

УДК 533.95

В. А. Шувалов, С. Н. Кулагин, Г. С. Кочубей, Н. А. Токмак

Институт технічної механіки Національної академії наук України
та Державного космічного агентства України, Дніпропетровськ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ МГД-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕЛ С АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Показано, що в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми за умов МГД-наближення може реалізуватися часткове фізичне моделювання ефектів, які притаманні МГД-взаємодії (зниження конвективного теплового потоку та збільшення сили лобового опору) під час спуску тіл в атмосфері Землі.

ВВЕДЕНИЕ

Технологии создания компактных источников сильных магнитных полей (≥ 1 Тл) на основе сверхпроводящих материалов сделали идею МГД-управления летательными аппаратами вполне реальной. Появились проекты AJAX, OREX, “Mariach”, начался новый этап численных и экспериментальных исследований МГД-взаимодействия гиперзвуковых летательных аппаратов с атмосферой Земли [1–3, 19, 29–33, 38]. Экспериментальные исследования, посвященные проблеме взаимодействия «намагниченных» тел с атмосферой Земли, как правило, выполнены в ударных трубах и на специализированных газодинамических стендах с электродуговым или ВЧ-нагревом потока в условиях, близких либо имитирующих по параметрам газа движение спускаемых аппаратов, как правило, при сравнительно небольших значениях параметра МГД-взаимодействия — числа Стюарта $Q_B \leq 10$ [2, 19, 29, 32, 38] («намагниченное» тело — диэлектрическое тело с внутренним источником магнитного поля). Исследования аэродинамического (теплового и силового) взаимодействия намагниченных тел с высокоэнthalпийным потоком проводились в основном в импульсном режиме с длительностью регист-

рации в несколько миллисекунд. Такой режим экспериментальных исследований требует повышенного контроля точности определения параметров плазмы, а довольно узкий диапазон параметров генерируемого потока затрудняет проведение параметрического анализа, пригодного для сравнения с результатами различных численных экспериментов. Численные исследования для спускаемого модуля OREX свидетельствуют, что для тел с характерным размером $R_w \geq 1.0$ м на высотах 50–75 км реализуется режим МГД-взаимодействия с числами Стюарта $Q_B \gg 1$ [31]. Физическое моделирование в наземных условиях сильного МГД-взаимодействия «намагниченных» тел с характерным размером $R_w \geq 1.0$ м сопряжено с необходимостью реализации значений числа Стюарта $Q_B > 10$. При очевидных достоинствах ударных труб и специализированных МГД-стендов в части воспроизведения условий движения тел в атмосфере Земли к настоящему времени практически отсутствуют данные о результатах экспериментальных исследований влияния собственного магнитного поля на потоки тепла и силы, действующие на тело, для значений $Q_B > 10$.

Цель данной работы — показать, что частичное физическое моделирование МГД-взаимодействия спускаемого аппарата (СА) с атмосферой Земли в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы позволяет выявить эффекты, характеризующие «слабое» ($Q_B \leq 10$) и «сильное» ($Q_B > 10$)

© В. А. ШУВАЛОВ, С. Н. КУЛАГИН, Г. С. КОЧУБЕЙ,
Н. А. ТОКМАК, 2011

взаимодействие «намагниченной» сферы для широкого диапазона чисел Стюарта.

ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА И КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

При входе в плотные слои атмосферы Земли за ударной волной у поверхности затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком нейтрального воздуха, образуется плазма. Собственное магнитное поле тела взаимодействует с частично ионизованным газом за ударной волной.

В данной работе при исследовании взаимодействия в системе «намагниченное» тело — плазма в вакуумной камере стенда Института технической механики для рабочего давления 0.07 Н/м^2 реализованы следующие параметры набегающего потока частично ионизованного атомарно-молекулярного азота: концентрация ионов $N_i \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}$, скорость направленного движения ионов $U_i = 10.5 \text{ км/с}$, степень диссоциации ионного компонента плазмы $\xi_{di} \approx 0.6$, средняя масса ионов $m_i = 19.6$, температура ионов $T_i \approx 7000 \text{ К}$, температура электронов $T_e \approx 35000 \text{ К}$, температура нейтральных частиц $T_n \approx 2000 \text{ К}$, концентрация нейтралов $N_n \approx 2.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, средняя скорость направленного движения нейтральных частиц $U_n = 600 \text{ м/с}$, степень ионизации плазмы $\varepsilon_i \approx 0.01$, проводимость плазмы $\sigma \approx 280 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$,

индукция внешнего магнитного поля в рабочем сечении струи $B_\infty = 1 \text{ мТл}$, диаметр ядра струи — области с равномерным (линейным) распределением скорости направленного движения, концентрации ионов и индукции внешнего магнитного поля — составляет 27 см .

Для тела с характерным диаметром $2R_W \approx 10.5 \text{ см}$ (сфера, поперечный цилиндр, диск) в потоке разреженной плазмы на стенде выполняются условия МГД-приближения [15, 18]:

1) $\tau_{R_{n,i}} \gg v_{em}^{-1}$, где $\tau_{R_{n,i}} = 2R_W/U_{n,i}$ — временной масштаб макроскопических изменений ($\tau_{R_n} \approx 170 \text{ мкс}$, $\tau_{R_i} \approx 10 \text{ мкс}$, $v_{em} = v_{ei} + v_{en}$ — средняя частота соударений электронов с ионами и нейтралами плазмы ($v_{em} \approx 1 \text{ мкс}$);

2) $\tau_{R_i} \gg \omega_{ep}^{-1}$, где ω_{ep} — плазменная частота ($\omega_{ep}^{-1} \approx 10^{-10} \text{ с}$);

3) $\tau_{R_i} \gg v_{em}/\omega_{ep}^2$.

Для сравнения в табл. 1 приведены значения основных кинетических параметров потоков разреженной плазмы на стенде и за ударной волной у поверхности спускаемого модуля OREX на высотах $h \approx 60 \text{ км}$ и 75 км . При оценках использовались данные из работ [30, 31]. Для спускаемого модуля OREX ($R_W^{(A)} = 1.35 \text{ м}$ — радиус сферической части) при обтекании потоком разреженной плазмы за ударной волной также реализуются условия МГД-приближения.

