

УДК 533.95

ТЕПЛООБМЕН И ТОРМОЖЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В. А. Шувалов, А. И. Приймак, К. А. Бандель,
Г. С. Кочубей, Н. А. Токмак

Институт технической механики НАНУ, 49005 Днепропетровск, Украина
E-mail: shuv@vash.dp.ua

Показано, что вращение собственного магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока плазмы является эффективным средством управления конвективным теплообменом и аэродинамическим качеством намагниченного диэлектрического осесимметричного тела.

Ключевые слова: теплообмен, поток плазмы, намагниченное тело, торможение, магнитное поле.

Введение. Магнитогидродинамическое (МГД) взаимодействие тела с потоком разреженной плазмы характерно для “намагниченных” планет Солнечной системы и спускаемых аппаратов, оснащенных сверхпроводящим бортовым магнитом. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия собственного магнитного поля тела на плазму, тормозит поток, формируя магнитный барьер — препятствие для заряженных частиц плазмы — и отодвигая ударную волну от тела. Собственное магнитное поле гидродинамизирует картину обтекания тела (формирует в окрестности тела в потоке разреженной плазмы структуру возмущенной зоны с магнитным барьером, полярными каспами и т. д., для описания которой применимы модели гидродинамического взаимодействия). Взаимодействие сверхзвукового потока бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с намагниченным телом приводит к образованию магнитосферы, формированию головной ударной волны, полярных каспов и т. д. Наличие собственного магнитного поля приводит к изменению бесстолкновительного режима обтекания небесного тела (Луна) на континуумный режим (Земля и другие “намагниченные” планеты). МГД-система изменяет характер динамического (силового и теплового) взаимодействия тела с потоком разреженной плазмы.

В настоящее время известно значительное количество работ, посвященных численному моделированию и изучению различных аспектов рассматриваемой проблемы. Экспериментальные исследования ограничены узким диапазоном параметров МГД-взаимодействия. Несмотря на то что режимы обтекания и свойства плазмы различаются, можно выделить общие закономерности, характеризующие взаимодействие намагниченного тела с набегающим потоком разреженной плазмы.

Результаты приближенного численного анализа [1, 2] и экспериментальных исследований [3, 4] свидетельствуют об уменьшении теплового потока на поверхность диэлектрического намагниченного тела, когда векторы индукции собственного магнитного поля тела \mathbf{B}_w и скорости набегающего потока плазмы \mathbf{V}_∞ направлены навстречу друг другу: $\mathbf{B}_w \uparrow \downarrow \mathbf{V}_\infty$. Практически во всех работах, посвященных исследованию МГД-взаимодействия в системе плазма — тело, рассматривался случай $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$. При МГД-взаимодействии большинства “намагниченных” планет с потоком разреженной плазмы солнечного ветра $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$.

Целью данной работы являются расширение диапазона значений параметров МГД-взаимодействия, исследование влияния ориентации векторов \mathbf{B}_w и \mathbf{V}_∞ на конвективный тепловой поток и силы, действующие на намагниченное тело, обоснование возможности МГД-управления аэродинамическим качеством и теплообменом тела путем поворота собственного магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока разреженной плазмы.

Параметры подобия МГД-взаимодействия в системе плазма — тело. Магнитное поле тела взаимодействует непосредственно с заряженными компонентами плазмы.

При появлении собственного магнитного поля с давлением $P_B = B_w^2/(2\mu)$ в окрестности твердого тела, обтекаемого потоком разреженной плазмы со скоростным напором $P_{g\infty} = \rho_\infty V_\infty^2/2$ (ρ_∞ — плотность потока плазмы; μ — магнитная проницаемость плазмы), образуется возмущенная зона, экранирующая тело от прямого контакта с плазмой.

В данной работе в случае МГД-взаимодействия в системе плазма — тело при рабочем давлении, равном $5 \cdot 10^{-2}$ Н/м², в вакуумной камере стенда параметры набегающего потока принимают следующие значения: концентрация ионов $10^{15} \text{ м}^{-3} \leq N_{i\infty} \leq 10^{17} \text{ м}^{-3}$; скорость ионов атомарно-молекулярного азота $8,3 \text{ км/с} \leq V_\infty \leq 12,6 \text{ км/с}$; степень диссоциации ионов плазмы $\xi_{d_i} \approx 0,6$; средняя масса ионов $m_i \approx 19,6$; температура электронов $T_e \approx 3,0$ эВ; $T_i/T_e \approx 0,2$ при температуре нейтральных частиц $T_n \approx 0,25$ эВ; степень ионизации плазмы $10^{-3} \leq \varepsilon_i \leq 10^{-1}$; индукция внешнего магнитного поля в рабочем сечении струи $B_\infty \approx 10^{-3}$ Тл; индукция собственного магнитного поля на поверхности тела $5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл} \leq B_w \leq 10^{-1} \text{ Тл}$. Приведенным значениям параметров плазмы соответствуют следующие значения параметров подобия, характеризующих взаимодействие намагниченного тела с потоком разреженной плазмы:

