем так наз. основной максимум в центре струи, по которому и определялась температурная ось струи. Отношение коэффици-

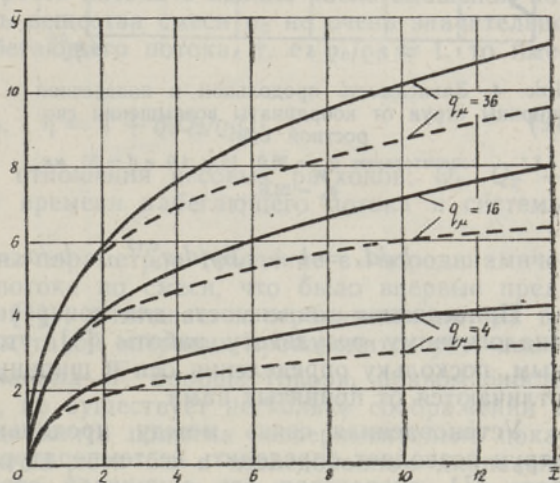


Рис. 3. Сопоставление скоростных и температурных осей единичной струи.

— скоростная ось, ---- температурная ось.

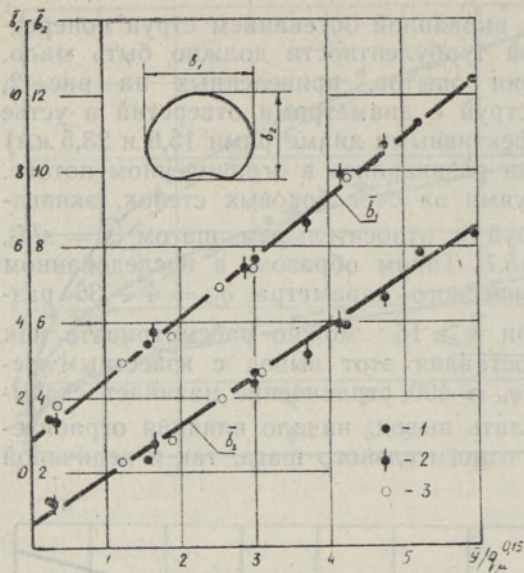


Рис. 4. Зависимость продольной и поперечной ширины струи от координаты возвышения скоростной оси.

1, 2, 3 — соответствуют $q_{\mu} = 36,0; 16,1; 4,0$ и $d = 30$ мм;
 $d_0^{\mu} = 23,5$.

$$b_1/d_0 = 1 + 1,6y/d_0 q_{\mu}^{0,15}, \quad b_2/d_0 = 1 + 1,3y/d_0 q_{\mu}^{0,15}. \quad (4)$$

Приведенная зависимость для поперечной ширины весьма близка к аналогичному результату работы [5], что является несколько странным, поскольку определения оси и ширины струи в цитируемой работе отличаются от принятых нами.

Установленная связь между продольной и поперечной шириной струи позволяет определить ее температурную ось. Как показано в работе [7], скоростная ось единичной струи в сносящем потоке при $\alpha_0 = 90^\circ$ может быть описана следующим уравнением:

$$\bar{x}_* = 0,43\bar{y}^3/q_{\mu}^{1,2}, \quad (5)$$

где координаты со звездочкой отсчитываются от полюса струи и связаны с координатами \bar{x}, \bar{y} , отсчитываемыми от центра отверстия струи, соотношениями

$$\bar{y}_* = \bar{y} + 0,59q_{\mu}^{0,2}, \quad \bar{x}_* \approx \bar{x}.$$

Как показывают экспериментальные данные, до точки, где наклон скоростной оси к направлению потока составляет 45° , температурные и скоростные оси совпадают. Соответствующая координата \bar{y}_1 может быть определена из уравнения (5)

$$\bar{y}_1 = 0,88q_{\mu}^{0,6}. \quad (6)$$

При данном значении продольной координаты \bar{x} температурная ось лежит ниже скоростной на величину $\Delta\bar{y}$, которая пропорциональна приращению продольной ширины

ента расширения поперечной и продольной ширины струи сохранялось постоянным и равным $5/4$. За границу струи принималась изотерма, составлявшая 10% максимума избыточной температуры в данном сечении струи. Зависимость продольной и поперечной ширины струи (рис. 4) приведена в виде функции от величины возвышения струи по скоростной оси в данном сечении. В этих условиях граница струи оказалась линейной функцией вертикальной координаты, что соответствует результатам работ [5, 6].

