

Таким образом, при сравнительно малой интенсивности излучения преобладающий механизм самовоздействия пучка в атмосфере — нелинейная рефракция, обусловленная эффектом кинетического охлаждения. С увеличением интенсивности излучения возрастает роль нелинейного насыщения коэффициента поглощения углекислого газа. При $\tau \sim 10^3$ из-за полного насыщения потока энергии между поступательными и колебательными степенями свободы в канале пучка образуются зоны с чередующимися знаками градиента преломления, что приводит к искажению пучка. Присутствие паров воды увеличивает степень фокусировки и затягивает момент начала дефокусировки коллимированного гауссова пучка при малой интенсивности излучения, при больших же значениях интенсивности, наоборот, уменьшает указанные характеристики.

Автор выражает благодарность В. А. Левину и А. М. Старику за полезное обсуждение и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1982.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере.— М.: Мир, 1981.
3. Wood A. D., Samac M., Gerry F. T. Effects of 10.6 μ laser induced air chemistry of the atmospheric refractive index.— Appl. Optics, 1971, v. 10, p. 1877.
4. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO₂-лазера через атмосферу.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1063.
5. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO₂ laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, p. 129.
6. Выслоух В. А., Огнев Л. И. Резонансная самофокусировка в смеси CO₂ и N₂.— ПМТФ, 1980, № 4.
7. Гора В. Д., Карамзин И. Н., Сухоруков А. П. Самовоздействие пучков света при резонансном поглощении.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 720.
8. Левин В. А., Нетесов В. В., Старик А. М. Численное исследование распространения импульса излучения с $\lambda = 10,6$ мкм через поглощающие среды.— ПМТФ, 1984, № 3.
9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
10. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков.— М.: Наука, 1982.
11. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
12. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. 2-е изд.— М.: Наука, 1980.

Поступила 30/V 1985 г.

УДК 533.932 + 533.601.18

О ПЕРЕДАЧЕ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ ГАЗОВЫХ ИОНОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ, ЧАСТИЧНО ПОКРЫТОЙ ТОНКИМ СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

Динамическое взаимодействие тел с потоком разреженного газа в значительной мере характеризуется коэффициентами обмена импульсом и энергией или соответствующими коэффициентами аккомодации. Коэффициенты аккомодации импульса и энергии используются при определении аэродинамических характеристик и теплообмена тел в разреженной среде и являются важным элементом расчетных соотношений независимо от принятой схемы взаимодействия атомов газа с обтекаемой поверхностью.

В настоящее время наиболее полно изучен процесс взаимодействия атомов газа с чистыми кристаллическими структурами. Известно значительное количество работ, посвященных численному моделированию столкновения атомных частиц с поверхностью твердого тела и содержащих приближенные аналитические решения, характеризующие механизм передачи импульса и энергии атомов газа идеальным кристаллическим поверхностям [1, 2].

На практике мшени с идеальной монокристаллической структурой встречаются крайне редко. В большинстве случаев обтекаемые поверхности имеют поликристалли-

ческую структуру; отдельные кристаллиты в этих образцах ориентированы случайным образом. При численном исследовании процесса столкновения атомных частиц с атомарно-гладкой поликристаллической поверхностью необходимо осреднение характеристик взаимодействия, что существенно усложняет задачу [3]. Положение усугубляется еще в большей степени для технических материалов — сплавов со сложной структурой и рельефом поверхности. В литературе отсутствует в необходимом объеме информация о расчетных и экспериментальных значениях коэффициентов аккомодации газовых частиц для практически важного с точки зрения аэродинамики диапазона скоростей $u_\infty \approx 10$ км/с. Экспериментальные значения коэффициентов аккомодации разобщены и, как правило, соответствуют различным условиям проведения экспериментов. Расчет аэродинамических характеристик и теплообмена тел, движущихся в разреженной среде, требует знания комплекса параметров, характеризующих динамическое взаимодействие тел с набегающим потоком. В связи с этим возникает необходимость проведения комплексных исследований по определению коэффициентов аккомодации импульса и энергии газовых частиц на обтекаемой поверхности.

В данной работе приведены результаты экспериментального изучения влияния ряда факторов, характеризующих взаимодействие газа с поверхностью, на величину коэффициентов аккомодации импульса и энергии газовых ионов с атомной массой от 4 до 131 на поверхности алюминизированной полимерной пленки с проводящей лицевой поверхностью, покрытой стеклотканью (диэлектрической сеткой с коэффициентом прозрачности $\sim 0,12$), — наружной поверхности экранно-вакуумной теплоизоляции [4].

