

## ВЛИЯНИЕ РАЗРЕЖЕННОСТИ И ТЕМПЕРАТУРНОГО ФАКТОРА НА СТРУКТУРУ И ПАРАМЕТРЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ОДНОАТОМНОГО ГАЗА

В. А. Иванов, Г. А. Лукьянов, И. В. Шаталов  
(Ленинград)

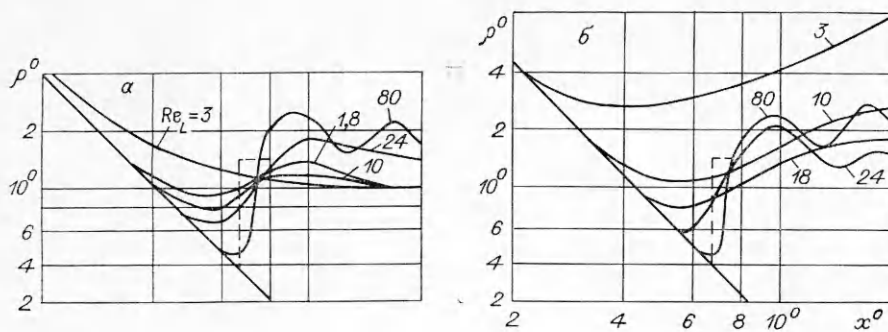
Картина течения в недорасширенной сверхзвуковой струе, истекающей в затопленное пространство, в общем случае определяется рядом безразмерных параметров, характеризующих условия на срезе сопла и в окружающей среде. Если ограничиться истечением одноатомного газа из звукового сопла в собственную среду, то количество определяющих параметров сводится к трем — характерному числу Рейнольдса  $Re_L = Re_* / N^{0,5}$ , степени расширения  $N = p_0 / p_\infty$  и температурному фактору  $\tau = T_0 / T_\infty$ , где  $Re_*$  — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в критическом сечении сопла,  $p_0$  и  $T_0$  — давление и температура торможения,  $p_\infty$  и  $T_\infty$  — давление и температура в окружающей среде [1].

При  $Re_L > 10^2$  реализуется сплошной режим течения, влияние вязкости и температурного фактора на течение в области начального участка струи ограничивается внешней зоной смешения. Внутри струи сохраняется невязкое ядро с ударно-волновой структурой (УВС), включающей висячий и центральный скачки уплотнения, причем висячий скачок и слой смешения отделены друг от друга зоной невязкого течения. Значениям  $Re_L < 10^2$  соответствуют режимы течения, для которых характерно слияние зон скачков уплотнения, сжатых слоев и слоев смешения. С уменьшением  $Re_L$  влияние вязкости и температурного фактора возрастает и распространяется вверх по струе [1—4].

Влияние температурного фактора на картину течения и структуру недорасширенной струи аргона при истечении из звукового сопла в затопленное пространство исследовалось в [2] в диапазоне  $Re_L = 10^3—3$ ,  $\tau = 1—18$ ,  $N = 370—28\,500$ . В качестве исходной информации использовались поля плотности, полученные электронно-рентгеновским методом. При анализе экспериментов основное внимание уделено диапазону  $Re_L = 10^3—30$ .

В данной работе диапазон исследований расширен в сторону меньших  $Re_L$  и больших  $\tau$  ( $Re_L = 0,5—10^2$ ,  $\tau = 1—38$ ). На основании анализа полученных результатов для недорасширенных струй аргона при  $N > 10^2$  в исследованном диапазоне  $Re_L$  и  $\tau$  выделены две характерные подобласти переходного режима течения с размытой и полностью вырожденной УВС, а также область режимов течения с монотонно уменьшающейся плотностью, которую можно рассматривать как промежуточную по отношению к переходному и свободномолекулярному режимам. Исследовано влияние  $Re_L$  и  $\tau$  на структуру и характерные геометрические размеры начального участка струи, получены соответствующие обобщающие эмпирические зависимости.

