

Ф и г. 5

7. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
8. Горский Н. М., Коновалов А. Н. О численном решении плоской задачи теории упругости в напряжениях.— В кн.: Труды конференции по численным методам решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1969.
9. Райс Дж. Р. Математические методы в механике разрушения.— В кн.: Разрушение. Т. 2. М., Мир, 1975.
10. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М., Наука, 1974.

УДК 533.932+533.601.18+539.19 8

**ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ЭЛЕМЕНТА
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ
НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ
ИОНОВ АЗОТА**

В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

При расчетах аэродинамических характеристик и теплообмена тел в свободномолекулярном потоке существенным является знание коэффициента аккомодации энергии частиц набегающего потока и зависимости его величины от ориентации элемента обтекаемой поверхности относительно вектора скорости потока. В литературе отсутствуют в необходимом объеме сведения о значениях

коэффициента аккомодации энергии частиц в зависимости от ориентации бомбардируемой поверхности для практически интересного диапазона энергии частиц $\sim 1-100$ эВ.

В данной работе приведены зависимости коэффициента аккомодации энергии ионов азота α_i от угла атаки металлических мишеней с атомным весом материала в диапазоне от 27 до 197, измеренные в высокоскоростном ($u_\infty \approx 10$ км/с) потоке разреженной плазмы.

Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного газа, генерируемом ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. Ускоренный поток ионов интенсивностью $i_\infty \approx 10^{17}$ ион/см²·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 $\sim (0,87 - 1,6) 10^{-5}$ мм рт. ст.

Для измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов азота использовался плоский термоанемометрический зонд, выполненный в виде диска $\delta \approx 0,12$ 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.

Гребенка датчиков с рабочими поверхностями, изготовленными из различных материалов, помещалась в высокоскоростной поток разреженной плазмы. Вольт-амперные характеристики $I_e = f(V)$ имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов $T_e \approx 3,5 - 4,7$ эВ ($W_e = 2kT_e$) обычным способом [1]. Потенциал плазмы ϕ_0 определялся методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики. Это определило достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока W_i . Полученные значения W_i удовлетворительно согласуются со значениями W_i , найденными с помощью многоэлектродного зонда-анализатора, а также вычисленными в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы ϕ_0 . Разброс полученных значений W_i не превосходит $\pm 4,5\%$. Для контроля локальных значений рабочих параметров потока и ориентации датчиков относительно вектора скорости потока u_∞ использовался тонкий цилиндрический зонд, изготовленный из молибденовой нити диаметром 0,09 и длиной 4,0 мм. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг горизонтальной и вертикальной осей, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку [2] и позволяет оценить степень неизотермичности потока $T_i/T_e \approx 0,13$.

Коэффициент аккомодации энергии ионов α_i определялся с использованием методики [3] из соотношения

$$(1) \quad \frac{I_i^A}{e} \{ \xi + \alpha_i (W_i + e|V^A|) - \gamma_i \kappa \} + \frac{I_e^A}{e} (W_e + \kappa) = \\ = \frac{I_e^B}{e} (W_e + \kappa + e|V^B|),$$

полученного из уравнения энергетического баланса для точек на температурной характеристике $T_w = T_w(V)$ с равными температурами при разных потенциалах зонда $T_w^A (V^A < 0) = T_w^B (V^B > 0)$. Здесь $\xi = h_i - \kappa$ — разность между энергией ионизации и работой выхода; γ_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. При опре-

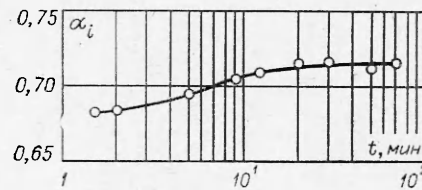
делении электронного тока \dot{I}_e^A , как и в теории электрических зондов [1], использовалась линейная экстраполяция ионной ветви зондовой характеристики. Точки на кривой $T_w = T_w(V)$ выбирались таким образом, чтобы $e|V^A| \ll W_i$. Ионный ток в соотношении (1) определялся в соответствии с теорией тока на плоский зонд в движущейся плазме [4, 5].

