Теплофизика и аэромеханика, 2023, том 30, № 3

УДК 533.6.071.08

Определение влияния границ потока на обтекание профиля в аэродинамической трубе Т-128

С.А. Глазков, А.В. Семенов

ФАУ «ЦАГИ», Жуковский, Московская обл.

E-mail: glazkov@tsagi.ru, aleksandr.semenov@tsagi.ru

В рамках линейной дозвуковой теории решена задача о влиянии границ потока на обтекание профиля по измеренным распределениям давления на нем и на стенках рабочей части. Для тестового случая (испытания профиля BGK1 в аэродинамической трубе IAR1.5m) проведено сравнение поправок к числу Маха набегающего потока и углу атаки профиля, полученных с помощью данного метода и в работах других авторов. Для модели профиля ОСПБ-77, испытанной в аэродинамической трубе Т-128 для двух вариантов проницаемости стенок $f = 0$ и 3 %, выполнена коррекция распределенных данных и интегральных нагрузок в диапазоне чисел Маха от 0,2 до 0,78. Внесение поправок позволило существенно сблизить результаты для $f = 0$ и $f = 3$ % вплоть до углов атаки, когда на профиле возникает отрыв потока.

Ключевые слова: профиль, индукция границ потока, блокировка, скос потока, щелевая проницаемость.

Введение

Одним из основных источников расхождения результатов испытаний в аэродинамических трубах с летными данными является взаимодействие потока, обтекающего модель, с существующими в аэродинамических трубах границами. При этом влияние горизонтальных стенок принципиально отличается от влияния боковых. Наличие неблагоприятного градиента давления может вызвать утолщение пограничного слоя и даже его отрыв на боковых стенках, что приводит к возникновению фрагментов поперечного течения и нарушению двумерности. Путем удлинения крыла можно ослабить это влияние и обеспечить в центральной части некоторую область двумерного течения. В указанной области влияние границ потока (горизонтальных стенок) приводит к искривлению линий тока над и под моделью по сравнению с безграничным обтеканием. Особенно сильно эти эффекты проявляются при больших дозвуковых скоростях, когда возникают местные сверхзвуковые зоны, даже если они не доходят до стенок.

Проблемам коррекции экспериментальных данных, полученных при испытании моделей в аэродинамической трубе (АДТ), посвящено достаточно много работ. Так, например, в работах [1 – 4] с использованием линейной дозвуковой теории были получены поправки к распределению давления на поверхности модели по известным двум компонентам скорости (продольной и нормальной к некоторой контрольной поверхности вблизи стенок). Эти формулы удобны тем, что не зависят в явном виде ни от формы модели, ни от типа стенок АДТ (сплошных, перфорированных, щелевых), однако одновременное измерение двух компонент скорости вблизи границы само по себе представляется весьма непростой задачей. Метод, предложенный в работе [5], основан на сравнении распределений давления вдоль стенок канала, полученных из эксперимента и расчета дальнего поля от модели. В рамках классической линейной теории модель заменяется набором особенностей, интенсивности которых определяются из геометрии и аэродинамических нагрузок, также полученных в эксперименте. К недостаткам метода можно отнести то, что канал считается бесконечно длинным, поэтому экспериментально полученные распределения давления необходимо экстраполировать на $\pm\infty$. Пример такой экстраполяции можно найти в работе [6], где, в частности, было показано, что наличие «входного» участка оказывает большое влияние на корректность определения поправки к углу атаки. В то же время экстраполяция давления в выходном участке канала, в свою очередь, слабо влияет на поправки к числу Маха набегающего потока ΔM и углу атаки модели $\Delta\alpha$. В работе [7] этот недостаток был устранен (такая же задача решалась и в работах [8 – 10]): рассматривался канал конечной длины, а во входном и выходном сечениях распределение давления определялось линейной интерполяцией между значениями на нижней и верхней стенках. Здесь для решения задачи Дирихле использовался метод Фурье. Однако для получения корректного решения необходимо задать скос потока (вертикальную компоненту скорости) в некоторой контрольной точке, достаточно удаленной от модели. При сложном сверхкритическом обтекании профилей часто используются численные методы. Можно привести для примера одну из первых работ [11], посвященных этой проблеме. В ней для расчета обтекания профиля в канале и безграничном потоке использовались уравнения для полного потенциала скорости. В качестве граничного условия на стенках канала применялось сглаженное распределение давления, полученное из эксперимента. В ходе решения находилась невязка между полученными распределениями давления на профиле, которая затем минимизировалась подбором числа Маха и угла атаки в безграничном обтекании. Таким образом были определены поправки ΔM и $\Delta\alpha$.

Постановка и решение задачи о влиянии границ потока на обтекание профиля в плоском канале

Рассмотрим обтекание крыльевого профиля в рабочей части аэродинамической трубы. Если удлинение крыльевого профиля достаточно велико, то в его центральной части существует область двумерного течения. В рамках линейной дозвуковой теории течение газа в рабочей части аэродинамической трубы может быть описано потенциалом возмущенной скорости $\varphi(X, Y, Z)$. Для случая центрального сечения, равноудаленного от боковых стенок (Z = 0), из соображения симметрии имеем $\partial\varphi/\partial Z = 0$ и $\partial^2\varphi/\partial Z^2 = 0$, тогда для потенциала возмущенной скорости получаем уравнение

$$\beta^2 \frac{\partial^2\varphi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial Y^2} = 0, \quad \text{где } \beta = \sqrt{\mathrm{M}_\infty^2 - 1}.$$

В дальнейшем будем оперировать комплексно-сопряженной скоростью $w(z) = u - iv$, где $z = x + iy$, $x = X$; $y = \beta Y$, $u = \dfrac{\partial\varphi}{\partial x} = \dfrac{\partial\varphi}{\partial X}$, $v = \dfrac{\partial\varphi}{\partial y} = \dfrac{\partial\varphi}{\partial Y}\dfrac{\partial Y}{\partial y} = \dfrac{1}{\beta}\dfrac{\partial\varphi}{\partial Y}$.

Рассмотрим канал бесконечной длины. Считаем, что начало координат находится в носке модели. Все линейные размеры отнесены к хорде профиля. Граничные условия для аналитической функции $w(z) = u - iv$ имеют вид:

— на профиле $\left(x \in [0, 1],\ y = \pm 0\right)$ условие непротекания: $v = \pm f_{\mathrm{S}}' + f_{\mathrm{A}}' + \alpha$, где f_{S}' — уравнение симметричной формы профиля, f_{A}' — уравнение средней линии профиля, α — угол атаки в радианах;

— на верхней и нижней стенках $\left(x \in [-\infty, +\infty],\ y = \pm h\right)$ $u_{\mathrm{W}}(x, \pm h)$.

Схема течения в канале на комплексной плоскости $z = x + iy$ представлена на рис. 1.

Пусть комплексно-сопряженная скорость $w^{\mathrm{F}}(z) = u^{\mathrm{F}} - iv^{\mathrm{F}}$ соответствует безграничному обтеканию профиля, а $w^{\mathrm{WT}}(z) = u^{\mathrm{WT}} - iv^{\mathrm{WT}}$ — обтеканию в канале. Тогда влияние стенок канала в терминах возмущенной скорости определяется как $\delta w = \mathrm{w}^{\mathrm{F}} - w^{\mathrm{WT}}$ и, соответственно, для компонент скорости имеем $\delta u = u^{\mathrm{F}} - u^{\mathrm{WT}}$ и $\delta v = v^{\mathrm{F}} - v^{\mathrm{WT}}$. Общее решение задачи представим как сумму симметричного и антисимметричного решений (обозначим их с использованием нижних индексов S и A): $w = w_{\mathrm{S}} + w_{\mathrm{A}} = u_{\mathrm{S}} + u_{\mathrm{A}} - i(v_{\mathrm{S}} + v_{\mathrm{A}})$.

