

УДК 533.95

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

Інститут технічної механіки Національної академії наук України  
і Державного космічного агентства України, Дніпропетровськ

## ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМОЙ ПРИ ДВИЖЕНИИ ПОД «МАГНИТНЫМ ПАРУСОМ»

---

*Показано, что изменение взаимной ориентации векторов собственного магнитного поля тела и скорости потока плазмы является эффективным средством управления динамическим взаимодействием в системе «космический аппарат — плазма»: оно позволяет реализовать режим взаимодействия с ненулевым аэродинамическим качеством и, как следствие, режимы торможения и ускорения «намагниченного» тела в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы.*

---

### ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие «намагниченного» тела с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы характерно для двух аэрокосмических систем: космических аппаратов, движущихся в плазме солнечного ветра в межпланетном пространстве и в ионосфере Земли на высотах 800—1000 км под «магнитным парусом» [18, 20—22], а также для спускаемых летательных аппаратов, движущихся под «магнитным парашютом» на высотах 50—75 км в атмосфере Земли [1, 14, 19]. Применение магнитогаидродинамических (МГД) систем для управления движением летательных аппаратов стало вполне реальным с развитием технологий создания компактных источников сильных магнитных полей на основе сверхпроводящих материалов.

Магнитогаидродинамическое взаимодействие «намагниченных» космических аппаратов (с собственным магнитным полем) с потоком плазмы солнечного ветра и с ионосферной разреженной плазмой — движение космического аппарата (КА) под «магнитным парусом» — происходит, как правило, при  $\mathbf{V}_w \perp \mathbf{U}_\infty$  ( $\mathbf{V}_w$  — вектор индукции собственного магнитного поля тела,  $\mathbf{U}_\infty$  — вектор скорости набегающего потока раз-

реженной плазмы). Согласно численным оценкам [20, 22], собственное магнитное поле КА позволяет эффективно управлять его движением в ионосфере Земли и в межпланетном пространстве, если  $\text{Re}_m \gg 1$ ,  $P_{BW} / P_d \gg 10$  ( $\text{Re}_m = \mu \sigma U_\infty R_w$  — магнитное число Рейнольдса,  $\mu$  — магнитная проницаемость,  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $R_w$  — характерный линейный размер КА,  $P_{BW} = B_w^2 / 2\mu$  — магнитное давление,  $P_d = \rho_\infty U_\infty^2 / 2$  — скоростной напор (динамическое давление);  $\rho_\infty$  — плотность набегающего потока).

Возможность управления динамическим взаимодействием твердого тела с гиперзвуковым потоком сильно разреженной плазмы с помощью собственного магнитного поля практически не подтверждена экспериментально [2, 14].

Цель данной работы — подтвердить экспериментально возможность управления динамическим взаимодействием (силой сопротивления и подъемной силой) «намагниченной» сферы с гиперзвуковым потоком бесстолкновительной плазмы (движение под «магнитным парусом»).

### ПАРАМЕТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ «НАМАГНИЧЕННОЕ ТЕЛО — ПЛАЗМА»

«Космический аппарат — плазма». При отсутствии собственного магнитного поля ( $B_w = 0$ )

для КА с характерным размером  $R_W \sim 10^3$  м в плазме солнечного ветра:  $Re_m \gg 1$ ,  $r_e / R_W \sim 1$ ,  $r_i / R_W \gg 1$ ,  $R_W / \lambda_d \geq 100$ ,  $S_i \approx 10$  (здесь  $r_{i,e}$  — ларморовские радиусы ионов и электронов,  $\lambda_d$  — дебаевский радиус в невозмущенной плазме,  $S_i = U_\infty / V_i$  — скоростное отношение,  $U_\infty$  — скорость потока плазмы солнечного ветра,  $V_i$  — тепловая скорость ионов) [3].