1. Силовое воздействие потока частично ионизованного газа низкой плотности на обтекаемую поверхность при «плавающем» потенциале последней определяется бомбардировкой электронами, ионами, быстрыми и медленными нейтралами, возникшими в результате перезарядки ионов на остаточном газе, метастабильями и т. п.:

$$F_\Sigma = F_e + F_i + F_n + F_0 + F_m + \dots = \\ = F_e(V) + F_i(V) + \Delta F.$$

Здесь F_e — силовое давление, обусловленное электронной бомбардировкой; F_i — силовое давление ионов потока разреженной плазмы; F_n — вклад быстрых нейтралов; F_0 — вклад медленных нейтралов; F_m — силовое воздействие метастабильей; ΔF не зависит от потенциала обтекаемой поверхности.

Учитывая тот факт, что сила давления, вызванная бомбардировкой обтекаемой поверхности электронами, много меньше силового воздействия других компонентов потока разреженного частично ионизованного газа, величину ΔF можно определить по силовой характеристике проводящей мишени при потенциалах поверхности, соответствующих области насыщения электронного тока, — при положительных потенциалах мишени относительно потенциала плазмы ($V = \varphi_w - \varphi_v > 0$): $F_{V>0} = F_e(V) + \Delta F \approx \Delta F$.

В потоке разреженного частично ионизованного газа «плавающий»* потенциал лицевой поверхности тела φ_f , как правило, по величине близок к потенциалу плазмы φ_v : соотношение $F_\Sigma - \Delta F \approx F_i$ позволяет выделить вклад ионного компонента в силовое воздействие потока разреженной плазмы на мишень.

С учетом связи между коэффициентами обмена импульсом и энергией и соответствующими коэффициентами аккомодации [1], с использованием аэродинамических коэффициентов элемента обтекаемой поверхности или мишени, выполненной в виде плоской пластины (круглого диска) [5, 6], коэффициенты аккомодации нормального σ_n и тангенциального σ_t импульсов могут быть представлены как [7]

$$(1.1) \quad \sigma_n = \frac{1 + [1 - e(F_x + F_y \operatorname{tg} \theta) / \sqrt{2M_i W_i I_i}] / \sqrt{1 + \eta^2 / \cos^2 \theta}}{1 - \sqrt{\pi k T_w (1 + \eta^2) / 4W_i (\cos^2 \theta + \eta^2)}}, \\ \sigma_t = \frac{e(F_x - F_y \operatorname{ctg} \theta)}{\sqrt{2M_i W_i I_i}},$$

* «Плавающий» потенциал — равновесный отрицательный потенциал, который приобретает тело в потоке разреженной плазмы.

где F_x — сила сопротивления элемента обтекаемой поверхности; F_y — подъемная сила мишени в потоке ионов; $\eta^2 = (e|V| + \chi)/W_i$; W_i — энергия, переносимая ионами на границу возмущенной зоны; $I_i = I_{0i} \cos \theta$; I_{0i} — ионный ток насыщения на плоский зонд при $\theta = 0$; $\chi = 3,6/d$ — энергия поляризации; d — расстояние от поверхности проводящей мишени, на котором происходит нейтрализация положительных ионов. Для большинства электропроводящих поверхностей и газовых ионов в диапазоне энергии частиц $\sim 1-100$ эВ $d \simeq (2-4) \cdot 10^{-7}$ мм [8]. При бомбардировке проводящей поверхности, частично покрытой тонким диэлектрическим слоем, с $\delta_s > d$ (δ_s — толщина слоя) эффектами поляризации можно пренебречь.

Соотношения (1.1) позволяют с использованием вольт-амперной, температурной и силовой характеристик мишени определять параметры силового взаимодействия ионов потока разреженной плазмы с электропроводящей поверхностью, частично покрытой тонким слоем диэлектрика. Сила сопротивления мишени и подъемная сила в потоке ионов определяются с использованием значений ΔF , найденных в том же потоке по силовой характеристике проводящей мишени при $V > 0$, соответствующих области насыщения электронного тока.

Экспериментальные исследования по определению параметров взаимодействия газовых ионов с электропроводящей поверхностью, покрытой диэлектрической сеткой, — наружной поверхностью экранно-вакуумной теплоизоляции [4] — проводились на плазменной аэродинамической трубе в потоке частично ионизованного газа низкой плотности, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. В качестве рабочих газов использовались гелий, неон, азот, кислород, аргон, криптон и ксенон высшей очистки. Ускоренный поток ионов интенсивностью $j_\infty \simeq 10^{16} - 10^{17}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ Па. Измерения проводились при давлении в рабочей камере $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ Па. Откачка осуществлялась вакуумным электроразрядным агрегатом типа АВЭД-40/800М. Рабочая часть камеры экранирована панелями, охлаждаемыми жидким азотом.

