

УДК 532.52

**О РАСЧЕТЕ ПОТЕРЬ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАНАЛАХ
С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОЩАДЬЮ СЕЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ
ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ**

БАМ-ЗЕЛИКОВИЧ Г. М.

Применяемый часто для оценки потерь полного давления метод суммирования потерь, связанных с отдельными элементами (стойками, расширением канала и т. п.), недостаточен, так как при этом не учитывается, что неравномерность потока, возникающая вследствие отрыва потока на каком-либо элементе, и связанные с нею потери могут изменяться в зависимости от дальнейшей профилировки канала. Уточнение, основанное на интегрировании уравнений неразрывности и движения совместно с тем или иным уравнением для турбулентной вязкости, как это сделано, например, в [1] для неравномерного потока в соплах, во многих практически интересных случаях невозможно из-за сложности конфигураций каналов и возникающих отрывах пограничного слоя. В [2] дан метод расчета смешения в каналах определенного назначения, основанный на том, что решающую роль при смешении играют начальные характеристики турбулентности. Во многих случаях справедливо другое положение, когда характеристики турбулентности и смешение определяются локальными условиями течения. При таком предположении в настоящей работе выводится простой метод расчета потерь полного давления, учитывающий смешение в канале переменной площади сечения.

1. Рассмотрим течение несжимаемой жидкости в канале, ось которого прямолинейна или настолько мало искривлена, что эффектами, связанными с ее кривизной (изменением давления по сечению и др.), можно пренебречь. Направим ось x по оси канала, а оси y и z — как-либо в поперечном сечении канала. Введем среднюю по сечению скорость и коэффициент α , характеризующий неравномерность распределения скорости по сечению:

$$u^{\circ} = \frac{1}{S} \int_S u \, dS, \quad \alpha = \frac{1}{S} \int_S \left(1 - \frac{u}{u^{\circ}}\right)^2 dS$$

где u — проекция скорости на направление оси x , S — площадь сечения канала. Две другие компоненты скорости полагаем малыми и учитывать во всем дальнейшем рассмотрении не будем. Примем за среднее полное давление в потоке p_0° — значение полного давления, которое имел бы поток после перемешивания и выравнивания скорости в цилиндрическом канале (иначе говоря, будем производить осреднение полного давления с сохранением импульса). Пусть после такого осреднения параметры потока стали u° , p° , p_0° :

$$\rho u^{\circ} S = Q, \quad p_0^{\circ} = p^{\circ} + \rho u^{\circ 2} / 2 \tag{1.1}$$

$$p^{\circ} + \rho u^{\circ 2} = p + \frac{\rho}{S} \int_S u^2 \, dS, \quad p_0^{\circ} = p + \rho u^{\circ 2} \left(\alpha + \frac{1}{2}\right)$$

Исключим отсюда давление p с помощью уравнения импульсов в рассматриваемом канале с переменной площадью:

$$\frac{d}{dx} \left(pS + \rho \int_s u^2 dS \right) = p \frac{dS}{dx}, \quad \frac{dp_0}{dx} = \alpha \rho u^0 \frac{du^0}{dx} \quad (1.2)$$

Так как u^0 есть известная функция x , то для определения потерь полного давления по длине канала необходимо знать $\alpha(x)$. Изменение α при движении жидкости по каналу происходит вследствие двух причин. Во-первых, при расширении или сужении площади поперечного сечения канала площади сечений и скорости элементарных трубок тока меняются не одинаково. Во-вторых, происходит выравнивание скорости и изменение коэффициента неравномерности вследствие турбулентного перемешивания. Предположим

