

3. Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Сахин В. В. О структуре недорасширенных струй плазмы аргона в переходном режиме // ПМТФ.— 1981.— № 5.
4. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ.— 1973.— № 2.
5. Crist S., Sherman R. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet // AIAA J.— 1966.— V. 4, N 1. Рус. пер. РТК.— 1966.— Т. 4, № 1.
6. Физика и техника низкотемпературной плазмы/Под ред. С. В. Дресвина.— М.: Атомиздат, 1972.
7. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений.— М.: ИЛ, 1962.
8. Волчков В. В., Иванов А. В. Толщина и внутренняя структура прямого скачка уплотнения, образующегося при истечении сильно недорасширенной струи в пространство с малой плотностью // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1969.— № 3.

Поступила 4/IX 1986 г.

УДК 536.524

АЭРОДИНАМИКА ЗАКРУЧЕННОЙ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ В СНУТНОМ ПОТОКЕ

Э. П. Волчков, Н. А. Дворников, В. И. Терехов

(Новосибирск)

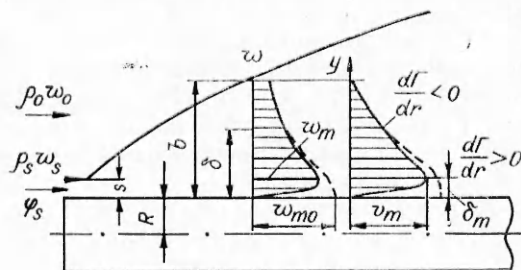
Пристенные закрученные струи достаточно часто используются в различных устройствах вихревого типа — эжекторах, центробежных сепараторах и классификаторах, вихревых трубах и т. п. Как правило, в реальных условиях такие течения спутные, причем в общем случае спутный поток может иметь и вращательную компоненту скорости.

Ниже рассмотрены два типа закрученных струй — это струя, обтекающая цилиндр (внешняя задача, рис. 1), и струя, развивающаяся в цилиндрическом канале (внутренняя задача). Принципиальное отличие этих схем течения состоит в следующем. Во внешней части струи, обтекающей цилиндр ($\delta_m < y < b$, рис. 1), значение циркуляции с увеличением радиуса падает ($d\Gamma/dr < 0$) и, согласно принципу устойчивости по Рэлею, должна происходить интенсификация процессов переноса; в пристенной части этой струи ($0 < y < \delta_m$) происходит подавление турбулентного обмена. Для струи, развивающейся в канале, воздействие массовых сил имеет противоположный характер — во внешней ее части, где $\partial\Gamma/\partial r > 0$, наблюдается снижение турбулентных пульсаций и подавление процессов турбулентного переноса. Это подтверждается и результатами измерений турбулентной структуры пристенных закрученных струй [1, 2].

Расчет аэродинамики полуограниченных закрученных струй представляет собой сложную задачу. Основные трудности теоретического анализа обусловлены пространственным характером течения, а также необходимостью учета воздействия центробежных сил на интенсивность процесса турбулентного переноса. К настоящему времени решение таких задач с учетом всего комплекса факторов в литературе отсутствует.

Широкое распространение при расчетах незакрученных полуограниченных струй получили интегральные методы [3, 4]. Обладая простотой, они, как правило, дают конечные аналитические формулы и с достаточной для практики точностью совпадают с экспериментом по основным параметрам — трению, теплоотдаче, интегральным характеристикам. Подобные методы могут быть использованы и при анализе закрученных пристенных струй. При этом для решения интегральных соотношений импульса, момента количества движения, энергии и массообмена необходимо определить автомоделные профили продольной и окружной скорости, а также законы расширения струи и изменения максимальных значений компонент скорости по длине обтекаемого цилиндра или канала. Теоретическому определению этих величин и уделено основное внимание в настоящей работе. Рассмотрен случай течения при параметре вдува $m = \rho_s w_s / \rho_0 w_0 > 1$, результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными.