— отношение магнитного давления P_B к скоростному напору $P_{g\infty}$ набегающего потока плазмы, не возмущенного магнитным полем тела: $P_B^{\min}/P_{g\infty}^{\max} \approx 17$; $P_B^{\max}/P_{g\infty}^{\min} \approx 3,6 \cdot 10^5$ ($P_B/P_{g\infty} = B_w^2/(\mu\rho_\infty V_\infty^2)$);

— магнитное число Рейнольдса $0,1 \leq \text{Re}_{m\infty} \leq 0,3$ ($\text{Re}_{m\infty} = \mu\sigma_\infty R_w V_\infty$; R_w — характерный размер намагниченного тела; σ_∞ — проводимость плазмы);

— параметр МГД-взаимодействия $1,7 \leq Q_B \leq 1,1 \cdot 10^5$ ($Q_B = \text{Re}_{m\infty} P_B/P_{g\infty} = \sigma_\infty B_w^2 R_w/(\rho_\infty V_\infty)$) при $R_w = 5 \cdot 10^{-2}$ м;

— параметр Холла $\omega_{eB}\tau_{em} \gg 1$ (ω_{eB} — электронная циклотронная частота; $\tau_{em} = \tau_{en} + \tau_{ei} \approx 10^{-6}$ с — время соударения электронов с нейтральными частицами и ионами в плазме).

На рис. 1 показано обтекание цилиндра диаметром $7,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $9 \cdot 10^{-2}$ м сверхзвуковым потоком разреженной плазмы частично диссоциированного азота при $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ (рис. 1,а) и короткого диэлектрического цилиндра радиусом $R_w = 5,5 \cdot 10^{-2}$ м при $\mathbf{B}_w \updownarrow \mathbf{V}_\infty$ (рис. 1,б). Цилиндр диаметром $7,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $9 \cdot 10^{-2}$ м служит источником собственного магнитного поля короткого цилиндра.

Поток разреженной плазмы обтекает область магнитного экрана — плазменное образование с включенным в него намагниченным телом. При $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ характерный размер магнитного экрана в потоке разреженной плазмы определяется параметром $r_{mp} = (2P_m^2/(\mu\rho_\infty V_\infty^2))^{1/6} = (P_m^2/(\mu P_{g\infty}))^{1/6}$ — расстоянием от центра тела до границы магнитного экрана (P_m — магнитный момент намагниченного тела) [5]. Для магнитного диполя, расположенного в центре тела, $r_{mp} = R_w(2P_B/P_{g\infty})^{1/6}$. В случае $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ измеренные в эксперименте (см. рис. 1,а) значения $r_{mp} \approx 16,5 \cdot 10^{-2}$ м согласуются с расчетными значениями $r_{mp} = (P_m^2/(\mu P_{g\infty}))^{1/6} \approx 16 \cdot 10^{-2}$ м при $2R_w = 7,5 \cdot 10^{-2}$ м, $P_m = 6 \cdot 10^{-7}$ Тл·м³, $N_{i\infty} = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $V_\infty = 8,3 \cdot 10^3$ м/с.

В невозмущенном потоке разреженной плазмы ионы движутся со сверхзвуковой скоростью при числах Маха $M_i \approx 4 \div 6$. Нейтральные частицы в плазме движутся с до-

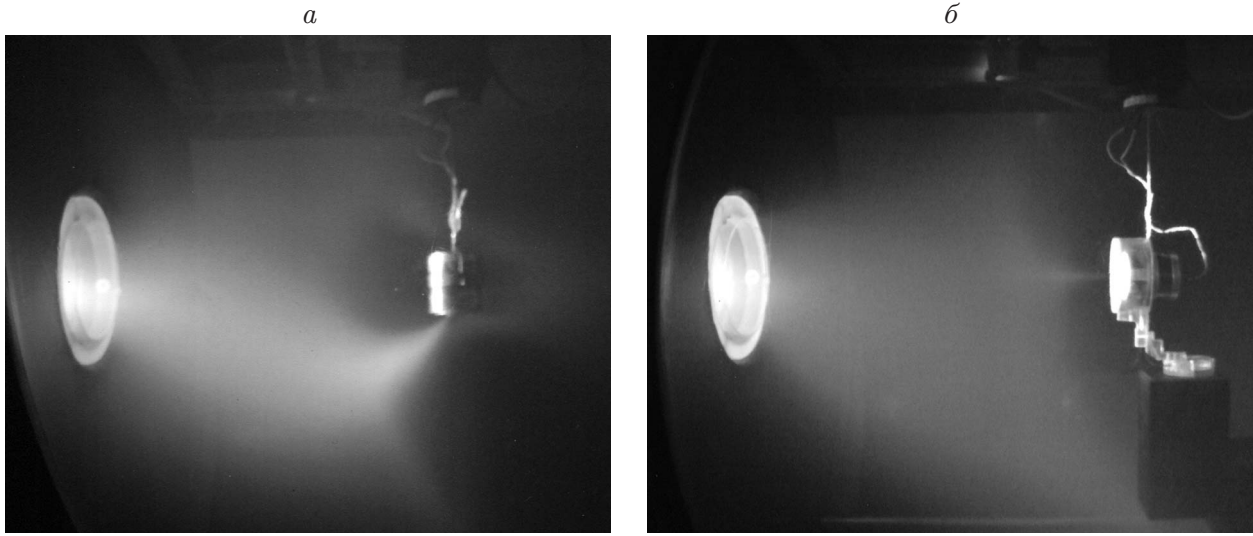


Рис. 1. Обтекание намагниченного тела потоком разреженной плазмы:
 а — $B_w \perp V_\infty$; б — $B_w \parallel V_\infty$