В качестве генератора высокотемпературных струй использовался электродуговой плазматрон постоянного тока с вихревой стабилизацией дуги и круглым звуковым соплом диаметром  $\bar{a}_* = 4$  мм, который устанавливался на трехкомпонентном координатном механизме. Конструкция плазмотрона аналогична описанной в [3]. Для получения струй с  $\tau = 4—20$  к плазматрону пристыковывался водоохлаждаемый ресивер, струи с  $1 < \tau \leq 4$  создавались с помощью омического подогревателя. Температура торможения контролировалась по показаниям термопар и данным калориметрирования. Режимы истечения, отвечающие  $\tau = 1$ , реализовались при выключенной дуге плазмотрона. Диапазон  $T_0$  ограничен сверху значениями  $T_0 \approx 10^4$  К с тем, чтобы исключить влияние на газодинамическую структуру релаксационных процессов. Согласно



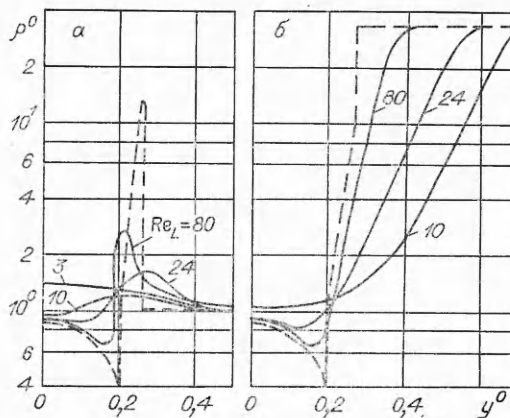
Р и с. 1

данным [3], в исследованном диапазоне  $p_0$  и  $T_0$  ионизация аргона еще не оказывает заметного влияния на газодинамику расширения.

Для получения электронного пучка использовалась серийная система ЭОСС-2 с высоковольтным источником питания ВИП 2-50-60. Энергия электронов равна 20—25 кэВ, ток пучка 1—5 мА. Регистрация характеристического рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии электронов пучка с атомами аргона, осуществлялась с помощью пропорциональных счетчиков СРПО-16 и СИ-12Р совместно с аппаратурой счетной стойки ССД. Локальность измерений составляла 1 мм, погрешность измерений плотности не превышала 20%. Методика измерений аналогична описанной в [2].

О влиянии параметров  $Re_L$  и  $\tau$  на течение в области начального участка недорасширенных затопленных струй аргона можно судить по результатам измерений плотности вдоль оси и в поперечных сечениях струи, представленным на рис. 1 и 2, где  $\rho^0 = \rho N / \rho_0$ ,  $x^0 = x / d_* N^{0,5}$ ,  $y^0 = y / d_* N^{0,5}$ , а — данные для струй при  $\tau = 1$ , б — при  $\tau = 35$ . Прямая линия на рис. 1 — осесимметричное изоэнтроническое свободное расширение одноатомного газа, а штриховые на рис. 1 и 2 — профили плотности для струй вязкого газа ( $Re_L = \infty$ ). Данные, представленные на рис. 2, относятся к поперечному сечению  $x^0 = 0,44$ .

С уменьшением  $Re_L$  наблюдается постепенное размытие УВС, расширение слоев смешения и сокращение области изоэнтронического свободного расширения. В исследованном диапазоне  $Re_L$  вследствие слияния вязкого слоя смешения со сжатым слоем и скачками уплотнения центральный скачок (маховский диск) уже не может рассматриваться как изолированная ударная волна. Согласно [4], смыкание слоя смешения в области  $x^0 \approx 0,65$ , где располагается маховский диск при  $Re_L = \infty$ , соответствует  $Re_L = 30-80$ . Поэтому при  $Re_L < 10^2$  наблюдающееся на осевых профилях плотности сжатие уже не является сжатием на прямом скачке, а область сжатия лишь формально может называться маховским диском. Ни по геометрии, ни по внутренней структуре зона сжатия не отвечает картине течения в прямом скачке уплотнения. В процессе уменьшения  $Re_L$  размытие всяческих скачков предшествует размытию центрального скачка. Это хорошо видно, например, из сравнения кривых для  $Re_L = 24$  на рис. 1 и 2. Если на осевых профилях область сжатия, соответствующая размытому маховскому диску, выражена еще достаточно четко, то на поперечных профилях практически полностью размыты не только