$$d\alpha = d_1\alpha + d_2\alpha \quad (1.3)$$

где $d_1\alpha$ — изменение α за счет смещения на малой длине dx , а $d_2\alpha$ — приращение α за счет изменения площади поперечного сечения канала, которое произошло бы в идеальной жидкости при отсутствии смещения. Одно и то же значение коэффициента неравномерности α может получаться при различном числе пиков скорости в сечении, а следовательно, при существенно различном среднем значении проекции градиента скорости u на плоскость сечения канала. Поэтому введем в рассмотрение параметр β , характеризующий «изрезанность» профиля скорости (т. е. число пиков или среднее значение проекции $\text{grad } u$). Пусть u_i есть значение максимумов или минимумов скорости. Вокруг каждого максимума можно провести линию относительных минимумов. Выберем на этой линии наибольшее u_i' и наименьшее u_i'' значения u . Тогда каждому максимуму поставим в соответствие полусумму $0,5(|u_i - u_i'| + |u_i - u_i''|)$, которая характеризует средний градиент скорости в районе рассматриваемого максимума скорости. Аналогичное выражение может быть составлено и для любого минимума скорости (при этом u_i' и u_i'' — наибольшее и наименьшее значения скорости на линии относительных максимумов, окружающей рассматриваемое значение u_i). Положим

$$\beta = \frac{1}{2u^0} \sum_{i=1}^n (|u_i - u_i'| + |u_i - u_i''|)$$

В простейшем случае плоского течения это выражение для β совпадает со значением интеграла от модуля производной скорости $|\partial u / \partial y|$, взятого по высоте канала и отнесенного к средней скорости.

2. Рассмотрим изменение коэффициентов α и β при изменении площади поперечного сечения канала при отсутствии смещения. В этом случае расход q в каждой элементарной струйке тока остается постоянным. Вычислим поэтому производную α по x при постоянном расходе в струйке тока, сделав переход от интегрирования по площади к интегрированию по расходу:

$$dq = \rho u dS, \quad (dS)/S = (u^0/u) dq/Q \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{d\alpha}{dx} \right)_q = \frac{d}{dx} \int_0^1 \left(\frac{u}{u^0} \right)^2 \frac{u^0}{u} \frac{dq}{Q} = \frac{1}{S} \int_s \left(\frac{u}{u^0} \frac{du}{dx} - \frac{u^2}{u^0} \frac{du^0}{dx} \right) dS$$

Переход к дифференцированию под знаком интеграла здесь допустим потому, что расход как в целом, так и в каждой отдельной струйке тока

не зависит от x . Так как нет смешения, то, учитывая (2.1), получим

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}, \quad \left(\frac{d\alpha}{dx} \right)_q = -\frac{1}{\rho u^{\sigma_2}} \frac{dp}{dx} - \frac{1}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} (\alpha+1) \quad (2.2)$$

Для определения изменения давления dp/dx следует использовать условие, что при движении площади всех струек тока меняются так, что их сумма равняется заданной величине

$$S = \int_s dS = S \int_0^1 \frac{u^\circ}{u} \frac{dq}{Q} \quad \text{или} \quad \int_0^1 \frac{u^\circ}{u} \frac{dq}{Q} = 1$$

Дифференцируя это выражение по x , находим

$$\frac{1}{\rho u^{\sigma_2}} \frac{dp}{dx} = -\left(\frac{1}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \right) \left[\frac{1}{S} \int_s \left(\frac{u^\circ}{u} \right)^2 dS \right]^{-1} \quad (2.3)$$

В случае небольшой неравномерности потока положим $u/u^\circ = 1 - \Delta$. Тогда при малых Δ , ограничиваясь членами порядка Δ^2 , из (2.3) получим

$$\frac{1}{\rho u^{\sigma_2}} \frac{dp}{dx} = -\frac{1}{u^\circ} \frac{1}{1+3\alpha} \frac{du^\circ}{dx} \quad (2.4)$$

Из (2.2) с учетом (2.4) с точностью до членов α^2 имеем

$$\left(\frac{d\alpha}{dx} \right)_q = -\frac{4\alpha}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \quad (2.5)$$

