

При расчете молекулярных потоков с учетом пограничного слоя необходимо принимать во внимание постепенный унос массы из пограничного слоя и считать в соответствии с этим, что эмиттирующая поверхность постепенно углубляется внутрь пограничного слоя. Данные на эмиттирующей поверхности можно сносить на конечную поверхность (продолжение поверхности сопла), что тем более оправдано, чем тоньше пограничный слой, и учитывать таким образом лишь переменность параметров эмиссии. После того как газ, поступающий через пограничный слой, будет унесен, можно пользоваться схемой расчета, изложенной в предыдущих разделах.

Рассмотрим плоско-параллельный пограничный слой толщины  $\delta$  (по порядку величины) и выведем формулу для скорости уменьшения толщины этого слоя. Пусть  $Y_0(X)$  — уравнение кривой, отделяющей зону свободно-молекулярного течения от зоны газодинамического потока. В отсутствие пограничного слоя  $Y_0(X) = 0$ . С единицы поверхности тока при локально-максвелловском распределении молекулярный поток, за счет которого  $Y_0(X)$  изменяется, равен  $1/4 n C(X, Y_0)$ . Составляя уравнение расхода массы через  $Y_0$ , придем к результату

$$U \frac{dY_0}{dX} = - \frac{1}{4} C \quad (4.1)$$

Если взять  $U, C$  соответствующими профилем пограничного слоя на срезе сопла, то (4.1) даст скорость молекулярного уноса массы из этого пограничного слоя в вакуум.

Уравнение (4.1) должно быть проинтегрировано при условии  $Y_0(0) = 0$ .

Зная  $Y_0(X)$  и зависимости  $n, T, U$  от  $Y$  в пограничном слое, можно воспользоваться формулами для эмиссии с полуплоскости.

Автор благодарен А. А. Никольскому, Ю. Д. Шмыглевскому и Л. Е. Стернину за обсуждение различных вопросов в процессе выполнения работы.

Поступило 30 V 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Keller J. B. On the solution of the Boltzmann equation for rarefied gases. Communications in Pure and Applied Mathematics, 1948, vol. 1, No. 3, p. 275.
2. M o l m u d F. Expansion of rarefied gas cloud into a vacuum. Phys. Fluids, 1960, No. 3, p. 362.
3. З а у э р Р. Течения сжимаемой жидкости. Изд. иностр. лит., 1954.

### АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЗМАТИЧЕСКИХ ТЕЛ МАЛОГО УДЛИНЕНИЯ ВБЛИЗИ ЭКРАНА

Г. Е. ХУДЯКОВ (Москва)

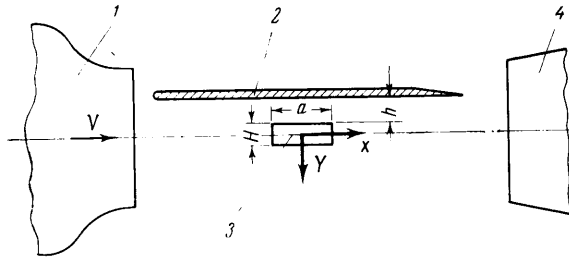
Приводятся данные о коэффициентах сопротивления и подъемной силы призматических тел с удлинением  $\lambda = 0.15-1.0$  вблизи экрана. Тела располагались в потоке малой скорости таким образом, что плоскости квадратных оснований тел были параллельны плоскости экрана. Ориентация тел в потоке соответствовала наименьшей площади миделевого сечения. Эксперименты проведены в диапазоне чисел Рейнольдса от  $2 \cdot 10^5$  до  $9 \cdot 10^5$  (характерный линейный размер — сторона основания). Показано, что приближение призматических моделей к экрану, имитирующему землю, приводит к некоторому изменению коэффициента сопротивления и к появлению значительной подъемной силы, отрывающей модель от экрана.