1. Автомоделные профили продольной и окружной компонент скорости в струе. Как правило, в интегральных методах расчета [3, 4] струю разбивают на две области — пристенную ($0 < y < \delta_m$) и внешнюю ($\delta_m < y < b$). Профили скорости во внешней части описываются зависимо-



Р и с. 1

стями, характерными для свободной турбулентности, а в пристенной — соотношениями для пограничного слоя. При анализе сложных трехмерных полугораниченных струйных течений более удобным представляется использование единой зависимости, описывающей профиль скорости по всему сечению струи.

Профиль скорости будем искать в виде суперпозиции функций, учитывающих развитие пограничного слоя $f_{\Pi}(\xi, w_{m0})$ и струи $g_c(\xi, w_0, w_{m0})$, где $\xi = y/b$, w_{m0} — максимальная скорость в сечении при отсутствии потерь импульса на трение о стенку:

$$(1.1) \quad w = w_{m0} f_{\Pi}(\xi, w_{m0}) g_c(\xi, w_0, w_{m0}).$$

Функцию f_{Π} зададим в виде степенного профиля скорости $f_{\Pi} = (y/\delta)^n$, а g_c — как линейную комбинацию от струйного профиля Шлихтинга:

$$(1.2) \quad g_c = a_1(1 - \xi^{1,5})^2 + a_2.$$

Используя граничные условия (при $\xi = 0$ $g_c = 1$ и при $\xi = 1$ $g = w_0/w_{m0}$), профиль продольной скорости в пристенной затопленной струе запишем в виде

$$(1.3) \quad w = w_{m0} \xi^n (b/\delta)^n \left[\left(1 - \frac{w_0}{w_{m0}} \right) (1 - \xi^{1,5})^2 + \frac{w_0}{w_{m0}} \right],$$

где δ — толщина пограничного слоя, на которую распространяется влияние стенки, ее значение может быть найдено из решения интегрального уравнения импульса для турбулентного пограничного слоя с продольной кривизной линий тока [5] $\delta = 0,37(w_{m0}x/\nu)^{-0,2} \Psi^{0,8}$.

Относительная функция трения в квазиизотермических условиях $T_w/T_0 \approx 1$ определяется увеличением скорости течения и воздействием массовых сил на турбулентный перенос $\Psi = \Psi_{\Phi} \Psi_{\kappa}$. Поскольку скорость в (1.3) слабо зависит от b/δ , при определении δ можно пренебречь зависимостью от относительной кривизны, положив $\Psi = \Psi_{\Phi} = \cos \varphi^{-0,75}$.

При отсутствии спутного течения ($w_0 = 0$) выражение (1.3) подобно профилю Кармана [6], используемому для описания вторичного радиального течения на вращающемся диске. При $w_0/w_{m0} = 1$ формула (1.3) переходит в степенной профиль скорости; следует отметить, что профиль Уормли [7] для торцевого течения в вихревой камере такого предельного перехода не дает. При $w_0/w_{m0} > 1$ (1.3) описывает профиль скорости в пристенных газовых завесах ($m < 1$).

Координата максимума скорости в профиле (1.3) определяется из

$$(1.4) \quad \xi_m = \delta_m/b = \left[P_1 - \sqrt{P_1^2 - P_2} \right]^{2/3}$$

или $\xi_m = 1$, если $w_0/w_{m0} > 0,834$, $P_1 = \frac{1,5 + n}{3 + n}$, $P_2 = \frac{n}{(3 + n)(1 - w_0/w_{m0})}$.

Как видно, координата максимальной скорости зависит от заполненности пристенной части профиля скорости и параметра спутности m . Для $w_0 = 0$ и $n = 1/7$ $\xi_m = 0,127$, что соответствует известным теоретическим и экспериментальным данным для затопленных пристенных струй [8]. Подставляя (1.4) в (1.3), можно найти и значение максимальной скорости w_m с учетом трения на стенке.