При измерениях использовалась мишень, выполненная в виде диска диаметром ~ 36 мм и $\delta \simeq 0,35$ мм. В качестве материала рабочей части мишени взята алюминизированная полимерная пленка, проводящая лицевая поверхность которой покрыта диэлектрической сеткой с $\delta_s \simeq 0,09$ мм, — наружная поверхность экранно-вакуумной теплоизоляции. К проводящей поверхности полимерной пленки присоединены элементы токоподвода и термopара. Перед проведением экспериментов датчик предварительно тарировался в термостате, определялась зависимость $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термopары.

Мишень устанавливалась на микровесах компенсационного типа, изготовленные на базе стандартной магнитоэлектрической системы миллиамперметра постоянного тока типа Н359 [7]. Для повышения чувствительности микровесов, уменьшения вклада величины $\Delta \bar{F}$ в баланс сил державка мишени помещена в диэлектрическую трубку (стекло) с внутренним диаметром ~ 18 мм. С той же целью боковая и теневая стороны мишени экранированы от взаимодействия с частицами набегающего потока экраном, находящимся под потенциалом, равным потенциалу мишени. Диапазон измеряемых сил на плече $L \simeq 450$ мм составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3} - 250$ дин. Измерение характеристик мишени проводилось в автоматическом режиме.

Для измерения и контроля локальных значений параметров потока использовалась система подвижных электрических зондов: плоского молибденового зонда с рабочей поверхностью диаметром $\sim 3,5$ мм, одиночного цилиндрического зонда из молибденовой нити диаметром 0,04 мм и длиной 2,3 мм и многоэлектродного зонда-анализатора. Вольт-амперные характеристики зондов обрабатывались традиционным способом [9]. Энергия ионов потока определялась с помощью многоэлектродного зонда, потенциал плазмы — методом второй производной, а также по

электронной части зондовой характеристики, построенной в полуполога-рифмическом масштабе, что определило достаточно высокую точность измерения W_i . Рассчитанные в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы, значения W_i удовлетворительно согласуются с данными, полученными с помощью многоэлектродного зонда-анализатора. Разброс этих значений не превосходит $\sim \pm 4,5\%$. В диапазоне скоростей $u_\infty \approx 7-20$ км/с разброс ионов по энергиям не превосходит $\sim \pm 10\%$. Одиночный цилиндрический зонд применялся также для контроля ориентации мишени относительно вектора скорости набегающего потока. Ось зонда параллельна нормали к поверхности мишени. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг вертикальной или горизонтальной оси, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку и позволяет оценить степень неизотермичности потока ($T_e/T_i \approx 7-10$ при $T_e \approx 4$ эВ) [10]. Погрешность угловой ориентации мишеней в потоке не превышала $\pm 20'$.

При измерениях особое внимание уделялось чистоте рабочей поверхности мишени. Перед проведением измерений на проводящую поверхность алюминизированной пленки мишени подавался высокий отрицательный потенциал $V \approx -250$ В и в течение 10–15 мин рабочая поверхность мишени подвергалась принудительной бомбардировке ионами потока разреженной плазмы. Вольт-амперные, температурные и силовые характеристики снимались, начиная с $V \approx -250$ В. Результаты [7, 11] свидетельствуют о том, что при бомбардировке мишеней потоком разреженной плазмы интенсивностью $j_\infty \approx 10^{16}-10^{17}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ при $T_w \approx 300$ К можно сохранять рабочую поверхность мишени в удовлетворительном состоянии в течение всего процесса измерения.

Рис. 1 иллюстрирует влияние скорости ионов N_2^+ на величину σ_n при $\theta = 0$ (θ — угол атаки мишени): кривая 1 — результаты измерений σ_n настоящей работы на поверхности алюминизированной полимерной пленки, 2 — значения $\sigma_n^{N_2^+}$, измеренные на поверхности алюминизированной пленки, покрытой диэлектрической сеткой, — наружной поверхности экранно-вакуумной теплоизоляции, 3 — результаты расчета σ_n при численном моделировании столкновения атомов газа с полубесконечной решеткой упругосвязанных атомов, выполненные по данным [12] при $\mu = 1,0$ и $\epsilon_1 = E_1/\lambda\kappa^2 \approx 0,0001$. Здесь μ — отношение атомных масс системы газ — поверхность; κ , E_1 — параметры потенциала Леннарда — Джонса; λ — упругая постоянная решетка мишени. При оценках значений σ_n по [12] характеристическая температура Al принята равной температуре поверхности мишени: $\Theta_c \approx T_w \approx 330$ К. Рис. 1 свидетельствует об удовлетворительном соответствии измеренных и расчетных значений σ_n при бомбардировке проводящей поверхности алюминизированной полимерной пленки ионами N_2^+ .