звуковой скоростью $V_{n\infty} \approx 600$ м/с ($M_n = V_{n\infty}/\sqrt{\gamma k T_n/m_n} \approx 0,5$). Для твердого тела с характерным размером $R_w = 5 \cdot 10^{-2}$ м в случае соударений нейтральных частиц реализуется свободномолекулярный режим обтекания с числом Кнудсена $Kn_{nm} \gg 1$. В отсутствие собственного магнитного поля для $R_w \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м и ион-ионных столкновений при $N_{i\infty} \leq 10^{16}$ м $^{-3}$ также имеет место свободномолекулярный режим обтекания твердого тела с числом Кнудсена $Kn_{ii} \gg 1$. При $N_{i\infty} \approx 10^{17}$ м $^{-3}$ и $l_{ii} \approx 11,5 \cdot 10^{-2}$ м (l_{ii} — длина свободного пробега в случае ион-ионных соударений) реализуется почти свободномолекулярный режим обтекания ($Kn_{ii} \approx 2,3$). При обтекании магнитного экрана с характерным размером $(15 \div 20) \cdot 10^{-2}$ м невозмущенным потоком разреженной плазмы реализуется переходный режим с $Kn_{ii} < 1$.

Техника измерений. Эксперименты проводились на плазмодинамическом стенде. Схема измерений при исследовании различных аспектов взаимодействия плазмы и твердого тела на стенде приведена в работе [6]. Наличие откачивающей системы стенда производительностью около 100 м 3 /с и криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN $_2$), позволяет реализовать в вакуумной камере — цилиндре диаметром 1,2 м и длиной 3,5 м — статическое разрежение 10^{-5} Н/м 2 , а в рабочих условиях при натекании газа — давление $10^{-4} \div 10^{-1}$ Н/м 2 . В качестве источника сверхзвуковых потоков разреженной плазмы используется газоразрядный ускоритель с накаливаемым катодом. Рабочее тело ионизируется электронным ударом и осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле. Конструкция ускорителя стенда подобна конструкции источника, описанной в работе [7]. Разряд “горит” между ленточным катодом и цилиндрическим анодом. Ионизация газа и расширение плазменной струи происходят внутри объема, ограниченного соосно расположенными кварцевыми трубками. Ленточный катод выполнен из фольги, изготовленной из сплава тантала с ниобием. Толщина катода равна $0,2 \cdot 10^{-3}$ м, размеры рабочей части $(22 \times 22) \cdot 10^{-3}$ м. Через катод пропускается ток силой до 400 А. Сила разрядного тока регулируется в диапазоне $0,1 \div 10,0$ А [8].

Для измерения и контроля параметров плазменных потоков используются система электрических зондов и зондов давления, СВЧ-интерферометры, работающие на частотах 5,45; 9,80 ГГц, и масс-спектрометр МХ 7303 [9]. Диагностические средства и исследуемые образцы (модели) размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый. Точность замера линейных перемещений

составляет $0,5 \cdot 10^{-3}$ м, угловых — $0,5^\circ$. Осевое и радиальное распределения концентрации заряженных частиц в плазменной струе приведены в [8].

Теплообмен намагниченного тела (модели). В качестве исследуемого тела (модели) использовался короткий диэлектрический (фторопласт-4) цилиндр диаметром $11,0 \cdot 10^{-2}$ м и высотой $2,5 \cdot 10^{-2}$ м, плоская торцевая поверхность которого дренирована термопарами. Термопары размещены вдоль диаметра торца с шагом $1,5 \cdot 10^{-2}$ м. В полости цилиндра на подвесе нижнего координатника, позволяющем менять ориентацию вектора индукции магнитного поля \mathbf{B}_w относительно вектора скорости набегающего потока плазмы \mathbf{V}_∞ , расположен соленоид длиной $9 \cdot 10^{-2}$ м и диаметром $7,5 \cdot 10^{-2}$ м.

В качестве второй модели использовалась диэлектрическая (фторопласт-4) дренированная термопарами полусфера диаметром $10,5 \cdot 10^{-2}$ м, в полости которой размещен соленоид. При кратковременном пропускании тока силой до 8 А на торце диэлектрического цилиндра создавалось магнитное поле с индукцией $B_w \approx 8 \cdot 10^{-2}$ Тл. Для измерения индукции магнитного поля на поверхности тела B_w , модуля и вектора магнитного момента P_m применялся магнитометр. Погрешность измерения P_m не превышала 10^{-2} А · м².