Таблица 1. Параметры потока разреженной плазмы на стенде и СА OREX

	$T_n, \text{ К}$	$T_i, \text{ К}$	$m_i, \text{ а. е. м.}$	ξ_{di}	$U_n, \text{ м/с}$	$\sigma, \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$	$V_i, \text{ м/с}$	ε_i
Стенд	2000	7000	19.6	0.6	600	280	10500	0.01
СА OREX, $h \approx 60 \text{ км}$	5500	5500	21.0	0.6	410	115	410	0.001
СА OREX, $h \approx 75 \text{ км}$	5200	5200	20.5	0.6	380	770	380	0.01

Таблица 2. Критерии подобия для взаимодействия в системе «намагниченное тело — плазма»

	Pr_n	Pr_i	M_n	M_i	γ_i	Re_m	ω_{eB}/v_{em}	Q_B	M_{A_∞}	Kn_{nn}	Kn_{ii}	Re_n
Стенд	0.69	0.67	0.55	5.6	1.1	0.18	$100 \gg 1$	10—1000	$0.2 \ll 1$	16	2.3	0.04
СА OREX, $h \approx 60 \text{ км}$	0.68	0.68	0.25	0.25	1.2	0.08	$10-15 \gg 1$	20.5	$0.1 \ll 1$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^4$
СА OREX, $h \approx 75 \text{ км}$	0.70	0.70	0.24	0.24	1.2	0.37	$10 \gg 1$	740	$0.04 \ll 1$	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$13 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^3$

Примечание: M_{A_∞} — число Альвена в невозмущенном магнитным полем тела потоке плазмы, Kn — число Кнудсена; ω_{eB}/v_{em} — параметр Холла.

Приведенным значениям кинетических параметров разреженной плазмы соответствуют значения критериев подобия, характеризующих взаимодействие в системе «намагниченное тело — плазма». При значениях собственного магнитного поля тела $0.001 \leq B_W^{(M)} \leq 0.1$ Тл с характерным размером $R_W^{(M)} \approx 5.25$ см для потока разреженной плазмы на стенде и для СА OREX ($B_W^{(A)} \leq 0.5$ Тл, $R_W^{(A)} \approx 1.35$ м; индекс «М» — модели, «А» — аппарат) значения основных критериев подобия приведены в табл. 2. При вычислении критериев подобия (чисел Прандтля Pr , Рейнольдса Re , Маха M) и отношения γ удельных теплоемкостей использовались данные [7, 14, 17] о коэффициентах динамической вязкости и теплопроводности.

При вычислении чисел Рейнольдса Re_n для нейтральных частиц и магнитного числа Re_m за ударной волной использовались соотношения $Re_{n2} \approx \rho_2 U_2 R_W / \eta_2$ в потоке на стенде и $Re_{m2} \approx \mu_2 \sigma_2 U_2 R_W$ за ударной волной у поверхности СА (индекс «2» соответствует значениям параметров плазмы за ударной волной, η — коэффициент динамической вязкости, μ — магнитная проницаемость среды, ρ — плотность среды). В отсутствие собственного магнитного поля тела в потоке разреженной плазмы на стенде при $B_\infty^{(M)} \approx 1$ мТл и в атмосфере Земли при $B_\infty^{(A)} \approx 0.03$ мТл для отношений характерного размера тела R_W к тепловым ларморовским радиусам ионов $r_{i\infty}$ и электронов $r_{e\infty}$ получены следующие значения:

- на стенде $R_W^{(M)} / r_{i\infty} \approx 0.1 \ll 1$; $R_W^{(M)} / r_{e\infty} \approx 9.0 \gg 1$;

- за ударной волной СА OREX $R_W^{(A)} / r_{i\infty} \approx 0.095 \ll 1$; $R_W^{(A)} / r_{e\infty} \approx 17.8 \gg 1$.

При обтекании затупленного ненамагниченного тела за ударной волной для СА в атмосфере Земли вблизи критической точки реализуется режим дозвукового обтекания столкновительной плазмой, для моделей на стенде — режим бесстолкновительного обтекания ионами и нейтралами потока разреженной плазмы.

По данным табл. 1, 2 расхождение определяется в основном различием значений чисел Рейнольдса Re , Кнудсена Kn и Маха M для ионов и нейтралов плазмы в потоке на стенде и за ударной волной у поверхности СА.

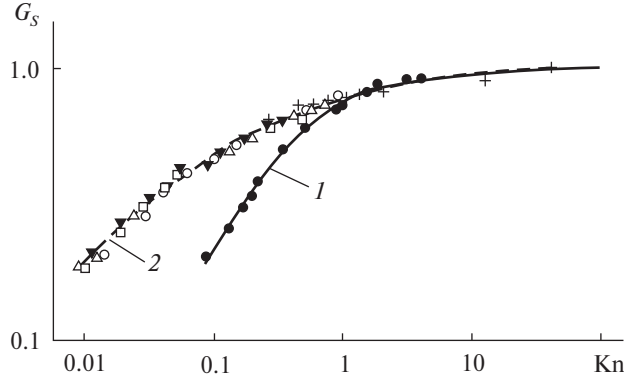


Рис. 1. Зависимость функции $G_s = q_W^{(tr)} / q_W^{(FM)}$ от числа Кнудсена Kn для сферы: точки — данные [13] при $M_n = 0$, кривая 1 — аппроксимация (3) авторов при $0 \leq M_n \leq 0.7$ для «тепловых» и дозвуковых потоков, треугольники — данные [36], темные треугольники — результаты измерений [12] в сверхзвуковом потоке воздуха при $2 \leq M_n \leq 6$, квадраты — данные [13] для воздуха при $2 \leq M_n \leq 8$, крестики — данные [9], кружки — данные [37] для $M_n \approx 6.5$, кривая 2 — аппроксимация (4) авторов для сверхзвуковых потоков

Для теплообмена затупленного тела с плоским торцом, сферы или поперечного цилиндра в потоке разреженного нейтрального газа связь между режимами свободномолекулярного и континуумного обтекания может быть представлена зависимостью [13, 36, 39]

$$St_{cont} = St_{FM} g(Kn_n, M_n), \quad (1)$$

где St — число Стантона, а индексы «cont» и «FM» соответствуют режимам континуумного и свободномолекулярного обтекания. Из выражения (1) следует

$$q_W^{(cont)} = q_W^{(FM)} g(Kn_n, M_n) = q_W^{(FM)} \left(\frac{G}{1-G} \right). \quad (2)$$

Здесь q_W — поток тепла на поверхность тела; $G = q_W^{(tr)} / q_W^{(FM)}$, индекс «tr» соответствует переходному режиму обтекания.

Для сферы зависимость $G_s(Kn_n, M_n) = q_W^{(tr)} / q_W^{(FM)}$ иллюстрирует рис. 1. Кривая 1 — аппроксимация авторов

$$\frac{q_W^{(tr)}}{q_W^{(FM)}} = \left[1 + \frac{\gamma(2-\gamma)}{(\gamma+1)Kn_n} \right]^{-1} \quad (3)$$

при $0 \leq M_n \leq 0.7$ для «тепловых» и дозвуковых потоков; кривая 2 — аппроксимация авторов для сверхзвуковых потоков

$$\frac{q_W^{(tr)}}{q_W^{(FM)}} = \left[1 + \frac{\gamma(2-\gamma)}{(\gamma+1)\sqrt{Kn_n}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Поток тепла на поверхность сферы при сверхзвуковом обтекании в свободномолекулярном режиме определен в работе [8]:

$$q_W^{(FM)} = \frac{\alpha_n p_n V_n A_p}{4} \left[f_1(M_n) - \frac{T_W}{T_n} f_2(M_n) \right], \quad (5)$$

где α_n — коэффициент аккомодации нейтральных частиц на поверхности тела, $p_n = N_n k T_n$ — статическое давление, k — постоянная Больцмана, $V_n = \sqrt{2kT_n/m_n}$ — средняя тепловая скорость нейтральных частиц, m_n — масса нейтралов, A_p — площадь поверхности, T_W — температура тела, f_1, f_2 — функции чисел Маха.