Влияние атомной массы газового иона, бомбардирующего поверхность алюминизированной полимерной пленки (точки I) и наружной поверхности экранно-вакуумной теплоизоляции (точки II), на величину σ_n

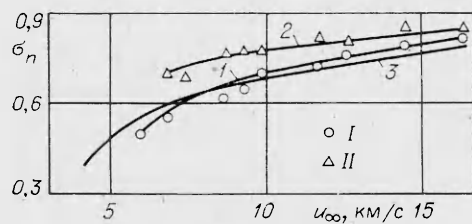


Рис. 1

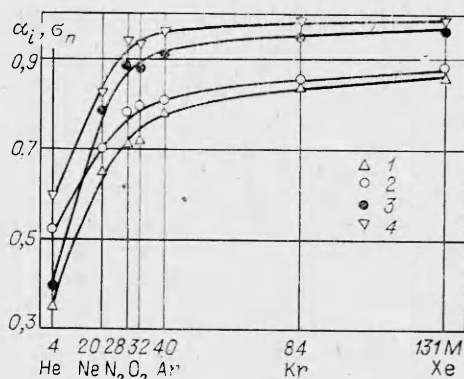
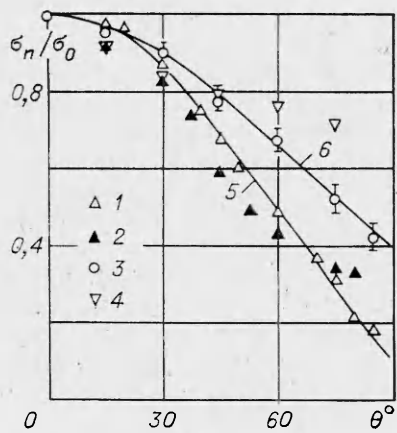
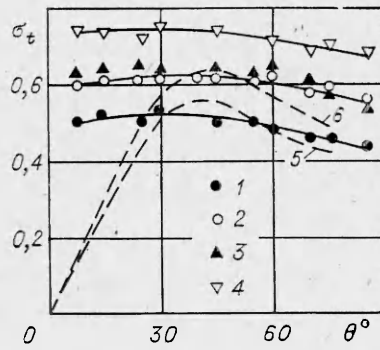


Рис. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

при $u_\infty \approx 10$ км/с и $\theta = 0$ показано на рис. 2. Приведенные значения σ_n свидетельствуют о преобладающем влиянии соотношения атомных масс системы газ — поверхность в рассмотренном диапазоне скоростей. Предельная погрешность измеренных значений $\Delta\sigma_n$ не превышает $\approx \pm 0,05$.

Рис. 3 иллюстрирует характер изменения σ_n/σ_0 (σ_0 — значение σ_n для $\theta = 0$) при наклонном падении газовых ионов с атомной массой от 4 до 131 и скоростью $u_\infty \approx 10$ км/с на поверхность алюминизированной пленки и наружную поверхность экранно-вакуумной теплоизоляции (точки 1, 3). Точки 2 — расчетные значения σ_n/σ_0 при численном моделировании процесса столкновения N_2 с поверхностью Al, моделируемого гранецентрированной решеткой, при $u_\infty \approx 8$ км/с, 4 — численные данные [13] при моделировании столкновения N_2 с поверхностью шероховатой стеклоткани при $u_\infty \approx 8$ км/с. Для поверхности шероховатой стеклоткани использовалась модель алмазной решетки [13]. Кривая 5 — эмпирическая зависимость

$$\sigma_n/\sigma_0 \approx \cos \theta + a_1(1 + 1/\sigma_0)^{-1} \sin^2 \theta (\sin^2 \theta - \sqrt{\cos \theta}),$$

где для N_2^+ $a_1 \approx 0,333$, 6 — эмпирическая зависимость

$$\sigma_n/\sigma_0 \approx \cos^{3/2} \theta + a_2(1 + 1/\sigma_0)^{-1} \sin^2 \theta.$$

Здесь $a_2^{He^+} \approx 1,07$; $a_2^{Ne^+} \approx 0,976$; $a_2^{N_2^+} \approx 0,913$; $a_2^{Ar^+} \approx 0,895$; $a_2^{Kr^+} \approx 0,87$; $a_2^{Xe^+} \approx 0,846$. С погрешностью до $\sim \pm 7,5\%$ при $M_i \geq 28$ можно принять $a_2 \approx 0,933$, а $a_2 \approx 1,033$ при $M_i \leq 20$. На рис. 3 показан разброс σ_n/σ_0 для таких значений коэффициента a_2 .