Конформное преобразование $\zeta = \xi + i\eta = \exp\left(\pi z / h\right)$ переводит внутренность канала с внутренним разрезом на плоскости z в плоскость ζ с двумя разрезами вдоль оси ξ для симметричной и антисимметричной задач (как показано на рис. 2).

Симметричная задача

Решение задачи для безграничного обтекания имеет вид [12]:

$$w_{\mathrm{S}}^{\mathrm{F}}(\zeta) = -\frac{1}{\pi i}\sqrt{\zeta}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WS}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta = 0)}{\sqrt{\xi}(\zeta - \xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{v_{\mathrm{S}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta = 0)}{\sqrt{\xi}(\zeta - \xi)}d\xi\right],$$

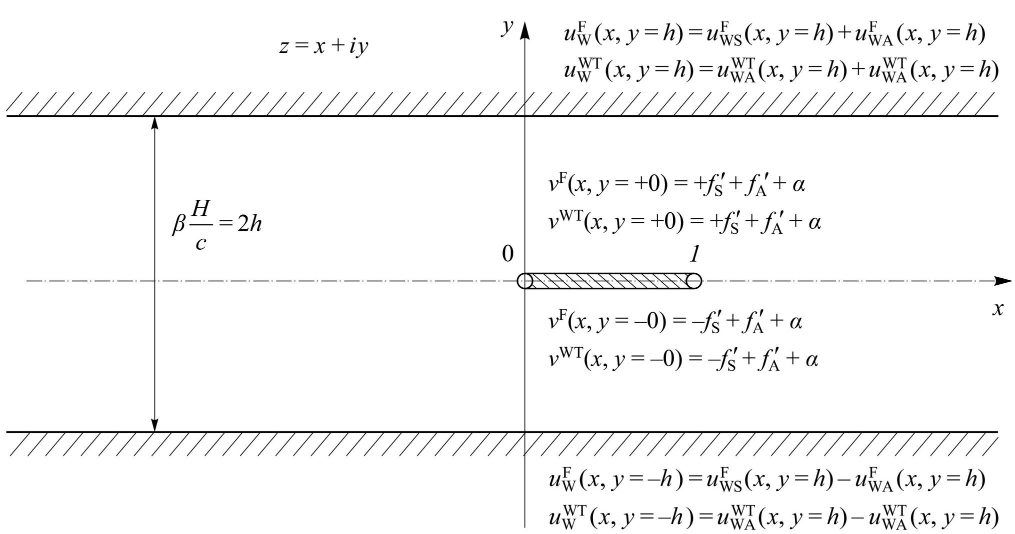

Рис. 1. Схема течения в канале на комплексной плоскости $z = x + iy$.

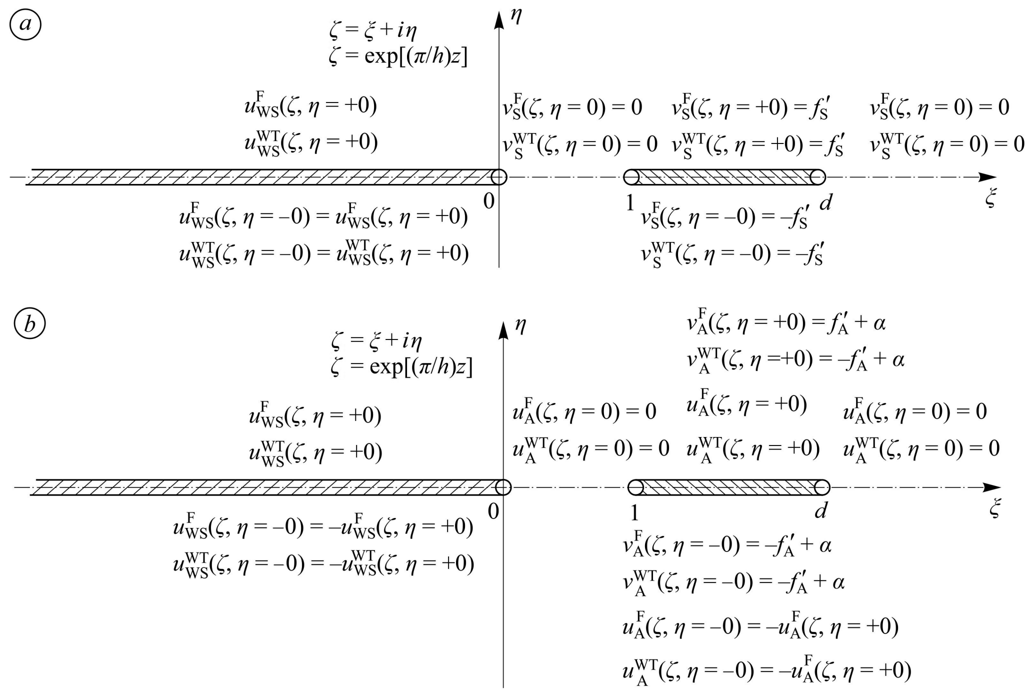

Рис. 2. Граничные условия для симметричной (*a*) и антисимметричной (*b*) задач на комплексной плоскости $\zeta = \xi + i\eta = \exp(\pi z / h)$.

где а $u^{F}_{WS}(\xi, \eta = 0) = u^{F}_{WS}(x, h)$ — продольная компонента возмущенной скорости в дальнем поле, а $v^{F}_{S}(\xi, \eta = 0) = f_S{}'(\xi(x))$ — условие непротекания на поверхности профиля.

Решение задачи для обтекания в канале имеет вид:

$$w^{WT}_{S} = -\frac{1}{\pi i}\sqrt{\zeta}\left[\int_{-\infty}^{0} \frac{u^{WT}_{WS}(\xi, \eta = 0)}{\sqrt{\xi}(\zeta - \xi)} d\xi + \int_{1}^{d} \frac{v^{WT}_{S}(\xi, \eta = 0)}{\sqrt{\xi}(\zeta - \xi)} d\xi\right],$$

где $v^{WT}_{S}(\xi, \eta = 0) = f_S{}'(\xi(x))$ —условие непротекания на поверхности профиля, $u^{WT}_{WS}(\xi, \eta = 0) = u^{WT}_{WS}(x, h) \approx -(c^{WT}_{p}(x, h) + c^{WT}_{p}(x, -h))/2$ — продольная возмущенная компонента скорости на границе ядра потенциального потока вблизи стенки, а $c^{WT}_{p}(x, h)$, $c^{WT}_{p}(x, -h)$ — коэффициенты давления на верхней и нижней границах канала (определяются по результатам измерения на стенках рабочей части АДТ).

Выражение для возмущенной компоненты скорости Δu_S на оси канала (симметричная составляющая) имеет вид:

$$\Delta u_S = \Delta w_S(\varsigma) = \mathrm{w}^{F}_{S} - w^{WT}_{S} =$$

$$= -\frac{1}{\pi i}\sqrt{\zeta}\left[\int_{-\infty}^{0} \frac{\left[u^{F}_{WS}(\xi, \eta = 0) - u^{WT}_{WS}(\xi, \eta = 0)\right]}{\sqrt{\xi}(\zeta - \xi)} d\xi\right], \quad \zeta = \mathrm{Re} \in [0, +\infty).$$

В окончательном виде с учетом сжимаемости оно запишется следующим образом:

$$\Delta u_{\mathrm{S}}(X, Y=0) = -\frac{1}{h\beta}\int_{-\infty}^{0}\frac{\left[u_{\mathrm{WS}}^{\mathrm{F}}(p,h) - u_{\mathrm{WS}}^{\mathrm{WT}}(p,h)\right]\exp\left(\dfrac{\pi}{H\beta}p\right)}{1+\exp\left[\dfrac{2\pi}{H\beta}(p-X)\right]}dp,$$

$$p\in[-\infty, +\infty],\ \ X\in[-\infty, +\infty],$$

и, соответственно, поправка к числу Маха будет определяться как $\Delta\mathrm{M} = \mathrm{M}_\infty(1+0{,}2\mathrm{M}_\infty^2)\Delta u_{\mathrm{S}}$.