Для поперечного цилиндра зависимости $G_C = \frac{q_W^{(tr)}}{q_W^{(FM)}}$ при «тепловых» и дозвуковых скоростях $0 \leq M_n \leq 0.7$ и в сверхзвуковых потоках G_C ($1.3 \leq M_n \leq 5.8$) приведены в работе [26]. При этом для поперечного цилиндра в свободномолекулярном потоке [20]

$$q_W^{(FM)} = \frac{\alpha_n p_n V_n A_p}{2\pi^{3/2}} \left[\psi_1(M_n) - \frac{T_W}{T_n} \psi_2(M_n) \right],$$

где ψ_1, ψ_2 — функции чисел Маха. Аналогичные зависимости для плоского торца, круглого диска, пластины приведены в работе [14].

В неподвижном газе (при «тепловых» скоростях) независимо от формы тела

$$q_W^{(FM)} = \frac{\alpha_n p_n V_n A_p}{4\sqrt{\pi}} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[1 - \frac{T_W}{T_n} \right]. \quad (6)$$

С появлением собственного магнитного поля изменяется температура поверхности тела T_W , что влечет за собой изменение потока тепла, переносимого нейтральными частицами разреженной плазмы. При дозвуковом обтекании «намагниченного» тела нейтральными частицами за ударной волной в атмосфере Земли и на стенде с учетом зависимости (2) следует

$$\Delta q_W^{(cont)} = (q_{0W}^{(cont)} - q_{BW}^{(cont)}) / q_{0W}^{(cont)} \approx \Delta q_W^{(FM)},$$

где индекс «0W» соответствует взаимодействию в отсутствие собственного магнитного поля ($B_W = 0$), а индекс «BW» — режиму при $B_W \neq 0$. Изменение конвективного теплового потока при континуумном обтекании «намагниченно-

го» тела $\Delta q_W^{(cont)}$ практически равно изменению конвективного теплового потока $\Delta q_W^{(FM)}$, переносимого нейтралами при свободномолекулярном обтекании.

Поверхность твердого тела, обтекаемого потоком разреженной плазмы, приобретает равновесный («плавающий») потенциал ϕ_W , величина которого определяется из условия $I_\Sigma = I_e + I_i = 0$, т. е. $I_e = I_i$ (I_Σ — суммарный ток на поверхность тела, $I_{e,i}$ — электронный и ионный токи).

Количество тепла, переданное твердому телу заряженными частицами, характеризуется процессами передачи кинетической энергии, нейтрализации и поглощения частиц на поверхности [6, 21]:

$$q_W \approx I_i (h_i + E_e + E_i + e |\phi_W|) / e = I_i W_\Sigma.$$

Здесь h_i — энергия ионизации газового иона, $E_{e,e}$ — кинетическая энергия ионов и электронов, ϕ_W — потенциал поверхности тела относительно потенциала плазмы, e — заряд электрона.

При континуумном обтекании «намагниченного» тела

$$q_{BW}^{(cont)} \approx I_{0i}^{(cont)} \xi_{(cont)}(B_W) W_{0\Sigma}^{(cont)} = q_{0W}^{(cont)} \xi_{(cont)}(B_W).$$

В свободномолекулярном потоке плазмы

$$q_{BW}^{(FM)} \approx I_{0i}^{(FM)} \xi_{(FM)}(B_W) W_{0\Sigma}^{(FM)} = q_{0W}^{(FM)} \xi_{(FM)}(B_W).$$

Функции $\xi_{(cont)}(B_W)$ и $\xi_{(FM)}(B_W)$ характеризуют влияние собственного магнитного поля на собиране ионного тока поверхностью тела. Следовательно,

$$\Delta q_W^{(cont)} = \left| \frac{q_{0W}^{(cont)} - q_{BW}^{(cont)}}{q_{0W}^{(cont)}} \right| = 1 - \xi_{(cont)}(B_W)$$

и

$$\Delta q_W^{(FM)} = 1 - \xi_{(FM)}(B_W).$$

В отсутствие собственного магнитного поля $\xi_{(cont)}(B_W = 0) \approx 1$ и $\xi_{(FM)}(B_W = 0) \approx 1$. Тогда изменение тепловых потоков на поверхность тела, обусловленное влиянием собственного магнитного поля при континуумном ($\Delta q_W^{(cont)}$) и свободномолекулярном ($\Delta q_W^{(FM)}$) обтекании пропорционально отношению

$$\Delta q_W^{(FM)} / \Delta q_W^{(cont)} = \left(\frac{1 - \xi_{(FM)}(B_W)}{1 - \xi_{(cont)}(B_W)} \right).$$

Так как на стенде и для СА OREX при $B_W = 0$ условия замагниченности плазмы по ионам и

электронам практически идентичны, то значения функции $\xi(B_W)$, если следовать оценкам [5, 11], определяются параметром R_W/r_i для $B_W \neq 0$. При равенстве массы и тепловой энергии ионов плазмы на стенде и у поверхности СА OREX $B_W^{(A)} > B_W^{(M)}$ и $r_i^{(A)} < r_i^{(M)}$. Следовательно, при $B_W \neq 0$ $R_W^{(A)}/r_i^{(A)} \gg R_W^{(M)}/r_i^{(M)}$: степень замагниченности разреженной плазмы у поверхности СА OREX выше, чем на стенде, и по оценкам [5, 11] $\xi_{(cont)}^{(A)}(B_W) \leq \xi_{(FM)}^{(M)}(B_W)$. Другими словами, $\Delta q_W^{(cont)} \geq \Delta q_W^{(FM)}$.

Для коэффициентов сил лобового сопротивления c_x тел простой геометрической формы (сфера, поперечный цилиндр, диск) в работах [4, 10, 13, 22, 23, 34] установлено, что для широкого диапазона чисел Кнудсена (Рейнольдса) при дозвуковом и сверхзвуковом обтекании выполняется условие

$$c_x^{(cont)} = c_x^{(FM)} \zeta(\text{Kn}). \quad (7)$$

Сила давления потока разреженной плазмы F_x , действующая на поверхность диэлектрического тела при «плавающем» потенциале, определяется ионной и нейтральной составляющими, а также силой $F_{i\phi}$ кулоновского взаимодействия: $F_x = (F_i + F_{i\phi}) + F_n$, ($F_{i,n} \gg F_e$). При $R_W/\lambda_d \gg \gg 10$ (λ_d — дебаевский радиус в невозмущенной плазме) и «плавающем» потенциале на поверхности тела составляющая силы кулоновского воздействия $F_{i\phi} \ll F_{i,n}$, т. е. $F_x = F_i + F_n$. Таким образом, в потоке разреженной плазмы для «намагниченного» диэлектрического тела $\frac{c_x^{(FM)}}{c_{0x}^{(FM)}} = \frac{c_{Bxi}^{(FM)}}{c_{0x}^{(FM)}} + 1$, где $c_{0x}^{(FM)}$ — коэффициент лобового сопротивления при $B_W = 0$, $c_{Bxi}^{(FM)}$ — коэффициент лобового сопротивления, обусловленный ионной составляющей при $B_W \neq 0$.