Вычислим производную от β при отсутствии смешения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\beta}{dx} \right)_q &= \frac{1}{2} \left[-\frac{1}{u^{\sigma_2}} \frac{du^\circ}{dx} \sum_{i=1}^n (|u_i - u_i'| + |u_i - u_i''|) + \right. \\ &\left. + \frac{1}{u^\circ} \sum_{i=1}^n \left(\frac{d|u_i - u_i'|}{dx} + \frac{d|u_i - u_i''|}{dx} \right)_q \right] \quad (2.6) \end{aligned}$$

Если $u_i - u_i' > 0$, то

$$\frac{d}{dx} |u_i - u_i'| = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \left(\frac{1}{u_i} - \frac{1}{u_i'} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \frac{|u_i - u_i'|}{u_i u_i'}$$

Легко проверить, что и при $u_i - u_i' < 0$ результат будет тот же. С точностью до величин порядка Δ^2 из (2.6) и (2.4) находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} |u_i - u_i'| \right)_q &= \frac{1}{\rho u^{\sigma_2}} \frac{dp}{dx} |u_i - u_i'| \\ \left(\frac{d\beta}{dx} \right)_q &= -\frac{1}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \beta + \frac{1}{\rho u^{\sigma_2}} \frac{dp}{dx} \beta = -\frac{2\beta}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \quad (2.7) \end{aligned}$$

3. Для определения изменения α и β вследствие смешения при движении в цилиндрическом канале рассмотрим осесимметричную турбулен-

тную струю жидкости в спутном потоке. Пусть в соответствии с общепринятыми обозначениями [3] u_n — скорость спутного потока, u_m — скорость на оси струи, b — радиус струи, $\eta = r/b$, x — координата вдоль оси струи. Профиль скорости в основном участке струи имеет вид

$$(u - u_n)(u_m - u_n)^{-1} = (1 - \eta^{3/2})^2 \quad (3.1)$$

Вырежем мысленно цилиндрическую струю радиуса r_0 . Расход через нее, принимая во внимание (3.1), будет

$$Q = 2\pi r_0 \int_0^{r_0} u r dr = \pi r_0^2 u_n \left[1 + \frac{u_m - u_n}{u_n} \left(1 - \frac{8}{7} \eta_0^{3/2} + \frac{2}{5} \eta_0^3 \right) \right]$$

Отсюда видно, что расход Q при больших значениях x , когда $(u_m - u_n)/u_n$ стремится к нулю, с точностью до малых величин можно считать постоянным. Следовательно, можно полагать, что в этом случае закономерности смешения в струе будут аналогичны закономерностям смешения в цилиндрическом канале при малой неравномерности потока. Вычислим характеристики течения для вырезанного цилиндра

$$\alpha = \frac{72}{245} \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^2 \eta_0^3 + O \left[\eta_0^{3/2} \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

$$\beta = 4 \frac{u_m - u_n}{u_n} \eta_0^{3/2} [1 + O(\eta_0^{3/2})], \quad u^0 = u_n + O \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)$$

Из (3.2) получаем производные α и β по x

$$\frac{\alpha_x'}{\alpha} = \frac{2u_n u_{mx}'}{u_n (u_m - u_n)} + \frac{3\eta_{0x}'}{\eta_0} + O(\eta_0^{1/2} \eta_{0x}') \quad (3.3)$$

$$\frac{\beta_x'}{\beta} = \frac{u_{mx}'}{u_m - u_n} + \frac{3}{2} \frac{\eta_{0x}'}{\eta_0} + O(\eta_0^{1/2} \eta_{0x}') \quad (3.4)$$

Найдем связь производных от u_m и η_0 . Для этого рассмотрим уравнение импульсов для струи в целом. Условие постоянства избыточного импульса струи запишем в виде [3]

$$b^2 [A(u_m - u_n)^2 + B u_n (u_m - u_n)] = C \quad (3.5)$$

$$A = \int_0^1 (1 - \eta^{3/2})^4 \eta d\eta, \quad B = \int_0^1 (1 - \eta^{3/2})^2 \eta d\eta$$

где C — константа, определяющаяся начальным импульсом струи.