Выражение (1.3) может быть использовано для описания профиля окружной скорости в струе. Так, при отсутствии вращения в спутном потоке ($v_0 = 0$) профиль окружной скорости

$$(1.5) \quad v = v_{m0} \xi^n (b/\delta)^n (1 - \xi^{1,5})^2.$$

Здесь v и v_{m0} — окружная скорость в рассматриваемой точке и максимальное ее значение при отсутствии потерь момента количества движения на стенке. При записи (1.5) полагалось, что толщины пограничного слоя δ , как и струи b , для окружного и продольного направлений совпадают.

Из (1.3) и (1.5) найдем распределение угла закрутки потока, необходимое при анализе процессов теплопереноса и трения:

$$(1.6) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{v}{w} = \frac{v_{m0}}{w_{m0}} (1 - \xi^{1,5})^2 / \left[\left(1 - \frac{w_0}{w_{m0}}\right) (1 - \xi^{1,5})^2 + w_0/w_{m0} \right].$$

Значение угла закрутки потока на стенке ($\xi \rightarrow 0$)

$$(1.7) \quad \operatorname{tg} \varphi_w = v_{m0}/w_{m0}.$$

Распределение максимального значения продольной w_{m0} и окружной v_{m0} компонент скорости по длине обтекаемой поверхности может быть найдено из законов сохранения импульса и момента количества движения. Для изотермического течения они запишутся как

$$(1.8) \quad \int_R^{R+b} 2\pi w^2 r dr = \int_R^{R+s} 2\pi w_s^2 r dr + \int_{R+s}^{R+b} 2\pi w_0^2 r dr;$$

$$(1.9) \quad \int_R^{R+b} 2\pi v w r^2 dr = \int_R^{R+s} 2\pi v_s w_s r^2 dr.$$

Здесь и далее знак вверху соответствует обтеканию цилиндра, а внизу — течению в канале.

Уравнения (1.8) и (1.9) после подстановки в них струйных профилей типа (1.2) легко интегрируются и дают расчетные формулы для продольной компоненты скорости

$$(1.10) \quad \frac{w_{m0}}{w_s} = \frac{1}{m} \left\{ \pm \frac{0,45 \pm 0,129b/R}{0,316 \pm 0,067b/R} + \sqrt{\left(\frac{0,45 \pm 0,129b/R}{0,316 \pm 0,067b/R} \right)^2 + \frac{s/b(m^2 - 1)(1 \pm s/2R)}{(0,316 \pm 0,067b/R)}} \right\}$$

и угла закрутки на стенке

$$(1.11) \quad \operatorname{tg} \varphi_w = \operatorname{tg} \varphi_s \left(\frac{w_s}{w_{m0}} \right)^2 \frac{s}{b} \left(1 \pm \frac{s}{R} + \frac{1}{3} \frac{s^2}{R^2} \right) / \left[\left(0,316 \pm \pm 0,133 \frac{b}{R} + 0,0222b^2/R^2 \right) + (w_0/w_{m0}) (0,134 \pm 0,126b/R + 0,0333b^2/R^2) \right].$$

Неизвестной величиной в (1.10), (1.11) является изменение ширины струи b по ее длине, расчет которой приведен ниже.

2. Законы расширения пристенных закрученных струй. Уравнение, описывающее расширение струи, согласно [8], имеет вид

$$(2.1) \quad db/dt = u',$$

где u' — пульсационная скорость в радиальном направлении. Для течения в поле центробежных сил [5, 9]

$$(2.2) \quad u' = u'_0 f.$$

Здесь u'_0 — пульсационная скорость в радиальном направлении при отсутствии воздействия центробежных сил. Для пространственного течения значение u'_0 определяется величиной сдвига полной скорости и в предположении подобия профилей продольной и окружной скорости

$$(2.3) \quad u'_0 = \frac{l_0 |w|}{b} = c_0 \sqrt{(w_m - w_0)^2 + v_m^2} = c_0 |w_m - w_0| \sqrt{1 + \frac{v_s^2 \varphi_s}{\left(1 - \frac{1}{m}\right)^2}}$$

($l_0 = c_0 b$ — длина пути смешения для струи без закрутки).