В импульсных потоках плазмы, создаваемых в установках с электродуговым подогревом, в ударных трубах [2, 19, 29, 32, 38] при $R_W/\lambda_d \gg \gg 10$ сила давления потока также определяется суммарным воздействием ионного и нейтрального компонентов и для «намагниченных» диэлектрических тел

$$\left(\frac{c_x}{c_{0x}} \right)^{(cont)} = \frac{c_{Bxi}^{(cont)}}{c_{0x}^{(cont)}} + 1.$$

Наличие условия (7) позволяет предположить, что изменение коэффициента силы лобового сопротивления диэлектрического тела из-за влияния собственного магнитного поля в потоке разреженной плазмы $(c_x/c_{0x})^{(FM)}$ пропорционально либо равно изменению $(c_x/c_{0x})^{(cont)}$ при непрерывном обтекании.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования динамического взаимодействия в системе «тело — плазма» проводились на плазмодинамическом стенде ИТМ. Схемы измерений и описание стенда приведено в [28]. Наличие безмасляной откачивающей системы производительностью около 100 м³/с и криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN₂), позволяет реализовать в вакуумной камере стенда — цилиндре из немагнитной стали диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м — статическое разрежение 10 мкН/м², а при натекании газа — давление 0.1—100 мН/м². В качестве источника сверхзвуковых потоков разреженной плазмы используется газоразрядный ускоритель с накаленным катодом, ионизацией рабочего тела электронным ударом при осцилляции электронов во внешнем магнитном поле. Ускоритель электрически изолирован от вакуумной камеры: установлен на внешней поверхности камеры, закреплен через диэлектрический патрубок с помощью диэлектрических креплений.

Для измерения и контроля параметров плазменных потоков служит система электрических зондов и зондов давления, СВЧ-интерферометры, работающие на частотах 5.45 и 9.8 ГГц и масс-спектрометр МХ-7303. Диагностические средства и исследуемые модели размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый. Точность отсчета перемещений контролируется с помощью потенциометрических датчиков и составляет для линейных перемещений 0.5 мм, для угловых — 0.5°. Осевое и радиальное распределения концентрации заряженных частиц в плазменной струе приведены в [27].

ТЕПЛООБМЕН «НАМАГНИЧЕННОГО» ТЕЛА ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В качестве исследуемого тела (модель 1) использовалась полусфера из фторопласта-4 диаметром 8.7 см с цилиндрической юбкой длиной 4.5 см. Поверхность полусферы дренирована термопарами. В полости модели на подвесе нижнего координатника, позволяющем менять ориентацию вектора индукции магнитного поля \mathbf{B}_w относи-

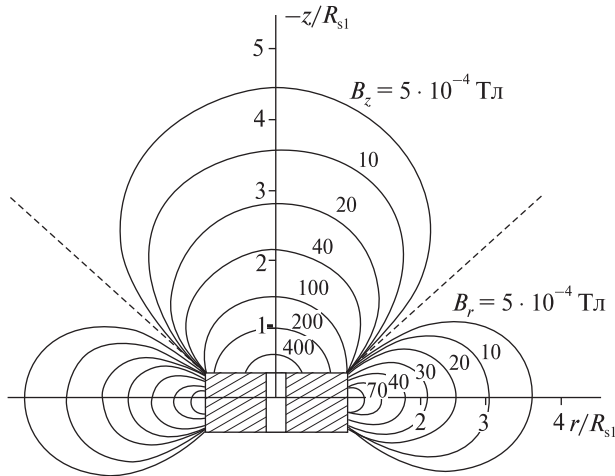


Рис. 2. Структура магнитного поля соленоида модели 1 (линии равной индукции осевой (\mathbf{B}_z) и радиальной (\mathbf{B}_r) составляющих), штриховая линия — сепаратриса

тельно вектора скорости набегающего потока плазмы \mathbf{U} , расположен соленоид длиной 3.2 см и радиусом $R_{S1} = 3.6$ см. Структура поля соленоида — линии равной индукции осевой (\mathbf{B}_z) и радиальной (\mathbf{B}_r) составляющих магнитного поля — показана на рис. 2. На расстоянии $-z \geq 3R_{S1}$ индукция магнитного поля спадает обратно пропорционально R_{S1}^3 .

В качестве второй модели использовалась диэлектрическая (фторопласт-4) дренированная термопарами сфера диаметром 10.5 см, в полости которой размещен соленоид радиусом $R_{S2} = 3$ см и длиной 6 см. При кратковременном пропускании тока силой до 10 А на торце диэлектрического цилиндра создавалось магнитное поле с индукцией до $B_w \approx 0.1$ Тл. Структура магнитного поля соленоида показана на рис. 3. Для измерения индукции магнитного поля на поверхности тела B_w , модуля и вектора магнитного момента P_m использовался магнитометр. Погрешность измерения P_m не превышала $10 \text{ мА} \cdot \text{м}^2$.

Для определения тепловых потоков и температуры поверхности тела термопары предварительно тарировались: снимались зависимости $T_w = T_w(q_w)$ и $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термопары. Использовались два одинаковых калориметрических зонда. Процедура тарировки приведена в работе [28]. Погрешность измерения темпе-