Результаты измерения соответствующих коэффициентов accommodation тангенциального импульса $\sigma_t(\theta)$ газовых ионов приведены на рис. 4: точки 1 — при бомбардировке наружной поверхности экранно-вакуумной теплоизоляции ионами He^+ для $u_\infty \approx 10$ км/с, 2 — N_2^+ , 3 — Ar^+ , 4 — Xe^+ , кривые 5, 6 — расчетные значения σ_t при численном моделировании столкновения атомов He и N_2 с поверхностью шероховатой стеклоткани при $u_\infty \approx 8$ км/с [13]. Данные рис. 4 свидетельствуют о сравнительно слабом влиянии соотношения атомных масс системы газ — поверхность и угла атаки элемента обтекаемой поверхности на σ_t : при $\theta = 45^\circ$

$\sigma_t^{Xe^+} \approx 0,733$, $\sigma_t^{Kr^+} \approx 0,719$, $\sigma_t^{Ar^+} \approx 0,651$, $\sigma_t^{N_2^+} \approx 0,617$, $\sigma_t^{Ne^+} \approx 0,578$ и $\sigma_t^{He^+} \approx 0,509$.

2. Полученные зависимости $\sigma_n/\sigma_0(\theta)$ и $\sigma_t(\theta)$ использованы при расчетах C_x сферы с наружной поверхностью, покрытой экранно-вакуумной теплоизоляцией. Расчет сравнивался с результатом измерений C_x сферы диаметром ~ 38 мм, покрытой алюминизированной пленкой и экранно-вакуумной теплоизоляцией, выполненных в потоках разреженной плаз-

Коэффициент сопротивления	Xe ⁺	Kr ⁺	Ar ⁺	N ₂ ⁺	Ne ⁺	He ⁺
C_x^{Al} сферы	1,94	1,93	2,04	1,97	2,11	2,28
$C_x^{ЭВТИ}$ сферы	2,04	2,01	2,09	2,02	2,14	2,37

мы He⁺, Ne⁺, N₂⁺, Ar⁺, Kr⁺ и Xe⁺ при $u_\infty \approx 10$ км/с. При измерениях для C_x сферы использовалось соотношение

$$(2.1) \quad C_x^{сферы} \approx (2e/M_i) F_x / I_i u_\infty.$$

Измерения силы лобового сопротивления F_x проведены при потенциалах поверхности сферы, равных потенциалу плазмы ($V_f \approx 0$, Al) и «плавающему» потенциалу ($V_f \approx \phi_f - \phi_n$, ЭВТИ). Результаты измерения C_x сферы приведены в таблице. Расчетные значения C_x^{Al} сферы даны в табл. 2 работы [7] (алюминиевые сплавы АМг6-БМ, Д16АТ).

Результаты численных и экспериментальных исследований характера обтекания и структуры возмущенной зоны около осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа [14] свидетельствуют о том, что при $R/\lambda_d \geq 10^2$ (R — характерный размер тела, λ_d — дебаевский радиус невозмущенной плазмы) динамическое взаимодействие характеризуется взаимодействием частиц с лицевой поверхностью тела. Поэтому для оценки погрешности измерения C_x сферы и диска, обусловленной неоднородностью потока, использовано соотношение (13) работы [15] для полусферы. По данным [16] связь между аэродинамическими коэффициентами в однородном и неоднородном потоках может быть представлена в виде

$$C_x^{(o)}/C_x^{(H)} \approx 1 + \Delta C_x^{(H)},$$

где $C_x^{(o)}$ — коэффициенты сопротивления тела в однородном потоке, $C_x^{(H)}$ — в неоднородном; $(1 + \Delta C_x^{(H)})$ — поправочный множитель. Для диапазона измерения коэффициентов аккомодации нормального и тангенциального импульсов газовых ионов, характеризуемого рис. 2—4 настоящей работы и рис. 4, 6 из [7], $\Delta C_x^{(H)} \leq 0,04$. С учетом соотношения (2.1) погрешности измерения силы сопротивления $\sim \pm 2\%$, классов точности применяемых приборов суммарная относительная погрешность при определении C_x сферы в настоящей работе не превышает $\sim +6\%$.

При скорости потока газовых ионов $u_\infty \approx 10$ км/с для всех рассмотренных систем газ — поверхность, за исключением He⁺ — поверхность, данные таблицы характеризуют значения C_x сферы, измеренные при энергиях набегающего потока $\chi \ll W_i$, что соответствует взаимодействию сферы с нейтральным потоком. Полученные для алюминиевой сферы значения C_x в пределах $\sim \pm 10\%$ согласуются с результатами [17] в потоке N₂ при $u_\infty \approx 7-37$ км/с для алюминизированной полимерной пленки и алюминия, покрытого аморфным фосфатом: $C_x^{сферы} \approx 1,9-2,2$. Кроме того, измеренные и вычисленные по результатам измерения зависимостей $\sigma_n(\theta)$ и $\sigma_t(\theta)$ значения C_x сферы из технических материалов (таблица настоящей работы и табл. 2 из [7]) с погрешностью до $\sim \pm 7\%$ согласуются с расчетными значениями коэффициента лобового сопротивления шара в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке для различных схем взаимодействия частиц с поверхностью ($C_x \approx 1,859-2,165$ [18]) и данными статистической обработки ~ 3100 измерений орбит сферических тел в ионосфере ($C_x \approx 1,981$ [4]).