В уравнении (2.2) функция f учитывает влияние центробежных сил на пульсации радиальной скорости. Согласно [9],

$$(2.4) \quad f = 1/\sqrt{1 + (y/l_0)^2 \text{Ri}} \quad (\partial\Gamma/\partial r > 0);$$

$$(2.5) \quad f = \sqrt{1 - (y/l_0)^2 \text{Ri}} \quad (\partial\Gamma/\partial r < 0).$$

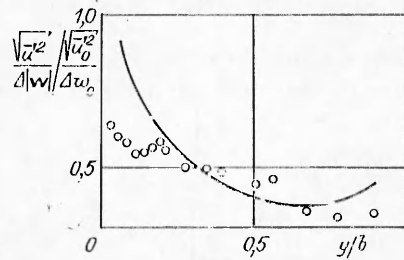
Число Ричардсона, характеризующее в (2.4), (2.5) воздействие центробежных сил, имеет вид [5, 9]

$$(2.6) \quad \text{Ri} = \left(\frac{2\Gamma}{r^3} \frac{\partial\Gamma}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial r} \frac{\Gamma^2}{r^3} \right) / \left[\left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial\Gamma}{\partial r} \right)^2 \right].$$

($\Gamma = vr$ — циркуляция скорости). Для изотермической пристенной струи выражение (2.6) преобразуется:

$$(2.7) \quad \text{Ri} = \pm 2 \sin^2 \varphi \frac{b}{R \pm b \xi} \frac{\omega}{\partial\omega/\partial\xi}, \quad \omega = w/w_m = v/v_n.$$

Экспериментальные данные [1] на рис. 2 представляют собой отношение безразмерной пульсационной скорости для закрученной и незакрученной струй в сечении $x/s \approx 20$, где ширина их одинакова. Нормирование пульсационной скорости проводилось по модулю полного вектора скорости для закрученной струи согласно (2.3), а для незакрученной — по избыточному значению продольной скорости $\Delta w_0 = w_m - w_n$. Линия — это расчет по (2.4) с использованием



Р и с. 2

Р и с. 2. Экспериментальные данные [1] на рис. 2 представляют собой отношение безразмерной пульсационной скорости для закрученной и незакрученной струй в сечении $x/s \approx 20$, где ширина их одинакова. Нормирование пульсационной скорости проводилось по модулю полного вектора скорости для закрученной струи согласно (2.3), а для незакрученной — по избыточному значению продольной скорости $\Delta w_0 = w_m - w_n$. Линия — это расчет по (2.4) с использованием

формулы (2.7). Как видно, теория правильно отражает экспериментальные данные, что говорит о справедливости допущений, положенных в основу модели переноса. При этом центробежные силы вызывают значительное подавление пульсаций скорости в радиальном направлении.

Для интегрирования уравнения (2.1) необходимо получить эффективное значение Ri , не зависящее от поперечной координаты. Интегральным аналогом Ri (2.7) будет

$$(2.8) \quad \langle \text{Ri} \rangle = \pm A \sin^2 \varphi (b/R),$$

где A , как показал анализ, — слабо зависящая от b/R величина, которую примем постоянной. В общем случае для внешнего и внутреннего течений эта постоянная может быть различной.

Полагая, что угол закрутки не меняется вдоль струи и равняется углу закрутки потока в щели, что достаточно близко к экспериментальным данным [1], получаем закон расширения струи в канале

$$(2.9) \quad \frac{b}{s} = \left\{ \left[\frac{3A_1 \sin^2 \varphi_s J}{2R} + \left(1 + A_1 \sin^2 \varphi_s \frac{b_0}{R} \right)^{3/2} \right]^{2/3} - 1 \right\} \frac{R}{A_1 s \sin^2 \varphi_s};$$

для внешнего обтекания струей цилиндра

$$(2.10) \quad \frac{b}{s} = \left\{ \left[\frac{A_2 \sin^2 \varphi_s J}{2R} + \left(1 + A_2 \sin^2 \varphi_s \frac{b_0}{R} \right)^{1/2} \right]^2 - 1 \right\} \frac{R}{A_2 s \sin^2 \varphi_s}.$$

