

ки турбулентного потока. Результаты расчетов по формуле (1.7) представлены на фиг. 3 сплошными линиями. Здесь  $S_\infty$  — число Стантона на поверхности при отсутствии цилиндра. Кривые 1, 2, 3 относятся к высотам препятствия  $h=20, 40$  и  $80$  мм соответственно. Координата  $x$  отсчитывается от передней кромки цилиндра вверх по потоку. Так же как и в случае обтекания диска струйным потоком, применение формул турбулентной критической точки для расчета теплообмена в отрывной зоне перед препятствием оказалось плодотворным.

На фиг. 4 даны результаты экспериментов по теплопередаче на диске, обтекаемом дозвуковой турбулентной струей 2. Здесь число  $N_{us} = \alpha_w r_5 / \lambda$ ,  $R_5 = \rho_0 a_0 r_5 / \mu_0$ ,  $r_5$  — расстояние от оси струи до точки, где скорость  $u = 0.5u_m$ ,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. Диск располагался на расстояниях  $x$  от среза сопла, равных 10, 20 и 30 его диаметрам. Пунктиром обозначено значение величины  $N_{us}/R_5^{0.8}$ , вычисленное по формуле (1.9) при  $A=0.02$ . Интересно отметить, что величины  $R_5 \approx R_l$  и интенсивности пульсаций скорости  $\varepsilon = \sqrt{(\bar{u}')^2}/u_m$  в указанных экспериментах оставались практически постоянными по длине струи. В настоящее время формула (1.9) подтверждена экспериментальными данными в диапазоне изменения чисел  $R_l$  от  $5 \cdot 10^3$  до  $2 \cdot 10^5$ . Вопросы перехода ламинарного режима теплообмена в критической точке в турбулентный представляют собой самостоятельную задачу и в данной работе не рассматривались.

Автор благодарит В. В. Лулева за обсуждение работы и высказанные замечания.

Поступила 2 VIII 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 4.
2. Donaldson C. D., Snedeker R. S., Margolis D. P. A study of free jet impingement. Part 2. Free jet turbulent Structure and impingement heat transfer. J. Fluid Mech., 1971, vol. 45, pt. 3.
3. Лулев В. В. Метод среднemasовых величин для пограничного слоя во внешнем потоке с поперечной неоднородностью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.

УДК 533.69.048.011.8

### АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТА ПОВЕРХНОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНЫМ ПОТОКОМ

Г. К. ВАРАКИН, В. Г. ФАРАФОНОВ

(Москва)

Проведен анализ зависимости локальных аэродинамических коэффициентов от угла атаки для поверхностей, загрязненных адсорбированным слоем, при скорости потока  $\approx 10$  км/сек. Анализ основан на сравнении коэффициентов, вычисленных по схеме диффузного отражения по экспериментальным данным об обмене импульсом между потоком и поверхностью и по предлагаемой квазизеркальной схеме, в которой скорость отраженных частиц зависит от угла атаки. Показано, что квазизеркальная схема по сравнению с диффузной является более точным приближением.

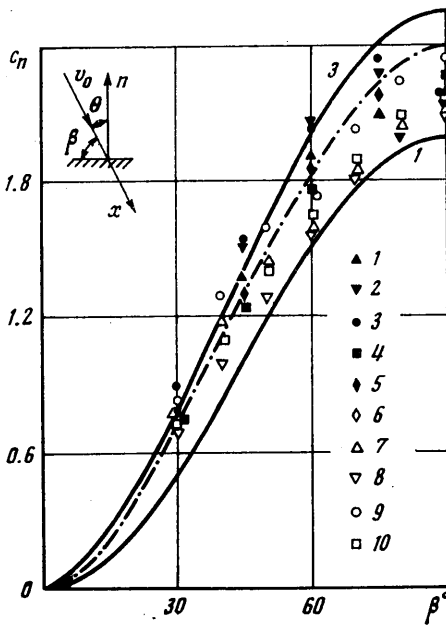
Рассмотрим зависимость локальных аэродинамических коэффициентов от угла атаки в условиях свободногомолекулярного обтекания при скорости потока  $v_0 \approx 10$  км/сек, когда разброс частиц по скоростям мал ( $\Delta v/v_0 \ll 1$ ), а температура обтекаемой поверхности  $T$  такова, что средняя кинетическая энергия, уносимая частицей при равновесном отражении потока от поверхности, пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией падающей частицы ( $2kT \ll mv_0^2/2$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса частицы). Кроме этого, поверхность загрязнена адсорбированным слоем, который защищает атомы твердого тела от соударений частицами потока, вследствие чего отношение масс соударяющихся частиц близко к единице. Такой режим

обтекания соответствует орбитальному полету в атмосфере Земли, особенно в окрестности перигея [1, 2].