В ионосфере Земли на высотах 800—1000 км «ненамагниченный» КА с характерным размером  $R_W \sim 1$  м взаимодействует с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы при  $Re_m > 1$ ,  $r_e / R_W \ll 1$ ,  $r_i / R_W \geq 1$ ,  $R_W / \lambda_d \geq 100$ ,  $S_i \approx 5.2$  ( $U_\infty$  — скорость потока ионосферной плазмы относительно КА) [6]. Для КА в ионосфере Земли и в плазме солнечного ветра частично выполняются условия МГД-приближения [10]:

1)  $\tau_{Ri} \gg \omega_{ep}^{-1}$ , где  $\tau_{Ri} = 2R_W / U_\infty$  — временной масштаб макроскопических изменений в плазме,  $\omega_{ep}$  — плазменная (ленгмюровская) частота;

2)  $\tau_{Ri} \gg v_{em} / \omega_{ep}^2$ , где  $v_{em} = v_{ei} + v_{en}$  — средние частоты соударения электронов с ионами и нейтралами. Условие  $\tau_{Ri} \gg v_{em}^{-1}$  не выполняется.

Для «намагниченных» КА в ионосфере Земли на высотах 800—1000 км для  $B_W \approx 0.1$  Тл,  $P_{BW} / P_d \gg 1$ ,  $R_W \sim 1$  м и в межпланетном пространстве для  $R_W \sim 10^3$  м гиперзвуковой поток полностью замагниченной разреженной плазмы (параметр Холла  $\omega_{\alpha B} v_{\alpha m}^{-1} \gg 10$ ) взаимодействует с аппаратом при  $r_\alpha / R_W \ll 1$ . Здесь  $\omega_{\alpha B}$  ( $\alpha = e, i$ ) — ларморовская частота ионов и электронов;  $v_{\alpha m} = v_{\alpha i} + v_{\alpha n}$  — средние частоты соударений электронов с ионами и нейтралами и ионов с ионами и нейтралами.

**«Сфера — плазма» на стенде.** Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде Института технической механики Национальной академии наук Украины и Государственного космического агентства Украины. Вакуумная камера стенда — цилиндр длиной 3.5 м и диаметром 1.2 м — показана на рис. 1. При проведении экспериментальных исследований в вакуумной камере в рабочем сечении струи при рабочем давлении 4 мН/м<sup>2</sup> реализованы следующие значения параметров набегающего потока разреженной плазмы частично диссоциированного азота: скорость направленного

движения ионов  $8.1 \leq U_\infty \leq 15.6$  км/с, концентрация ионов  $2 \cdot 10^{14} \leq N_i \leq 2 \cdot 10^{15}$  м<sup>-3</sup> и нейтралов  $N_n \approx 1.4 \cdot 10^{17}$  м<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e \approx 2.6$  эВ, ионов  $T_i \approx 0.52$  эВ и нейтральных частиц  $T_n \approx 0.23$  эВ, степень диссоциации ионного компонента  $\xi_{d_i} \approx 0.6$ , средняя масса ионов  $M_i \approx 19.6$  а. е. м, средняя скорость направленного движения нейтральных частиц  $U_n \approx 600$  м/с, степень ионизации  $10^{-3} \leq \varepsilon \leq 10^{-2}$ , скоростное отношение для ионов  $3.6 \leq S_i \leq 6.9$ , проводимость плазмы  $140 \leq \sigma \leq 1900$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>, индукция внешнего магнитного поля  $B_\infty \approx 1$  мТл, диаметр ядра струи около 30 см (область с равномерным по сечению распределением скорости, концентрации заряженных частиц и индукции внешнего магнитного поля), скоростной напор потока  $0.2 < p_d \leq 20$  мН/м<sup>2</sup>.

В эксперименте использовались три алюминиевые сферы радиусами  $R_{W1} = 4.35$  см,  $R_{W2} = 5.25$  см и  $R_{W3} = 6.5 \cdot 10$  см. Параметры потока на стенде:  $1.3 \cdot 10^{-5} \leq v_{em}^{-1} \leq 2.4 \cdot 10^{-5}$  с,  $8 \cdot 10^8 \leq \omega_{ep} \leq 4 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $10 \leq Re_m \leq 260$ ,  $52 \leq R_W / \lambda_d \leq 380$ ,  $7.6 \leq r_i / R_W \leq 11.3$ ,  $0.08 \leq r_e / R_W \leq 0.13$ . Другими словами:  $Re_m \geq 10$ ,  $R_W / \lambda_d \geq 100$ ,  $r_e / R_W \ll 1$ ,  $r_i / R_W > 1$ . Кроме того, для «ненамагниченных» сфер в потоке разреженной плазмы на стенде выполняются два условия МГД-приближения [10]:

1)  $\tau_{Ri} \gg \omega_{ep}^{-1}$  ( $5.6 \leq \tau_{Ri} \leq 16$  мкс),

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

На плазмодинамическом стенде с «намагниченными» сферами при  $B_W \geq 20$  мТл

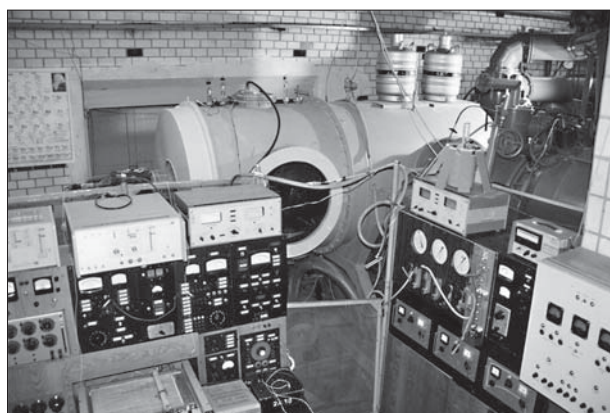


Рис. 1. Вакуумная камера плазмодинамического стенда Института технической механики НАНУ и ДКАУ

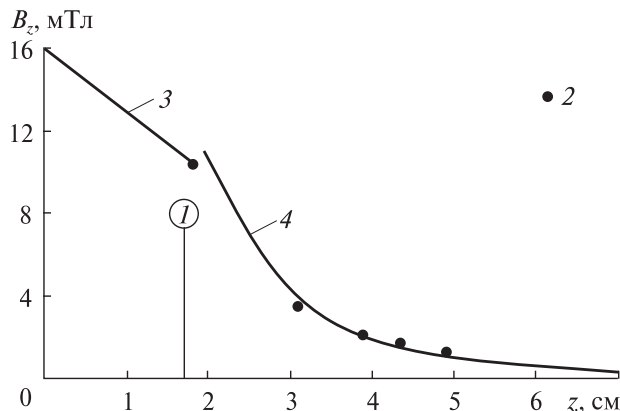


Рис. 2. Распределение осевой составляющей  $B_z$  магнитного поля соленоида № 1: 1 — торец соленоида, 2 — измеренные значения  $B_z$ , 3 — расчетные значения на оси соленоида, 4 — расчетные значения  $B_z = P_m / 2\pi z^3$

( $B_w$  — индукция магнитного поля на поверхности сферы) взаимодействует гиперзвуковой поток разреженной замагниченной плазмы:  $r_e / R_w \ll 1$ ,  $r_i / R_w < 1$ ,  $\omega_{iB} v_{im}^{-1} > 1$ ,  $\omega_{eB} v_{em}^{-1} \gg 1$ . Реализация на стенде в физическом эксперименте приведенных условий взаимодействия тела с гиперзвуковым потоком замагниченной плазмы позволяет предположить, что выявленные в ходе исследований закономерности динамического взаимодействия в системе «намагниченное тело — плазма» могут быть использованы для определения «магнитных» составляющих коэффициентов подъемной силы  $c_{B_y}$  и силы сопротивления  $c_{B_x}$  КА в ионосфере Земли и в межпланетном пространстве.

В качестве источников собственного магнитного поля сфер использовались два соленоида, размеры которых приведены в таблице.

Магнитный момент соленоидов лежит в диапазоне от  $P_m = 0.21$  мкТл·м<sup>3</sup> до  $P_m = 45$  мкТл·м<sup>3</sup>, при этом  $7.2 \leq P_{Bw} / P_d \leq 1.1 \cdot 10^5$ . Индукция маг-

**Параметры соленоидов, использованных в качестве источников собственного магнитного поля сфер**

Номер соленоида	Внешний диаметр $D_{S1}$ , см	Длина $L_{S1}$ , см	Внутренний диаметр $d_{S1}$ , см
1	5	3.4	2
2	6	6	1.5

нитного поля на поверхности сферы при кратковременном пропускании тока силой до 10 А достигала максимальных значений  $B_w^{\max} = 200$  мТл; минимальные значения —  $B_w^{\min} = 0.8$  мТл.