1. Описание методики эксперимента и исследуемых тел. Определение аэродинамических характеристик плохообтекаемых тел призматической формы проводилось в большой аэродинамической трубе. Эта установка представляет собой одноканальную аэродинамическую трубу замкнутого типа с открытой рабочей частью. Форма поперечного сечения выходного сечения сопла — эллипс с размерами  $4000 \times 2330$  мм. Исследование влияния близости земли в опытах осуществлялось при помощи экрана, установленного параллельно оси трубы. Размеры экрана  $\sim 3.8 \times 4.0$  м. Определение аэродинамических характеристик моделей производилось автоматическими шестикомпонентными весами. Модели устанавливались на весах на ленточных подвесках. Схема установки моделей в рабочей части представлена на фиг. 1, на которой: 1 — сопло трубы, 2 — экран, имитирующий землю, 3 — модель призматического тела, 4 — диффузор,  $a$  — сторона квадратного основания моделей,  $H$  — высота моделей (размах),  $h$  — расстояние от плоскости основания модели до плоскости экрана,  $V$  — скорость набегающего потока,  $X$  и  $Y$  — сила лобового сопротивления и подъемная сила модели вблизи экрана.

Испытания в основном проводились для двух величин зазора  $h$  между телом и экраном: 3 и 300 мм. Коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы моделей рассчитывались по соотношениям

$$C_x = \frac{X}{qS}, \quad C_y = \frac{Y}{qS}$$

Здесь  $X$  — сила воздушного сопротивления модели (с учетом влияния подвесных устройств);  $Y$  — подъемная сила,  $q$  — скоростной напор,  $S$  — площадь миделевого сечения тела.



Фиг. 1

из-за нарастания пограничного слоя вдоль экрана (расстояние от передней кромки экрана до лобовой поверхности исследуемого тела равно 1400 мм). Профиль скоростей  $u(y)$  был определен в специальных опытах для ряда скоростей.

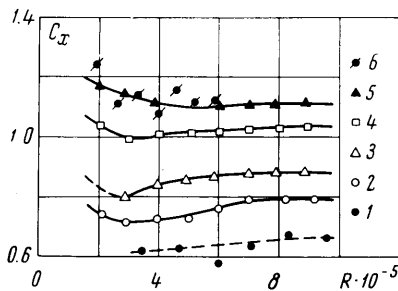
Число Рейнольдса подсчитывалось по обычной формуле

$$R = \frac{Va}{\nu}$$

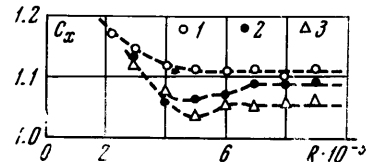
где  $V$  — скорость потока в рабочей части,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости воздуха,  $a$  — характерный линейный размер. Числа  $R$  менялись в пределах от  $0.8 \cdot 10^5$  до  $9.5 \cdot 10^5$  за счет изменения скорости  $V$  набегающего потока (в диапазоне от 5 до 40 м/сек).

Определение коэффициентов  $C_x$  и  $C_y$  проводилось для пяти призматических тел квадратного сечения, со стороны основания  $a = 300$  мм, а также для тела кубической формы с ребром  $a = 200$  мм. Размах (высота) тел  $H = 45, 75, 150, 250$  и  $300$  мм, что соответствовало удлинениям  $\lambda = H/a = 0.15, 0.25, 0.50, 0.83$  и  $1.0$ .

**2. Коэффициенты сопротивления призматических тел малого удлинения вблизи экрана.** Характер обтекания тел призматической формы существенно зависит от расположения тела относительно направления набегающего потока [1]. Наибольшим сопротивлением призматические тела обладают при лобовом обтекании, когда одна из боковых граней тела перпендикулярна вектору скорости потока в рабочей части аэродинамической трубы. Аэродинамические характе-



Фиг. 2



Фиг. 3

ристики получены именно для такого случая обтекания призматических тел.

На фиг. 2 представлены зависимости коэффициентов лобового сопротивления  $C_x$  для ряда призматических тел от числа Рейнольдса  $R$  при относительном расстоянии оснований моделей тел от экрана, равном  $\tau = h/a = 0.01$  (для  $a = 200$  мм величина  $\tau = 0.015$ ): точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям  $\lambda = 0.15, 0.25, 0.50, 0.833, 1.0$

при  $a = 300$  мм; точки 6 соответствуют  $\lambda = 1.0$  при  $a = 200$  мм. Оказалось, что для моделей с удлинением  $\lambda \leq 0.5$  увеличение числа  $R$  приводит к некоторому возрастанию коэффициента сопротивления (примерно на 10%). Для моделей кубической формы ( $\lambda = 1$ ) в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса  $R$  коэффициент сопротивления  $C_x$  сохраняется практически постоянным. Интересно, что для двух кубических тел различных размеров получились одинаковые значения коэффициентов сопротивления.