В формулах (2.9) и (2.10)

$$(2.11) \quad J = 2c_0 s \sqrt{1 + \frac{\text{tg}^2 \varphi_s}{(1 - 1/m)^2} \int_0^{\bar{x}} \frac{|w_m - w_0|}{w_m + w_0} d\bar{x}}, \quad \bar{x} = \frac{x}{s}.$$

Здесь значение w_m в первом приближении может быть рассчитано по

формуле

$$(2.12) \quad (w_m - w_0)/(w_s - w_0) = c_1(x/s)^{-0,5} \quad (c_1 = 3,8),$$

которая при $w_0 = 0$ переходит в известную зависимость для затопленных струй [10]. Пригодность (2.12) для закрученных струй объясняется тем обстоятельством, что закрутка струи, как об этом свидетельствует эксперимент [2, 11], слабо сказывается на изменении максимальной скорости. В итоге, подставляя (2.12) в (2.11) и интегрируя его, получим

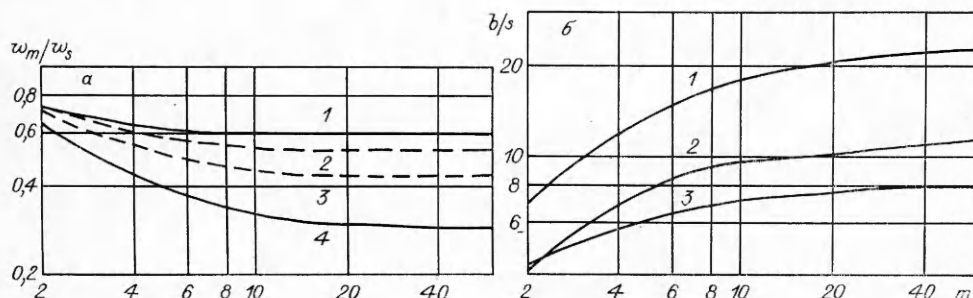
$$(2.13) \quad J = 2c_0c_1s \sqrt{1 + \frac{tg^2 \alpha_s}{(1 - 1/m)^2} |m - 1|} \times \\ \times \left(\sqrt{x} - \frac{c_1(m-1)}{2} \ln \frac{2\sqrt{x} + (m-1)c_1}{c_1(m+1)} - \frac{c_1 m}{m+1} \right).$$

Выражения (2.9), (2.10) совместно с (2.13) позволяют рассчитать закон расширения струи и после подстановки в (1.10), (1.11) найти изменение максимальной скорости и угла закрутки по длине, а из решения соответствующих интегральных соотношений импульса или энергии [12, 13] определить трение и теплообмен. Следует отметить, что (2.9), (2.10) и (2.13) для незакрученной струи ($\varphi_s = 0$) переходят в зависимость для плоской струи [8]

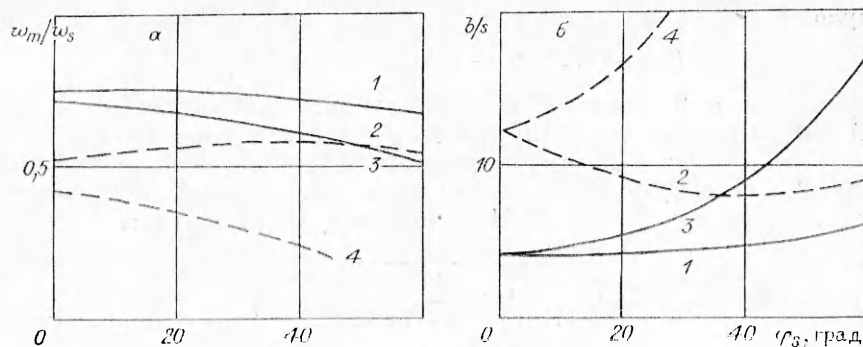
$$(2.14) \quad b/s = 2c_0x/s + b_0/s \quad (b_0 = s).$$

3. Обсуждение результатов расчета. Сопоставление с экспериментальными данными. Расчеты проведены в широком диапазоне изменения φ_s и m для развития закрученных струй в канале и при внешнем обтекании цилиндра. Для сравнения с этими данными производились расчеты плоских незакрученных пристенных струй при аналогичных параметрах спутности. Константа турбулентности c_0 для всех случаев течения принималась одинаковой и равной значению в плоском слое смешения ($c_0 = 0,11$ [8]). Параметр A в (2.10) и (2.11), характеризующий воздействие центробежных сил на процессы турбулентного обмена, принимался равным 16, что давало достаточно хорошее согласование с экспериментальными данными.