Антисимметричная задача

Решение для безграничного обтекания имеет вид:

$$w_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\zeta) = \frac{1}{\pi i}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi\right],$$

где $u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0) = u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(x, +0)$ — продольная компонента возмущенной скорости на поверхности профиля при безграничном обтекании, а $u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0) = u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(x, h)$ — продольная компонента возмущенной скорости в дальнем поле (соответствующая безграничному обтеканию).

Решение задачи для обтекания в канале имеет вид:

$$w_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\zeta) = \frac{1}{\pi i}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi\right] + i\alpha_0,$$

здесь $u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0) = u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(x, +0)$ — продольная антисимметричная возмущенная компонента скорости на поверхности профиля, $u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0) = u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}(x, h) \approx$ $\approx -(c_p^{\mathrm{WT}}(x, +h) - c_p^{\mathrm{WT}}(x, -h))\big/2$ — продольная антисимметричная возмущенная компонента скорости на стенках канала (коэффициенты давления определяются в эксперименте), $\alpha_0 = \mathrm{const}$.

На отрезке оси канала $(x\in(0,1),\ y=+0)$ имеем $\zeta = \mathrm{Re} = \exp(\pi x/h)\in(1,d)$, тогда для безграничного обтекания:

$$v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\zeta) = -\frac{1}{\pi}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi\right],$$

для течения в канале:

$$v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\zeta) = -\frac{1}{\pi}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\xi, \eta=+0)}{(\zeta-\xi)}d\xi\right] - i\alpha_0.$$

С учетом условия непротекания на профиле $v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\zeta) \equiv v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\zeta)$ получаем:

$$v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}}(\zeta) - v_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}(\zeta) = \frac{1}{\pi}\left[\int_{-\infty}^{0}\frac{u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}}{(\zeta-\xi)}d\xi + \int_{1}^{d}\frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}}{(\zeta-\xi)}d\xi\right] - \alpha_0 = 0.$$

Распределенные на стенках канала вихри с интенсивностью $2\Delta u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{W}} = 2(u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}})$ с учетом константы α_0 генерируют скос потока (вертикальную компоненту скорости) $\Delta\alpha^{\mathrm{I}}$ в области расположения профиля:

$$\Delta\alpha^{\mathrm{I}}(\zeta) = -\frac{1}{\pi}\int_1^d \frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}}{(\zeta-\xi)}d\xi + \alpha_0 = -\frac{1}{\pi}\int_1^d \frac{\delta u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{I}}}{(\zeta-\xi)}d\xi + \alpha_0.$$

Чтобы обеспечить условие непротекания (при наличии границ потока) на профиле, необходимо распределить вихревые особенности с интенсивностью $\delta u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{I}} = 2(u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}})$, которые компенсируют скос потока:

$$\frac{2}{\pi}\int_1^d \frac{u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{F}} - u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{WT}}}{(\zeta-\xi)}d\xi = \frac{1}{\pi}\int_1^d \frac{\delta u_{\mathrm{A}}^{\mathrm{I}}}{(\zeta-\xi)}d\xi = \Delta\alpha^{\mathrm{I}}(\zeta).$$

Окончательно скос потока, обусловленный влиянием границ последнего, определяется следующим образом:

$$\Delta\alpha^{\mathrm{I}}(X, Y=0) = \frac{2}{H\beta}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(p,h) + \left(c_p^{\mathrm{WT}}(p,+h) - c_p^{\mathrm{WT}}(p,-h)\right)/2\right)}{\exp\left(\dfrac{2\pi}{H\beta}(X-p)\right)+1}dp + \alpha_0 = 0,$$

где из условия на бесконечности $\alpha_0 = -\dfrac{1}{2h\beta}\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\left(u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(p) - u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{WT}}(p)\right)dp.$

Расчет течения в дальнем поле для безграничного обтекания по измеренному на профиле давлению

Пусть c_p^+ — коэффициент давления на верхней поверхности профиля и c_p^- — на нижней. По линейной теории продольная компонента возмущенной скорости на поверхности профиля составляет $u^{\pm}(x, y=\pm 0) \approx -0{,}5c_P^{\pm}(x, y=\pm 0),$ тогда симметричная и антисимметричная компоненты соответственно составят $u_{\mathrm{S}}(x) \approx -0{,}25\left[c_P^+(x) + c_P^-(x)\right]$ и $u_{\mathrm{A}}(x) \approx -0{,}25\left[c_P^+(x) - c_P^-(x)\right]$.

Для несжимаемого газа симметричная комплексно-сопряженная скорость в дальнем поле на расстоянии h ($z = x + ih$) от оси X в отсутствии границ запишется в виде: $w_{\mathrm{WS}}^{\mathrm{F}}(x, h) = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_0^1 m(\xi)\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{z-\xi}\right)d\xi,$ где плотность распределения интенсивности диполей $m(\xi) = 2u_{\mathrm{S}}(\xi, 0)$. Антисимметричная комплексно-сопряженная скорость в дальнем поле определяется как $w_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(x,h) = \dfrac{1}{2\pi i}\displaystyle\int_0^1 \gamma(\xi)\frac{d}{dz}\left(\ln(z-\xi)\right)d\xi,$ где плотность распределения интенсивности вихрей $\gamma(\xi) = 2u_{\mathrm{A}}(\xi)$. С учетом сжимаемости для симметричной части имеем:

$$u_{\mathrm{WS}}^{\mathrm{F}}(x,h)=\frac{1}{4\pi}\int_0^1\left[c_p^+(\xi)+c_p^-(\xi)\right]\frac{\left[(x-\xi)^2-\beta^2h^2\right]}{\left[(x-\xi)^2+\beta^2h^2\right]^2}\,d\xi,$$

для антисимметричной компоненты скорости:

$$u_{\mathrm{WA}}^{\mathrm{F}}(x,\,h)=\frac{\beta h}{2\pi}\int_0^1\frac{\left[c_p^+(\xi)-c_p^-(\xi)\right]}{\left[(x-\xi)^2+\beta^2h^2\right]}\,d\xi.$$

На рис. 3*a* – 3*d* показаны распределения коэффициента давления для безграничного обтекания на расстоянии от профиля $\pm h$ на режимах M_∞ = 0,7, $C_{y\mathrm{a}}$ = 0,397, 0,749 и M_∞ = 0,78, $C_{y\mathrm{a}}$ = 0,459, 0,634 (где $C_{y\mathrm{a}}$ — коэффициент подъемной силы). Для сравнения приведены данные, рассчитанные по линейной теории и с помощью численного решения уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу (пакет программ EWT ЦАГИ [13, 14]). С ростом скорости и подъемной силы наблюдается появление заметного различия между двумя способами расчета течения в дальнем поле. При M_∞ = 0,78, $C_{y\mathrm{a}}$ = 0,459 разница не превышает 12 %, а при M_∞ = 0,78, C_{ya} = 0,634 отличие достигает ~ 25 % на верхней стенке.