Р и с. 2

висячие скачки, но и сжатые слои в целом. Поэтому при увеличении степени разреженности признаки УВС в приосевой области исчезают последними.

Отметим важное различие в процессе смешения струй при  $\tau = 1$  и  $\tau \gg 1$ . В первом случае вязкая диссипация размывает относительно тонкий пик плотности в сжатом слое, во втором — узкую область больших положительных градиентов плотности в радиальном направлении. При  $\tau = 1$  перестройка профилей плотности с уменьшением  $Re_L$  происходит таким образом, что при  $Re_L \leq 8-10$  характерный для больших  $Re_L$  минимум плотности на оси исчезает, плотность монотонно убывает с удалением от среза сопла. С увеличением  $\tau$  переход к режиму с монотонно падающей плотностью наблюдается при меньших  $Re_L$ . При больших  $\tau$  положительные осевые и поперечные градиенты плотности в слоях смешения уменьшаются при снижении  $Re_L$ , но сохраняются во всем исследованном диапазоне изменения  $Re_L$ .

С увеличением  $\tau$  влияние эффектов разреженности уменьшается, размеры невозмущенной области свободного расширения растут. Влияние  $\tau$  на продольный размер области свободного расширения иллюстрирует рис. 1. Сравнение кривых для одинаковых  $Re_L$  и разных  $\tau$  показывает, что в высокотемпературной струе протяженность области изоэнтропического свободного расширения больше. При этом в случае больших  $\tau$  отклонение от изоэнтропического расширения происходит более резко, чем при  $\tau = 1$ . Последнее есть результат наложения на область ударного сжатия области смешения с высоким градиентом плотности.

Экспериментальные данные о продольном размере области изоэнтропического свободного расширения  $L$  (расстояние от среза сопла до точки на оси струи, где плотность отклоняется от изоэнтропического значения на 10%) при  $Re_L \geq 2$  приближенно аппроксимируются формулой

$$L/x_c F = (1 + 20/Re_L)^{-1}.$$

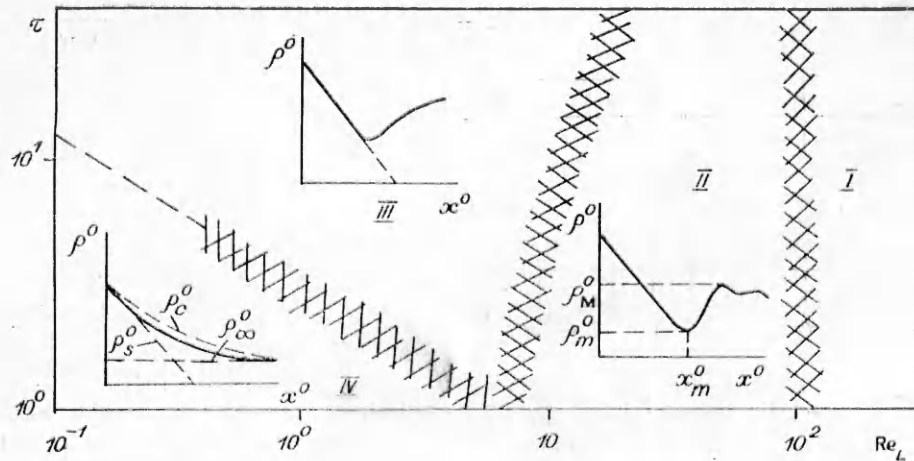
Здесь  $F = 1 + 0,16(\tau - 1)/Re_L$ ;  $x_c = 0,645d_* N^{0,5}$  — расстояние до центрального скачка уплотнения в плотных сильно недорасширенных затопленных струях при  $M_a = 1$  [5].

