

РАСЧЕТ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА И УЧАСТКА СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКИХ БЕЗОТРИВНЫХ ДИФFUЗОРАХ

А. С. ГИНЕВСКИЙ, А. В. КОЛЕСНИКОВ

(Москва)

Рассчитываются аэродинамические характеристики серии плоских диффузоров с прямыми стенками для широкого диапазона углов раскрытия, чисел Рейнольдса и параметра, характеризующего начальную неравномерность потока.

Жидкость полагается несжимаемой. Расчеты выполнены для случая, когда пограничный слой будет полностью турбулентным, т. е. участок ламинарного течения вблизи входного сечения отсутствует.

Расчет безотрывного течения в диффузорных каналах базируется на использовании теории пограничного слоя [1]. В настоящее время появилась возможность выполнения массовых расчетов для диффузоров, геометрические и аэродинамические параметры которых изменяются в достаточно широких пределах. Это обусловлено как использованием ЭВМ, так и тем, что современные приближенные методы расчета турбулентного пограничного слоя сведены к сравнительно простым интерполяционным формулам [2].

Обычно при расчете диффузоров рассматривается лишь начальный участок течения, в пределах которого не происходит смыкания образующихся на стенках пограничных слоев, т. е. существует потенциальное ядро. Закономерности диффузорного течения при отсутствии потенциального ядра изучены сравнительно слабо, известны лишь решения [3], справедливые на весьма большом удалении от входного сечения.

В данной работе рассмотрены три характерные зоны течения: начальный участок, простирающийся от входного сечения до сечения, в котором происходит смыкание пограничных слоев; зона стабилизированного течения с сомкнувшимися пограничными слоями, состоящая из двух характерных участков — переходного участка, простирающегося от плоскости смыкания пограничных слоев до начала участка радиального течения и, наконец, участка радиального (автомодельного) течения, характеризующегося постоянством всех безразмерных характеристик пограничного слоя вдоль по потоку. Естественно, что разделение на характерные зоны является условным; следствием принятой схематизации течения будет излом кривых, выражающих аэродинамические характеристики в функции продольной координаты, на стыке начального участка и участка стабилизированного течения. Аналогичное явление, как известно, имеет место и при расчете свободных турбулентных струй, основанном на условном разделении струи на два участка — начальный и основной [4].

Расчет на ЭВМ начальных участков выполнен А. Н. Смольяниновой, участков стабилизированного течения — И. Н. Подольным.

1. Изложим вкратце метод решения прямой задачи расчета плоских диффузоров с заданной симметричной начальной неравномерностью, которая образуется в плоской трубе соответствующей длины. Изменяя длину трубы, можно в широких пределах изменять начальную неравномерность, вплоть до создания во входном сечении диффузора профиля скорости, характерного для стабилизированного течения в плоской трубе. Заданы угол раскрытия диффузора α , число Рейнольдса ($R = u_0 h / \nu$), рассчитанное по средней скорости потока и ширине канала, и параметр, характеризующий начальную неравномерность потока во входном сечении. Требуется определить изменение параметров пограничного слоя и других аэродинамических характеристик вдоль диффузора вплоть до сечения, в котором происходит отрыв пограничного слоя.

Для решения задачи воспользуемся интегральным соотношением количества движения и уравнением расхода

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{u_{\delta}'}{u_{\delta}} (2 + H)\delta^{**} - \frac{\delta}{\rho u_{\delta}^2} \frac{dp_*}{dx} = \frac{1}{2} c_f \left(p_* = p + \frac{1}{2} \rho u_{\delta}^2 \right) \quad (1.1)$$

$$u_0 h_0 = u_{\delta 0} (h_0 - 2\delta_0^*) = u_{\delta} (h - 2\delta^*) \quad (H = \delta^* / \delta^{**}) \quad (1.2)$$

где u_{δ} — скорость на оси канала или на внешней границе пограничного слоя, u_0 — средняя скорость во входном сечении канала, h — ширина канала, δ , δ^* , δ^{**} — соответственно толщина пограничного слоя, толщина вытеснения и толщина потери импульса, c_f — коэффициент поверхностного трения, p_* — полное давление на оси канала и индекс 0 соответствует входному сечению диффузора.