Из (3.5) вычисляем

$$\frac{1}{b} = \left(\frac{B u_n}{C} \right)^{0,5} (u_m - u_n)^{0,5} + O \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right) \quad (3.6)$$

$$u_m - u_n = \frac{C}{B u_n b^2} + O \left[\left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^2 \right]$$

С другой стороны, имеем из (3.2) и (3.6)

$$\eta_0 = \frac{r_0}{b} = \frac{1}{b} \left(\frac{Q}{\pi r_0 u^0} \right)^{0,5} = \left(\frac{Q B}{\pi r_0 C} \right)^{0,5} (u_m - u_n)^{0,5} + O(\eta_0^2)$$

Дифференцируя это равенство, получим

$$\frac{\eta_{0x}'}{\eta_0} = \frac{u_{mx}'}{2(u_m - u_n)} + O(\eta_{0x}') \quad (3.7)$$

Учитывая это соотношение, находим из (3.3) и (3.4) с точностью до малых величин порядка $(\eta^{1/2}\eta_{0x}')$

$$\frac{\alpha x'}{\alpha} = 3,5 \frac{(u_m - u_n) x'}{u_m - u_n}, \quad \frac{\beta x'}{\beta} = 1,75 \frac{(u_m - u_n) x'}{u_m - u_n} \quad (3.8)$$

Для того чтобы найти значение производной в правых частях этих выражений, необходимо знать асимптотическое поведение скорости на оси струи u_m или, что то же самое, характер расширения струи при $x \rightarrow \infty$. Положим

$$\frac{db}{dx} = C \left(\frac{u_m - u_n}{u_m + u_n} \right)^\lambda \quad (3.9)$$

Тогда при $\lambda=1$ получим, что $u_m - u_n$ стремится к нулю при $x \rightarrow \infty$ как $x^{-2/3}$, что соответствует теории спутной осесимметричной турбулентной струи [3], а при $\lambda=0,5$ $u_m - u_n$ убывает при возрастании x как x^{-1} , что наблюдается в экспериментах при реальных расстояниях от начального сечения осесимметричной струи [4]. Из (3.5) и (3.9) с той же точностью, что и раньше, находим

$$\frac{(u_m - u_n) x'}{u_m - u_n} = - \frac{2^{1-\lambda} C}{r_0} \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^\lambda \eta_0$$

При этом (3.8) дает

$$r_0 \frac{d\alpha}{dx} = -3,5 \cdot 2^{1-\lambda} C \eta_0^\alpha \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^\lambda$$

При произвольном значении λ (в частности, при $\lambda=1$ или $0,5$) функция, стоящая в правой части этого равенства, выражается не только через параметр β . В общем случае в выражение $(u_m - u_n)\eta_0/u_n$ войдут параметры, зависящие от начального импульса струи и т. п. Это значит, что, строго говоря, закон изменения параметра α зависит не только от величин α и β в рассматриваемом сечении, а и от других параметров и предыстории течения. Однако при $\lambda=2/3$

$$\left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^{2/3} \eta_0 = \left(\frac{\beta}{4} \right)^{2/3}, \quad r_0 \frac{d\alpha}{dx} = -1,75 C \alpha \beta^{2/3} \quad (3.10)$$

Значению $\lambda=2/3$ соответствует затухание $u_m - u_n$ по закону $x^{-6/7}$, т. е. промежуточному между теорией ($x^{-2/3}$) и экспериментом (x^{-1}).

Рассмотрим теперь, как влияет на закон изменения неравномерности конфигурация области смешения. Для этого проведем вычисления в другом крайнем случае — плоской турбулентной спутной струи. Принимая снова закон расширения струи (3.9) с показателем степени $\lambda=2/3$, найдем аналогично тому, как это было сделано для осесимметричной струи, что выполняются соотношения (с точностью до величин более высокого порядка малости)

$$\frac{(u_m - u_n) x'}{u_m - u_n} = - \frac{b x'}{b} = - \frac{C}{y_0 2^{2/3}} \left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^{2/3} \eta_0 \quad (3.11)$$

$$\left(\frac{u_m - u_n}{u_n} \right)^{2/3} \eta_0 = \left(\frac{\beta}{4} \right)^{2/3}, \quad y_0 \frac{d\alpha}{dx} = -1,250 C \alpha \beta^{2/3}$$

где y_0 — высота вырезанного из струи плоского канала.