Микровесы для измерения давления потока плазмы. При исследовании динамического (силового) взаимодействия намагниченных тел с потоком разреженной плазмы использовались полые сферы диаметром $10,5 \cdot 10^{-2}$ м, изготовленные из алюминиевой фольги, и диэлектрические сферы, покрытые пленкой фторопласта-4. Источником магнитного поля сфер служил соленоид с внешним диаметром $7 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $7 \cdot 10^{-2}$ м. Измерения проводились в сечении струи диаметром $40 \cdot 10^{-2}$ м с ядром (равномерным распределением концентрации заряженных частиц, плотности ионного тока на зонд, индукции внешнего магнитного поля и энергии ионов) диаметром $27 \cdot 10^{-2}$ м. При изменении силы тока разряда ускорителя плазмы с 3 до 10 А концентрация заряженных частиц в ядре струи изменяется с 10^{15} до 10^{17} м⁻³.

При измерениях использовались микровесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления. Исследуемое тело с расположенным в его полости и закрепленным на стационарной опоре соленоидом является чувствительным элементом магнитоэлектрической системы. Стационарная опора установлена на поворотном устройстве, снабженном датчиком пространственного положения соленоида. Поворотное устройство позволяет изменять положение соленоида относительно вектора скорости набегающего потока плазмы — угол α между векторами \mathbf{B}_w и \mathbf{V}_∞ . Погрешность определения угла α не превышает $\pm 20'$. Микровесы изготовлены на базе стандартного магнитоэлектрического механизма миллиамперметра постоянного тока. Сила компенсационного тока, протекающего через рамку прибора, прямо пропорциональна приложенному механическому моменту — силе воздействия плазмы на модель [10]. На плече длиной 0,5 м диапазон значений измеряемой силы составляет $10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-3}$ Н. Измерения проводятся в автоматическом режиме.

МГД-управление теплообменом намагниченного тела. Перед проведением измерений термопары моделей тарировались: снимались зависимости $T_w = T_w(q_w)$ и $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термопары; q_w — поток тепла на поверхность тела. Использовались два одинаковых калориметрических зонда — диски диаметром $7,5 \cdot 10^{-3}$ м, дренированные термопарой. Между лицевыми поверхностями дисков расположен плоский нагреватель. В вакууме при различных мощностях нагревателя определяются зависимости $T_{W_b} = T_{W_b}(P_h \Delta t)$, где P_h — подводимая мощность нагревателя; Δt — временной интервал. Поток тепла, подводимого к каждому зонду, равен $q_{W_3} = 0,5 P_h \Delta t$. Также калибровкой в вакууме определялись составляющие потоков тепла, обусловленные излучением от накаливаемого катода q_c и от нагретого соленоида q_s при $\Delta t = \text{const}$. Тепловой поток на поверхность модели в потоке разреженной плазмы равен сумме составляющих:

$$q_{0\Sigma}|_{B_w=0} = q_{0k} + q_{0\nu} + q_{0r} + q_{0n} + q_c$$

($q_{0k} = q_{0i} + q_{0e}$ — конвективный тепловой поток, переносимый на поверхность модели ионами и электронами плазмы; q_{ν} — поток тепла, обусловленный излучением плазмы; q_{0r} — поток излучения Стефана — Больцмана; q_{0n} — поток тепла, переносимого нейтральными частицами). При $B_w \neq 0$ $q_{B\Sigma} = q_{Bk} + q_{\nu} + q_{Br} + q_{Bn} + q_s + q_c$.

При “плавающем” потенциале на поверхности диэлектрической модели ($\Phi_w \approx -3,5$) величины q_{0n} и q_{Bn} пренебрежимо малы, при этом $q_{0k} \gg q_{0r}$, $q_{Bk} \gg q_{Br}$ ($T_{0w} \approx 400$ К). Поэтому $q_{0\Sigma} - q_{B\Sigma} \approx q_{0k} - q_{Bk} - q_s$. Значение q_s для каждой термопары получено по результатам тарировки в вакууме: $q_{0\Sigma} - q_{B\Sigma} \sim q_{0k} - q_{Bk}$.

На рис. 2 приведено распределение теплового потока Δq_w вдоль диаметра торцевой поверхности намагниченного цилиндра вследствие наличия магнитного поля короткого диэлектрического цилиндра при $B_w \perp V_{\infty}$ и $B_w \parallel V_{\infty}$. На рис. 2,а $q_{1w} = q_{0k}$, $q_{2w} = q_{Bk}$, на рис. 2,б $\Delta q_w \approx |q_{0k} - q_{Bk}|$. На рис. 2 показано также положение термопар и векторов B_w ,