Как видно из графика, приведенные зависимости по температурной ширине струи выражаются формулами

$$\Delta \bar{y} = a \Delta \bar{b}_2 = 4a \Delta \bar{b}_1 / 5 = 1,6a (\bar{y}_* - \bar{y}_1) / q_\mu^{0,2}, \quad (7)$$

где закон изменения поперечной ширины принят в виде [5] $\bar{b}_1 = 2\bar{y}_* / q_\mu^{0,2}$. Принимая значения коэффициента $a \approx 0,4$ (он не может быть больше 0,5 и меньше 0,3), получаем уравнение для температурной оси струи в сносящем равномерном потоке при $\alpha_0 = 90^\circ$

$$\bar{x}_* = \begin{cases} (0,43/q_\mu^{1,2}) \cdot \bar{y}_*^2 & \text{при } \bar{y}_* \leq \bar{y}_1 = 0,88q_\mu^{0,6}, \\ (0,43/q_\mu^{1,2}) [\bar{y}_* + 0,64(\bar{y}_* - \bar{y}_1)/q_\mu^{0,2}]^2 & \text{при } \bar{y}_* > \bar{y}_1. \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 2,б расчет по этой формуле сопоставлен с экспериментом.

Развитие системы круглых струй в поперечном потоке. В этом случае определяющими параметрами можно считать следующие: начальный угол атаки α_0 ; эффективный диаметр d_0 ; относительный шаг между струями \bar{s} и гидродинамический параметр по смеси $q_{\mu c} = \rho_2 v_{2\mu}^2 / \rho_c v_c^2$, где ρ_c , v_c — плотность и скорость потока в канале после смешения потока и струй. Если плотность вещества смеси ρ_c не очень значительно отличается от плотности набегающего потока, т. е. $\rho_c / \rho_1 \approx 1$, то имеется простая зависимость

$$v_c = \eta v_1, \quad \eta = 1 + \rho_2 Q_2 / \rho_1 Q_1. \quad (9)$$

Здесь η — коэффициент отношения весовых расходов; Q_1 , Q_2 — объемный расход в единицу времени набегающего потока и системы струй.

При таком выборе системы параметров (введение в гидродинамический параметр параметров потока по смеси, что было впервые предложено В. Безменовым (см. [8])) учитывается ограничение потока по «вертикали», т. е. посредством такой операции производится учет влияния относительной высоты канала \bar{H} . Вообще говоря, правомерность такого подхода не доказана, но существует несколько соображений в его пользу. Нами была предпринята попытка экспериментально показать, что этот метод достаточен хотя бы в исследованном диапазоне изменения основных параметров. С этой целью примерно на середине высоты канала монтировалась тонкая перегородка на всю его ширину и длину, т. е. система струй в этом случае развивалась фактически в канале сечением $0,370 \times 0,170$ м. Для того, чтобы набегающий поток меньше искажался, в верхней части канала ставилось аэродинамическое сопротивление, которое имитировало фактически зеркальную систему струй. Эти измерения проводились на системе струй с относительным шагом $\bar{s} = 4,0$ (на рис. 5,а представлены скоростные оси системы струй при $q_{\mu c} \approx 4; 16; 36$). Вокруг верхней кривой группируются точки с примерно равными значениями $q_{\mu c} \approx 36,3$, но с разными значениями q_μ (40,0 и 44,5). Хотя разница в значениях q_μ составляет 10%, никакого систематического отклонения от средней по экспериментам скоростной оси не наблюдается. Это позволяет, по-видимому, считать, что до тех пор, пока пограничный слой струи не коснется верхней ограничивающей стенки канала или пограничного слоя зеркальной системы струй, метод учета ограничения потока по «вертикали» является достаточным. Во всяком случае это верно, если текущая координата возвышения $\bar{y} < 0,8\bar{H}$.

Исследование развития системы струй было проведено при трех фиксированных значениях $q_{\mu c} \approx 4; 16; 36$ и для значений относитель-