Измеренные значения C_x соответствуют режиму свободномолекулярного обтекания сферы сверхзвуковым потоком частично ионизованного газа при $30 \leq Kn \leq 140$; $2,1 \leq u_\infty / \sqrt{2kT_i/M_i} \leq 14$ и $T_w/T_i \ll 1$ ($Kn = l_{ii}/R$ — число Кнудсена, l_{ii} — средняя длина пробега для ион-ионных соударений).

3. Энергообмен исследуемой поверхности в потоке разреженной плазмы в стационарном режиме характеризует уравнение энергетического баланса

$$(3.1) \quad Q_n + Q_\alpha + J + Q_v - Q_r - Q_\tau = 0.$$

Здесь Q_n — количество тепла, переданное мишени нейтралами за единицу времени; Q_α — количество тепла, переданное мишени заряженными частицами; J — джоулево тепло; Q_v — излучение плазмы; $Q_r = \epsilon_r \sigma_r (T_w^4 - T_c^4)$ — радиационные потери; Q_τ — потери за счет теплопроводности; ϵ_r — излучательная способность материала мишени; σ_r — постоянная Стефана—Больцмана; T_c — температура стенок камеры установки. Для материала мишени при $T_w \leq 350$ К $\epsilon_r \approx 0,8$ [19]. При давлении в вакуумной камере $\sim 10^{-3}$ Па и степени ионизации плазмы $\alpha \geq 10^{-4}$ вкладом нейтралов Q_n можно пренебречь.

Потери тепла за счет теплопроводности Q_τ могут быть определены с помощью специальной тарировочной процедуры. В вакуумную камеру при давлении $\sim 10^{-4}$ Па в отсутствие плазмы помещены две одинаковые мишени с плоской проводящей поверхностью, покрытой диэлектрической сеткой, соединенные лицевыми поверхностями. Между рабочими поверхностями датчиков расположен нагреватель — плоская спираль. При различной мощности нагревателя измеряется семейство кривых: $T_w^{\text{вак}} = T_w(P_{\text{вак}} \Delta t_{\text{вак}})$, где $P_{\text{вак}}$ — подводимая мощность; $\Delta t_{\text{вак}}$ — временной интервал. В плазме для того же датчика измеряется зависимость $T_w^v = T_w(P_v \Delta t_v)$, для точек которой, соответствующих стационарному режиму нагрева при $T_w^{\text{вак}} = T_w^v$ и $\Delta t = \text{const}$, $Q_\tau \approx Q_\tau^{\text{вак}} \approx 0,5 P_{\text{вак}} \Delta t_{\text{вак}}$. Здесь P_v — подводимая мощность в плазме; Δt_v — временной интервал.

Поток тепла, обусловленный излучением разреженной плазмы $Q_v \approx I_v A$ (A — площадь рабочей части датчика, I_v — интенсивность излучения ионизованного газа [20]), может быть определен плоским термоанемометрическим зондом с металлической поверхностью. Для определения Q_τ^M датчика с металлической рабочей поверхностью используется описанная выше тарировочная процедура. При тарировке металлических мишеней между их лицевыми поверхностями помещена плоская спираль-нагреватель, покрытая тонким слоем кремнийорганической пасты типа КПТ-8, являющейся диэлектриком с высоким коэффициентом теплопроводности и низким давлением насыщенных паров, свойства которого при нагревании до высоких температур практически не изменяются. Это обеспечивает передачу тепловой мощности нагревателя рабочим поверхностям датчиков с минимальными потерями. Полученные в результате такой процедуры значения Q_τ^M позволяют по температурной $T_w = T_w(V)$ и вольт-амперной $I_\Sigma = I_\Sigma(V)$ характеристикам термоанемометрического зонда с металлической рабочей поверхностью, измеренным в потоке разреженной плазмы, определить с использованием соотношений работ [11, 21, 22] комплекс параметров, характеризующих процесс энергообмена и Q_α^M системы газ — металл, а затем с применением уравнения (3.1) и точек семейства кривых $T_w = T_w(P \Delta t)$, измеренных в вакууме и плазме в стационарном режиме, при $T_w^{\text{вак}} = T_w^v$ и $\Delta t_{\text{вак}} = \Delta t_v$ оценить значение $Q_v \approx I_v A$.