При измерении индукции магнитного поля и модуля магнитного момента  $P_m$  использовался магнитометр. Погрешность измерения  $P_m$  не более 10 мА·м<sup>2</sup>. Распределение осевой составляющей индукции  $B_z$  магнитного поля соленоида № 1 показана на рис. 2. Для используемых соленоидов ( $R_S / R_w \leq 0.6$  и  $L_S / R_w \leq 0.6$ ) распределение осевой  $B_z$  и радиальной  $B_p$  составляющих магнитного поля на расстоянии  $z / R_w \geq 0.8$  и  $\rho / R_w \geq 0.8$  от центра сферы соответствует дипольному полю:  $B_z = P_m / 2\pi z^3$  и  $B_p = P_m / 4\pi r^3$  [17].

**СТРУКТУРА ПОЛЯ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ У ПОВЕРХНОСТИ «НАМАГНИЧЕННОЙ» СФЕРЫ**

Исследования проводились в стационарном режиме, детали техники эксперимента приведены в работах [14, 16].

Структура поля течения плазмы у поверхности «ненамагниченной» сферы ( $B_w = 0$ ) радиусом  $R_{w2} \approx 5.25$  см показана на рис. 3, а. Структура поля течения плазмы для «намагниченной» сферы ( $B_w = 200$  мТл) для углов  $\theta$  между векторами  $U_\infty$  и  $B_w$ , равных 170°, 125°, 100°, 75°, 50°, показана на рис. 3, б—е соответственно.

На рис. 4, а приведено осевое распределение плотности ионного тока насыщения  $j_i / j_{oi}$  на цилиндрический зонд ( $j_{oi}$  — плотность тока, измеренного на срезе ускорителя) при перемещении его вдоль осевой линии искусственного плазменного образования (ИПО) — от среза плазменного ускорителя до поверхности «намагниченной» сферы при  $B_w \uparrow \downarrow U_\infty$ . Радиальные распределения ионного тока насыщения при перемещении зонда в вертикальной плоскости в трех сечениях, обозначенных цифрами I—III, показаны на рис. 4, б—г. При измерении плотности ионного тока цилиндрический зонд (длиной  $l_p = 4$  мм и радиусом  $r_p = 4.5$  мм из молибдена) ориентирован ортогонально к силовым линиям собственного магнитного поля сферы. Радиальные распределения плотности ионного тока в сечениях I — III (рис. 4, б—г) подтверждают струйный характер поля течения плазмы