Данные, приведенные на фиг. 3, иллюстрируют характер зависимости коэффициента лобового сопротивления призматических моделей малого удлинения от величины относительного расстояния между плоскостью нижнего основания тела и экраном; точки 1, 2, 3 соответствуют значениям  $\tau = 0.01, 0.05, 1.0$ . Можно видеть, что для модели призматического тела квадратного сечения с удлинением  $\lambda = 1$  характер зависимости коэффициента сопротивления  $C_x$  от числа  $R$  для каждого из расстояний  $h$  примерно одинаков. Увеличение расстояния  $h$  приводит к уменьшению коэффициента лобового сопротивления. Для модели с удлинением  $\lambda = 1$  различие в величинах  $C_x$  при одинаковом числе Рейнольдса  $R$  при  $\tau = 0.01$  и  $\tau = 1$  не превышает 8%. Для других моделей зависимость коэффициента  $C_x$  от расстояния  $h$  сохраняется. Следует только отметить, что абсолютное различие в коэффициентах сопротивления с уменьшением удлинения становится гораздо меньшим и при  $\lambda < 0.5$  вообще находится в пределах точности экспериментов.

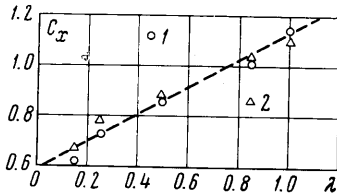
На фиг. 4 показана зависимость коэффициента сопротивления призматических моделей квадратного сечения от удлинения  $\lambda$  при относительном расстоянии  $\tau = 0.01$  для двух чисел Рейнольдса:  $5 \cdot 10^5$  (точки 1) и  $9 \cdot 10^5$  (точки 2). С достаточной точностью эта зависимость может быть представлена в исследованном диапазоне параметров линейной в виде

$$C_x \approx 0.6 + 0.45\lambda$$

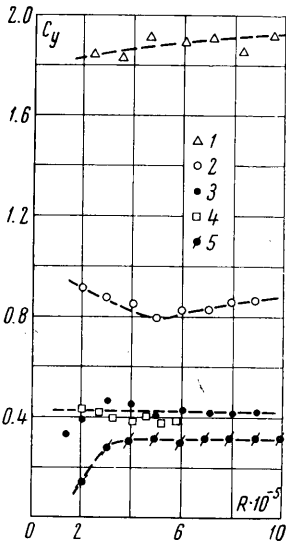
Приблизительно эта зависимость определяет и коэффициент  $C_x$  при  $\tau = 1$ .

**3. Коэффициенты подъемной силы моделей призматических тел малого удлинения вблизи экрана.** При лобовом обтекании призматических тел квадратного сечения равномерным потоком подъемная сила отсутствует. Вблизи экрана из-за несимметричности обтекания (в направлении, нормальном к экрану) коэффициент  $C_y \neq 0$ .

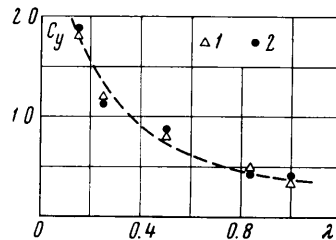
На фиг. 5 показана зависимость коэффициента подъемной силы ряда призматических тел вблизи экрана ( $\tau = 0.01$ ) от числа Рейнольдса  $R$ . Точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют следующим значениям:  $\lambda = 0.15$  ( $\tau = 0.010$ ),  $0.50$  ( $\tau = 0.010$ ),  $1.00$  ( $\tau = 0.01, a = 300$  мм),  $1.00$  ( $\tau = 0.015, a = 200$  мм),  $1.00$  ( $\tau = 0.017, a = 200$  мм). Наибольший коэффициент подъемной силы, примерно 1.9, получен для модели с удлинением  $\lambda = 0.15$ . Для модели призматиче-



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

ского тела с удлинением  $\lambda = 0.25$  коэффициент подъемной силы меньше более чем в 2 раза. Для модели кубического тела среднее значение  $C_y \approx 0.42$ . Следует отметить, что величина коэффициента подъемной силы существенно зависит от величины

зазора  $h$  между моделью и экраном. На фиг. 5 приведен график зависимости коэффициента  $C_Y$  от числа  $R$  для модели с  $\lambda = 1$  при  $\tau = 0,017$ . Можно видеть, что увеличение  $\tau$  на величину 0,007 приводит к уменьшению коэффициента  $C_Y$  примерно на 25%. При  $h = a$  коэффициент подъемной силы практически равен нулю. Для моделей других тел влияние изменения расстояния  $h$  на характер изменения подъемной силы оказалось аналогичным.