В пределах начального участка вне пограничного слоя полное давление постоянно, вследствие чего третий член в левой части уравнения (1.1) обращается в нуль; в этом случае интегральное соотношение принимает вид

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{u_{\delta}'}{u_{\delta}} (2 + H)\delta^{**} = -\frac{1}{2} c_f \quad (1.3)$$

Для определения входящих в уравнения (1.1) и (1.3) значений c_f и H воспользуемся интерполяционными формулами [2]

$$c_f / c_{f-} = 1 + b_1 f + c_1 [\exp(d_1 f) - 1] \quad (1.4)$$

$$H = H_- (1 - kf) - 0.019 f e^f \lg R^{**} \quad \left(f = -\frac{2\delta^{**}}{c_{f-}} \frac{1}{\rho u_{\delta}^2} \frac{dp}{dx} \right) \quad (1.5)$$

$$c_{f-} = 2c (R^{**})^{-0.17}, \quad c = 0.001 [6.55 - 0.0685 (\lg R^{**} - 4.4) + 0.2506 (\lg R^{**} - 4.4)^2]$$

$$b_1 = 0.2814 - 0.036 \lg R^{**} + 36 (\lg R^{**})^{-4.5}$$

$$c_1 = 0.1185 \lg R^{**} - 0.262, \quad R^{**} = \delta^{**} u_{\delta} / \nu$$

$$d_1 = 0.585 - 0.125 \lg R^{**} + 20.4 (\lg R^{**})^{-1.75}$$

$$H_- = 1.251 - 0.0131 \lg R^{**} + 5.35 (\lg R^{**})^{-2.85}$$

$$k = 0.28 - 0.034 \lg R^{**} + (0.1 \lg R^{**})^9$$

Здесь c_{f-} — коэффициент поверхностного трения при безградиентном течении, соответствующий числу Рейнольдса R^{**} ; f — формпараметр.

Выполненные в работе [2] расчеты показали, что во всем диапазоне значений формпараметра f профили скорости могут быть с достаточной точностью аппроксимированы степенной формулой

$$\frac{u}{u_{\delta}} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{(H-1)/2} \quad (1.6)$$

2. Рассмотрим теперь отдельно особенности решения прямой задачи применительно к начальному и основному участкам плоского диффузорного канала. В обоих случаях предполагается, что ширина канала h является известной функцией продольной координаты $h = h(x)$. Если ширина канала плавно изменяется вдоль его длины, то в пределах потенциального ядра начального участка ($p_* = \text{const}$) скорость в поперечных сечениях постоянна: $u(y) = u_{\delta}(x)$.

Таким образом, для определения четырех неизвестных функций u_{δ} , δ^{**} , c_f , H , входящих в интегральное соотношение импульсов (1.3) для начального участка, служат четыре линейно независимых уравнения (1.2), (1.3), (1.4) и (1.5). При этом уравнение расхода (1.2) и выражение для формпа-

раметра представляются в виде

$$u_{\delta^{\circ}} = \frac{1}{n} \left(1 - \frac{2HR^{**}}{R} \right), \quad f = \frac{(u_{\delta^{\circ}})' (R^{**})^{1.17}}{cR(u_{\delta^{\circ}})^2} \quad (2.1)$$

$$(u_{\delta^{\circ}} = u_{\delta} / u_0, \quad n = h / h_0, \quad (u_{\delta^{\circ}})^* = du_{\delta^{\circ}} / dx^{\circ}, \quad x^{\circ} = x / h_0)$$

При выполнении расчетов помимо числа Рейнольдса R и закона изменения проходных сечений $n(x)$ необходимо еще задать начальное значение толщины пограничного слоя или другого равнозначного параметра, например δ_0^* или δ_0^{**} . В данной работе в качестве такого параметра принято отношение $\Delta_0^* = 2\delta_0^* / h_0$.