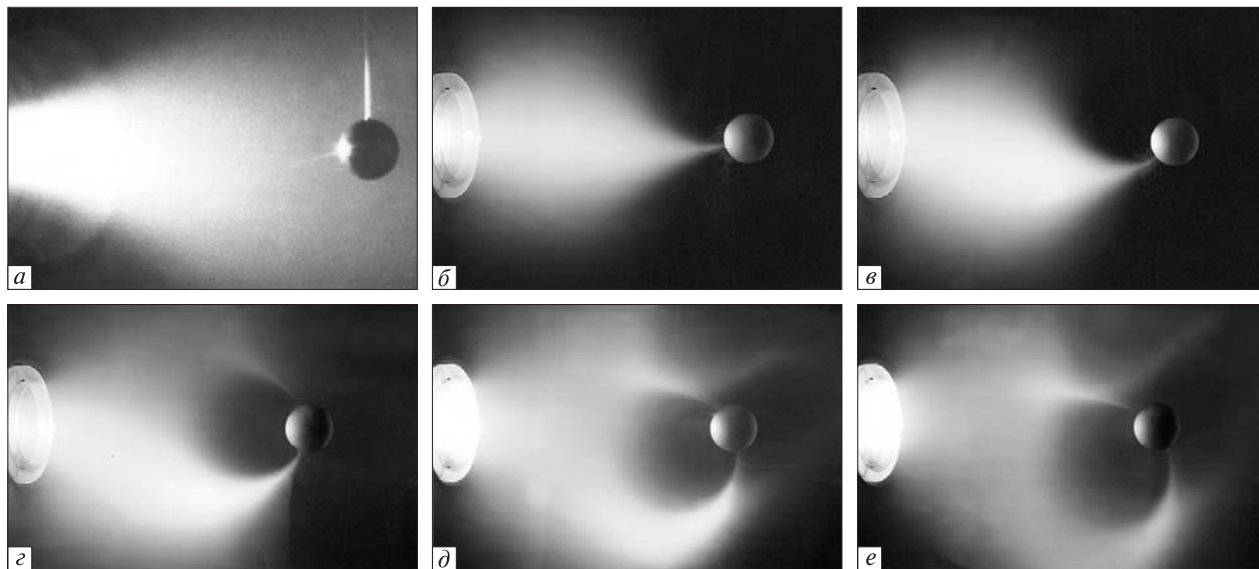


Рис. 3. Обтекание «намагниченной» сферы гиперзвуковым потоком плазмы: *a* — для  $B_W = 0$ , *б* — *в* — для  $B_W = 200$  мТл при  $\theta = 170^\circ, 120^\circ, 100^\circ, 80^\circ, 50^\circ$  соответственно

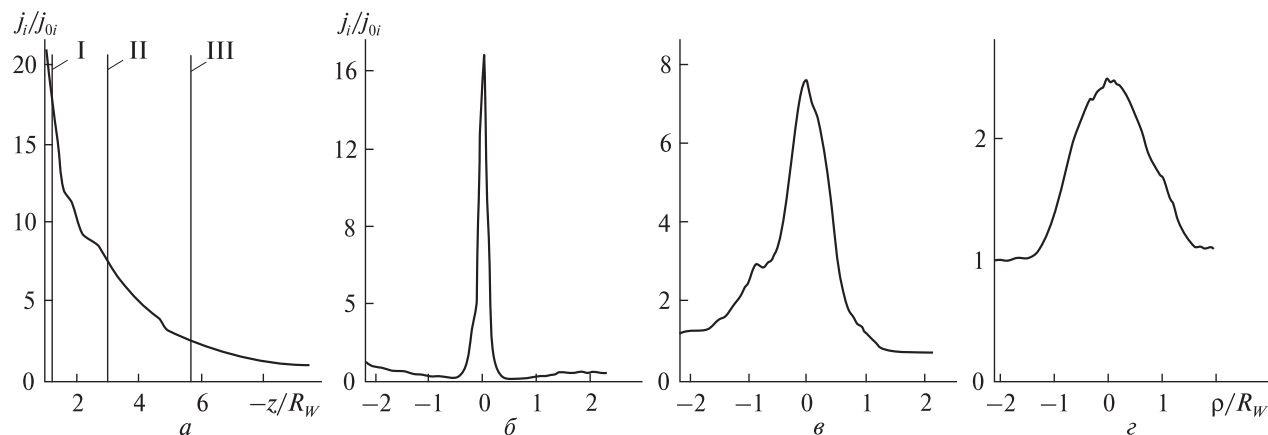


Рис. 4. Осевое (*a*) и радиальные (*б*–*г*) распределения плотности ионного тока  $j_i / j_{0i}$  у поверхности «намагниченной» сферы при  $\mathbf{V}_W \uparrow \downarrow \mathbf{U}_\infty$  ( $\theta \approx \pi$ ): *б*, *в*, *г* — соответственно в сечениях I, II и III искусственного плазменного образования

у поверхности «намагниченной» сферы при  $\mathbf{V}_W \uparrow \downarrow \mathbf{U}_\infty$  ( $\theta \approx \pi$ ).