Увеличение относительной длины области свободного расширения  $L/x_c$  с ростом  $\tau$  при постоянных значениях  $d_*$ ,  $Re_L$  и  $N$  объясняется большей плотностью нагретых струй. Из условий  $Re_{L1} = Re_{L2}$ ,  $N_1 = N_2$ , где индексы 1 и 2 отвечают высокотемпературным струям ( $\tau_1 > 1$ ) и струям с  $T_0 = T_\infty$  ( $\tau_2 = 1$ ), следует равенство  $Re_{*1} = Re_{*2}$  ( $Re_* = v_* \rho_* d_*/\mu_*$ ,  $v_*$  и  $\mu_*$  — скорость и вязкость газа в критическом сечении сопла). Приближенно можно считать, что при  $T_0 < 10^4$  К для аргона  $v_* \sim T_0^{0,5}$ ,  $\mu_* \sim T_*^m$ ,  $m \approx 0,75$  [6]. В результате получаем  $\rho_{*1}/\rho_{*2} = (T_{01}/T_{02})^{0,25}$ .

В пределах области свободного расширения плотность на оси струи определяется соотношением [1]  $\rho/\rho_0 = B(\gamma, M_a)(x/d_*)^{-2}$ . С учетом равенства  $N$  плотности на оси струй 1 и 2 на расстоянии  $x_1/d_{*1} = x_2/d_{*2}$  связаны соотношением  $\rho_1/\rho_{01} = \rho_2/\rho_{02}$ . Отсюда с учетом  $T_{\infty 1} = T_{\infty 2} = 300$  К  $\rho_1/\rho_2 = \rho_{01}/\rho_{02} = (T_{01}/T_{02})^{0,25} = \tau^{0,25}$ . При этом отношение плотностей газа невозмущенной окружающей среды  $\rho_{\infty 1}/\rho_{\infty 2} = (T_{01}/T_{02})^{1,25} = \tau^{1,25}$ .

Таким образом, при  $Re_L = \text{const}$ ,  $N = \text{const}$ ,  $d_* = \text{const}$  нагретая струя оказывается более плотной по сравнению с холодной как в пределах внутренней вязкой своей части, так и во внешней вязкой зоне смешения.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет в пределах исследованного диапазона параметров выделить две характерные подобласти переходного режима течения, различающиеся степенью разреженности или относительной ролью ударно-волновых процессов и процессов вязкой диссипации, а также область режимов течения (с плотностью, монотонно уменьшающейся вниз по струе), соответствующую еще более высокой степени разреженности. В плоскости параметров  $\tau$ ,  $Re_L$  (рис. 3) слева от области сплошного режима течения I выделена область II, соответствующая струям с размытой УВС. Основным признаком,



Р и с. 3

позволяющим отнести режим течения к этой области, является наличие на осевом профиле волнообразного изменения плотности в окрестности размытого махового диска (с точностью до 10%). В пределах области *II* роль ударно-волновых процессов на начальном участке струи изменяется от существенной на границе областей *I* и *II* до пренебрежимо малой на границе областей *II* и *III*. К области *III* отнесены режимы с полностью вырожденной УВС.