Учитывая, что при отрицательных потенциалах поверхности мишени $Q_\alpha = Q_i + Q_e + Q_j \approx \alpha_i P_{\text{ном}} + (I_e/e)(2kT_e) + I_i V_j$ ($P_{\text{ном}} \approx I_{0i} W_i/e$, V_j — «плавающий» потенциал поверхности, $I_e \approx I_i$ — ток на мишень при «плавающем» потенциале V_j), после подстановки полученных значений Q_τ и Q_v в (3.1) коэффициент аккомодации энергии газовых ионов на электропроводящей поверхности, частично покрытой тонким слоем диэлектрика, определим в виде

$$(3.2) \quad \alpha_i \approx e(Q_\tau + Q_r - Q_e - Q_j - J - Q_v) / I_{0i} W_i.$$

При измерениях использовались датчики, выполненные в виде дисков

диаметром ~ 11 мм и $\delta \simeq 0,15$ мм с металлической рабочей частью и $\delta \simeq 0,35$ мм с поверхностью, покрытой диэлектрической сеткой.

Поток тепла, обусловленный излучением плазмы, измеренный молибденовым термоанемометрическим зондом, по порядку величин сравним с Q_α и Q_τ . Полученные значения Q_ν , а также измеренные с помощью описанной выше тарировочной процедуры значения Q_τ позволили определить по (3.2) α_i на поверхности алюминизированной проводящей пленки, покрытой диэлектрической сеткой. Влияние атомной массы газовых ионов на α_i на поверхности алюминизированной проводящей пленки без диэлектрического покрытия

(кривая 3) и пленки, покрытой диэлектрической сеткой из стеклоткани (кривая 4), при $u_\infty \simeq 10$ км/с и $\theta = 0$ показано на рис. 2. Предельная погрешность измеренных значений $\Delta\alpha_i$ не превышает $\simeq \pm 0,04$.

Характер изменения α_i при наклонном падении газовых ионов на исследуемую поверхность при $u_\infty \simeq 10$ км/с иллюстрирует рис. 5 (α_0 измерена при $\theta = 0$): точки 1 — α_i , измеренные на проводящей поверхности полимерной пленки, 2 — на поверхности экранно-вакуумной теплоизоляции, 3 — расчетные значения α_n при $\mu \simeq 0,3$ на атомарно-гладкой поверхности твердого тела, моделируемого плоской квадратной решеткой [23], 4 — α_n при $\mu \simeq 0,3$ на шероховатой поверхности твердого тела, 5 — данные измерений $\alpha_i^{N_2^+}$ из [24] на поверхности поликристаллических Al и Mo, покрытых адсорбционным слоем, при $\mu \simeq \mu_i$ (μ_i — отношение атомных масс системы ион — атом, $N_2^+ - CO + N_2$), 6 — расчетные значения $\alpha_n^{N_2}$ на поверхности шероховатой стеклоткани при $u_\infty \simeq 8$ км/с из [13], линия 7 — эмпирическая аппроксимация $\alpha_i/\alpha_0 \simeq \cos \theta + b_1(1 + 1/\alpha_0)^{-2} \sin^2 \theta(1 - \cos \theta)|\sin \theta - \cos \theta|$, для N_2^+ $b_1 \simeq 0,333$ [11].

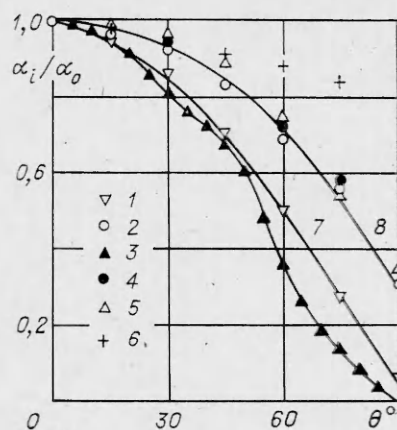
При наличии на проводящей поверхности диэлектрической сетки (кривая 8)

$$\alpha_i/\alpha_0 \simeq \cos \theta + b_2(1 + 1/\alpha_0)^{-2} \sin^{5/2} \theta,$$