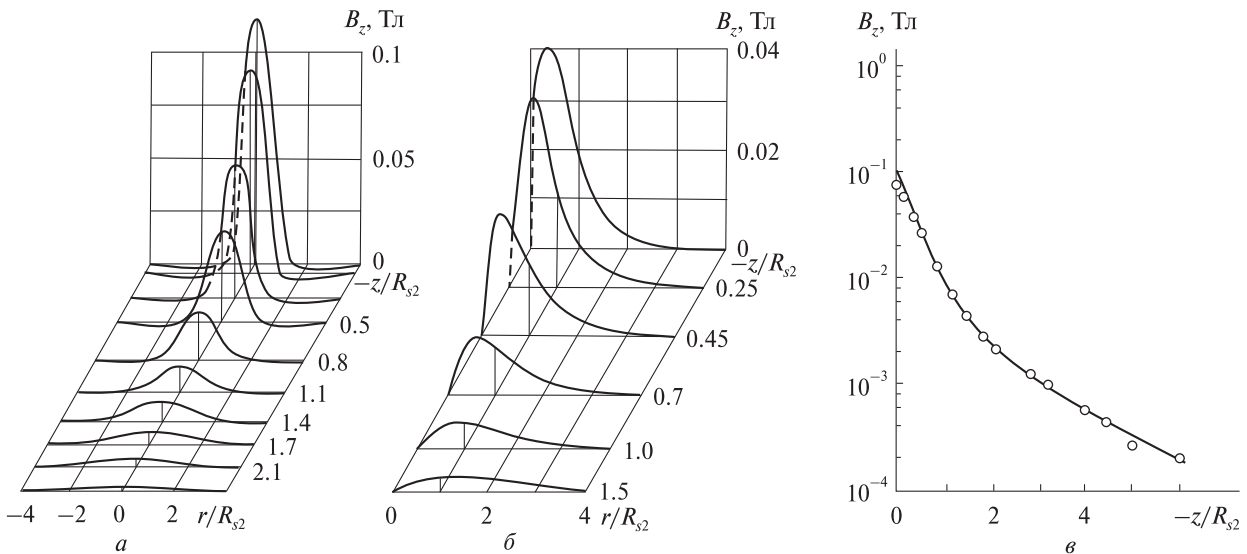


Рис. 3. Структура магнитного поля соленоида модели 2

ратуры T_W — не более 0.5° . Тепловой поток на поверхность сферы в струе разреженной плазмы равен $q_{0W}(B_W=0) = q_{0n} + q_{0k} - q_{0v} + q_p + q_c$, где q_{0n} — поток тепла, переносимый нейтральными частицами, $q_{0k} = q_{0i} + q_{0e}$ — конвективный тепловой поток, переносимый на поверхность тела ионами и электронами, $q_{0v} = \varepsilon_v \sigma_v T_{0W}^4$ — поток излучения Стефана — Больцмана, ε_v — постоянная Стефана — Больцмана, σ_v — постоянная Стефана — Больцмана, ε_v — излучательная способность поверхности тела, q_p — поток тепла от излучения плазмы; q_c — поток тепла, обусловленный излучением от накаливаемого катода источника плазмы. При $B_W \neq 0$ поток равен $q_{BW} = q_{Bn} + q_{Bk} - q_{Bv} + q_p + q_c + q_s$, где q_s — поток тепла от нагретого соленоида модели.

Составляющие потока тепла, обусловленные излучением от накаливаемого катода q_c и излучением плазмы q_p определялись калибровкой в вакууме и в струе разреженной плазмы. В отсутствие разряда оценивался вклад нейтрального потока, создаваемого натеканием рабочего газа при накаливаемом катодом. Значение q_s для каждой термопары получено также по результатам тарировки в вакууме. Поток тепла, переносимый нейтральными и заряженными частицами на поверхность сферы соответствует свободномолекулярному режиму. Для фторопласта-4 коэффициент accommodation нейтральных частиц $\alpha_n \approx 0.7$ [24], а излучательная способность поверхности $\varepsilon_v \approx 0.5$ [16]. При «плавающем» потенциале в лобовой точке на поверхности диэлектрической сферы $\Phi_W = e\varphi_W/kT_e \approx -3.5$ и температуре $T_{0W} \approx 402$ К в потоке разреженной плазмы оценки значений q_c , q_p , q_s и расчетные значения величин q_v и q_n позволяют выделить вклад заряженных частиц q_{0k} и q_{Bk} в суммарные потоки тепла на поверхности сферы q_{0W} и q_{BW} при $B_W = 0$ и $B_W \neq 0$ для каждой термопары.

Рис. 4 иллюстрирует уменьшение теплового потока $\Delta q_W = |q_{BW} - q_{0W}|/q_{0W}$ на поверхности «намагниченной» диэлектрической сферы при $\mathbf{B}_W \parallel \mathbf{U}$. Зависимость Δq_W от числа Стюарта Q_B для лобовой точки диэлектрической сферы приведена на рис. 5. Следует отметить, что за исключением измерений данной работы все приведенные значения и зависимости Δq_W соответствуют режиму сверхзвукового МГД-обтекания при

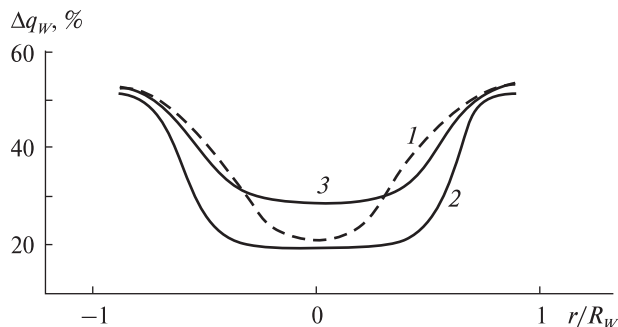


Рис. 4. Уменьшение величины теплового потока Δq_W на поверхности «намагниченной» диэлектрической сферы при $\mathbf{B}_W \parallel \mathbf{U}$: кривая 1 — измерения данной работы при $Q_B \approx 27$, кривая 2 — расчетные значения для сферической части спускаемого модуля OREX при $Q_B \approx 20.5$, $h = 60$ км [30], кривая 3 — расчетные значения для модуля OREX при $Q_B \approx 30.3$, $h = 75.3$ км [31]

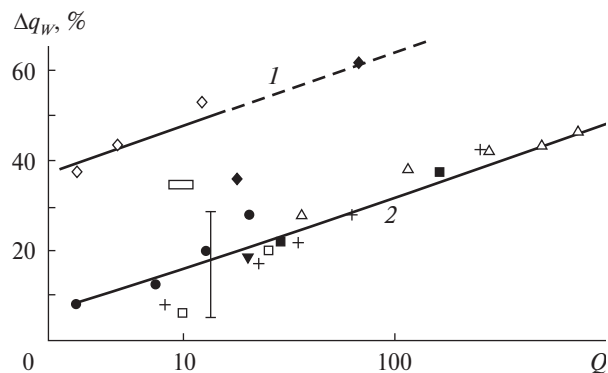


Рис. 5. Зависимость Δq_W от числа Стюарта Q_B в лобовой точке диэлектрической сферы: точки, светлые треугольники — расчетные значения в лобовой точке сферической части модуля OREX на высотах $h = 60$ км и $h = 75.3$ км соответственно [31], темный треугольник — расчет для $Q_B \approx 20.5$, $h = 60$ км, модуль OREX [30]; темные квадраты — измерения данной работы в лобовой точке сферы; прямые крестики — измерения авторов для полусферы с цилиндрической юбкой; прямоугольник — измерения [32] для полусферы с цилиндрической юбкой (при оценке Q_B принято $B_W \approx 0.5$ Тл [2]); вертикальные штрихи — расчетные значения из [33] для полусферы с цилиндрической юбкой (верхний предел — численное моделирование методом Монте-Карло, нижний — решение уравнений Навье — Стокса; $Kn_n \approx 0.05$), светлые ромбики — расчетные значения для лобовой точки сферической части затупленного конуса при гиперзвуковом МГД-обтекании (рис. 4 из [1]); темный ромбик — расчетные значения (рис. 3 из [2]) для «умеренного» ($Q_B \approx 17$) и «сильного» ($Q_B \approx 70$) взаимодействия; светлые квадратики — расчетные и экспериментальные данные (таблицы из работы [2]) для сферы в аргоновой плазме при $B_W \approx 0.28$ Тл и $B_W \approx 0.25$ Тл