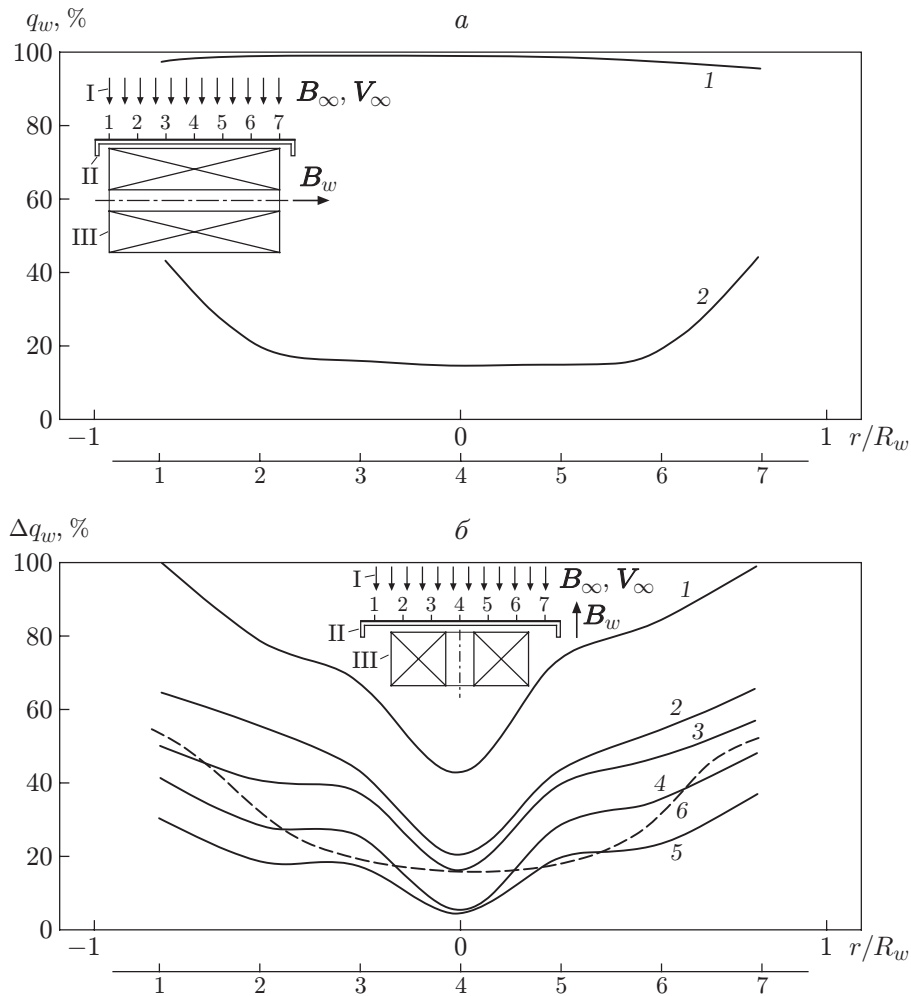


Рис. 2. Распределение теплового потока вдоль радиальной координаты точки на плоской торцевой поверхности намагниченного цилиндра вследствие наличия собственного магнитного поля:

а — $B_w \perp V_{\infty}$ (1 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 0$; 2 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 2,6 \cdot 10^3$); б — $B_w \parallel V_{\infty}$ (1 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 2,6 \cdot 10^3$; 2 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 4 \cdot 10^2$; 3 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 2,8 \cdot 10^2$; 4 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 10^2$; 5 — $P_B/P_{g_{\infty}} = 0,87 \cdot 10^2$; 6 — результаты расчетов [2] при $P_B/P_g = 2,6 \cdot 10^2$); I — поток плазмы, II — дренажируемая термопарами торцевая поверхность цилиндра, III — соленоид; точки 1–7 — точки, в которых расположены термопары

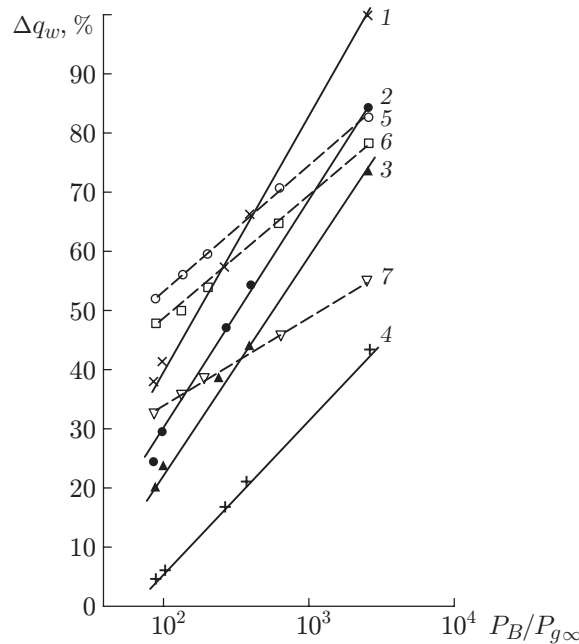


Рис. 3. Зависимость теплового потока Δq_w от параметра $P_B/P_{g\infty}$:
 1–4 — $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$ (данные термопар 1–4 соответственно); 5–7 — $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ (5 — данные термопар 3–5; 6 — данные термопар 2, 6; 7 — данные термопар 1, 7)

$\mathbf{B}_\infty, \mathbf{V}_\infty$. На рис. 3 приведена зависимость Δq_w от параметра $P_B/P_{g\infty}$ в случаях $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$ (линии 1–4) и $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ (линии 5–7).

Представленные зависимости Δq_w от $P_B/P_{g\infty}$ свидетельствуют о том, что при одних и тех же значениях $P_B/P_{g\infty}$ эффективность использования магнитного экрана при $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ в целом выше.