Кроме того, коэффициент аккомодации α_i определялся также как отношение воспринимаемой зондом мощности к номинальной мощности потока ионов

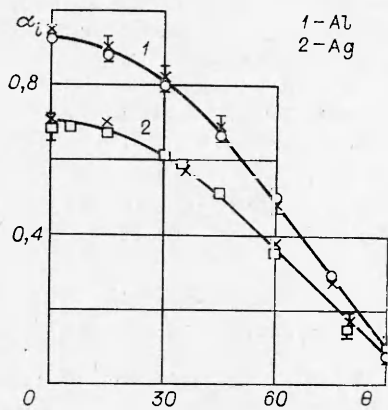
$$(2) \quad \alpha_i = \frac{P_B}{P_0} = \frac{\dot{I}_e^B (W_e + \kappa + e|V^B|)/e}{P_0},$$

где $P_0 = \dot{I}_{0i} W_i/e$; \dot{I}_{0i} — ток насыщения при $\theta = 0$. Воспринимаемая мощность по-прежнему определялась из уравнения энергетического баланса для двух точек с равными температурами поверхности на температурной характеристике. Измеренные таким образом значения α_i согласуются со значениями, найденными с использованием соотношения (1). Для олова, например, при $\theta = 0$ (нормальное падение) с применением двух соотношений получены значения $\alpha_{Sn}^{N_2} \approx 0,68 \pm 0,025$. Последнее свидетельствует в пользу механизма нейтрализации ионов, приближающихся к поверхности металла, который положен в основу методики измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов α_i с применением термоанемометрических зондов.

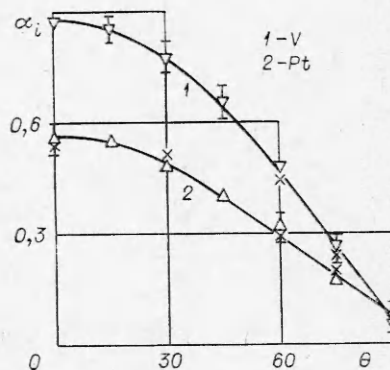
Рабочие поверхности датчиков соответствовали седьмому классу чистоты. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности датчиков облучались потоком плазмы, а также в течение 15—20 мин подвергались принудительной бомбардировке электронами при высоких положительных потенциалах зонда и прогреву до температур, при которых не происходит разрушения материала поверхности зонда. На фиг. 1 приведены результаты измерения α_i на Мо в течение 65 мин после прогрева зонда до температуры ~ 1500 К. Данные фиг. 1 свидетельствуют о сравнительно слабом изменении α_i в течение времени измерения. При этом



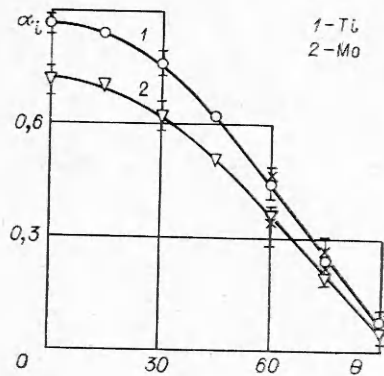
Фиг. 1



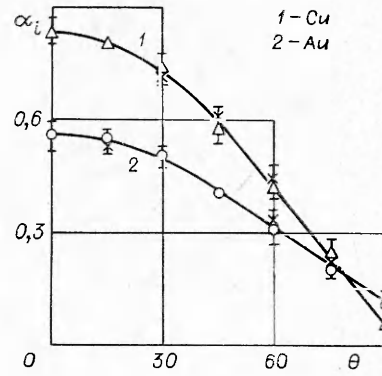
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



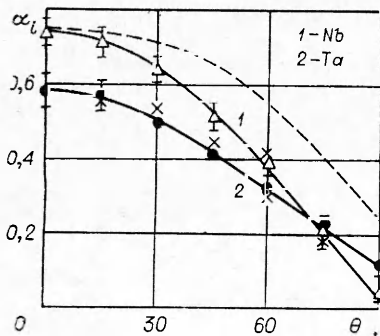
Фиг. 5

следует отметить, что в процессе измерения $\alpha_{\text{NiO}}^{N_2^+}$ поверхность мишени подвергалась интенсивной бомбардировке частицами набегающего потока плазмы.

Результаты измерения коэффициента аккомодации α_i в зависимости от угла атаки металлических мишеней с атомным весом материала в диапазоне от 27 до 197 приведены на фиг. 2—6. Работа выхода чистых металлов определялась по табличным данным [6], для оценки коэффициента вторичной эмиссии γ_i использовались данные [7, 8]. Температура поверхности зондов при измерении α_i равнялась $T_w \approx 304\text{--}318\text{ К}$. Для контроля температуры поверхности зондов при измерении α_i перед проведением экспериментов датчики предварительно тарировались в термостате; определялась зависимость $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термопары.