Как видно из (3.11), и при плоской струе при показателе степени $\lambda=2/3$ изменение коэффициента неравномерности потока α выражается только через α и β и константу турбулентности C . В случае плоской струи при $\lambda=2/3$ закон затухания $u_m - u_n$ будет $u_m - u_n \sim x^{-0,6}$. Это близко к тому, что следует из теории турбулентных струй и наблюдается в экспериментах (затухание порядка $x^{-0,5}$). Формулы (3.10) и (3.11) для осесимметричного и плоского случаев полностью совпадают по своей структуре. Константа турбулентности C также одинакова как для осесимметричной, так и для плоской струи в спутном потоке [3]. Числовой коэффициент в формуле (3.10) равен 1,750, а в формуле (3.11) — 1,250. Поэтому естественно предположить, что в первом приближении независимо от конфигурации для изменения α при смешении в струе постоянной площади можно принять уравнение вида (3.10) или (3.11) с числовым коэффициентом, средним между коэффициентом уравнений (3.10) и (3.11). Учитывая еще (3.8), получаем

$$L d\alpha/dx = -3C\alpha\beta^{2/3}, \quad L d\beta/dx = -1,5C\beta^{5/3} \quad (3.12)$$

Несколько слов необходимо сказать о характерном размере рассматриваемого течения L . При наличии смешения следует выбирать за характерный размер L величину, характеризующую тот размер поперечного сечения, на котором должно произойти выравнивание потока. При осесимметричном течении, очевидно, $L=2r_0$, где r_0 — радиус сечения. При течении в кольцевом канале с радиусом внутренней стенки r_1 и внешней r_2 следует полагать $L=r_2-r_1$ в том случае, если течение осесимметричное. Если же скорость постоянна по радиусу, а неравномерна по окружности (как, например, может быть при течении в кольцевом канале со стойками), то за характерный размер разумно принять длину средней линии сечения канала, т. е. полагать $L=\pi(r_1+r_2)$.

4. Используя основное предположение, выраженное формулой (1.6) и (2.5), (2.7), (3.12), получим общее приращение α и β в канале с переменной площадью поперечного сечения при наличии турбулентного перемешивания

$$\frac{d\alpha}{dx} = -\frac{3C\alpha\beta^{2/3}}{L(x)} - \frac{4\alpha}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \quad (4.1)$$

$$\frac{d\beta}{dx} = -\frac{1,5C\beta^{5/3}}{L(x)} - \frac{2\beta}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \quad (4.2)$$

Из (4.1) и (4.2) прежде всего видно, что

$$\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dx} = 2 \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dx}, \quad \frac{\alpha}{\beta^2} = \frac{\alpha_0}{\beta_0^2} \quad (4.3)$$

Иначе говоря, величина отношения α/β^2 постоянна в каждом конкретном случае вдоль всего канала и определяется только начальной неравномерностью и начальной «изрезанностью» профиля скорости. Учитывая это, можем записать уравнение (4.1) в следующем виде:

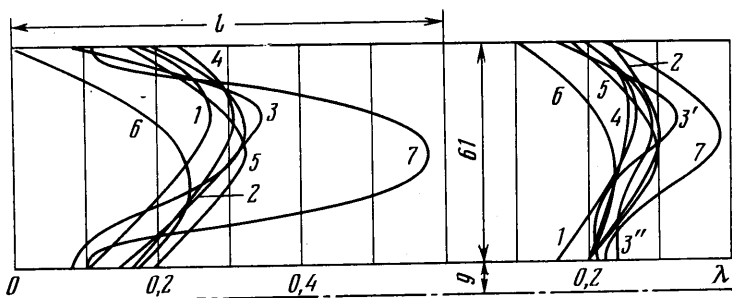
$$\frac{d\alpha}{dx} = -\frac{3C\beta_0^{2/3}\alpha^{4/3}}{\alpha_0^{1/3}L(x)} - 4 \frac{\alpha}{u^\circ} \frac{du^\circ}{dx} \quad (4.4)$$