При $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$ ($\alpha = \pi$) перед телом образуется осесимметричная область МГД-взаимодействия (область замагниченной плазмы) [11] (см. рис. 1, б). При $5 \cdot 10^{-4} \text{ Тл} \leq B_w \leq 10^{-2} \text{ Тл}$ плазма сильно замагничена по электронам: $r_e/R_w \ll 1$ и слабо замагничена по ионам: $r_i/R_w > 1$ (r_i, r_e — тепловые ларморовские радиусы ионов и электронов при наличии собственного магнитного поля тела). При увеличении индукции от значения $B_w = 10^{-2} \text{ Тл}$ до значения $B_w = 10^{-1} \text{ Тл}$ увеличивается степень замагниченности по ионам: $0,1 \leq r_i/R_w \leq 1,0$. При $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$ поток электронов на поверхность тела уменьшается: $j_{eB}/j_{0e} \approx a + (1 - a) \exp(-R_w/r_e)$ (см. рис. 11.5 в [12]). Здесь j_{eB}, j_{0e} — плотность потока электронов при $B_w \neq 0$ и $B_w = 0$ соответственно; a — постоянная. Влияние магнитного поля на ионный ток менее существенно. При появлении собственного магнитного поля уменьшается отрицательный “плавающий” потенциал на поверхности тела $\Phi_w = e\varphi_w/(kT_e) = -\ln(j_e/j_i)$ (сдвигается в сторону положительных значений на 12–15 % относительно величины, соответствующей значению $B_w = 0$). Здесь $\varphi_w = \varphi_b - \varphi_p$ — потенциал поверхности тела φ_b относительно потенциала плазмы φ_p . В результате уменьшается поток тепла, переносимого частицами плазмы на поверхность тела. Незначительное уменьшение теплового потока на центральную термопару 4 обусловлено его фокусировкой в направлении осевой линии тока (см. рис. 1, б) [11]. В случае $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ ($\alpha = \pi/2$) возмущенная зона имеет одну плоскость симметрии, перпендикулярную оси соленоида. В этом случае уменьшение теплового потока обусловлено образованием каверны (см. рис. 1, а): плазма практически не проникает в область перед телом. Перетекание заряженных ча-

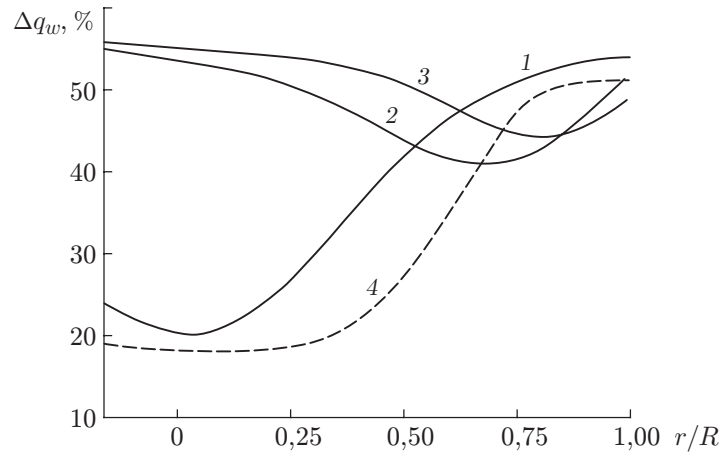


Рис. 4. Зависимость теплового потока на поверхность диэлектрической полушеры от величины r/R при $P_B/P_{g\infty} \approx 3,1 \cdot 10^2$:

1 — $\alpha = \pi$; 2 — $\alpha = \pi/3$; 3 — $\alpha = 5\pi/12$; 4 — результаты расчетов [2]

стиц происходит только в окрестности полярных каспов. Кроме того, для параметра Холла $\omega_{eB}\tau_{em} > 1$ имеет место существенная анизотропия коэффициентов переноса в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля: они уменьшаются в $(1 + \omega_{eB}^2 \tau_{em}^2)^{-1}$ раз. Это приводит к более значительному уменьшению теплового потока на поверхность тела. Результаты измерений для дренированной диэлектрической полусферы радиусом $R_w = 5,25 \cdot 10^{-2}$ м, приведенные на рис. 4, подтверждают эти выводы.

МГД-торможение тела. Одной из моделей, используемых при исследовании силового взаимодействия намагниченного тела с потоком разреженной плазмы, являлась полусфера диаметром $2R_w = 8,7 \cdot 10^{-2}$ м с цилиндрической юбкой длиной $5 \cdot 10^{-2}$ м. Диэлектрическая модель изготовлена из плотной бумаги и покрыта пленкой фторопласта-4; проводящая — из алюминиевой фольги. На рис. 5 представлена зависимость коэффициента лобового сопротивления намагниченного тела $c_{\Sigma x}/c_{0x}$ от параметра МГД-взаимодействия Q_B при $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$. С учетом данных [1, 4, 13] значения $c_{\Sigma x}/c_{0x}$ соответствуют режимам МГД-взаимодействия от вязкого до почти свободномолекулярного.