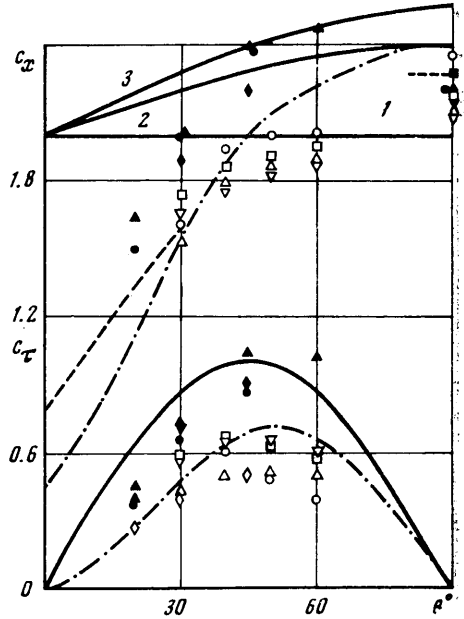
Поскольку  $\Delta v/v_0 \ll 1$ , будем считать набегающий поток в первом приближении монотонным. Обозначив нормальное давление и касательное напряжение на единичную площадку от падающих и отраженных частиц через  $p_0, \tau_0$  и  $p_1, \tau_1$ , для аэродинамических коэффициентов элемента поверхности имеем

$$(1) \quad \begin{aligned} c_n &= 2(1+p_1/p_0) \sin^2 \beta, & c_\tau &= (1-\tau_1/\tau_0) \sin 2\beta \\ c_x &= (1+p_1/p_0 \sin^2 \beta - \tau_1/\tau_0 \cos^2 \beta) \end{aligned}$$

Здесь  $c_n, c_\tau$  отнесены к площади элемента,  $c_x$  — к площади проекции, перпендикулярной к скорости потока.



Фиг. 1



Фиг. 2

При вычислении коэффициентов  $c_i$  ( $i=n, \tau, x$ ) часто пользуются диффузной схемой отражения [1, 3]. Однако в [4] экспериментально показано, что для рассматриваемых условий обтекания отраженный поток не является диффузным. В частности, согласно [4], при скользких углах атаки определяющим становится вклад рассеянных частиц, которые отражаются от поверхности в квазизеркальных направлениях с относительно высокими скоростями (но не равными скорости падения, как в чисто зеркальной схеме).

Рассмотрим приближенный способ учета влияния рассеянных частиц на аэродинамические коэффициенты. Для этого оценим неизвестные в (1) величины  $p_1/p_0, \tau_1/\tau_0$  с помощью следующей квазизеркальной схемы отражения. Предположим, что все частицы, падающие на поверхность со скоростью  $v_0$ , отражаются от нее зеркально со скоростью  $v_1 = v_0 [1 - \alpha_e(\beta)]^{1/2}$ , где  $\alpha_e(\beta)$  — зависимость коэффициента аккомодации энергии от угла атаки. Для такой схемы

$$(2) \quad \begin{aligned} c_n(\beta) &= 2[1+r(\beta)] \sin^2 \beta, & c_\tau(\beta) &= [1-r(\beta)] \sin 2\beta \\ c_x(\beta) &= 2[1-r(\beta) \cos 2\beta] \end{aligned}$$

где  $r(\beta) = [1 - \alpha_e(\beta)]^{1/2}$ .

Подставим в (2) приближенную эмпирическую зависимость

$$(3) \quad \alpha_e(\beta) \cong \begin{cases} 0.96 & 65^\circ \leq \beta \leq 90^\circ \\ 0.96 \cos(65^\circ - \beta) & 0 \leq \beta \leq 65^\circ \end{cases}$$

Вид зависимости  $\alpha_e$  от  $\beta$  выбран на основании анализа и обобщения экспериментальных данных [4-7]. Результаты расчета по формулам (2), (3) представлены на фиг. 1, 2 штрихпунктирными кривыми.