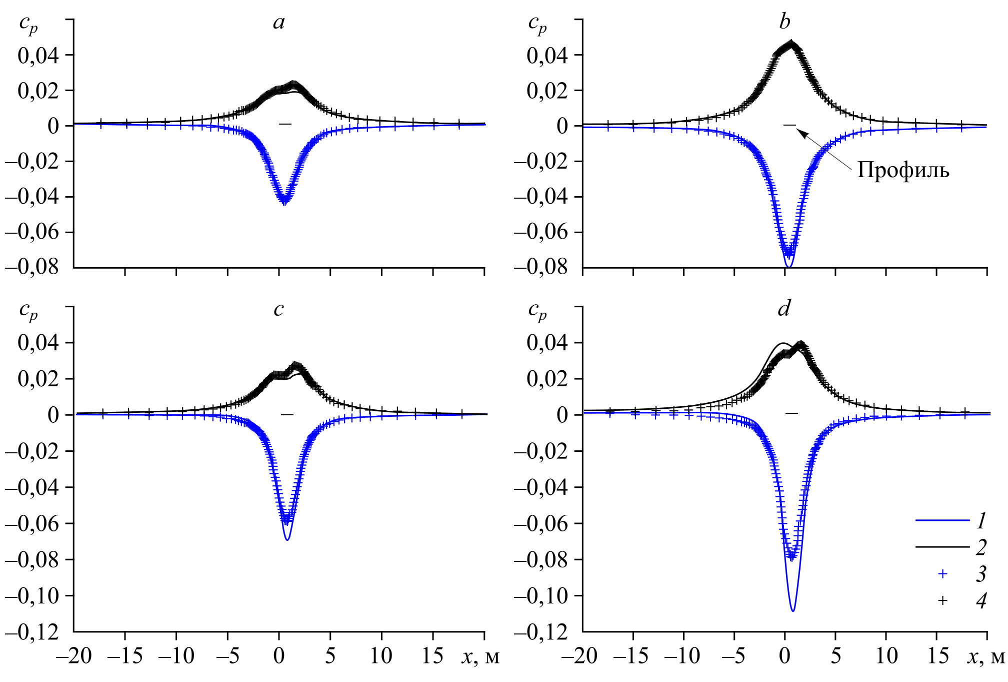

Рис. 3. Сравнение распределений коэффициента давления в дальнем поле (h = 1,375), полученных по линейной теории и с помощью пакета EWT ЦАГИ.
a — M = 0,70, C_{ya} = 0,397, *b* — M = 0,70, C_{ya} = 0,749, c — M = 0,78, C_{ya} = 0,459, d — M = 0,78, C_{ya} = 0,634;
1, *2* — распределение c_p на верхней (*1*) и нижней (*2*) стенках в соответствии с вычислительной гидродинамикой (CFD), *3*, *4* — распределение c_p на верхней (*3*) и нижней (*4*) стенках в соответствии с линейной теорией.

Корректировка результатов для профиля BGK1

Для тестирования предложенного метода были использованы результаты испытаний профиля BGK1 в АДТ IAR 1.5m [10], имеющей перфорированные верхнюю и нижнюю стенки (f = 20,5 %) рабочей части и непроницаемые боковые. Отношение хорды профиля к высоте рабочей части составляло c/h = 1/6. Тестовый режим имел значения: M_∞= 0,784, α = 2,56°, $Re_c = 21 \cdot 10^6$. По распределению давления на профиле и горизонтальных стенках были получены $\Delta M(x)$ и $\Delta\alpha(x)$ по оси рабочей части. Сравнение этих данных с результатами работы [10] можно видеть на рис. 4. В табл. 1 приведены поправки к числу Маха и углу атаки набегающего потока, приведенные в литературных источниках и полученные в настоящей работе (Т-128). Видно, что эти данные хорошо согласуются между собой.

Испытания профиля ОСПБ-77 в АДТ Т-128

В аэродинамической трубе Т-128 ЦАГИ [18] были проведены испытания трансзвукового профиля ОСПБ-77. В процессе испытаний одновременно выполнялись следующие измерения:

— распределения давления на профиле в двух сечениях;

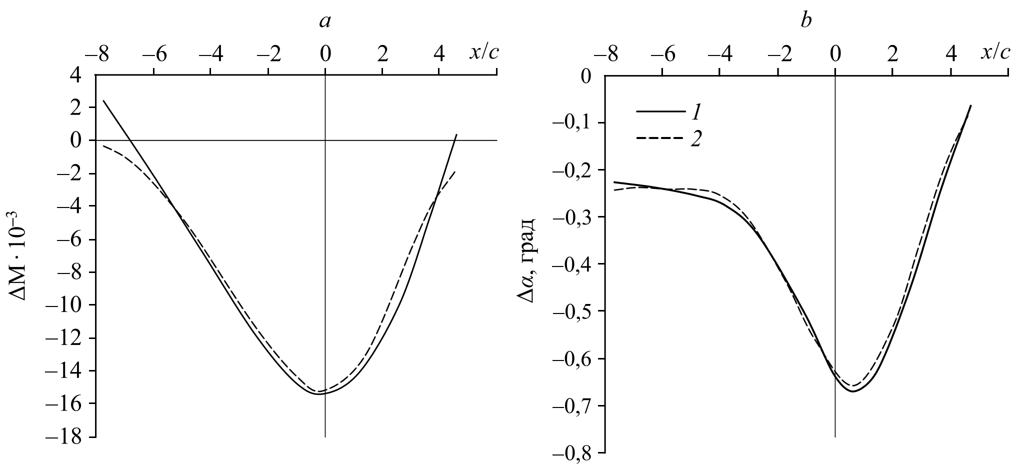

Рис. 4. Сравнение поправок к числу Маха (*a*) и углу атаки (*b*), полученных в настоящей работе (*1*), с данными работы [10] (*2*).

Таблица 1

Поправки для профиля BGK1 к параметрам набегающего потока для M_∞ = 0,784, α = 2,56°

Источники данных	ΔM	$\Delta\alpha$, град
Настоящая работа (Т-128)	–0,015	–0,65
[7]	–0,015	–0,67
[5]	–0,015	–0,67
[6]	–0,017	–0,67
[15]	–0,015	–0,59
[16]	–	–0,58
[17]	–0,017	–0,64 (–0,89)

— распределения давления на стенках рабочей части АДТ (несколько сечений на верхней, нижней и боковых стенках);

— распределения пульсаций давления на поверхности профиля;

— распределения пульсаций массового расхода (с помощью термоанемометров на профиле);

— распределения вибраций профиля (с помощью виброакселерометров);

— распределения температуры поверхности (с помощью тепловизоров);

— распределения касательных напряжений (с помощью жидких кристаллов).

Испытания проводились в диапазонах чисел Маха $M_\infty = 0{,}2 \div 0{,}79$, углов атаки $\alpha = -0{,}5 \div 3°$ и чисел Рейнольдса (по хорде профиля) $\mathrm{Re_c} = (2{,}3 \div 6{,}5)\cdot 10^6$.

Профилю ОСПБ-77 соответствуют следующие характерные размеры: толщина 12,5 %, хорда c = 0,5 м, удлинение λ = 5,5. Рабочая часть АДТ Т-128 имеет квадратное сечение со стороной H = 2,75 м. Загромождение рабочей части по площади крыла составляет 18,1 %, а по площади поперечного сечения — 2,3 %. Обычно при испытании моделей пассажирских самолетов загрузка считается предельно большой, когда она составляет по площади крыла 8 %, а по площади поперечного сечения — 0,8 %. Общий вид расположения профиля в рабочей части № 3 (одна из сменных рабочих частей) АДТ Т-128 представлен на рис. 5. Приемные отверстия для измерения давления на поверхности крыла расположены в сечениях А и В. Сечение А равноудалено от боковых стенок, сечение В наклонено по отношению к хорде ближе к левой стенке. Сечения на боковых стенках LSTW, RSTW (левой и правой) расположены ниже сечения TW на верхней стенке на 0,2 м, а LSBW, RSBW, соответственно, выше сечения BW на нижней стенке на 0,2 м.