Торможение тела большого размера ($R_w/\lambda_d \gg 10$; λ_d — дебаевский радиус) в бесстолкновительном потоке плазмы обусловлено в основном бомбардировкой ионами его фронтальной поверхности. При $B_w = 0$ суммарный коэффициент лобового сопротивления $c_{\Sigma x} = c_{0x} + c_{\Phi x}$ определяется коэффициентом лобового сопротивления незаряженной сферы c_{0x} и кулоновской составляющей коэффициента лобового сопротивления $c_{\Phi x}$. Для полусферы радиусом $R_w \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м в потоке плазмы с концентрацией ионов $N_{i\infty} \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ м}^{-3}$ при $T_e \approx 3$ эВ реализуются значения $R_w/\lambda_d > 10^2$. Согласно результатам численного и физического экспериментов [10, 14, 15] при “плавающем” потенциале на поверхности большой сферы ($R_w/\lambda_d > 10^2$) составляющая кулоновского сопротивления пренебрежимо мала и $c_{\Sigma x}/c_{0x} \approx 1$.

На рис. 6 представлены зависимости составляющих коэффициентов лобового сопротивления c_{Bx}/c_{0x} и подъемной силы c_{By} намагниченной диэлектрической сферы диаметром $2R_w = 10,5 \cdot 10^{-2}$ м с размещенным в ее полости соленоидом от угла α между векторами \mathbf{B}_w и \mathbf{V}_∞ . Суммарный коэффициент лобового сопротивления намагниченной сферы $c_{\Sigma x} = c_{0x} + c_{Bx}$ и составляющие, обусловленные наличием собственного магнитного поля,

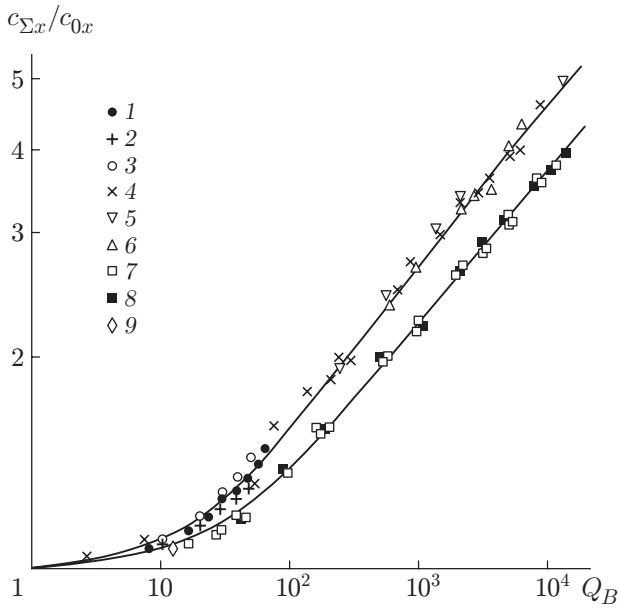


Рис. 5

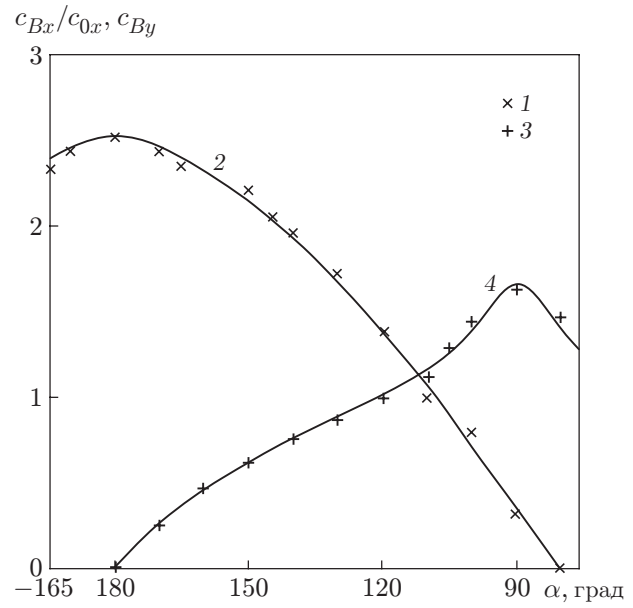


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость коэффициента лобового сопротивления намагниченных проводящего (1–6) и диэлектрического (7–9) тел от параметра МГД-взаимодействия при $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$:

1 — экспериментальные данные [4]; 2 — зависимость $c_{\Sigma x}/c_{0x}$ от Q_B с учетом полного сопротивления полусферы [1]; 3 — зависимость $c_{\Sigma x}/c_{0x}$ от Q_B с учетом вклада силы Лоренца [1]; 4–8 — данные настоящей работы (4, 7 — $N_{i\infty} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $V_\infty \approx 10,5 \text{ км/с}$; 5, 8 — $N_{i\infty} \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $V_\infty \approx 7,5 \text{ км/с}$; 6 — $N_{i\infty} \approx 1,4 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $V_\infty \approx 8,3 \text{ км/с}$); 9 — расчетные и экспериментальные данные [13] для полусферы с цилиндрической юбкой

