

11. Гапонов В. А. Пакет подпрограмм быстрого преобразования Фурье с приложением к моделированию случайных процессов. Препринт 14—76, Новосибирск, ИТФ, 1976.
12. Mitchell I. F., Hannratty T. J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter.— J. Fluid Mech., 1966, vol. 26, N 1.
13. Backwell H. P., Lumley J. L. Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flow.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 9.
14. Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М., Энергия, 1972.

УДК 533.932+533.601.18+539.198

### О ВЛИЯНИИ ОРИЕНТАЦИИ МИШЕНИ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ ИОНОВ АЗОТА

В. В. Губин, Н. П. Резниченко, Г. П. Паталах,  
В. А. Шувалов  
(Днепропетровск)

Коэффициент аккомодации энергии относится к числу наиболее важных параметров, характеризующих процесс взаимодействия частиц набегающего потока с поверхностью тела. Знание коэффициентов аккомодации энергии существенно необходимо при определении аэродинамических характеристик и теплообмена тел в свободномолекулярном потоке. Данные о коэффициентах аккомодации частиц в диапазоне энергий  $\sim 1-100$  эВ скудны [1], поэтому часто значение  $\alpha_i$  принимается близким к единице, хотя для большинства рабочих газов это условие практически не выполняется. Отсутствует в литературе в необходимом объеме и информация о величинах коэффициента аккомодации энергии частиц в зависимости от ориентации бомбардируемой поверхности относительно вектора скорости набегающего потока.

В данной работе приведены зависимости  $\alpha_i$  от ориентации мишеней некоторых материалов в высокоскоростном ( $u_\infty = 10$  км/с) потоке частично ионизованного азота. Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в потоке разреженной плазмы, генерируемой ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. Схема источника такого типа приведена в [2].

Ускоренный поток ионов интенсивностью  $j_\infty \approx 10^{15}-10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>·с поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло  $\sim 7 \cdot 10^{-7}-1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Измерения выполнялись при давлении в рабочей камере  $\sim (0,87-1,6) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Для измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов азота использовался плоский термоанемометрический зонд, выполненный в виде диска  $\delta = 0,12$  мм с рабочей поверхностью диаметром 3,5 мм, к тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и термопара. Боковая поверхность датчика, термопара и элементы токоподвода изолировались от контакта с плазмой керамической трубкой.

Вольт-амперные характеристики  $\lg I_e = f(V)$  имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов  $T_e = 3,5-4,7$  эВ обычным способом [3].

Потенциал плазмы  $\phi_0$  определялся методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полупрологарифмическом масштабе. Это определило достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока  $W_i$ , переносимой частицами к поверхности раздела плазма — слой. Полученные значения удовлетворительно согласуются со значениями  $W_i$ , вычисленными в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы. Разброс полученных значений  $W_i$  не превосходит  $\pm 4,5\%$ .

Гребенка датчиков с рабочими поверхностями, изготовленными из различных материалов, помещалась в высокоскоростной поток частично ионизованного азота низкой плотности. Для контроля локальных значений рабочих параметров потока и ориентации датчиков относительно вектора скорости потока  $u_\infty$  использовался тонкий цилиндрический зонд, изготовленный из молибденовой нити диаметром 0,09 и длиной 4 мм. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг горизонтальной и вертикальной осей, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку [4] и позволяет оценить температуру ионов потока  $T_i \simeq 0,35 - 0,51$  эВ.

Зонды изготавливались из алюминиевых сплавов АМг6-М, Д16Т, стали 25 и кремниевого элемента панелей солнечных батарей. Поверхности зондов соответствовали рабочему состоянию поверхностей этих материалов [5]. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности зондов облучались потоком плазмы, а также в течение 15—20 мин подвергались принудительной бомбардировке электронами при высоких положительных потенциалах зонда и прогреву до температур, при которых не происходит разрушение материала зонда. Для контроля температуры поверхности зондов при измерении  $\alpha_i$  перед проведением экспериментов датчики предварительно тарировались в термостате; определялась зависимость  $T_w = T_w(E)$ , где  $E$  — ЭДС термопары.

Коэффициенты аккомодации  $\alpha_i$  определялись с использованием методики [6] из соотношения

$$\frac{i_i^A}{e} \{ \xi + \alpha_i (W_i + e |V^A|) - \gamma_i \kappa \} + \frac{i_e^A}{e} (W_e + \kappa) = \frac{i_e^B}{e} (W_e + \kappa + e |V^B|),$$

полученного из уравнения энергетического баланса для точек на температурной характеристике с равными температурами при разных потенциалах зонда  $T_w^A(V < 0) = T_w^B(V > 0)$ . Здесь  $\xi = h_i - \kappa$  — разность между энергией ионизации и работой выхода;  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной эмиссии;  $V$  — разность потенциалов, пробегаемая частицей в приэлектродном слое;  $i_{i,e}$  — зондовый ток;  $W_{i,e}$  — энергия частиц, переносимая на границу раздела плазма — слой.