Порядок расчета параметров пограничного слоя в начальном участке состоял в следующем. Интегральное соотношение количества движения (1.3) приводилось к виду

$$\frac{dR^{**}}{dx^{\circ}} = \frac{1}{2} Ru_{\delta^{\circ}} c_f - \frac{(u_{\delta^{\circ}})'}{u_{\delta^{\circ}}} (H + 1) R^{**} \quad (2.2)$$

Если известны закон изменения проходных сечений плоского диффузора, начальная толщина пограничного слоя и число Рейнольдса R , то, решая дифференциальное уравнение (2.2) с учетом (1.4), (1.5) и (2.1), находим изменение всех характеристик пограничного слоя вдоль стенок диффузорного канала. Расчет продолжается до сечения, в котором происходит отрыв потока ($c_f = 0$) или смыкания пограничных слоев ($\delta = 0.5h$). По найденным значениям R^{**} и f рассчитываются условные толщины пограничного слоя, коэффициент поверхностного трения, изменение скорости в ядре потока, а также энергетические характеристики диффузорных каналов. Характеристики течения в сечении смыкания пограничных слоев будут исходными данными для расчета параметров основного участка диффузорного канала.

3. При расчете параметров диффузорного течения с сомкнувшимися пограничными слоями — основного участка диффузорного канала — следует воспользоваться интегральным соотношением (1.1), которое содержит известные функции продольной координаты: u_{δ} , p , δ , δ^* , δ^{**} , c_f . При заданном законе изменения проходных сечений в стабилизированном течении толщина пограничного слоя известна $\delta = 1/2h(x)$. Кроме того, с помощью выражения (1.6) находим связь между δ^* и δ , а также

$$\delta^{**} = \frac{H - 1}{H(H + 1)} \frac{h}{2} \quad (3.1)$$

и приводим уравнение расхода к виду

$$\frac{u_{\delta}}{u_0} = \frac{H + 1}{2n} \quad (3.2)$$

Таким образом, для определения пяти функций: u_{δ} , p , c_f , H , δ^{**} , определяющих течение в основном участке диффузора, имеется пять линейно-независимых уравнений: (1.1), (1.4), (1.5), (3.1), (3.2). Подставляя (3.1) и (3.2) в (1.1), после простых преобразований будем иметь

$$\frac{dH}{dx^{\circ}} = \left[c_f - c_f f \frac{H(H + 1)}{H - 1} - \frac{1}{H} \frac{dn}{dx^{\circ}} \right] \frac{H^2(H + 1)}{n(1 - H)} \quad (3.3)$$

В результате интегрирования последнего уравнения для заданного закона изменения $n(x^{\circ})$ и начальных значений параметров, соответствующих плоскости смыкания слоев в конце начального участка H_+ , c_{f+} , f_+ , n_+ ,

находим $H(x^\circ)$, после чего нетрудно определить и все другие характеристики стабилизированного течения в диффузорном канале.

Особый интерес представляет рассмотрение частного случая стабилизированного течения в диффузорном канале с прямыми стенками, когда $dn/dx^\circ = \text{const}$. Отсюда, в частности, следует, что в таком канале при определенных условиях реализуется радиальное течение, линии тока которого представляют собой пучок прямых, исходящих из вершины двугранного угла. Это может произойти либо при $n \rightarrow \infty$, когда, согласно уравнению (3.3), $dH/dx^\circ = 0$, либо при обращении в нуль выражения в квадратных скобках в правой части уравнения (3.3). В обоих случаях течение характеризуется постоянством вдоль по потоку параметра H и, следовательно, всех других параметров пограничного слоя: R^{**} , c_f , f . Радиальное течение характеризуется подобием профилей скорости во всех поперечных сечениях канала. Радиальное течение при условии подобия профилей скорости оказывается гидродинамически возможным, поскольку из уравнения расхода следует $hu_\delta = \text{const}$, что равносильно постоянству числа Рейнольдса $R_\delta = \delta u_\delta / \nu$ или же R^{**} .