На фиг. 6 иллюстрируется зависимость коэффициента подъемной силы  $C_Y$  от удлинения  $\lambda$  для  $R = 5 \cdot 10^5$  (точки 1) и для  $R = 9 \cdot 10^5$  (точки 2). Величины  $C_Y$  для моделей с меньшей величиной  $R$  получаются значительно большими, однако не обратно пропорционально величине площади миделевого сечения. Если для всех призматических моделей пересчитать  $C_Y$ , взяв за характерную площадь «несущую» поверхность (площадь основания), то величины  $C_Y$  для всех моделей окажутся более близкими (для модели с удлинением  $\lambda = 0,15$  это будет величина порядка 0,3).

Итак, приближение призматических тел малого удлинения к экрану приводит к некоторому увеличению коэффициента сопротивления и к развитию значительной подъемной силы. Следовательно, при расчете суммарных ветровых нагрузок и при оценке сил воздействия потоков на сооружения, здания и элементы конструкций исследованной формы, располагаемых вблизи земли (дна), следует учитывать влияние ограничивающей плоскости. Особенно важным это обстоятельство может оказаться при оценке сил, действующих на конструкции легкого типа.

НИИ механики МГУ

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 3 XI 1967

1. Красноперов Е. В. Экспериментальная аэродинамика. Ч. II. Опытные данные о силах сопротивления тел простейших форм. ОНТИ, 1935.

### АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНИЧЕСКИХ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ

А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Ниже приводится описание результатов экспериментальных исследований аэродинамических характеристик конических неосесимметричных тел в диапазоне чисел  $M$  от 0,6 до 4,0. Испытанные модели представляют собой эллиптические конусы, в качестве характерных параметров которых приняты следующие величины: отношение полуосей эллипса  $t = b/a$  и величина полуугла при вершине конуса в плоскости большой оси —  $\epsilon$ . Модели 1, 2, 3, 4 имели постоянную величину полуугла  $\epsilon = 22^\circ 30'$ , но разные отношения полуосей  $t = 1,0, 0,67, 0,5, 0,33$ . В моделях 5, 3, 6 отношение полуосей сохранялось постоянным  $t = 0,5$ , а полуугол имел значения  $\epsilon = 30^\circ, 22^\circ 30', 15^\circ$ . Для всех моделей большая ось эллипса в основании конуса была равна 100 мм. Исследовалось распределение давления по поверхности моделей [1] и измерялись силы, действующие на модели. Коэффициент тангенциальной силы для дренажных моделей находился интегрированием проекций давлений по боковой поверхности на ось конуса

$$C_\tau = \frac{b^2}{S} \int_0^\pi \frac{C_p(\psi) d\psi}{1 + (a^2 b^2 - 1) \sin^2 \psi}$$

Здесь  $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси эллипса, расположенного на единичном расстоянии от вершины конуса;  $S$  — характерная площадь;  $C_p$  — коэффициент давления;  $\psi$  — угол в плоскости, нормальной к оси конуса. Коэффициент нормальной силы определялся по формуле

$$C_n = - \frac{b}{S} \int_0^\pi \frac{C_p(\psi) \cos \psi d\psi}{[1 + (a^2 b^2 - 1) \sin^2 \psi]^{3/2}}$$

Весовые испытания выполнялись на обычных поршневых тензодержавках, кроме того, в диапазоне углов атаки  $\alpha$  от 0 до  $15^\circ$  модели испытывались на механических весах, а силы и моменты, действующие на модели тонких конусов, измерялись на специальной донной тензодержавке. В этой державке элемент для измерения осевой силы представлял собой пластинку, закрепленную на упругих шарнирах. Пластинка