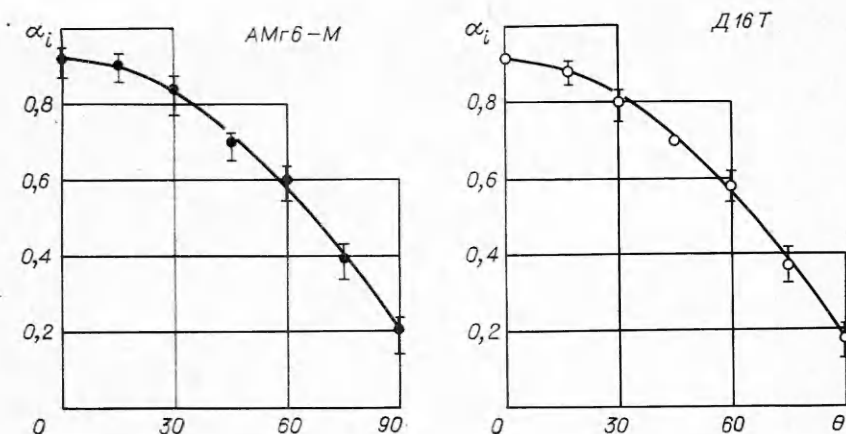
Электронный ток  $i_e^A$  определялся, как и в теории зондов [3], с помощью линейной экстраполяции ионной ветви зондовой характеристики. При определении  $\alpha_i$  точки на кривой  $T_w = T_w(V)$  выбирались таким образом, чтобы  $e|V^A| \ll W_i$ .

Результаты измерения коэффициентов аккомодации  $\alpha_i$  в зависимости от угла атаки мишеней алюминиевых сплавов АМг6-М и Д16Т показаны на фиг. 1 ( $\theta = 0$  соответствует нормальному падению). Данные для мишеней из стали 25 и кремниевого элемента панелей солнечных батарей приведены на фиг. 2. Штрихами обозначен разброс значений  $\alpha_i$ , обусловленный неопределенностью выбора для сплавов значений работы выхода  $\kappa$  и коэффициента вторичной эмиссии  $\gamma_i$ . Температура поверхности зондов при измерениях  $\alpha_i$  равнялась  $T_w = 304 - 318$  К.

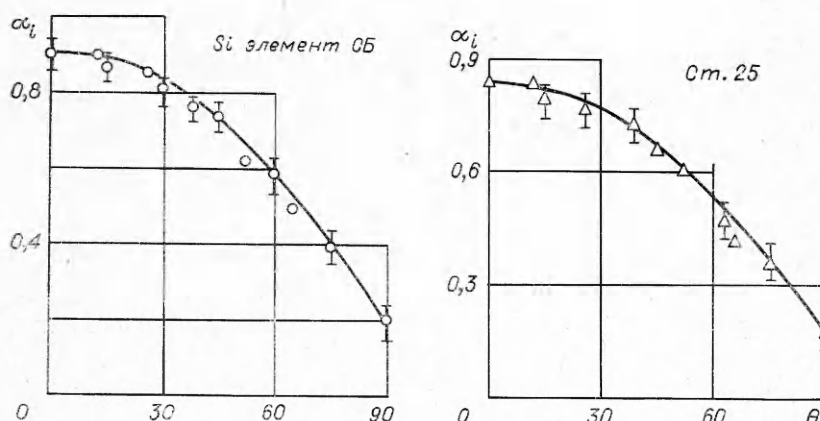
Для металлических мишеней полученные результаты могут быть представлены в виде [7]

$$(1) \quad \alpha_i(\theta) \simeq \begin{cases} \alpha_0(\theta = 0), & 0 \leq \theta \leq \beta, \\ \alpha_0 \cos(\theta - \beta), & \beta \leq \theta \leq \pi/2. \end{cases}$$

Для АМг6-М и кремниевого элемента панелей солнечных батарей оказалось  $\beta \simeq 12^\circ$ , для Д16Т и стали 25 —  $\beta \simeq 10^\circ$ .



Ф и г. 1



Ф и г. 2

В пределах полосы погрешности измерений  $\alpha_i$ , обозначенной на фиг. 1, 2 штрихами, величина  $\beta$  по данным проведенных исследований для ионов азота при  $u_\infty \approx 10$  км/с на мишенях рассмотренных материалов может быть принята равной  $\beta \approx 12^\circ$ .

Поступила 29 XI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М., Наука, 1975.
2. Сапожников Г. И. Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями. — Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 1.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., Гостехиздат, 1952.
4. Sanmartin J. R. End effect on Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions. — Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.
5. Ковтуненко В. М., Камеко В. Ф., Якевич Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов. Киев, Наукова думка, 1977.
6. Шувалов В. А., Резниченко Н. П., Губин В. В. Применение термоанемометрических зондов для измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов потока разреженной плазмы. — ТВТ, 1978, т. 16, № 5.
7. Варакин Г. К., Фарафонов В. Г. Аэродинамические характеристики элемента поверхности, обтекаемой высокоскоростным свободномолекулярным потоком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 5.