Здесь же для сравнения сплошными линиями показаны результаты вычислений по диффузной схеме, в соответствии с которой

$$(4) \quad c_n(\beta) = 2\{\sin^2 \beta + [\pi/8(1-\alpha_e)]^{1/2} \sin \beta\}, \quad c_\tau(\beta) = \sin 2\beta$$

$$c_x(\beta) = 2\{1 + [\pi/8(1-\alpha_e)]^{1/2} \sin \beta\}$$

Кривая 1 соответствует  $\alpha_e=1.0$ ; 2 -  $\alpha_e=0.9$ ; 3 -  $\alpha_e=0.8$ .

Аэродинамические характеристики можно вычислить также через  $\alpha_n, \alpha_\tau$  - коэффициенты обмена импульсом между потоком и поверхностью [3]. Если обтекаемая стенка холодная ( $4kT/mv_0^2 \ll 1$ ), то относительный силовой вклад отраженных частиц  $p_1/p_0, \tau_1/\tau_0$  связан с  $\alpha_n, \alpha_\tau$  соотношениями

$$(5) \quad p_1/p_0 \approx 1 - \alpha_n, \quad \tau_1/\tau_0 = 1 - \alpha_\tau$$

Для условий обтекания, близких к рассматриваемым, зависимость  $\alpha_n$  и  $\alpha_\tau$  от  $\beta$  изучалась экспериментально в [5, 6]. Подставляя данные [5, 6] в соотношения (5),

Обозначение точек на фиг. 1,2	Сорт частиц	$v_0$ , км/сек	Материал мишени	Давление остаточных газов, мм рт. ст.	Первоисточник
1	Ar	10.9	Al	$7 \times 10^{-5}$	[5]
2	»	10.9	Лак	$7 \times 10^{-5}$	[5]
3	N <sub>2</sub>	13.1	»	$7 \times 10^{-5}$	[5]
4	»	13.1	Al	$7 \times 10^{-5}$	[5]
5	»	22.7	Лак	$7 \times 10^{-5}$	[5]
6	»	22.7	»	$1 \times 10^{-6}$	[5]
7	Ar <sup>+</sup>	8.5	Au	$2 \times 10^{-5}$	[6]
8	»	10.9	»	$2 \times 10^{-5}$	[6]
9	»	8.5	Al	$2 \times 10^{-5}$	[6]
10	»	10.9	»	$2 \times 10^{-5}$	[6]

а последние в (1), получаем значения  $c_s$ , показанные точками 1-10 на фиг. 1, 2. Соответствующие каждому типу точек условия эксперимента указаны в таблице. Разброс вычисленных через  $\alpha_n, \alpha_\tau$  коэффициентов  $c_s$  связан с погрешностью измерений ( $\pm 5+15\%$ ) и с тем, что начальные условия в экспериментах равны лишь приблизительно (см. в таблице различие в давлении и в скорости). Следует также отметить, что значения  $c_s$ , показанные темными точками, соответствуют сильному загрязнению поверхности адсорбированным слоем остаточного газа (приблизительно монослоем).

Из сопоставления данных на фиг. 1 видно, что если в диффузной схеме положить  $0.8 < \alpha_e < 1$ , то все коэффициенты  $c_n$  находятся в хорошем согласии. Однако при сравнении данных о коэффициенте  $c_x$  и  $c_\tau$  (фиг. 2) такого согласия, как в случае  $c_n$ , не наблюдаются. Причем в случае  $c_x$  имеется принципиальное различие в сравниваемых коэффициентах при малых углах атаки. По диффузной схеме  $c_x \geq 2$  при любых  $\alpha_e$  и для всех  $\beta$ , а по данным об  $\alpha_n, \alpha_\tau$  и по квазизеркальной схеме  $c_x < 2$  при  $\beta < 40^\circ$ . Таким образом, для рассматриваемых условий обтекания квазизеркальная схема является хотя и упрощенным, но более точным приближением по сравнению с диффузной.

Отметим некоторые недостатки квазизеркальной схемы на примере зависимости  $c_x(\beta)$ , для которой различие между двумя схемами проявляется особенно заметно. Согласно [4], для углов падения вблизи нормали к поверхности доля рассеянных частиц в отраженном потоке пренебрежимо мала. В этом случае индикатриса отражения является скорее диффузной (косинусоидальной) [8], чем зеркальной, и соответствующие значения  $c_x$  будут оцениваться точнее по (4), а не по (2). (Данные, вычисленные по (4) для  $80^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$  при  $\alpha_e = 0.96$ , представлены на фиг. 2 пунктирной линией).