Уравнение (4.4) легко может быть проинтегрировано

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{S}{S_0}\right)^4 \left[1 + C\beta_0^{2/3} \int_{x_0}^x \left(\frac{S}{S_0}\right)^{4/3} \frac{dx}{L(x)}\right]^{-3} \quad (4.5)$$

Таким образом, зная характеристики профиля скорости в начальном сечении (величины α_0 и β_0) и закон изменения площади сечения канала, путем несложных вычислений можем найти по формуле (4.5) $\alpha(x)$, а затем по формуле (1.9) $p_0^\circ(x)$, т. е. оценить возможные потери полного давления.

При выводе формулы (4.5) был сделан целый ряд предположений о характере изменения потока при смешении, непосредственная проверка которых затруднена. Однако можно косвенно проверить допустимость сделанных предположений, сопоставив расчеты по полученным формулам с данными экспериментов.



Фиг. 1

На фиг. 1 представлены поля чисел $\lambda = u/u_*$ в последовательных сечениях кольцевых каналов, полученные Л. И. Соркиным и А. И. Зубковым (кривые, относящиеся к одному эксперименту, обозначены одной цифрой). Размеры канала указаны на фигуре. Расстояния между сечениями, в которых проводились измерения, были: $l_1=92$ мм, $l_2=92$, $l_3'=50$, $l_3''=150$, $l_4=92$, $l_5=100$, $l_6=100$, $l_7=105$ мм. На фиг. 2 показаны поля скоростей в двух экспериментах с осесимметричным каналом (цилиндрической камерой смешения эжектора). Здесь $l_1=130$ мм, $l_2=250$ мм. Пользуясь данными этих экспериментов, проверим прежде всего выполнение соотношения (4.3). На фиг. 3 по оси абсцисс отложены значения отношения $\beta^2/\alpha = B$, вычисленные по профилю скорости в первом сечении, а по оси ординат — по профилю скорости во втором из сечений, в которых измерялась скорость. Сплошная прямая — закон, следующий из формулы (4.3), 1 — данные экспериментов по фиг. 1 и 2. Как видно из фиг. 3, экспериментальные точки лежат достаточно близко к прямой. Это говорит о том, что перенос закономерностей смешения, полученных из рассмотрения асимптотического поведения турбулентной струи, на течения в каналах, по-видимому, допустим для широкого класса профилей скорости.

Пользуясь формулой (3.12), можно, зная значение β в одном сечении и расстоянии между сечениями, вычислить значение β во втором сечении. Сопоставление таких расчетов, сделанных по формуле (3.12), с экспериментальными данными, приведенными на фиг. 1, 2, показано на фиг. 4. При расчете значений β значение константы C было принято равным 0,22, как это следует из данных по турбулентным струям [3]. На фиг. 4 по оси абсцисс отложено значение параметра

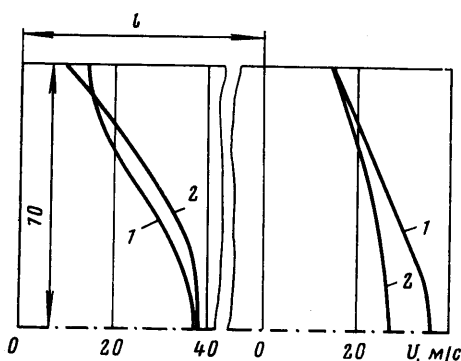
$$K = C\beta_0^{2/3} \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{S}{S_0} \right)^{1/3} \frac{dx}{L(x)}$$