Практически для всех рассмотренных материалов в пределах полосы погрешностей измерений, определенной по данным нескольких серий экспериментов и обозначенной на фиг. 2—6 штрихами, при $\mu \geq 0,26$ (μ — отношение массы газовой частицы к атомному весу мишени) для $\theta \leq 75^\circ$ справедлива аппроксимация $\alpha_i \approx \alpha_0 \cos \theta$ (α_0 соответствует нормальному падению), при $\mu \leq 0,17$ отклонение α_i от значений, характеризуемых зависимостью $\alpha_0 \cos \theta$, начинается для углов $\theta \geq 60^\circ$. Это, по-видимому, обусловлено захватом частиц поверхностью мишени [9, 10]. Крестиками на фиг. 2—6 обозначены значения α_i , найденные с использованием соотношения (2).

В [11] по результатам экспериментальных исследований особенностей рассеяния ионов цезия, калия и рубидия при $u_\infty \approx 8,5\text{ км/с}$ чистыми поверхностями вольфрама и молибдена [12] и ионов калия при $u_\infty \approx 10\text{ км/с}$ загрязненными поверхностями вольфрама, никеля, алюминия и нержавеющей стали [13] получена эмпирическая зависимость α_i от угла атаки металлической мишени относительно вектора скорости потока



Фиг. 6

$$(3) \quad \alpha_i(\theta) = \begin{cases} \alpha_0(\theta = 0), & 0 \leq \theta \leq \beta, \\ \alpha_0 \cos(\theta - \beta), & \beta \leq \theta \leq \pi/2. \end{cases}$$

При этом β принято равным $\beta \approx 25^\circ$. В данной серии экспериментов были проведены измерения α_i в условиях,

когда поверхности мишени не подвергались никакой обработке в целях очистки от загрязнений, за исключением естественного облучения набегающим потоком плазмы. Полученные при этом значения $\alpha_i^{N_2^+}$ на поверхности Nb показаны на фиг. 6 штриховой линией. Аналогичные измерения проведены и для других материалов, использованных в данной серии. По результатам этих измерений α_i в потоке азотной плазмы значение β в (3) может быть принято равным $\beta \approx 18^\circ$.

Поступила 6 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., Гостехиздат, 1952.
2. Sammartin I. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions.— Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.
3. 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.
4. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика.— УФН, 1969, т. 99, № 1.
5. Гуревич А. В., Смирнова В. В. К теории зондовых измерений в движущейся плазме.— Геомагн. и аэронавигация, 1970, т. 10, № 5.
6. Физико-химические свойства элементов. Киев, Наукова думка, 1965.
7. Добрецов Л. Н., Гомоюмова Н. П. Электронная и ионная эмиссия. М., Наука, 1968.
8. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., Мир, 1967.
9. Oman R. Calculation of the interactions of diatomic molecules with solid surfaces.— In: Rarefied Gas Dynamics. Vol. 1. N. Y.— L., Acad. Press, 1967.
10. Жук В. И. О захвате атомов газа на поверхности твердого тела.— ПМТФ, 1979, № 1.
11. Варакин Г. К., Фарафонов В. Г. Аэродинамические характеристики элемента поверхности, обтекаемой высокоскоростным свободномолекулярным потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4.
12. Грунич 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, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1971.
13. Варакин Г. К., Фарафонов В. Г. О применении диффузной схемы отражения при обтекании поверхности свободномолекулярным потоком со скоростью 10 км/с.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 5.

УДК 533.6.011.8

РАСЧЕТ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГИПЕРЗВУКОВЫХ СЛЕДАХ ЗА АЭРОЗОЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Л. М. Дмитриев, Ю. Е. Маркачев
(Жуковский)

Для многих технических проблем представляет интерес задача организации быстрого смешения реагирующих компонентов за времена, сравнимые с характерными временами химических реакций. Одним из возможных способов быстрого смешения реагирующих веществ является способ, описанный в работе [1], в котором один из компонентов впрыскивается в виде аэрозоля в гиперзвуковой поток другого реагирующего компонента.

Химические и газокинетические процессы, происходящие в следах за аэрозольными частицами, представляют собой сложные для теоретического описания явления.