В декартовой системе координат ось X направлена по потоку, ось Y — вертикально вверх. Для вычисления числа Маха набегающего потока полное давление измерялось в форкамере, а статическое вычислялось как среднее значение давлений, измеренных на верхней и нижней стенках сопла перед входом в рабочую часть (на расстоянии ~ 3,5 с по оси X от носка профиля).

Расчет коэффициентов подъемной силы и момента тангажа выполнялся по распределению коэффициента давления на верхней $c_p^+(x)$ и нижней $c_p^-(x)$ поверхностях модели [19]. Профили полного $P_0(y)$ и статического $P_\infty(y)$ давлений в следе измерялись с помощью

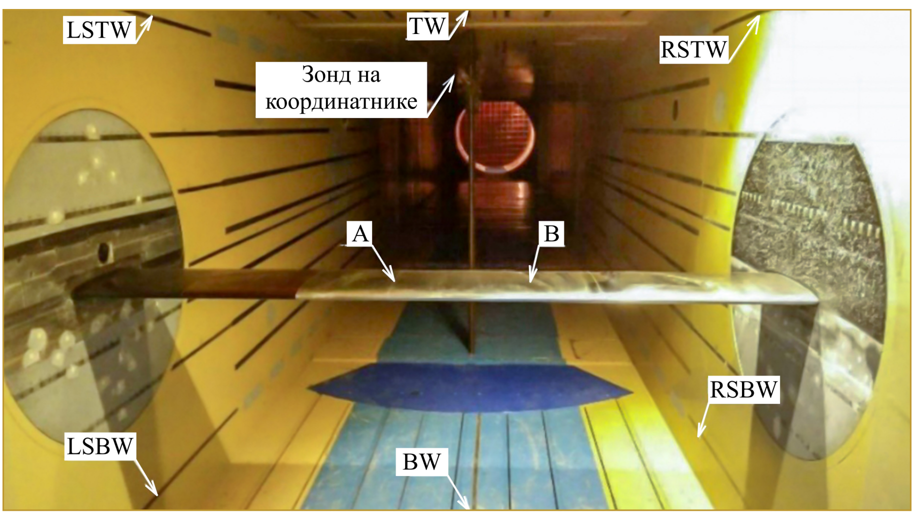

Рис. 5. Модель профиля ОСПБ-77 в рабочей части № 3 АДТ Т-128.

перемещающегося координатника, и по ним рассчитывался коэффициент профильного сопротивления профиля [19].

Распределение коэффициента давления в сечениях TW, LSTW, RSTW и BW, LSBW, RSBW на стенках рабочей части, а также на верхней и нижней стенках сопла (сечение SpT, SpB) для $M_\infty = 0{,}2$, $0{,}77$, $\alpha = 3°$, $f = 0$, 3 %, приведено на рис. 6*a* – 6*d*. Точность датчиков измерения давления составила $\sigma_p \sim 30$ Па. Для режимов $M_{\infty 1} = 0{,}2$ и $M_{\infty 2} = 0{,}77$ скоростной напор принимал значения $Q_{\infty 1} = 2650$ Па и $Q_{\infty 2} = 27440$ Па и, соответственно, погрешность измерения коэффициента давления для первого режима составляла $\sigma_{c_{p1}} = \sigma_p / Q_{\infty 1} \sim 0{,}01$, а для второго была на порядок больше — $\sigma_{c_{p2}} = \sigma_P / Q_{\infty 2} \sim 0{,}001$. Этим объясняется большой разброс точек в распределении давления при $M_{\infty 1} = 0{,}2$ по сравнению с режимом $M_{\infty 2} = 0{,}77$. При нулевой проницаемости стенок ($f = 0$ %) распределения давления на горизонтальных стенках и соответствующих им боковых практически не отличаются. Отсутствие существенного отличия в распределении давления в центральных (в плоскости симметрии) сечениях и на боковых стенках может служить косвенным подтверждением двумерного характера течения (по крайней мере, в дальнем поле). При проницаемых стенках ($f = 3$ %) с увеличением скорости до $M_\infty = 0{,}77$ начинает появляться некоторое различие в давлениях на боковых и горизонтальных стенках.

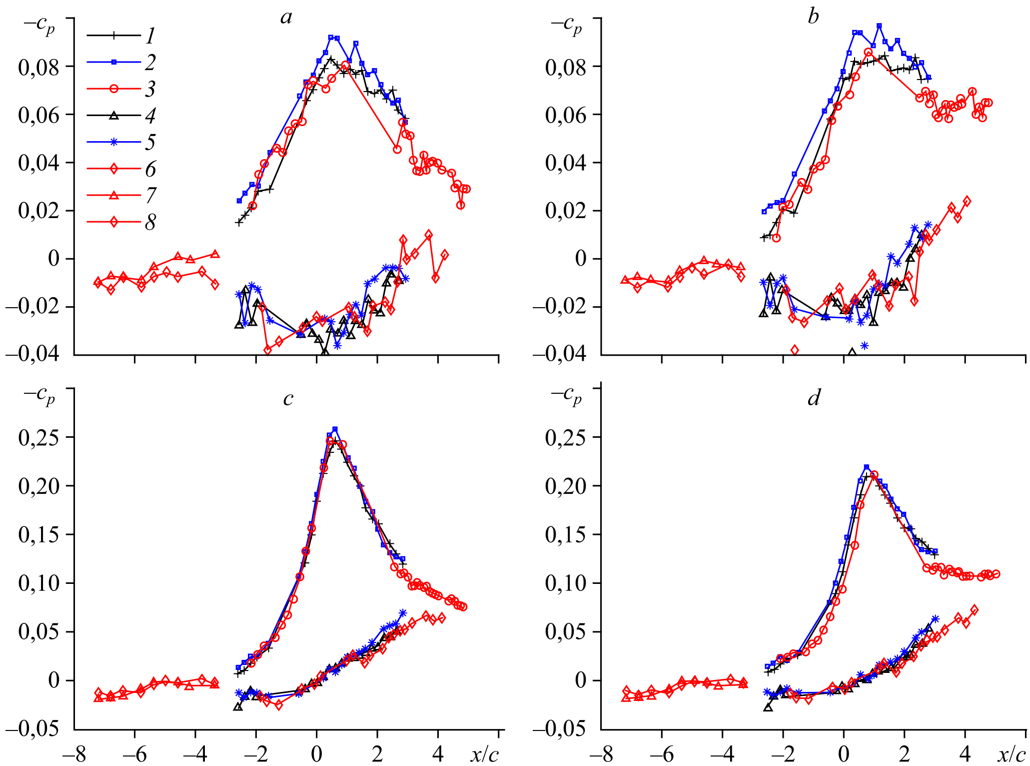

Рис. 6. Распределение давления на стенках рабочей части.

a — $M_\infty = 0{,}2$, $\alpha = 3°$, $f = 0$ %, *b* — $M_\infty = 0{,}2$, $\alpha = 3°$, $f = 0$ %,
c — $M_\infty = 0{,}77$, $\alpha = 3°$, $f = 0$ %, *d* — $M_\infty = 0{,}77$, $\alpha = 3°$, $f = 3$ %;
1 — RSTW, *2* — LSTW, *3* — TW, *4* — RSBW, *5* — LSBW, *6* — BW, *7* — SpT, *8* — SpB.

Коррекция экспериментальных данных на влияние границ потока

Все режимы испытаний условно можно разделить на две части. Для первой (полностью дозвуковое обтекание) могут быть использованы как интегральные, так и дифференциальные поправки. Для второй части (сверхкритическое обтекание с наличием местных сверхзвуковых зон) для коррекции экспериментальных данных используются только интегральные поправки.

Дифференциальные поправки

Сравнение распределений давления на профиле без поправок на влияние границ потока и с учетом этого влияния в сечениях A и B для режима $M_\infty = 0{,}2$, $\alpha = 3°$ при проницаемости стенок $f = 0$ и 3 % приведено на рис. 7.