Полагая выражение в квадратных скобках в уравнении (3.3) равным нулю, с учетом (1.6) получаем для диффузора с углом раскрытия α

$$\frac{1}{H} \frac{dn}{dx} = c_f + \lambda \left(n = 1 + 2x^\circ \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}, \lambda = \frac{dp}{dx} \frac{h}{\rho u_\delta^2} = \frac{1}{4} \frac{H(H+1)}{H-1} f c_{f-} \right) \quad (3.4)$$

При вполне определенном угле раскрытия радиальное течение в диффузоре становится предотрывным и местный коэффициент трения $c_f = 0$ вдоль обеих стенок. С учетом этого обстоятельства из формулы (3.4) получаем

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_s}{2} = \frac{\lambda_s}{2H_s} \quad (3.5)$$

где индекс s соответствует параметрам течения при наличии отрыва.

Естественно, что радиальное течение может установиться лишь на достаточно большом удалении от входного сечения плоского диффузора с прямыми стенками. Экспериментальное исследование такого рода течений проведено в работах [5, 6], теоретическое — в работах [3, 7]. Новым в данной работе является то, что осуществлен приближенный расчет непрерывного изменения параметров пограничного слоя от плоскости смыкания пограничных слоев в конце начального участка до установления режима радиального течения.

4. Перейдем теперь к выводу формул для расчета энергетических характеристик диффузорных каналов — внутреннего и полного коэффициентов потерь полного давления. Определим внутренний коэффициент потерь канала как разность осредненных по расходной составляющей скорости полных давлений в крайних сечениях диффузора, отнесенную к расходу и динамическому давлению средней скорости во входном сечении

$$\zeta = \frac{1}{1/2 \rho u_0^2 Q} \left[\int_0^{h_0/2} p_* u \, dy - \int_0^{h/2} p_* u \, dy \right] \quad \left(Q = \int_0^{h/2} u \, dy \right) \quad (4.1)$$

Отсюда после простых преобразований получим

$$\zeta = \frac{p_0 - p}{1/2 \rho u_0^2} + \frac{1}{u_0^3} [u_{\delta 0}^3 (1 - \Delta_0^* - \Delta_0^{***}) - nu_\delta^3 (1 - \Delta^* - \Delta^{***})] \quad (4.2)$$

$$(\Delta^* = 2\delta^*/h, \quad \Delta^{***} = 2\delta^{***}/h)$$

где δ^{***} — толщина потери энергии. Связь между $u_{\delta 0}$, u_δ и u_0 устанавливается с помощью уравнения расхода

$$\frac{u_\delta}{u_0} = \frac{1}{n(1 - \Delta^*)} \quad (4.3)$$

Из соотношения (3.4) для параметра λ находим

$$dp/dx = \lambda \rho u_\delta^2 / h$$

Отсюда с учетом уравнения (4.3) находим

$$\frac{p_0 - p}{1/2 \rho u_0^2} = -2 \int_0^{x^*} \frac{\lambda dx^*}{n^3 (1 - \Delta^*)^2} \quad (4.4)$$

Подставляя (4.3) и (4.4) в исходное выражение (4.2), получаем окончательное выражение для внутреннего коэффициента потерь

$$\zeta = \frac{\Delta^{***}}{n^2 (1 - \Delta^*)^3} - \frac{\Delta_0^{***}}{(1 - \Delta_0^*)^3} + \left[\frac{1}{(1 - \Delta_0^*)^2} - \frac{1}{n^2 (1 - \Delta^*)^2} - 2 \int_0^{x^*} \frac{\lambda dx^*}{n^3 (1 - \Delta^*)^2} \right] \quad (4.5)$$

В таком виде эта формула была получена Е. Е. Солодкиным и А. С. Гиневским. На участке радиального течения формула (4.5) существенно упрощается, так как здесь $\Delta^* = \text{const}$, $\Delta^{***} = \text{const}$ и $\lambda = \text{const}$.