Влияние параметра спутности течения m на закон изменения максимальной скорости и характер расширения пристенных струй для фиксированного расстояния от среза щели $x/s = 50$ показано на рис. 3, а и б соответственно. Сплошные линии — расчет для течения закрученных струй, штриховые — незакрученных, 1 и 2 отвечают течению в канале, 3 и 4 — внешнему обтеканию цилиндра. Закрученные струи рассчитывались для $\varphi_s = 30^\circ$. Характерно, что параметр спутности слабее влияет на максимальную скорость при течении в канале, чем в случае обтекания цилиндра. Данные для закрученной и незакрученной струй в канале близки между собой и в отличие от внешнего течения значение w_m/w_s в закрученной струе в канале выше, чем при отсутствии закрутки.



Р и с. 3



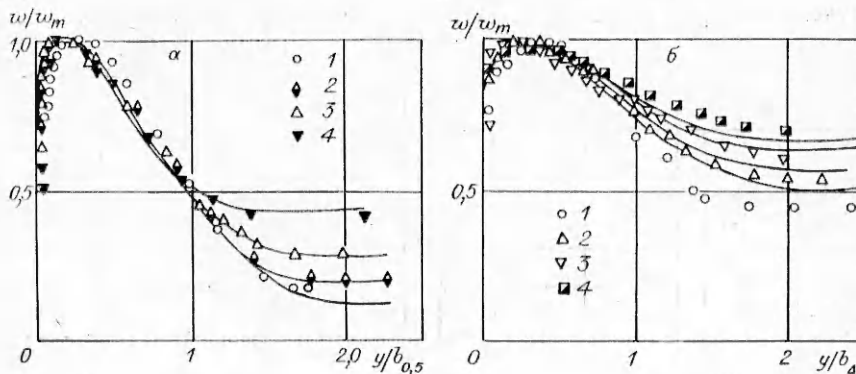
Р и с. 4

Параметр спутности оказывает сильное влияние и на ширину (рис. 3, б), причем с увеличением параметра вдува ширина струи растет. Кривая 1 соответствует обтеканию цилиндра закрученной струей ($\varphi_s = 30^\circ$), 2 — обтеканию цилиндра и течению в канале незакрученной струи, 3 — течению закрученной струи в канале ($\varphi_s = 30^\circ$). Закрутка струи при обтекании цилиндра приводит к ее существенному расширению, тогда как в случае закрученной пристенной струи в канале для $m > 2,2$ происходит уменьшение ширины закрученной струи относительно незакрученной. Это связано с влиянием центробежных сил на пульсации скорости в радиальном направлении.

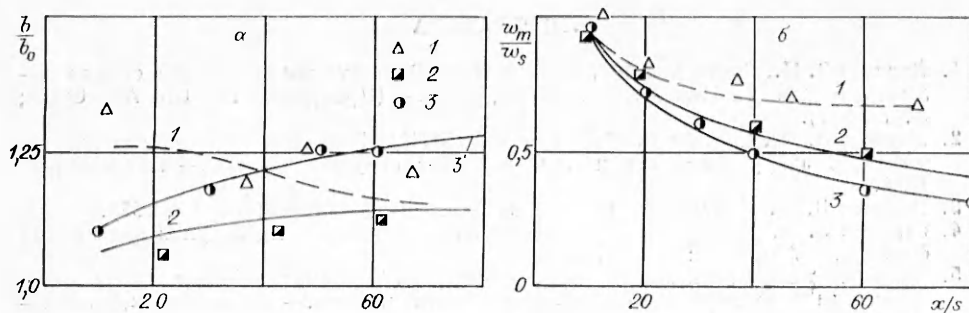
Влияние φ_s на параметры пристенных струй показано на рис. 4. Расчеты проведены для затопленных струй ($m \rightarrow \infty$, штриховые линии) и при наличии сильного спутного потока ($m = 2$, сплошные); все данные соответствуют сечению $x/s = 50$; 1, 2 — течению в канале $m = 2$ и ∞ ; 3, 4 — обтеканию цилиндра при тех же параметрах спутности.