Разброс данных по коэффициенту давления $\sigma = \sqrt{2\sum (c_{p,f=3\,\%} - c_{p,f=0\,\%})^2 \Delta x}$ между результатами испытаний с различной степенью проницаемости для верхней и нижней поверхностей профиля до и после коррекции приведен в табл. 2.

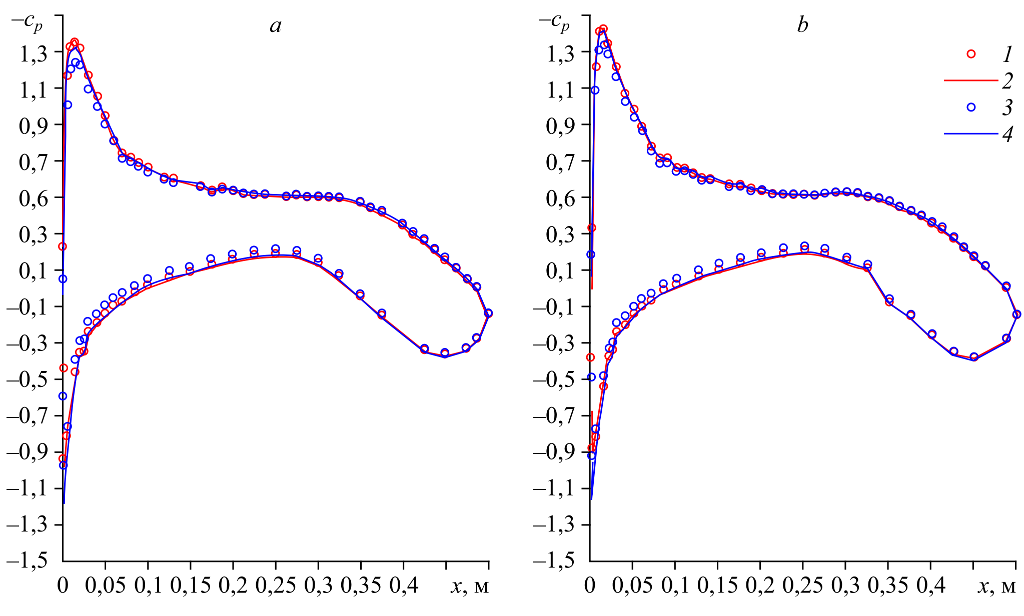

Рис. 7. Распределения давления на профиле с поправками и без них в сечениях A (*a*) и B (*b*).
1, *3* — экспериментальные данные соответственно для $f = 0$ и 3 % без поправок;
2, *4* — экспериментальные данные соответственно для $f = 0$ и 3 % после коррекции на влияние границ потока.

Таблица 2

Разброс данных между результатами испытаний с различной степенью проницаемости

Сечение	Поверхность	σ_{Cor}	σ_{UnCor}
A	Верхняя	0,0121	0,0345
A	Нижняя	0,0113	0,0287
B	Верхняя	0,00900	0,0285
B	Нижняя	0,0128	0,0262

Интегральные поправки

Внесение интегральных поправок подразумевает коррекцию параметров набегающего потока M_∞, α, Q и дальнейший пересчет коэффициентов аэродинамических нагрузок C_{ya}, C_{xa}, m_{za} [20]. Выражения для скорректированных параметров набегающего потока имеют следующий вид:

— для числа Маха набегающего потока (блокировка):

$\mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}} = \mathrm{M}_\infty^{\exp} + \Delta\mathrm{M}, \quad \Delta\mathrm{M} = \mathrm{M}_\infty(1+0,2\mathrm{M}_\infty^2)\Delta U_I^S(0,25c,0);$

— для угла атаки:

$\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}} = \alpha_\infty^{\exp} + \Delta\alpha^I(0,75c,0);$

— для скоростного напора:

$$\frac{\Delta Q}{Q_\infty^{\exp}} = \left(\frac{2-(\mathrm{M}_\infty^{\exp})^2}{1+0,2(\mathrm{M}_\infty^{\exp})^2}\right)\frac{\Delta\mathrm{M}}{\mathrm{M}_\infty^{\exp}}.$$

Для коэффициентов аэродинамических нагрузок имеем:

$$C_{ya}^{\mathrm{Cor}} a^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}}, \mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}}) = C_{ya}^{\exp}(\alpha_\infty^{\exp}, \mathrm{M}_\infty^{\exp})\left(1-\Delta Q/Q_\infty^{\exp}\right),$$

$$C_{xa}^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}}, \mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}}) = C_{xa}^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\exp}, \mathrm{M}_\infty^{\exp})\left(1-\Delta Q/Q_\infty^{\exp}\right) + C_{ya}^{\exp}\sin(\Delta\alpha),$$

$$m_{za}^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}}, \mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}}) = m_{za}^{\exp}(\alpha_\infty^{\exp}, \mathrm{M}_\infty^{\exp})\left(1-\Delta Q/Q_\infty^{\exp}\right),$$

где C_{xa} — коэффициент лобового сопротивления, m_{za} — коэффициент момента тангажа.

На рис. 8*a*, 8*b* приведены зависимости коэффициента подъемной силы от угла атаки $C_{ya}(\alpha)$ при различной проницаемости стенок рабочей части (f = 0 и 3 %) для сечений

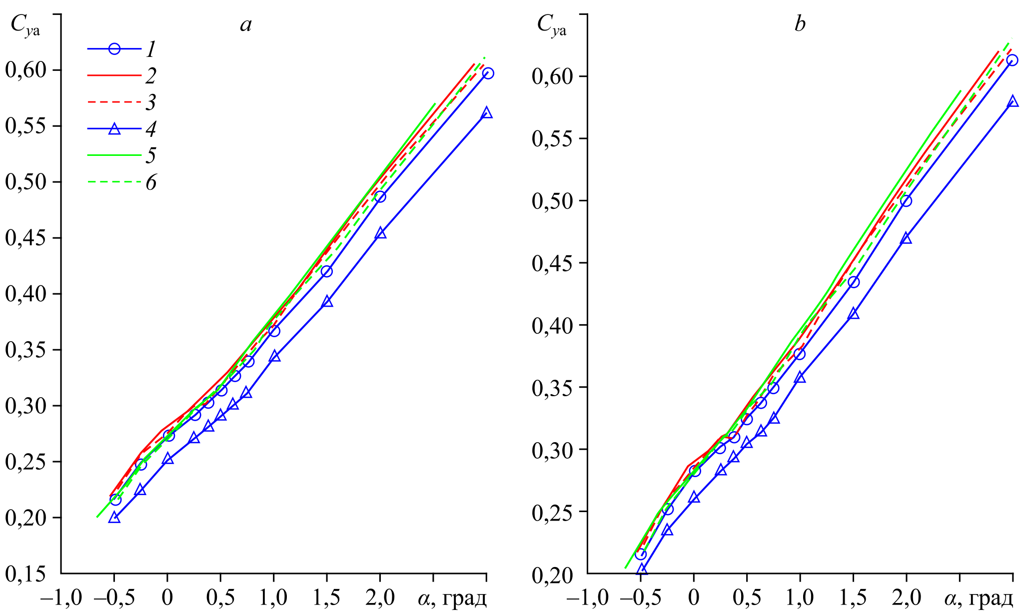

Рис. 8. Коэффициенты подъемной силы с поправками (Cor) и без них (UnCor) для M_∞ = 0,2 при различной проницаемости стенок в сечении A (*a*) и B (*b*).

1 – 3 — *f* = 0 % для UnCor, Cor Int и Cor Dif соответственно,
4 – 6 — *f* = 3 % для UnCor, Cor Int и Cor Dif соответственно.

А и В, полученные интегрированием давления ($M_\infty = 0{,}2$). Для сравнения представлены данные с поправками и без них.