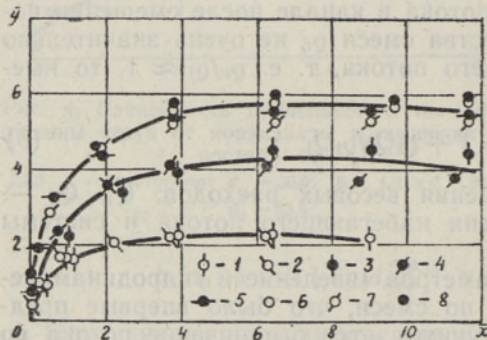
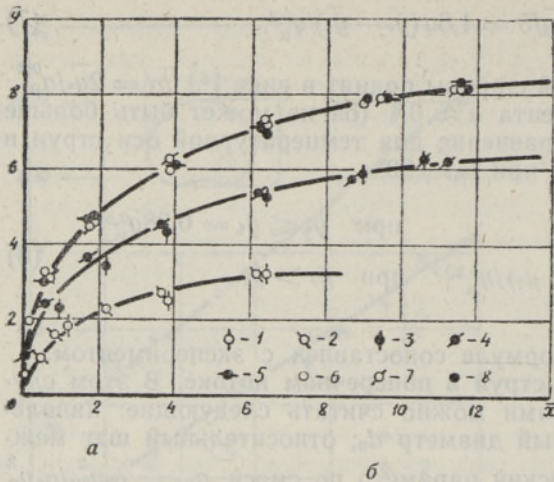


Рис. 5. Скоростная (а) и температурная (б) оси однородной системы струй при $\bar{s} = 4,0$ и $d_s = 15,5$ мм; 1-6 соответствуют $q_\mu = 4,1; 4,1; 16,8; 16,8; 40,0; 40,0$; $q_{\mu c} = 4,0; 4,0; 15,9; 15,8; 36,4; 36,3$ и $\bar{N} = 23,6$. 7,8 соответствуют $q_\mu = 44,4; 44,7$; $q_{\mu c} = 36,1; 36,2$ и $\bar{N} = 11,1$.

характер развития и струи сливаются достаточно быстро по выходе из устья, тогда уменьшение относительного шага начинает приводить к увеличению глубины проникновения струй. По-видимому, существует переходная область, где развитие струи является неустойчивым. При каждом определенном значении параметра q_μ должно существовать значение относительного шага \bar{s} , при котором струя имеет минимальную глубину проникновения. Таким граничным значением относительного шага в области изменений $q_{\mu c} = 4 \div 36$ по результатам наших экспериментов является величина $\bar{s} \approx 3,5$. С увеличением параметра $q_{\mu c}$ граничное значение \bar{s} должно увеличиваться.

Исходя из представления об эквивалентности (в смысле развития) системы струй при малых относительных шагах некоторой плоской струи, можно получить выражение для скоростной оси системы струй. Траектория плоской струи по данным работы [1] описывается следующим уравнением (при $a \approx 0,10$):

$$x/b_0 = (y/b_0) \operatorname{ctg} \alpha_0 + 0,06 (y/b_0)^{2,5}/q_\mu, \quad (10)$$

где b_0 — полуширина плоской струи.

ных шагов $\bar{s} = 2,0; 4,0; 8,1$. С уменьшением относительного шага от ∞ до 4 глубина проникновения струй монотонно падает, однако при уменьшении относительного шага до 2,0 наблюдается резкое увеличение глубины проникновения (рис. 6). Этот внешне неожиданный результат объясняется тем, что при очень малых шагах вскоре по выходе из устья струи сливаются и создают единую плоскую струю, которая, как известно, обладает большей глубиной проникновения. Нет сомнения, что при дальнейшем уменьшении относительного шага между струями глубина проникновения системы струй будет увеличиваться, стремясь в пределе к таковой для плоской струи. Таким образом, в развитии систем струй наблюдается два принципиально различных момента: 1) если система струй сливается достаточно далеко от устья, то уменьшение относительного шага приводит к уменьшению глубины проникновения струй; 2) когда нарушается струйный ха-

Пренебрежем начальным участком, на котором происходит слияние системы струй, вследствие его малости (это, конечно, не принципиально, ибо можно легко учесть начальный участок) и будем считать, что система струй эквивалентна плоской струе с равными начальным импульсом в устье и площадью сечения. Из условия равенства площади выходных сечений

$$b_0 = \pi d_0 / 8 \bar{s}. \quad (11)$$

Подставляя это выражение в (10), с учетом скорости по смеси получаем

$$\bar{x} = \bar{y} \operatorname{ctg} \alpha_0 + 0,24 \bar{s}^{1,5} \bar{y}^{2,5} / q_{\mu c}. \quad (12)$$

На рис. 6 сплошные кривые, приведенные по формуле (12), удовлетворительно аппроксимируют экспериментальные данные при $\alpha_0 = 90^\circ$ и $\bar{s} = 2,0$. Видно, что кривые проходят несколько выше опытных точек, что и следовало ожидать, так как струи сливаются не сразу по выходе из устья. Приближенно можно считать, что хотя данная формула проверена в диапазоне изменения $q_{\mu c} \approx 4 \div 36$ и $\bar{s} < 3$, она еще лучше будет выполняться при больших значениях гидродинамического параметра.