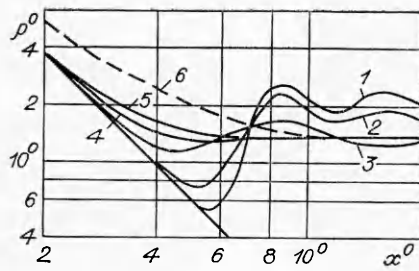
В областях *III* и *IV* течение на начальном участке состоит из внутренней невязкой зоны свободного расширения и внешней вязкой зоны смещения. Влияние ударно-волновых процессов на течение отсутствует. Область *III* по сравнению с *IV* более плотная. В пределах области *III* при  $\tau > 1$  в струе сохраняется внутреннее, разреженное по отношению к окружающей среде, ядро. С уменьшением  $Re_L$  или  $\tau$  оно постепенно исчезает. Режимы течения с монотонно уменьшающейся плотностью отнесены к области *IV*, которую можно рассматривать как непосредственно примыкающую к области свободномолекулярного режима истечения струи в затопленное пространство, для которого монотонное изменение плотности — характерное свойство. Последнее вполне очевидно. При достаточно малых значениях  $\rho_\infty$  и больших  $\rho_0$  плотность газа в поле течения определяется как сумма невозмущенных плотностей струйной компоненты  $\rho_s^0$  (соответствующей изоэнтропическому свободному расширению в пустоту) и окружающей среды  $\rho_\infty^0$  (область *IV*):

$$(1) \quad \rho_c^0 = \rho_s^0 + \rho_\infty^0.$$

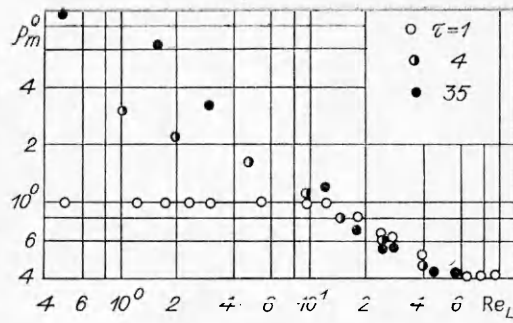
Точность соотношения (1) возрастает при  $Re_L \rightarrow 0$ . Поскольку  $\rho_0^0$  монотонно убывает с удалением от среза сопла, а  $\rho_\infty^0$  есть величина постоянная, то  $\rho_c^0$  монотонно уменьшается вниз по течению от своего значения на срезе сопла до  $\rho_\infty^0$ . На рис. 4 свободномолекулярный предел для осевого профиля плотности представлен кривой 6 ( $\tau = 1,4$ ).

Ограниченные возможности экспериментальной установки позволили продемонстрировать переход от режимов области *II* к режимам области *IV* лишь при малых  $\tau$ . На рис. 4 приведены данные, показывающие типичную перестройку осевых профилей плотности при  $\tau = 1,4-2$ . Кривые 1 ( $Re_L = 40, \tau = 2$ ), 2 ( $Re_L = 24, \tau = 1,7$ ) и 3 ( $Re_L = 10, \tau = 1,55$ ) относятся к области *II*, кривые 4 ( $Re_L = 3,3, \tau = 1,4$ ) и 5 ( $Re_L = 0,5, \tau = 1,4$ ) соответственно к *III* и *IV*.

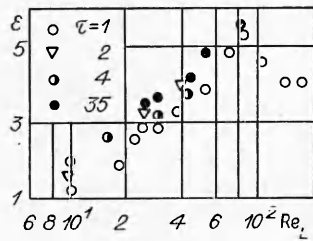
Режимы течения с размытой и полностью вырожденной УВС можно рассматривать как аналог режимов «размазанного» и переходного слоев, реализующихся при обтекании тела потоком разреженного газа [7]. Режимы течения, относящиеся к области *IV*, отвечают почти свободномолекулярному режиму.