В том случае, когда рассматривается нестабилизированное течение в канале, в потенциальном ядре вне пограничного слоя справедливо уравнение Бернулли, и выражение в квадратных скобках в формуле (4.5) обращается в нуль; при этом коэффициент потерь ζ выражается через параметры пограничного слоя в крайних сечениях канала

$$\zeta = \frac{\Delta^{***}}{n^2 (1 - \Delta^*)^3} - \frac{\Delta_0^{***}}{(1 - \Delta_0^*)^3} \quad (4.6)$$

Полный коэффициент потерь полного давления, включающий в себя также потери на выхлоп из канала в безграничное пространство, определяется суммированием коэффициента ζ и дополнительного коэффициента

$$\Delta\zeta = \frac{1}{1/2 \rho u_0^2 Q_0} \int_0^{h/2} \rho \frac{u^2}{2} u dy = \frac{1 - \Delta^* - \Delta^{***}}{n^2 (1 - \Delta^*)^3}$$

Так, например, для начального участка

$$\zeta_n = \zeta + \Delta\zeta = \frac{1}{n^2 (1 - \Delta^*)^2} - \frac{\Delta^{***}}{(1 - \Delta_0^*)^3} \quad (4.7)$$

Входящее в полученные формулы значение толщины потери энергии

$$\delta^{***} = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_\delta} \left(1 - \frac{u^2}{u_\delta^2} \right) dy$$

в соответствии с формулой (1.6) определяется по следующей формуле:

$$\delta^{***} = 4N\delta^{**} / (3N - 1) \quad (4.8)$$

Как уже указывалось, для характеристики начальной неравномерности потока во входном сечении обычно используется параметр Δ_0^* ; этот параметр имеет отчетливый физический смысл: величина $1 - \Delta_0^*$, как это следует из выражения (4.3), равна отношению средней скорости к максимальной во входном сечении канала и, таким образом, характеризует степень полноты входного профиля скорости. Для этой цели могут быть также использованы начальные параметры Δ_0^{**} или Δ_0^{***} или же коэффициенты

неравномерности количества движения ψ_2 и кинетической энергии ψ_3 , которые выражаются через Δ_0^* , Δ_0^{**} и Δ_0^{***}

$$\psi_2 = \frac{1 - \Delta_0^* - \Delta_0^{**}}{(1 - \Delta_0^*)^2}, \quad \psi_3 = \frac{1 - \Delta_0^* - \Delta_0^{***}}{(1 - \Delta_0^*)^3}$$

5. В качестве примера применения изложенного выше метода были проведены систематические расчеты аэродинамических характеристик плоских каналов с прямыми стенками с законом изменения площадей

$$n = 1 + 2x^\alpha \operatorname{tg}(\alpha/2) \quad (5.1)$$

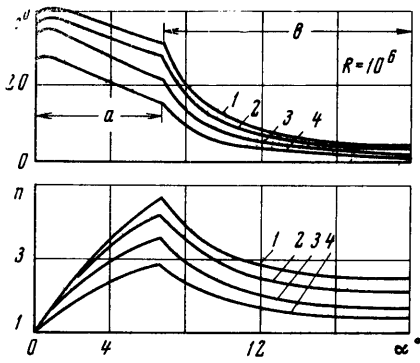
Углы раскрытия α изменялись в пределах от 0 до 20°, числа Рейнольдса $R = u_0 h_0 / \nu = 10^4 \div 10^7$, коэффициент, характеризующий неравномерность потока во входном сечении, $\Delta_0^* = 0.005 \div 0.04$. Расчеты были выполнены как для начального, так и для основного участков на ЭВМ «Минск-2». Некоторые из результатов расчета представлены на фиг. 1—5.

На фиг. 1 представлена относительная длина n , соответственно, степень расширения диффузорного канала от входа до сечения, в котором происходит либо смыкание (a), либо отрыв (b) пограничного слоя. На фиг. 1 кривым 1, 2, 3, 4 соответствуют значения $\Delta_0^* = 0.005, 0.01, 0.02, 0.04$, кривые 1, 2 на фиг. 2 и 3 — значениям числа Рейнольдса $R = 10^4$ и 10^5 , на фиг. 4 кривым 1, 2, 3, 4 соответствуют значения $R = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$. Здесь обращают на себя внимание три обстоятельства. Во-первых, с увеличением начальной неравномерности уменьшается длина начального участка или же участка безотрывного течения в диффузоре; во-вторых, при угле раскрытия $\alpha \approx 7^\circ$ смыкание пограничных слоев и их отрыв происходят в одном и том же сечении; наконец, с ростом угла раскрытия вблизи $\alpha = 0$ длина начального участка вначале возрастает, а затем уменьшается. Это связано с тем, что для этих углов раскрытия при увеличении α высота канала растет быстрее толщины вытеснения, при $\alpha > 1^\circ$ наступает обратный эффект.