Как видно из рис. 4, а, зависимость максимального значения скорости от φ_s для течения в канале выражена слабее, чем при обтекании цилиндра. Это связано с тем, что для течения в канале влияние центробежных сил и увеличения скорости за счет закрутки на расширение струи имеет противоположный характер, тогда как при обтекании цилиндра оба этих эффекта приводят к расширению струи (рис. 4, б).

В приведенных выше расчетах по анализу влияния закрутки на развитие пристенных струй использовался профиль скорости (1.3). Эта зависимость проверялась сравнением с экспериментальными данными по профилям скорости в незакрученных и закрученных пристенных струях. Опытные данные по профилям скорости в плоской пристенной струе ($m = 9,17$), взятые из [14], представлены на рис. 5, а: 1 — $x/s = 9,6$; 2 — 29; 3 — 73; 4 — 250; расстояние от стенки здесь отнесено к координате половинной максимальной скорости, линии — результаты расчета по формулам (1.3), (1.10), (2.13). Как видно, результаты расчета хорошо опи-



Р и с. 5



Р и с. 6

сывают эксперимент. Сравнение с опытными данными [15] по ширине струи и изменению максимальной скорости показало также, что эта методика в основном правильно отражает эксперимент в широком диапазоне изменения m .

На рис. 5, б сравниваются профили продольной скорости закрученной струи [1] с расчетными профилями в различных сечениях канала, $\varphi_s = 52^\circ$, 1 — $x/s = 12,4$; 2 — 20,5; 3 — 36,8; 4 — 47,3. Расчеты проводились для постоянного параметра спутности $m = w_m/w_0 = 2,2$. Совпадение расчета и эксперимента можно признать удовлетворительным, если учесть, что спутный поток в опытах изменял свою скорость по длине канала примерно на 20%.

Данные по ширине закрученных струй и изменению максимальной скорости представлены на рис. 6, а и б. Опытные точки и соответствующие им расчетные линии получены при следующих условиях: 1 — $\varphi_s = 52^\circ$, $m = 2,2$ (течение в канале [1]); 2 — $\varphi_s = 13,7^\circ$, $m = 6$; 3 — $\varphi_s = 16,5^\circ$, $m \rightarrow \infty$ (обтекание цилиндра [11]).

Экспериментальные результаты по ширине закрученных струй на рис. 6, а отнесены к соответствующим значениям для пристенных струй без закрутки, но с тем же параметром спутности, что и закрученные. В такой обработке выявлено влияние только закрутки на характер расширения струи. Линия, совпадающая с осью абсцисс $b/b_0 = 1$, отвечает течению незакрученной струи. Видно, что закрутка струи приводит к ее более интенсивному расширению как при течении в канале (точки 1), так и для обтекания цилиндра (точки 2, 3). Однако при обтекании цилиндра рост b/b_0 по длине монотонный, тогда как для струи в канале наблюдается снижение относительной ширины струи. Последнее вызвано подавлением турбулентных пульсаций массовыми силами во внешней части струи.

Как и для незакрученных струй, максимальная скорость более консервативна к изменению спутности течения и закрутке, чем ширина слоя смешения. Это подтверждается данными рис. 6, б для параметров вдува и углов закрутки, изменяющихся в широких пределах. Расчетные линии на рис. 6 получены по формулам (1.3), (1.5), (1.6), (1.10), (1.11), (2.10), (2.11), (2.14). Причем лучшее совпадение с экспериментом при течении в канале дает значение константы $c_0 = 0,14$, а при внешнем обтекании цилиндра $c_0 = 0,09$. Вероятно, в этом проявляются особенности распространения кольцевых осесимметричных струй. Эти же значения констант использованы и при расчетах закрученных струй.