Использовались два различных способа корректировки:

— корректировались параметры набегающего потока и затем пересчитывался коэффициент $C_{ya}^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}}, \mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}})$ (на рисунке обозначен как Cor Int);

— корректировалось распределение давления по профилю (c_p), как было показано ранее на рис. 7, а после этого вычислялся коэффициент подъемной силы путем интегрирования этого давления (на рисунке обозначен как Cor Dif).

Разброс скорректированных значений C_{ya}^{Cor} заметно уменьшился, и в терминах угла атаки полуразмах скорректированных данных для двух проницаемостей стенок ($f = 0$ и 3 %) стал менее 0,1°. Отметим еще один интересный факт. В отличие от испытаний трехмерных моделей при испытаниях профилей даже в случае непроницаемых стенок коэффициент подъемной силы оказывается меньше, чем при безграничном обтекании. Этот эффект также отмечался, например, в работах [21, 22].

После внесения поправок в диапазоне больших чисел Маха для коэффициента подъемной силы $C_{ya}(\mathrm{M}_\infty(\alpha) = \mathrm{const},\ \alpha = \mathrm{var})$ имеем $C_{ya}^{\mathrm{Cor}}(\mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}}(\alpha^{\mathrm{Cor}}) \neq \mathrm{const},\ \alpha^{\mathrm{Cor}} = \mathrm{var})$. Исходя из этого, для корректного сравнения данных, полученных при различной проницаемости, необходимо пересчитать поправленные зависимости на заданное число Маха. Интерполяция проводилась с использованием кубических сплайнов сначала на заданный угол атаки, а затем на заданное число Маха. На рис. 9 приведено сравнение зависимостей $C_{ya}(\alpha)$ при различной проницаемости с поправками и без них для режимов $\mathrm{M}_\infty = 0{,}775$ и 0,78. Видно, что после внесения поправок получено существенное сближение кривых $C_{ya}(\alpha)$, и полуразмах по углу атаки поправленных коэффициентов не превышает 0,1° для диапазона $C_{ya} < 0{,}5$.

В качестве примера рассмотрим два пункта программы испытаний профиля ОСПБ-77 в Т-128 (см. рис. 10), соответствующих фиксированным числам Маха $\mathrm{M}_\infty = 0{,}77$, $\mathrm{M}_\infty = 0{,}775$ и углом атаки в диапазоне $\alpha = -0{,}5° \div 3°$ при раскрытии щелей $f = 0$ и 3 % (на рисунке это две горизонтальные линии). Видно, что после внесения поправок к параметрам

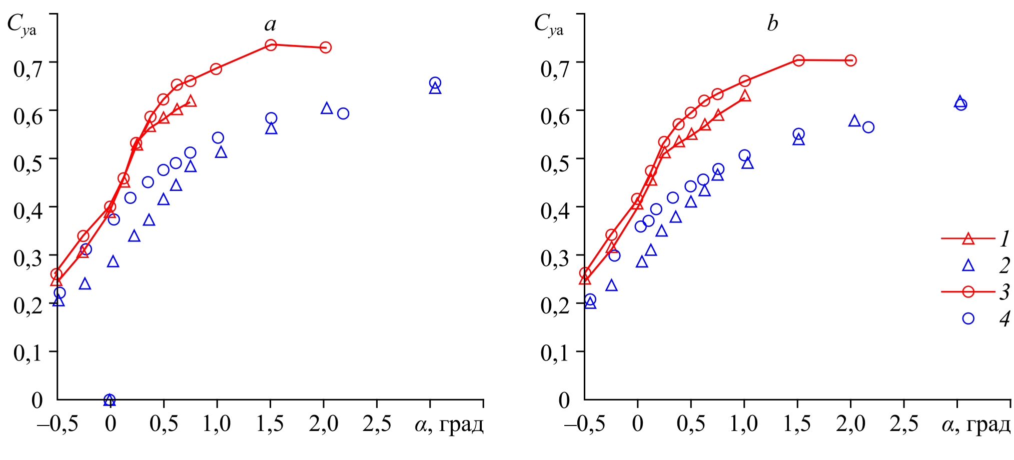

Рис. 9. Зависимости $C_{ya}(\alpha)$ при различной проницаемости стенок с поправками (Cor) и без них (UnCor) для режимов $\mathrm{M}_\infty = 0{,}775$ (*a*) и 0,78 (*b*). $f = 3$ % для случаев Cor (*1*) и UnCor (*2*) и $f = 0$ для случаев Cor (*3*) и UnCor (*4*).

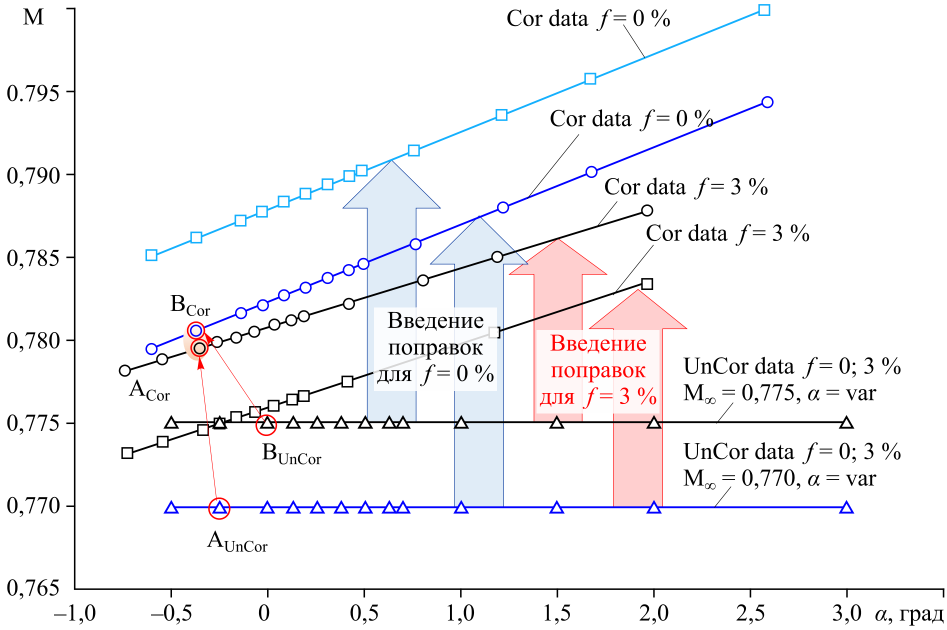

Рис. 10. Диапазон скоростных режимов испытаний $\mathrm{M}(\alpha)$ без учета поправок (UnCor) на влияние границ потока M_∞ (α_∞) и с учетом (Cor) $\mathrm{M}_\infty^{\mathrm{Cor}}(\alpha_\infty^{\mathrm{Cor}})$.

набегающего потока скорректированные значения числа Маха изменились в сторону увеличения, а значения углов атаки — в сторону уменьшения (это показано стрелками: голубые стрелки соответствуют f = 0, а красные — f = 3 %). На диаграмме видно, что после корректировки двух точек из различных пунктов программы (M_∞ = 0,77, α = –0,25°, f = 0, $\mathrm{A}_{\mathrm{UnCor}}$ и M_∞ = 0,775, α = 0°, f = 3 %, $\mathrm{B}_{\mathrm{UnCor}}$) были получены две точки: $\mathrm{A}_{\mathrm{Cor}}$ (M_∞ = = 0,7805, α = –0,376°) и $\mathrm{B}_{\mathrm{Cor}}$ (M_∞ = 0,7795, α = –0,358°), у которых параметры набегающего потока отличаются на ΔM = 0,001 и $\Delta\alpha$ = 0,018º, т.е. на уровне требований точности к измерению M и α в аэродинамической трубе. Поскольку для этих двух точек получены очень близкие значения параметров набегающего потока, то следует ожидать и хорошего соответствия распределений давления по поверхности профиля. На рис. 11 приведены распределения изоэнтропического числа Маха (местного числа Маха, вычисленного по давлению на поверхности профиля), скорректированные для экспериментальных точек $\mathrm{A}_{\mathrm{UnCor}}$ и $\mathrm{B}_{\mathrm{UnCor}}$. Среднее квадратическое отклонение кривых по верхней поверхности σ_t = 0,011, по нижней — σ_b = 0,013, что приблизительно соответствует уровню повторных испытаний. Это подтверждает достоверность полученных поправок.