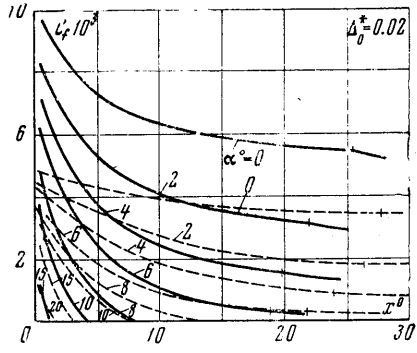
На фиг. 2 представлена зависимость местного коэффициента трения на стенке от продольной координаты как для начального, так и для основного участков (концы начальных участков при $\alpha = \operatorname{var}$ отмечены вертикальными черточками). Отсюда, в частности, следует, что отрыв пограничного слоя в большинстве случаев происходит в пределах начального участка; в основном участке коэффициент поверхностного трения изменяется незначительно, т. е. уже на небольшом удалении от плоскости смыкания пограничных слоев наступает режим радиального течения, характеризующийся постоянством c_f вдоль продольной координаты.

Изменение внутреннего коэффициента потерь ζ в канале при различных значениях R , Δ_0^* и α представлено на фиг. 3, из которой видно, что на стыке начального и основного участков канала кривые $\zeta(x^\circ)$ терпят излом. Как показали расчеты, с увеличением начальной неравномерности потока (при не очень малых значениях параметра Δ_0^*) коэффициент потерь ζ несколько возрастает. При этом начальные значения параметра Δ_0^* и, соответственно, δ_0^{**} и R_0^{**} определялись для случая течения в начальном участке плоского канала постоянного сечения.

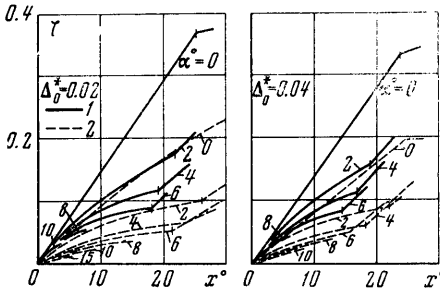
Для рассматриваемого случая плоского канала влияние начальной неравномерности потока может быть исследовано несколько иным путем. Поскольку здесь число Рейнольдса, рассчитанное по средней скорости и высоте канала, одинаково во всех сечениях, то изменение начальной неравномерности может производиться «отсечением» некоторой передней части канала с соответствующим пересчетом, который должен учитывать изменение начальных значений средней скорости и высоты канала. Для плоской



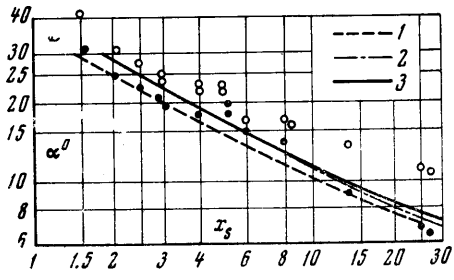
Фиг. 1



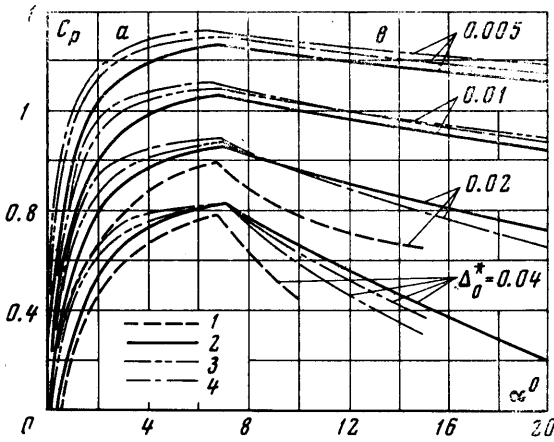
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