Таким образом, разработанная методика расчета позволяет определить основные характеристики полуограниченных спутных закрученных струй в каналах и при внешнем обтекании цилиндра. При этом установлены и проанализированы причины влияния спутности течения, закрутки и центробежных сил на параметры турбулентности и ширину слоя смешения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Закрученная пристенная струя в цилиндрическом канале.— Новосибирск, 1982.— (Препринт/ИТФ СО АН СССР; № 84—82).
2. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Турбулентные характеристики ограниченной закрученной струи // Пристенные струйные потоки.— Новосибирск, 1984.
3. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы.— Новосибирск: Наука, 1983.
4. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов.— Алма-Ата: Наука, 1978.
5. Волчков Э. П., Дворников Н. А., Терехов В. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое закрученного потока.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИТФ СО АН СССР; № 107—83).
6. Karman T. Uber laminare und turbulente Reilung // ZAMM.— 1921.— Bd1—S. 233.
7. Уормли Д. Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах // Теор. основы инж. расчетов.— 1969.— № 2.
8. Теория турбулентных струй/Г. Н. Абрамович, Г. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников и др.— М.: Наука, 1984.
9. Дворников Н. А., Терехов В. И. О переносе импульса и тепла в турбулентном пограничном слое на криволинейной поверхности // ПМТФ.— 1984.— № 3.
10. Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Взаимодействие турбулентной струи с твердой стенкой // ПМТФ.— 1965.— № 2.
11. Ибрагимов И. И., Устименко Б. П. Исследование аэродинамики закрученной струи, развивающейся вдоль цилиндрической стенки в спутном потоке // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики.— Алма-Ата: Наука, 1965.— Выш. 2.
12. Дворников Н. А., Спотарь С. Ю. Тепломассообмен в пристенной закрученной струе // Гидрогазодинамика и теплообмен в конденсированных средах.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981.
13. Дворников Н. А. Процесс турбулентного переноса тепла в закрученной пристенной струе // Современные проблемы теплофизики.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
14. Seban R. A., Back L. M. Velocity and temperature profiles in a wall jet // Intern. J. Heat and Mass Transfer.— 1961.— V. 3, N 4.
15. Kruka V., Eskinazi S. The wall jet in a moving stream // J. Fluid Mech.— 1964.— V. 20, pt 4.

Поступила 9/VII 1986 г.

УДК 532.529

О РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ПАРОГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Н. С. Хабеев

(Москва)

Рассматриваются парогазовые пузырьки, совершающие малые радиальные колебания в жидкости. Динамика парогазовых пузырьков представляет интерес, в частности, при изучении распространения звука в приповерхностном слое океана. Это ситуация, когда описание процесса значительно сложнее, чем в случаях газового или парового пузырька. Затухание звука в жидкости с парогазовыми пузырьками связано, очевидно, со скоростью затухания радиальных пульсаций пузырьков.

В настоящей работе исследовано влияние взаимной диффузии компонентов парогазовой смеси на декремент затухания малых колебаний парогазовых пузырьков. Показано, что добавление ничтожно малого количества инертного газа в паровой пузырек приводит к значительному уменьшению затухания колебаний пузырька. Установлено, что полученные аналитические зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными по затуханию радиальных колебаний газовых и паровых пузырьков в воде. Рассмотрены также линейные радиальные пульсации парогазовых пузырьков в акустическом поле. Получены асимптотические формулы для функции отклика пузырька, справедливые для различных диапазонов частот. Проведено сравнение этих зависимостей с экспериментальными данными для паровоздушных пузырьков в недогретой воде и установлено их хорошее согласие.

1. Основные уравнения. Постановка задачи о сферически-симметричных процессах около парогазовых пузырьков изложена в [1, 2], а их малые колебания детально исследованы в [3—5]. Система уравнений, описывающих линейные радиально-симметричные колебания пузырька, заполненного паром жидкости и нерастворимым в жидкости газом, в пред-