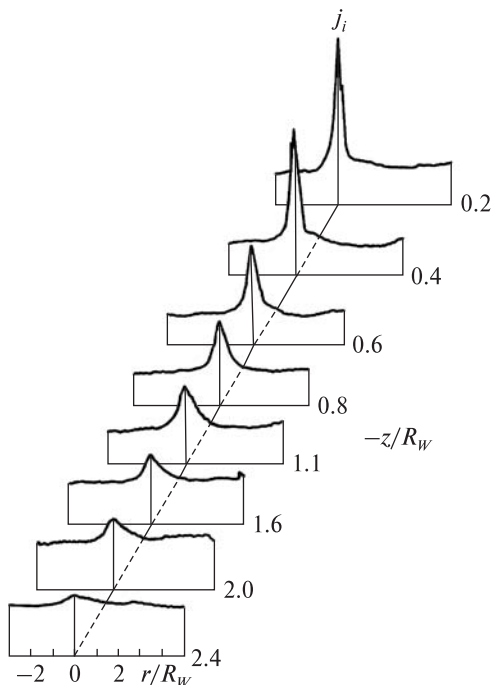


Рис. 6. Распределение плотности ионного тока у фронтальной поверхности диэлектрической «намагниченной» сферы при сверхзвуковом обтекании потоком разреженной плазмы для $Q_B \approx 27$

$Kn_n \leq 0.05$. Линии 1 и 2 рис. 5 ограничивают разброс измеренных и рассчитанных к настоящему времени значений $\Delta q_w = \Delta q_w(Q_B)$ для лобовой точки диэлектрической сферы. Приведенные на рис. 5 значения и зависимости $\Delta q_w(Q_B)$ по сути подтверждают наличие эффекта уменьшения теплового потока в лобовой точке и выполнение для теплообмена «намагниченного» осесимметричного тела в потоке разреженной плазмы соотношения $\Delta q_{FM} = f \cdot \Delta q_{cont}$, где $f \leq 1$ — коэффициент пропорциональности.

Распределение плотности ионного тока у фронтальной поверхности диэлектрической «намагниченной» сферы при сверхзвуковом обтекании потоком разреженной плазмы для $Q_B \approx 27$ иллюстрирует рис. 6. Картина обтекания диэлектрической «намагниченной» сферы в потоке разреженной плазмы на стенде ИТМ при $Q_B \approx 27$ и 165 показана на рис. 7 и свидетельствует о струйной структуре поля течения. Распределения плотности ионного тока $j_{i,max}(-z/R_w) / j_{i,min}(r = 4R_w)$ вдоль осевой линии,

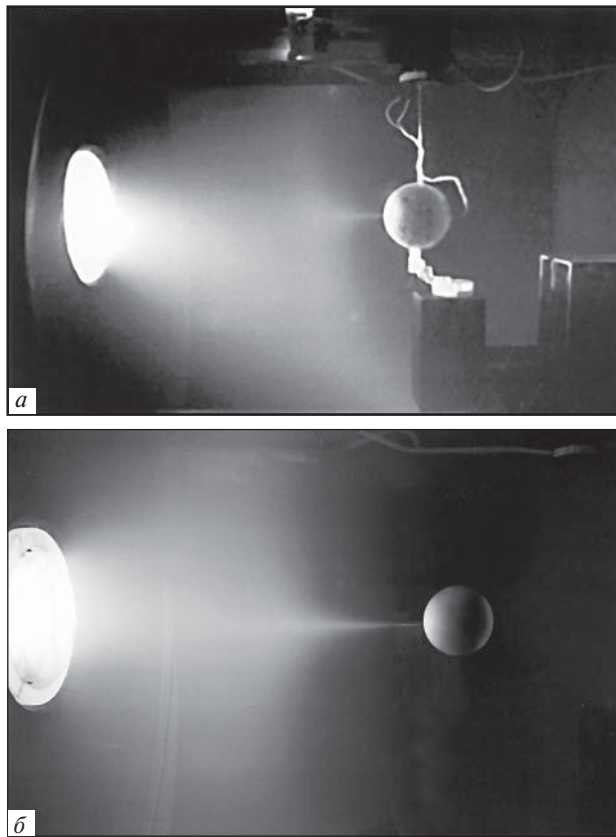


Рис. 7. Картина обтекания диэлектрической «намагниченной» сферы в потоке разреженной плазмы на стенде ИТМ: а — $Q_B \approx 27$, б — $Q_B \approx 165$

проходящей через лобовую точку сферы, при $Q_B \approx 27$ и 165 приведены на рис. 8 ($j_{i,min}$ — плотность ионного тока в том же сечении струи, что и $j_{i,max}$ на расстоянии $r = 4R_w$ от осевой линии). Граница области экранирования определяется из условия $j_{i,max} / j_{i,min} \approx 1$. При $Q_B \approx 27$ положение границы соответствует значению $-z/R_w \approx 2.6$; при $Q_B \approx 165$ — значению $-z/R_w \approx 6.5$ (отсчет от лобовой точки сферы).

С увеличением параметра Стюарта граница области экранирования в потоке разреженной плазмы отодвигается от поверхности тела. Тепловая нагрузка на тело уменьшается. Распределение теплового потока на поверхности «намагниченной» сферы в струе разреженной плазмы при $Q_B \approx 27$ показано на рис. 4. При $Q_B \approx 165$ теплонагруженная остается только область в окрестности лобовой точки сферы (рис. 7, б). Периферийная

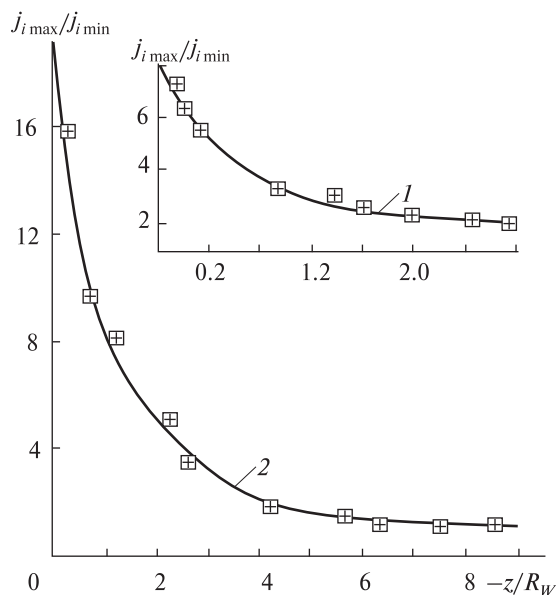


Рис. 8. Распределения плотности ионного тока $J_{i \max} / J_{i \min}$ на осевой линии, проходящей через лобовую точку сферы: кривая 1 — $Q_B \approx 27$, кривая 2 — $Q_B \approx 165$

поверхность сферы практически полностью экранирована от набегающего потока плазмы.