трубы постоянного сечения ($\alpha = 0$) такой прием дает те же результаты, что и описанный выше. При $\alpha > 0$ картина несколько меняется, так как в диффузоре при фиксированном значении Δ_0^* параметры Δ_0^{**} и Δ_0^{***} , естественно, отличаются от соответствующих параметров в канале постоянного сечения. Приведем формулы пересчета

$$\zeta_* = n_1^2(\zeta - \zeta_1), \quad x_*^\circ = \frac{1}{n_1}(x^\circ - x_1^\circ), \quad \Delta_*^* = 2\delta_1^*/h_1 \quad (5.2)$$

Здесь индексом 1 отмечены параметры сечения исходного диффузора, которое становится входным для нового диффузора, нижний индекс * соответствует параметрам нового диффузора. Проведенные с помощью формул (5.2) расчеты показали, что с ростом параметра Δ_{*}^{*} коэффициент потерь ζ_{*} возрастает несколько сильнее, чем коэффициент потерь ζ с ростом параметра Δ_0^{*} , который соответствует пограничному слою в начальном участке плоской трубы. Указанное различие, как уже указывалось, обусловлено различием в обоих случаях параметров ψ_2 и ψ_3 .

На фиг. 5 представлены зависимости безразмерных коэффициентов давления $c_p = (p - p_0) / \frac{1}{2} \rho u_0^2$ в сечениях смыкания или отрыва от числа Рейнольдса, угла раскрытия и начальной неравномерности потока (параметр Δ_0^{*}). Отсюда видно, что при малой начальной неравномерности потока в отрывном сечении диффузора $c_{ps} \approx 0.8$, что удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными, в частности с данными Аккерета [8].

Наконец, на фиг. 4 представлено сравнение экспериментальной [9] и расчетной зависимостей угла раскрытия плоского диффузора от предельной его длины, соответствующей отрыву потока в его выходном сечении. Кривые 1, 2, 3 на фиг. 4 соответствуют значениям $R = 10^5, 10^6, 10^7$. Белые экспериментальные точки соответствуют малой начальной турбулентности потока, зачерненные — повышенной. Поскольку увеличение начальной турбулентности в диффузорном канале проявляется главным образом в уменьшении длины участка ламинарного течения на входе, то случай повышенной начальной турбулентности в большей степени соответствует рассмотренному нами случаю полностью турбулентного пограничного слоя в диффузоре. Совпадение расчета (продолженного до $\alpha = 30^\circ$) с экспериментом при повышенной начальной турбулентности оказалось удовлетворительным.

Что касается совпадения данных расчета и эксперимента для других аэродинамических характеристик диффузорных каналов, то оно целиком определяется точностью определения параметров пограничного слоя при наличии продольного градиента давления с помощью использованного здесь метода [2] и, как показано в работе [2] на многочисленных примерах, является вполне удовлетворительным.

Поступило 13 III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиневский А. С. Энергетические характеристики дозвуковых диффузорных каналов. Изв. АН СССР, ОТН, 1956, № 3.
2. Федяевский К. К., Колесников А. В., Смольянинова А. Н. К расчету турбулентного пограничного слоя с продольным градиентом давления. Тр. ЦАГИ, 1967, вып. 1088.
3. Солодкин Е. Е., Гиневский А. С. Стабилизированное турбулентное течение вязкой жидкости в плоском диффузорном канале при малых углах раскрытия. Тр. ЦАГИ, 1958, вып. 728.
4. Гиневский А. С. Расчет переходного участка турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
5. Bösch F. Divergente und konvergente turbulente Strömungen mit kleinen Öffnungswinkeln. Forschungsarbeiten, 1926, H. 282.
6. Nikuradse J. Untersuchungen über die Strömungen des Wassers in konvergenten und divergenten Kanälen. Forschungsarbeiten, 1929, H. 289.
7. Szablewski W. Turbulente Strömungen in divergenten Kanälen. Ingr — Arch., 1954, Bd. 22, H. 4.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Изд-во иностр. лит., 1966.
9. Kline S., Abbott D. E., Fox R. W. Optimum design of straightwalled diffusers. Trans. ASME, 1959, Ser. D, J. Basic Engng, 1959, vol. 81, No. 3.