где $b_2^{N_2^+} \simeq 1,333$. По характеру влияния на зависимость $\alpha_i = \alpha_i(\theta)$ этот эффект в определенной степени эквивалентен присутствию адсорбционного слоя при $\mu \simeq \mu_1$ или эффекту изменения степени шероховатости бомбардируемой поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. — М.: Наука, 1975.
2. Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. — М.: Мир, 1980.
3. Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. О взаимодействии атомов газа с поверхностью твердого тела. — ПМТФ, 1967, № 4.
4. Ковтуненко В. М., Камеко В. Ф., Яскевич Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1977.
5. Курьшев А. П., Филиппов Б. В. Аэродинамические коэффициенты тел вращения в сильно разреженной плазме. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 4. Л.: Изд-во ЛГУ, 1969.
6. Курьшев А. П., Филиппов Б. В., Ярцев В. П. Влияние тепловых скоростей ионов на аэродинамические характеристики тел в сильно разреженной плазме. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 4. Л.: Изд-во ЛГУ, 1969.
7. Шувалов В. А. О передаче импульса газовых ионов поверхности твердого тела. — ПМТФ, 1984, № 3.
8. Филиппов Б. В. Взаимодействие газовых ионов с поверхностью металла. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 3. Л.: Изд-во ЛГУ, 1967.



Р и с. 5

9. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Гостехиздат, 1952.
10. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
11. Шувалов В. А. Об аккомодации энергии газовых ионов на поверхности поликристаллов.— ПМТФ, 1983, № 3.
12. Ерофеев А. И., Жбакова А. В. Расчет столкновений атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
13. Паринуу А. А. Модель взаимодействия разреженного газа многокомпонентной атмосферы с поверхностью.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов и молекулярной газовой динамике. М.: ЦАГИ, 1977.
14. Шувалов В. А. Обтекание сферы потоком неравновесной разреженной плазмы.— Геомagnetизм и аэрономия, 1979, т. 19, № 6.
15. Николаев В. С., Омелик А. И. Аэродинамические характеристики простых тел в свободномолекулярном неоднородном потоке.— Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1311.
16. Омелик А. И., Зименков В. И., Жилиев И. Р. Методика экспериментального определения аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1853.
17. Боринг Дж., Хамфрис Р. Коэффициенты лобового сопротивления в свободномолекулярном потоке при скоростях от 7 до 37 км/с.— Ракетн. техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9.
18. Басс В. П. Некоторые результаты взаимодействия потока разреженного газа с поверхностью ИСЗ и интерпретация данных его торможения.— Космич. исслед., 1980, т. 18, № 3.
19. Новицкий Л. А., Стенанов Б. М. Оптические свойства материалов при низких температурах.— М.: Машиностроение, 1980.
20. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
21. Шувалов В. А., Резниченко Н. П., Гаврилов А. В. Исследование параметров взаимодействия потока разреженной плазмы с электропроводящими поверхностями с помощью термоанемометрических зондов.— ТВТ, 1981, т. 19, № 3.
22. Шувалов В. А. Об определении интегральной излучательной способности электропроводящих материалов с помощью термоанемометрических зондов.— ТВТ, 1984, т. 22, № 3.
23. Ерофеев А. И. О влиянии шероховатости на взаимодействие потока газа с поверхностью твердого тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.
24. Шувалов В. А., Резниченко Н. П. О влиянии ориентации термоанемометрического зонда в потоке разреженной плазмы на величину коэффициента аккомодации энергии ионов.— ТВТ, 1981, т. 19, № 2.

Поступила 5/III 1985 г.

УДК 532.584 : 537.24

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, ПАДАЮЩИХ В ОДНОМЕРНОМ ВОСХОДЯЩЕМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

А. В. Филиппов, Л. Т. Черный

{(Москва)}

Как известно [1—3], электрические явления в нижних слоях атмосферы существенным образом определяются наличием восходящих и нисходящих воздушных потоков. Указанные потоки переносят присутствующие в атмосфере ионы, создаваемые в основном радиоактивным излучением. Электрическое поле в атмосфере, также влияющее на движение ионов, в свою очередь, само зависит от их концентраций. Распределение концентраций ионов и напряженности электрического поля в восходящих воздушных потоках необходимо знать, например, при расчете зарядки дождевых капель за счет захвата ионов. При этом обратным влиянием капель на распределение ионов и электрического поля можно пренебречь, если концентрация капель достаточно мала. Аналогичные явления встречаются также при зарядке аэрозолей в электрогидродинамических устройствах, в которых для ионизации газа используются специальные источники радиоактивного излучения [4, 5].

Ниже развита теория, описывающая распределение концентраций ионов и напряженности электрического поля в одномерных воздушных потоках, а также электризацию падающих в них аэрозольных частиц в случае малой концентрации последних. Практически требование одномерности течения и электрического поля может выполняться только приближенно в некоторой ограниченной области воздушного потока. Тем не менее это обычно используемое допущение [1] дает возможность ставить характерные модельные задачи, отражающие очень сложные природные и технологические процессы. На основе их решения можно получать оценки различных величин и проводить качественное исследование физических явлений.