где β_0 — значение параметра β в сечении $x=x_0$, x_0 и x_1 — координаты сечений, в которых проводились измерения. Сплошной кривой нанесена зависимость $\beta(K)$, следующая из (3.12): $\beta = (1+K)^{-3/2}$, $\beta = \beta_0 S_0^2 / S^2$, 1 — экспериментальные данные. Экспериментальные данные подтверждают полученную закономерность. Имеющееся отклонение отдельных экспериментальных точек от теоретической кривой не имеет сколько-нибудь систематического характера и, вероятнее всего, связано с неточностью эксперимента (так, значения расхода, вычисленные по полям скоростей в разных сечениях, в отдельных из приведенных экспериментов различаются на 10–15%).

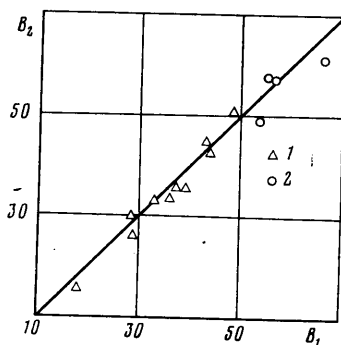
Пользуясь формулами (3.12) и (4.3), можно найти изменение параметра α , характеризующего неравномерность потока по длине цилиндрического канала и сравнить с экспериментом. Такое сравнение приведено на фиг. 5 для кольцевого канала, поля скоростей в котором были измерены в трех сечениях. По оси абсцисс

на фиг. 5 отложены значения $\Delta x/L$, где Δx отсчитывается от первого сечения, в котором измерялся профиль скорости, а $L=r_2-r_1$ (r_2 — наружный, а r_1 — внутренний радиус кольцевого канала). По оси ординат отложены значения α . Сплошная кривая — результат расчета по формулам настоящей работы, 1 — данные эксперимента. Фигура 5 показывает вполне удовлетворительное согласование расчета и эксперимента.

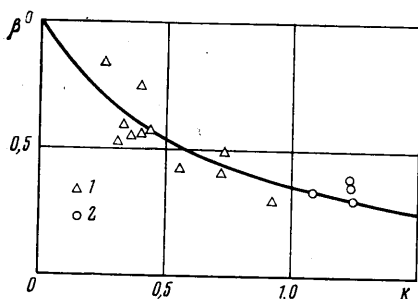
Представляет большой интерес сравнение данных теории и эксперимента для канала с переменной площадью сечения. Такими каналами являются, в частности, круглые конические диффузоры. Поля скоростей в различных сечениях круглых диффузоров приведены в работе [5]. На фиг. 3 и 4 значки 2 — величины, вычислен-



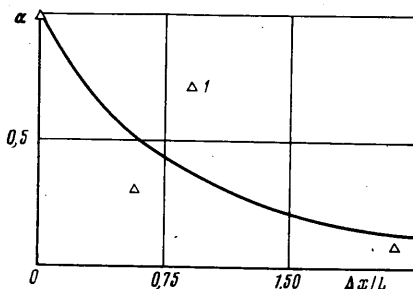
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

ные по данным работы [5]. Для расчета были взяты сечения с $n=10$ и 16 , где неравномерность потока, хотя и велика, но относительно меньше, чем в других сечениях, так что условия ближе к предположениям данной работы. Из фиг. 3 и 4 видно, что и при одновременном воздействии смещения и градиента давления экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с расчетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ланюк А. Н. О влиянии смещения двух потоков с различными полными параметрами в сопле Лаваля на его интегральные характеристики. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 4, с. 114–119.
2. Секундов А. Н. Особенности турбулентного смешения при наличии пульсаций концентрации, тепловыделения и эффектов сжимаемости. — В кн.: Газодинамические лазеры и лазерная фотохимия. М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 63–68.
3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 715 с.
4. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
5. Идельчик И. Е., Гинзбург Я. Л. Основные результаты новых экспериментальных исследований конических диффузоров. — В кн.: Механическая очистка промышленных газов. М.: Машиностроение, 1974, с. 178–210.

Москва

Поступила в редакцию
2.IV.1981