Нередко диапазон применимости полученных решений бывает шире тех рамок, в которых формулировалась сама исходная задача. Чем меньше загромождение рабочей части АДТ моделью и, соответственно, меньше влияние границ потока, тем выше достоверность интегральных поправок. Очевидно, существуют ситуации, когда применение интегральных поправок не может полностью решить проблему устранения влияния границ потока. Тогда задача экспериментатора-аэродинамика состоит в том, чтобы выбрать такие условия проведения эксперимента, которые бы позволили обеспечить получение надежных опытных данных. Этого можно добиться подбором соответствующей проницаемости стенок рабочей части или уменьшением размеров исследуемой модели.

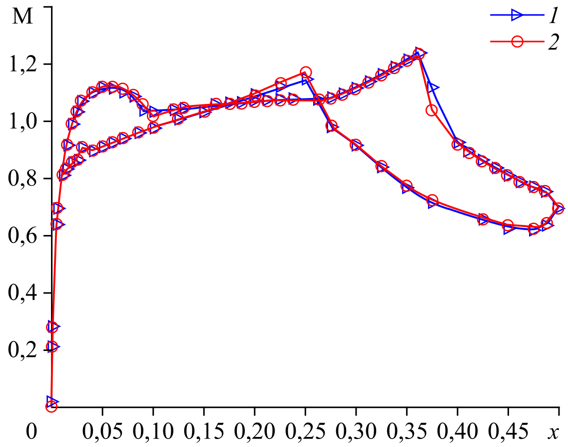

Рис. 11. Распределения изоэнтропического числа Маха на профиле в сечении А при различной проницаемости стенок.
Данные экспериментов для случаев A_{Cor} при $f = 0$ (*1*) и B_{Cor} при $f = 3$ % (*2*).

Заключение

В рамках линейной дозвуковой теории решена задача о влиянии границ потока на обтекание профиля по измеренным распределениям давления на нем и на стенках рабочей части.

Сравнение интегральных поправок к параметрам набегающего потока (для тестового случая профиля BGK1), рассчитанных по методу, предложенному в настоящей работе, показало хорошее совпадение с результатами других исследований. Для профиля ОСПБ-77, испытанного в Т-128 при двух различных проницаемостях стенок ($f = 0$ и $f = 3$ %), внесение поправок позволило существенно сблизить аэродинамические характеристики. Оставшийся разброс для скорректированных значений подъемной силы C_{ya}^{Cor} в терминах угла атаки составил менее 0,1° на режимах вплоть до возникновения бафтинга. Причем одинаково эффективными оказались как дифференциальные, так и интегральные поправки.

Список литературы

1. **Глазков С.А., Иванова В.М.** Исследование индукции проницаемых стенок аэродинамической трубы по известным параметрам потока вблизи них // Учен. зап. ЦАГИ. 1982. Т. XIII, № 4. С. 115–119.
2. **Глазков А.С.** Дозвуковое обтекание тонкого профиля в канале с перфорированными стенками // Учен. зап. ЦАГИ. Т. XXII, № 2. 1991. С. 3–12.
3. **Глазков А.С.** Определение влияния стенок аэродинамической трубы по параметрам потока вблизи них // Учен. зап. ЦАГИ. Т. XIX, № 3. 1988. С. 34–45.
4. **Lo C.F.** Tunnel interference assessment by boundary measurements // AIAA J. 1978. Vol. 16, No. 4. P. 411–412.
5. **Capelier C., Chevallier J.P., Bouniol F.** Nouvelle m´ethode de correction des effets de parois en courant plan // Rech. Aerospace. 1978. P. 1–11.
6. **Gopinath R.** Wall Interference evaluation from pressure measurements on control surfaces // J. of Aircraft. 1982. Vol. 19, No. 2. P. 1097–1098.
7. **Mokry M., Ohman L.H.** Application of the fast fourier transform to two-dimensional wind tunnel wall interference // J. of Aircraft. 1980. Vol. 17. P. 402–408.
8. **Kraft E.M., Dahm W.J.A.** Direct assessment of wall interference in a two-dimensional subsonic wind tunnel // AIAA Paper. 1982. No. 82-0187. P. 1–10.

9. **Glazkov S.A., Gorbushin A.R., Ivanov A.I., Semenov A.V.** Recent experience in improving the accuracy of wall interference corrections in TsAGI T-128 wind tunnel // Progress in Aerospace Sci. 2001. Vol. 37. P. 263–298.
10. **Mokry M.** Subsonic wall corrections in the iar 1.5 m wind tunnel // Report LR-AL-2006–0056. 2006. P. 1–112.
11. **Velichko S.A., Lifshits Yu.B., Neyland V.M., Solntsev I.A., Sorokin A.V.** Numerical modeling of transonic flow past an airfoil in a wind tunnel // Comp. Maths. Math. Phys. 1995. Vol. 35, No. 10. P. 1221–1235.
12. **Гахов Ф.Д.** Краевые задачи. М.: Наука, 1977. С. 264–343.
13. **Bosnyakov S., Glazkov S., Ivanov A., Matyash S., Neyland V.** Conception of electronic wind tunnel and first results of its implementation // Progress in Aerospace Sci. 2001. Vol. 37, No. 2. P. 121–145.
14. **Kursakov A., Bosnyakov S.M., Glazkov S.A., Gorbushin S.A., Lysenkov A.V., Matyash S.V., Semenov A.V., Quest J.** A numerical approach for assessing slotted wall interference using the CRM model at ETW // CEAS Aeronaut J. 2018. Vol. 9. P. 319–338.
15. **Smith J.** Measured boundary conditions methods for 2D flow // AGARD CP-335. 1982. P. 9.1–9.15.
16. **Sawada H.** General correction method of the interference in 2-dimensional wind tunnels with ventilated walls // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sci. 1978. Vol. 21. P. 57–68.
17. **Kemp W.B.** Transonic assessment of two-dimensional wind tunnel wall interference using measured wall pressures // Advanced Technology Airfoil Research. NASA CP-2045. 1978. Vol. 1. P. 473–486.
18. **Biryukov V.I., Glazkov S.A., Gorbushin A.R., Ivanov A.I., Semenov A.V.** Experimental investigation of the effect of nozzle shape and test section perforation on the stationary and non-stationary characteristics of flow field in the large Transonic TsAGI wind tunnel // The Aerodynamic J. 2005. Vol. 109, Iss. 1092. P. 75–82.
19. **Пэнкхёрст Р., Холдер Д.** Техника эксперимента в аэродинамических трубах. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1955. С. 267–271.
20. **Глазков С.А., Горбушин А.Р., Семенов А.В.** Развитие расчетных и экспериментальных методов для повышения точности испытаний // Тр. ЦАГИ. 2019. Вып. № 2783. С. 127–164.
21. **Rasuo B.** Scaling between wind tunnels-results accuracy in two-dimensional testing // Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 2012. Vol. 55, No. 2. P. 109–115.
22. **Корнилов В.И., Попков А.Н.** Эффект загромождения моделью крыла рабочей части аэродинамической трубы малых скоростей // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 3. С. 379–390.

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2022 г.,
после доработки — 13 декабря 2022 г.,
принята к публикации 2 марта 2023 г.