Р и с. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

Рассмотрим более детально некоторые особенности выделенных режимов течения. На рис. 5 представлены данные о зависимости минимальной плотности  $\rho_m^0$  (см. рис. 3) от  $Re_L$  для  $\tau = 1; 4; 35$ . В диапазоне  $Re_L$ , соответствующих области II, влияние  $\tau$  на  $\rho_m^0$  мало. Переход от области II к III сопровождается расщеплением кривых  $\rho_m^0 = f(Re_L)$  в зависимости от  $\tau$ . С увеличением  $\tau$  начало расщепления сдвигается к большим  $Re_L$ , а переход к режиму с монотонным изменением плотности —

к меньшим  $Re_L$ . Расстояние от среза сопла до точки на оси, где достигается минимум плотности  $x_m^0$  (области II и III), в пределах погрешности 15% не зависит от  $\tau$  и при  $Re_L \geq 1$  приближенно аппроксимируется формулой  $x_m/x_c = Re_L/(3 + Re_L)$ .

На рис. 6 приведены данные о величине сжатия  $\epsilon = \rho_m^0/\rho_m^0$  (область II) в зоне размытого маховского диска. При  $Re_L > 10^2$   $\epsilon = 4$ , что отвечает предельному сжатию на прямом скачке уплотнения для одноатомного газа. С уменьшением  $Re_L$  до 60—80  $\epsilon$  увеличивается до 5—5,5. Дальнейшее уменьшение  $Re_L$  сопровождается утолщением зоны сжатия и уменьшением  $\epsilon$ . С повышением  $\tau$  при фиксированном значении  $Re_L$  одновременно снижается  $\rho_m^0$  и повышается  $\rho_m^0$ , что приводит к росту  $\epsilon$ . Определение  $\epsilon$  имеет смысл лишь в пределах области II, где сохраняется размытая УВС. При  $\tau$ , незначительно отличающихся от единицы, область ударного сжатия наблюдается вплоть до  $Re_L = 8-10$ , а  $\epsilon$  с уменьшением  $Re_L$  постепенно стремится к единице. В случае  $\tau \gg 1$  вследствие больших поперечных градиентов плотности взаимодействие слоя смешения с областью ударного сжатия происходит таким образом, что нижняя по течению часть области сжатия (где достигается  $\rho_m^0$ ) оказывается полностью размытой, в то время как передняя ее часть еще сохраняет свои признаки. В пределах области II наряду со значением  $\epsilon$  имеет смысл понятие толщины области сжатия  $\delta$  вдоль оси струи. Аналогично [8] используем для определения  $\delta$  соотношение  $\delta = (\rho_m - \rho_m)(\partial\rho/\partial x)_{\max}$ . Экспериментальные данные о  $\delta$  в пределах погрешности 15% не зависят от  $\tau$  и приближенно обобщаются формулой  $\delta/x_c = 16/(20 + Re_L)$ .

Расстояние от среза сопла до точки перегиба профиля плотности  $x_c$ , в котором определялось значение  $(\partial\rho/\partial x)_{\max}$ , при  $Re_L > 10^2$  совпадает с  $x_c$ . При уменьшении  $Re_L$  от  $10^2$  до 30 наблюдается рост  $x_c$  до  $(1,2-1,3)x_c$ . Дальнейшее уменьшение  $Re_L$  приводит к падению  $x_c$  до  $x_c < x_c$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения.— Новосибирск: Наука, 1984.
2. Кузнецов Л. И., Ребров А. К., Ярыгин В. Н. Высокотемпературные струи аргона низкой плотности за звуковым соплом // ПМТФ.— 1975.— № 3.

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)

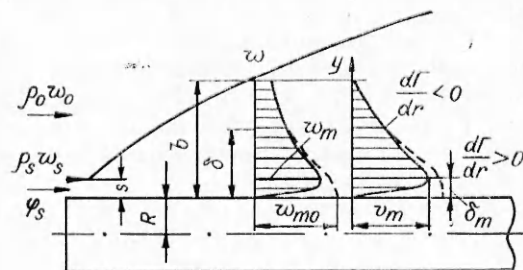
Пристенные закрученные струи достаточно часто используются в различных устройствах вихревого типа — эжекторах, центробежных сепараторах и классификаторах, вихревых трубах и т. п. Как правило, в реальных условиях такие течения спутные, причем в общем случае спутный поток может иметь и вращательную компоненту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