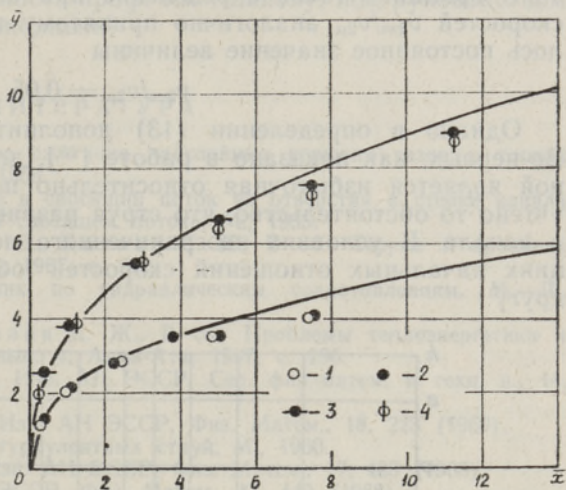


Рис. 6. Скоростная ось однорядной системы струй при $\bar{s} = 2,0$.
1—4 соответствуют $q_{\mu c} = 4,35; 4,30; 18,5; 18,7$; $q_{\mu c} = 4,1; 4,1; 16,0; 16,3$; $d = 20$ мм и $d_0 = 16,0$.

Изучение развития температурных осей систем струй показало, что они, начиная с некоторого момента, резко выполаживаются по направлению потока, что было отмечено и ранее [9], а в некоторых случаях имеют тенденцию опускаться, по-видимому, за счет устойчивого вихря в тыловой части струи (рис. 5,б). Как видно из соответствующих измерений скоростной оси, этот вихрь не охватывает активной части струи, которая продолжает монотонно подниматься (рис. 5,а).

Увеличение разницы между скоростной и температурной осями системы струй в условиях струйного развития с уменьшением относительного шага указывает на увеличение линейных размеров, т. е. на увеличение циркуляции присоединенной пары вихрей, что связано, по-видимому, с увеличением касательных напряжений при обтекании струй потоком. Причиной этого является перестройка набегающего потока за счет ограничения, создаваемого системой струй.

Если определять траекторию струи по максимуму потока теплосодержания, то соответствующая ось лежит хотя и ниже скоростной оси, но ненамного. Таким образом, вопрос о методе измерения в струе, развивающейся в сносящем потоке в канале, должен решаться исходя из конкретных целей исследования. Можно считать, что скоростная ось

определяет в первую очередь аэродинамику течения, а на положение температурной оси оказывает влияние и размер циркуляционных зон, который в свою очередь определяется величиной относительного шага и гидродинамического параметра.

Нами проведена также обработка опытных данных с целью получения зависимостей для глубины проникновения, понимаемой как координата возвышения скоростной оси струи, при которой безразмерная избыточная по отношению к потоку скорость на оси струи составляет некоторую постоянную величину

$$(v_{2m} - v_c \sin \varphi) / v_{2\mu} = 0,05, \quad (13)$$

где φ — угол между направлением касательной к оси струи и направлением, нормальным к потоку.

В принципе такое определение при больших значениях отношения скоростей $v_{2m}/v_{2\mu}$ аналогично принятому в работе [1], где фиксировалось постоянное значение величины

$$v_{2m}/v_{2\mu} = 0,05. \quad (14)$$

Однако в определении (13) дополнительно учтены два момента. Во-первых, как показано в работе [10], для затухания струи характерной является избыточная относительно потока скорость и, во-вторых, учтено то обстоятельство, что струя развивается в ограниченном потоке в канале. В условиях неограниченного потока и при больших значениях начальных отношений скоростей обе формулы близки друг к другу.

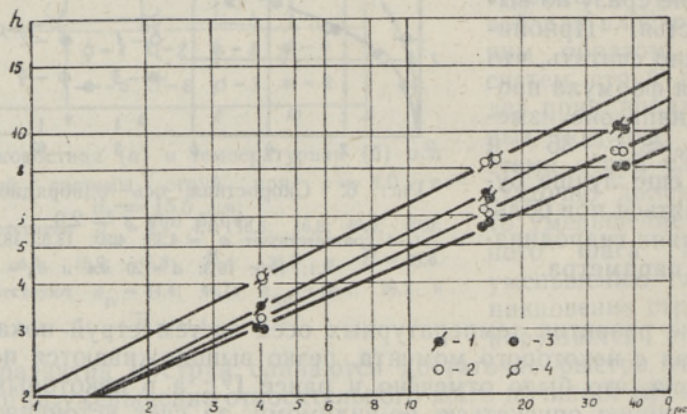


Рис. 7. Зависимость глубины проникновения от гидродинамического параметра по смеси.