Рис. 6. Зависимости составляющих коэффициентов лобового сопротивления c_{Bx}/c_{0x} и подъемной силы c_{By} диэлектрической сферы от угла α :

1, 3 — результаты измерений c_{Bx}/c_{0x} и c_{By} на стенде соответственно при $\xi = 4$, $P_B/P_{g\infty} \approx 1,7 \cdot 10^4$; 2, 4 — аппроксимирующие зависимости (1) и (2) соответственно

аппроксимируются зависимостями

$$c_{Bx}/c_{0x} = \xi^{0,67} [|\cos \alpha| + 0,134 \sin \alpha (\sin \alpha - |\cos \alpha|)]; \quad (1)$$

$$c_{By} = \xi^{0,35} [\sin \alpha - |\cos \alpha| (1 - |\cos \alpha|)]. \quad (2)$$

Здесь $\xi = (0,12 + 0,0625 \operatorname{erf} K)[P_B/P_{g\infty}]^{0,413-0,065K}$; $\operatorname{erf} K = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^K e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности; $K = (\lg(P_B/P_{g\infty}) - 3)/2$.

Приведенные на рис. 6 зависимости $c_{Bx}(\alpha)/c_{0x}$ и $c_{By}(\alpha)$ свидетельствуют о том, что при изменении ориентации вектора индукции собственного магнитного поля сферы \mathbf{B}_w относительно вектора скорости набегающего потока разреженной плазмы \mathbf{V}_∞ вблизи намагниченной диэлектрической сферы возникают ненулевая подъемная сила и аэродинамическое качество.

Заключение. Установлено, что с увеличением параметра МГД-взаимодействия и отношения магнитного давления к динамическому (скоростному напору) МГД-взаимодействие намагниченных тел с потоком разреженной плазмы сопровождается уменьшением конвективного теплового потока и увеличением коэффициента лобового сопротивления осесимметричного тела. Обнаружено, что при ненулевом угле между вектором индукции собственного магнитного поля тела и вектором скорости потока плазмы у намагниченной сферы в потоке разреженной плазмы возникают подъемная сила и аэродинамическое качество. Получены экспериментальные зависимости тепловых потоков, коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы намагниченной диэлектрической сферы от отношения магнитного давления к скоростному напору. Показано, что изменение ориентации (вращение) собственного магнитного поля относительно вектора скорости потока плазмы является эффективным способом управления конвективным теплообменом и аэродинамическим качеством намагниченного диэлектрического осесимметричного тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Yoo C. Y., Porter R. W.** Numerical analysis of the viscous hypersonic MHD blunt-body problem // AIAA J. 1973. V. 11, N 3. P. 383–384.
2. **Fujino T., Sugita H., Mizuno M., et al.** Influence of electrical conductivity of wall on magnetohydrodynamic control of aerodynamic heating // J. Spacecraft Rockets. 2006. V. 43, N 1. P. 63–70.
3. **Головачев Ю. П., Курбатов Г. А., Чернышев А. С. и др.** Анализ факторов, влияющих на сверхзвуковое обтекание конического тела в условиях магнитогидродинамического взаимодействия // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 14. С. 52–57.
4. **Nowak R., Kranc S., Porter R. W., et al.** Magnetogasdynamic re-entry phenomena // J. Spacecraft Rockets. 1967. V. 4, N 11. P. 1538–1542.
5. **Нишида А.** Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980.
6. **Шувалов В. А., Приймак А. И., Бандель К. А., Кочубей Г. С.** Перенос зарядов быстрыми электронами на подветренные поверхности твердого тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 1. С. 13–23.
7. **Сапожников Г. И.** Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1971. Т. 2, № 1. С. 129–133.
8. **Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др.** Изменение свойств материалов панелей солнечных батарей КА под воздействием атомарного кислорода // Косм. исслед. 2007. Т. 45, № 4. С. 314–324.
9. **Шувалов В. А., Письменный Н. И., Приймак А. И. и др.** Зондовая диагностика высокоскоростных потоков разреженной частично диссоциированной плазмы // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 3. С. 92–100.
10. **Шувалов В. А.** О влиянии потенциала поверхности и собственного магнитного поля на сопротивление тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа // ПМТФ. 1986. № 3. С. 41–47.
11. **Шувалов В. А.** О влиянии собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы // Журн. техн. физики. 1984. Т. 54, № 6. С. 1107–1114.

12. **Бойд Р.** Зонды Ленгмюра на космическом корабле // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 506–538.
13. **Katsurayama H., Kawamura M., Matsuda A., Abe T.** Kinetic and continuum simulations of electromagnetic control of a simulated reentry flow // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45, N 2. P. 248–254.
14. **Шувалов В. А.** О передаче импульса газовых ионов поверхности твердого тела // ПМТФ. 1984. № 3. С. 24–32.
15. **Вуд Г. П.** Электрическое и электромагнитное торможение спутника в верхней атмосфере Земли // Газовая динамика космических аппаратов. М.: Мир, 1965. С. 258–277.

*Поступила в редакцию 15/IV 2008 г.,
в окончательном варианте — 13/I 2010 г.*