При непрерывном режиме обтекания следствием увеличения параметра Q_B является рост толщины ударного слоя (рис. 5 из работы [31]), торможение «намагниченного» тела и уменьшение тепловой нагрузки на его поверхность. В потоке разреженной плазмы при $\mathbf{V}_W \parallel \mathbf{U}$ собственное магнитное поле осесимметричного тела гидродинамизирует картину обтекания, формирует магнитный барьер — препятствие для заряженных частиц, их потоки и потоки тепла на поверхность тела уменьшаются.

ТОРМОЖЕНИЕ «НАМАГНИЧЕННОГО» ОСЕСИММЕТРИЧОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

При исследовании силового взаимодействия «намагниченного» тела с потоком разреженной плазмы использовалось несколько диэлектрических моделей, изготовленных из картона, покрытого пленкой фторопласта-4: сферы диаметром 8.7, 10.5 и 13 см, полусфера диаметром 8.7 см с цилиндрической юбкой длиной 4.5 см, а также затупленный конус с полууглом 22.5° , радиусом

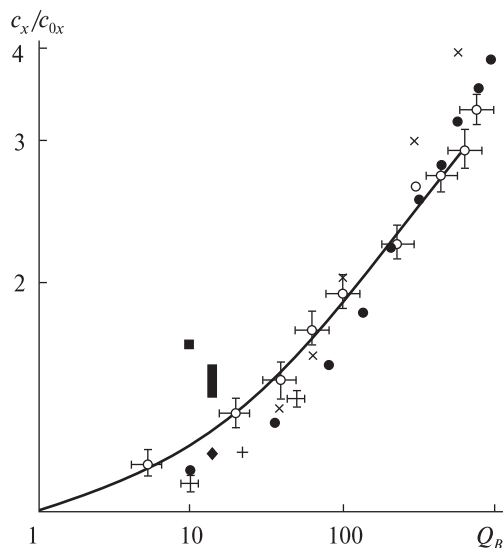


Рис. 9. Зависимости коэффициентов лобового сопротивления диэлектрических «намагниченных» тел от числа Стюарта при $\mathbf{V}_W \parallel \mathbf{U}$: точки — результаты вычислений $c_x / c_{0x} = 1 + c_{Bx} / c_{0x}$ для орбитального модуля OREX на высоте $h = 75.3$ км при скорости полета $U \approx 7.2$ км/с [31], прямые крестики — численные данные для полусферы с цилиндрической юбкой [40], косые крестики — расчеты для полусферы при $\rho_\infty / \rho_2 \approx 0.2$ [35], ромбик — экспериментальные данные [33], темный квадратик — расчеты для непроводящей сферы работы [3], вертикальный прямоугольник — расчетные значения для полусферы с цилиндрической юбкой из [33] (нижний предел — решение уравнений Навье — Стокса, верхний — дискретное моделирование методом Монте-Карло), кружки — результаты измерений данной работы, штрихи — предельные значения c_x / c_{0x} и Q_B для трех диэлектрических сфер и полусферы с цилиндрической юбкой

сом основания $R_W \approx 58.5$ см; затуплением в виде секущей сферы радиусом $r_W \approx 2.5$ см; и высотой модели $l_W \approx 10.5$ см. Источник магнитного поля расположен у основания конуса.

Для измерения силового давления потока на «намагниченные» диэлектрические модели применялись мировесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления. Схема микровесов и подробное описание измерений приведены в [25, 28].

На рис. 9 представлены зависимости измеренных и вычисленных значений коэффициентов лобового сопротивления диэлектрических «намагниченных» тел от числа Стюарта при $\mathbf{V}_W \parallel \mathbf{U}$. Рис. 10 иллюстрирует зависимость $c_x(Q_B) / c_{0x}$

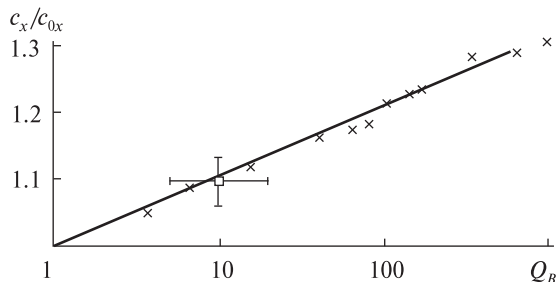


Рис. 10. Зависимость $c_x(Q_B)/c_{0x}$ для затупленного диэлектрического конуса при $\mathbf{V}_W \perp \mathbf{U}$: кресты — измерения данной работы, квадрат — измерения для диэлектрического «намагниченного» конуса с полууглом 22.5° и диаметром основания $2R_W \approx 6$ см при непрерывном обтекании в потоке плазмы аргона [29], штрихи — разброс значений параметра Q_B , обусловленный неоднородным распределением магнитного поля на поверхности конуса

для затупленного диэлектрического конуса при $\mathbf{V}_W \perp \mathbf{U}$. При $\mathbf{V}_W \parallel \mathbf{U}$ для затупленного конуса зависимость $c_x(Q_B)/c_{0x}$ аналогична приведенной на рис. 9. Видно, что в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы при выполнении условий МГД-приближения для случая $\mathbf{V}_W \parallel \mathbf{U}$ реализуется эффект торможения «намагниченного» диэлектрического тела, а измеренные значения $c_x(Q_B)/c_{0x}$ согласуются с результатами численных и экспериментальных исследований, выполненных для условий, близких к режиму взаимодействия СА с атмосферой Земли на высотах 50–75 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы в рамках бесстолкновительной магнитной газовой динамики при выполнении условий МГД-приближения возможно частичное физическое моделирование эффектов, характеризующих взаимодействие «намагниченного» СА (уменьшение величины конвективного теплового потока и увеличение силы лобового сопротивления) с атмосферой Земли на высотах 50–75 км.

Установлено, что уменьшение теплового потока в лобовой точке «намагниченного» тела при осесимметричном обтекании потоком разреженной плазмы пропорционально изменению q_W при непрерывном обтекании.

Подтверждено, что в потоке разреженной плазмы реализуется эффект торможения «намагниченного» диэлектрического тела, а изменение коэффициента лобового сопротивления $c_x^{(FM)}/c_{0x}^{(FM)}$ пропорционально значениям величины c_x^{cont}/c_{0x}^{cont} , вычисленным и измеренным при непрерывном обтекании.