1 соответствует $\bar{s} = 15,7$ и $23,7$; 2—4 соответствуют $\bar{s} = 8,1$; $4,0$; $2,0$.

На рис. 7 в логарифмических координатах приведена зависимость относительной глубины проникновения $\bar{h} = h/d_3$ для системы струй от гидродинамического параметра по смеси $q_{\mu c}$. Все данные укладываются на четыре прямые. Эта зависимость при относительном шаге $\bar{s} = 4,0 \div 24$ хорошо описывается формулой

$$\bar{h} = h/d_3 = 1,8q_{\mu c}^{(0,5-1/3\bar{s})}, \quad (15)$$

которая при $\bar{s} \rightarrow \infty$ совпадает с точностью до коэффициента с известной формулой из [1].

Аналогичная зависимость описывает глубину проникновения и при относительном шаге $\bar{s} \leq 3,0$

$$\bar{h} = h/d_3 = (4,1/\bar{s}) q_{\mu c}^{0,5}, \quad (16)$$

которая получается преобразованием уравнения для глубины проникновения плоской струи в поперечном потоке [1] $h/b_0 = k'_2 \sqrt{q_{\mu}}$ способом, аналогичным использованному при выводе уравнения (12). Зависимость (16) с известной осторожностью можно применять для определения глубины проникновения при малых значениях относительного шага.

Автор выражает благодарность проф. Ю. Иванову, под руководством которого эта работа была выполнена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Ю. В., Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках паровых котлов, Таллин, 1959.
2. Шандоров Г. С., Истечение в сносящий поток из отверстия в стенке канала и распространение струй в сносящем потоке, М., 1955.
3. Арсеев Н. В., Арсеев А. В., Китаев В. И., В сб.: Теория и практика сжигания газа, вып. 3, Л., 1967, с. 56.
4. Идельчик И. Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям, М.—Л., 1960.
5. Палатник И. Б., Темирбаев Д. Ж., В сб.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, вып. 4, Алма-Ата, 1967, с. 196.
6. Иванов Ю., Эпштейн А., Изв. АН ЭССР, Сер. физ.-матем. и техн. н., 14, 588 (1965).
7. Эпштейн А., Злобин В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 18, 223 (1969).
8. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960.
9. Иванов Ю., Злобин В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 17, 433 (1968).
10. Гендриксон В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 17, 449 (1968).

Институт термofизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
25/II 1970

V. ZLOBIN

RISTIVOOLUSES LEVIVATE JUGADE SÜSTEEMI EKSPERIMENTAALNE UURIMINE

Artiklis on esitatud õhukesest seinast väljuva üherealise ümarate jugade süsteemi levimise uurimise tulemused. Katsete diapasoon haaras suhtelise sammu muutumise piirides $\bar{s} = 2 \div 23,7$ ja hüdrodünaamilise parameetri (segu järgi) muutumise piirides $q_{\mu c} = 4 \div 36$. See võimaldas uurida kahte jugade leviku piirkonda: esimeses neist lüheneb jugade läbilõõgisügavus suhtelise sammu vähenemisega, teises viib suhtelise sammu vähenemine läbilõõgisügavuse suurenemisele. Uuriti voolukanali ülemise seina piiravat mõju ja tehti kindlaks seos kiiruse ja temperatuuri järgi määratud telje vahel. Selgus, et see vahe on eriti oluline väikeste hüdrodünaamiliste parameetrite puhul.

Katse tulemused on üldistatud jugade läbilõõgisügavuse osas.

V. ZLOBIN

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE FLOW OF TRANSVERSAL JET'S SYSTEM

The paper contains results of experiments on the development of one-row system of jets issuing from the round orifices in the thin wall in the cross stream flowing in a distance between orifices $s = 2.0 \div 23.7$ and hydrodynamical parameter of the mixture $q_{\mu c} = 4 \div 36$. It made possible to study two regions of the jet's development: at first the region where the depth of penetration decreases with reducing the distance between orifices, and, secondly, the region where the depth of penetration increases with reducing the distance. Attention was focused upon the restriction produced by the top wall of the channel and upon the correlation between the velocity and the temperature paths of the jets. Experiments have shown that the difference between these paths is especially important for a small hydrodynamical parameter.

A generalization of experimental data on the depth of penetration has been made.