При малых углах атаки ( $\beta < 30^\circ$ ) важными эффектами, не учтенными в соотношениях (2), являются следующие. Во-первых, рассеянные частицы отражаются не только в зеркальном, но и в близких к нему направлениях [4]. С учетом ширины квазизеркального пика индикатрисы отражения перед членом  $(1-\alpha_e)^{1/2}$  должен стоять численный множитель, значение которого заключено в пределах от  $(\pi/8)^{1/2}$  до 1. (Это наглядно видно, если в формулах для  $c_x(\beta)$  в (2) и (4) положить  $\beta = 90^\circ$ .) В качестве приближенной оценки зададим этот множитель величиной  $\sim 0.9$ .

Во-вторых, для скользящих углов атаки направление квазизеркального максимума индикатрисы отражения не может приближаться к поверхности при уменьшении  $\beta$  из-за взаимной экранировки поверхностных атомов [8]. Например, по экспериментальным данным [4] при изменении  $\beta$  от 30 до 20° направление квазизеркального максимума остается одним и тем же и образует с поверхностью угол 30°. Примем в качестве приближения, что это направление квазизеркального максимума сохраняется для других  $\beta$  в интервале от 0 до 30°.

Тогда с учетом этих двух эффектов в области скользящих углов атаки получаем приближенную зависимость

$$(6) \quad c_x(\beta) \approx 2[1 - 0.9r(\beta) \cos(30^\circ + \beta)] \quad (0 \leq \beta \leq 30^\circ)$$

Подставив (3) в (6), получаем зависимость  $c_x(\beta)$ , изображенную пунктиром на фиг. 2 для  $0 \leq \beta \leq 30^\circ$ . Из сопоставления пунктирных кривых с соответствующими участками штрихпунктирной кривой следует, что рассчитанные по (2) значения  $c_x$  являются завышенными для углов падения вблизи нормали к поверхности и заниженными для скользящих углов.

В качестве примера, показывающего важность учета влияния рассеянных частиц на аэродинамические характеристики, вычислим коэффициент сопротивления сферы.

$$(7) \quad c_x = \int_0^{\pi/2} c_x(\theta) \sin 2\theta \, d\theta$$

Здесь  $c_x(\theta)$  — зависимость коэффициента сопротивления элемента поверхности сферы от угла падения  $\theta = \pi/2 - \beta$ . Подставляя в (7) данные фиг. 2, получаем, что в приближении диффузной схемы коэффициент  $c_x$  для сферы изменяется от 2.37 (при  $\alpha_e = 0.8$ ) до 2.0 (при  $\alpha_e = 1.0$ ), тогда как по квазизеркальной схеме  $c_x \approx 1.8$ .

Поступила 5 VII 1974.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cook G. E. Satellite drag coefficients. Planet Space Sci., 1965, vol. 13, № 10.
2. Мое К. Recent experimental evidence bearing on satellite drag coefficients. AIAA Journal, 1968, vol. 6, № 7. (Русск. перевод: Последние экспериментальные данные по коэффициентам сопротивления искусственных спутников. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 7).
3. Шидловский В. П. Введение в динамику разреженного газа. М., «Наука», 1965.
4. Варакин Г. К., Фарафонов В. Г. О применении диффузной схемы отражения при обтекании поверхности свободномолекулярным потоком со скоростью 10 км/сек. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
5. Doughty R. O., Schaltzle W. J. Experimental determination of momentum accommodation coefficients at velocities up to and exceeding earth escape velocity. In: Rarefied Gas Dynamics, vol. 2. N. Y.—L., Acad. Press, 1969.
6. Knechtel E. D., Pitt W. C. Experimental momentum accommodation on metal surfaces of ions near and above earth-satellite speeds. In: Rarefied gas dynamics, vol. 2. N. Y.—L., Acad. Press, 1969.
7. Груич Д. Д., Ермаков Г. Е., Арифов У. А. Исследование вторичной ионной эмиссии с W и Mo в зависимости от угла падения медленных щелочных ионов. В кн. Взаимодействие газа с поверхностью твердого тела. Новосибирск, Ин-т теорет. и прикл. механ. СО АН СССР, 1971.
8. Арифов У. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М., «Наука», 1968.

УДК 536.252:

#### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ВИБРАЦИОННЫХ СИЛ

Г. С. МАРКМАН

(Ростов-на-Дону)

Рассматривается влияние модуляции поля силы тяжести на устойчивость равновесия горизонтального слоя жидкости, подогреваемого снизу. Жидкость ограничена сверху и снизу полубесконечными твердыми массивами. Теплопроводность верхнего-