1. Битюрин В. А., Бочаров А. Н. Магнитогидродинамическое взаимодействие при обтекании затупленного тела гиперзвуковым воздушным потоком // Изв. РАН. Мех. жидкости и газа. — 2006. — № 5. — С. 188–203.
2. Битюрин В. А., Бочаров А. Н. О наземных МГД-экспериментах в гиперзвуковых потоках // Теплофиз. высокие температур. — 2010. — 48, № 6. — С. 916–923.
3. Битюрин В. А., Ватажин А. Б., Гусков О. В., Коченов В. И. Обтекание головной сферической части тела гиперзвуковым потоком при наличии магнитного поля // Изв. РАН. Мех. жидкости и газа. — 2004. — № 4. — С. 169–179.
4. Блик Е. Ф. Аэродинамические коэффициенты при течении со скольжением и переходном режиме // Ракетная техника и космонавтика. — 1963. — 1, № 11. — С. 246–248.
5. Бойд Р. Зонды Ленгмюра на космическом корабле // Методы исследования плазмы / Под ред. В. М. Лохте-Хольтгревена. — М.: Мир, 1971. — С. 506–538.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: Гостехиздат, 1952. — 430 с.
7. Дресвин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубникин В. С. Физика и техника низкотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат, 1971. — 436 с.
8. Зауэр Ф. Теплопередача конвекцией у сферы в свободномолекулярном течении // Механика. — 1952. — № 1. — С. 14–16.
9. Калихман Л. Е. Аэродинамика разреженного газа. — М.: ГОНТИ, 1961. — 187 с.
10. Кинслоу М., Поттер Дж. Л. Сопротивление сфер в разреженном гиперзвуковом потоке // Ракетная техника и космонавтика. — 1963. — 1, № 11. — С. 3–11.
11. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. — М.: Мир, 1969. — 291 с.
12. Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Теплообмен и равновесная температура шара в сверхзвуковом потоке разреженного газа // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. — 1966. — № 4. — С. 175–177.
13. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. — М.: Машиностроение. — 1977. — 184 с.
14. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. — М.: Высш. шк., 1971. — 632 с.
15. Митчнер М., Кругер И. Частично ионизованные газы. — М.: Мир, 1976. — 496 с.

16. Новицкий Л. А., Степанов Б. М. Оптические свойства материалов при низких температурах. — М.: Машиностроение, 1980. — 224 с.
17. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.
18. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. — М.: Мир, 1968. — 492 с.
19. Сахаров В. А., Менде Н. П., Бокашев С. В., Van Wie D. М. Магнитогазодинамическое управление сверхзвуковым обтеканием тела // Письма в ЖТФ. — 2006. — 32, № 14. — С. 40—45.
20. Столдер Дж., Гудвин Г., Кригер М. Сравнение теории и эксперимента для высокоскоростного свободномолекулярного потока // Механика. — 1954. — № 3. — С. 74—85.
21. Толбот Л. Теория зонда Ленгмюра в критической точке // Механика. — 1961. — № 5. — С. 75—876.
22. Филинс В. М., Култау А. Р. Переходный режим сопротивления сферы вблизи предельного значения, соответствующего свободномолекулярному обтеканию // Ракетная техника и космонавтика. — 1971. — 9, № 7. — С. 277—278.
23. Хаджимихалис К., Брандин К. Влияние температуры стенки на сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Динамика разреженных газов / Под ред. В. П. Шидловского. — М.: Мир, 1976. — С. 274—282.
24. Шувалов В. А. О передаче импульса и энергии газовых ионов электропроводящей поверхности, частично покрытой тонким слоем диэлектрика // Прикл. мех. и техн. физика. — 1986. — № 4. — С. 17—25.
25. Шувалов В. А., Бандель К. А., Приймак А. И., Кочубей Г. С. Магнитогазодинамическое торможение «намагниченных» планет в потоке плазмы солнечного ветра // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 6. — С. 3—13.
26. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Лазученков Д. Н. Диагностика неравновесной столкновительной плазмы термоанемометрическим зондом // Теплофиз. высоких температур. — 2011. — 49, № 1. — С. 28—35.
27. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др. Изменение свойств материалов солнечных батарей КА под воздействием атомарного кислорода // Космические исследования. — 2007. — 45, № 4. — С. 314—324.
28. Шувалов В. А., Приймак А. И., Бандель К. А. и др. Управление теплообменом и торможением «намагниченного» тела в потоке разреженной плазмы // Теплофиз. высоких температур. — 2011. — 49, № 3. — С. 343—351.
29. Cristofolini A., Borghi C. A., Neretti G., et al. Magnetohydrodynamics interaction over an axisymmetric body in a hypersonic flow // J. Spacecraft and Rockets. — 2008. — 45, N 3. — P. 438—444.
30. Fujino T., Sugita H., Mizuno M., et al. Influences of electrical conductivity of wall on magnetohydrodynamic control of aerodynamic heating // J. Spacecraft and Rockets. — 2006. — 43, N 1. — P. 63—70.
31. Fujino T., Yoshino T., Ishikawa M. Numerical analysis of reentry trajectory coupled with magnetohydrodynamic flow control // J. Spacecraft and Rockets. — 2008. — 45, N 5. — P. 911—920.
32. Gulhan A., Esser B., Koch U., et al. Experimental verification of heat-flux mitigation by electromagnetic fields in partially-ionized - Argon flows // J. Spacecraft and Rockets. — 2009. — 46, N 2. — P. 274—283.
33. Katsurayama H., Kawamura M., Matsuda A., Abe T. Kinetic and continuum simulations of electromagnetic control of a simulated reentry flow // J. Spacecraft and Rockets. — 2008. — 45, N 2. — P. 248—254.
34. Matting F. W. Approximate bridging relations in the transitional regime between continuum and free-molecule flow // J. Spacecraft and Rockets. — 1971. — 8, N 1. — P. 35—40.
35. Porter R. W., Cambell A. B. Hall effect in flight magnetogasdynamics // AIAA Journal. — 1967. — 5, N 12. — P. 2208—2215.
36. Probst R. F. Heat transfer in rarefied gas flow // Theory and Fundament. Res. Heat Transfer. — 1963. — N 4. — P. 33—60.
37. Riabon V. V. Heat transfer a hypersonic sphere with diffuse rarefied gas injection // J. Spacecraft and Rockets. — 2004. — 41, N 4. — P. 698—708.
38. Shang J. S., Kimmel R., Hayes J., et al. Hypersonic experimental facility for magnetoaerodynamic interactions // J. Spacecraft and Rockets. — 2005. — 42, N 5. — P. 780—789.
39. Sherman F. S. A survey of experimental results and methods for the transition regime of rarefied gas dynamics // Rarefied gas dynamics. — 1967. — 2, N 4. — P. 228—260.
40. Yoo C. Y., Porter B. W. Numerical analysis of the viscous hypersonic MHD blunt body problem // AIAA Journal. — 1973. — 11, N 3. — P. 383—384.

Надійшла до редакції 12.07.11

V. A. Shuvalov, S. N. Kulagin,
G. S. Kochubei, N. A. Tokmak

SIMULATION OF EFFECTS OF THE MHD-INTERACTION OF BODIES WITH THE EARTH'S ATMOSPHERE IN A RARIFIED PLASMA FLOW

We show that some partial physical simulation of effects of the MHD-interaction of re-entry spacecrafts with the Earth's atmosphere is possible for a hypersonic rarified plasma flow under MHD-approximation conditions. These effects are a decrease in a convective heat flow and increase in the drag force.