Осевое распределение плотности ионного тока насыщения на цилиндрический зонд для  $\theta \approx \pi/2$  ( $\mathbf{V}_W \perp \mathbf{U}_\infty$ ) приведено на рис. 5, *a*. Плотность ионного тока при движении зонда вдоль оси набегающего потока плазмы от среза ускорителя до поверхности «намагниченной» сферы нормирована на величину  $j_{0i}$ . Структуру осевого распределения  $j_i / j_{i0}$  характеризуют три области: А — набегающий поток плазмы,

В — заторможенный полем сферы поток плазмы и С — область «пустой» каверны непосредственно у поверхности «намагниченной» сферы D. Радиальные распределения плотности ионного тока  $j_i / j_{i0}$  в вертикальной плоскости сечений ИПО при  $\theta = 90^\circ$  иллюстрируют рис. 5, *б*–*г*. Вертикальные сечения на рис. 5, *a* обозначены цифрами I — III. Для сечений I — III при движении зонда в вертикальной плоскости нормирующая величина  $j_{0i}$  соответствует максимальному значению плотности ионного тока в данном се-

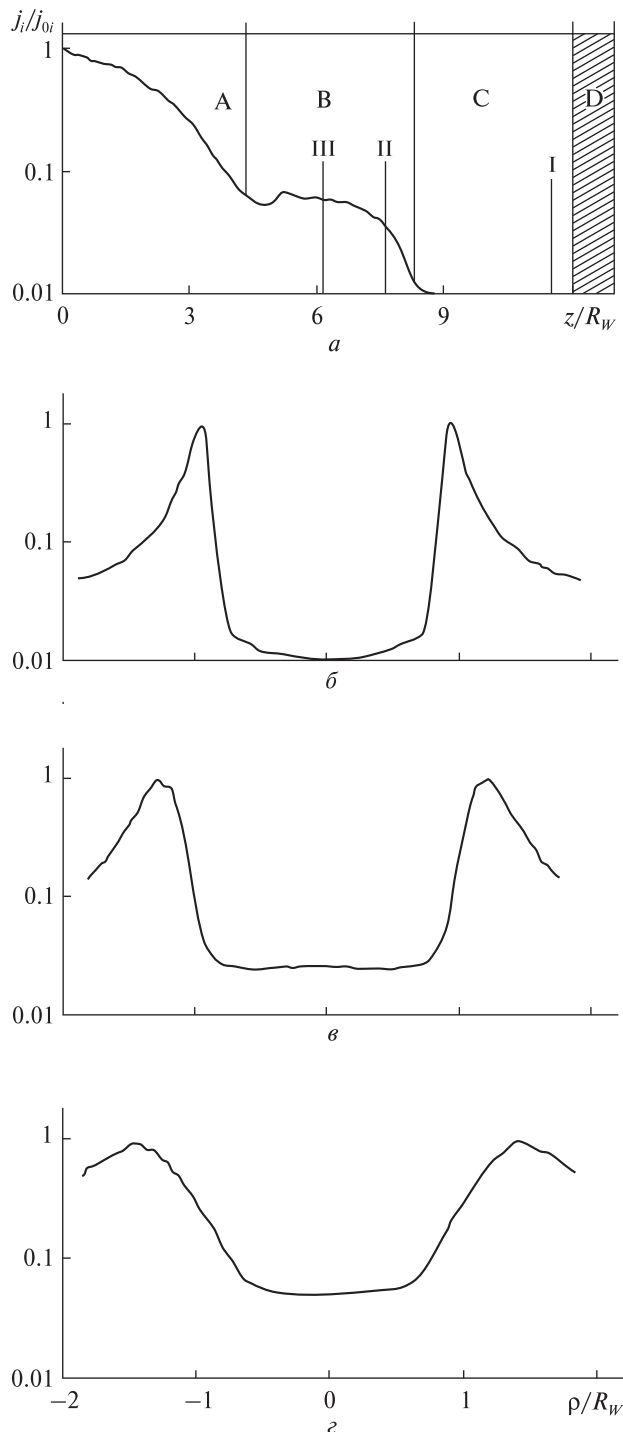


Рис. 5. Осевое (а) и радиальные (б – в) распределения плотности ионного тока  $j_i / j_{0i}$  у поверхности «намагниченной» сферы при  $\mathbf{V}_W \perp \mathbf{U}_\infty$  ( $\theta \approx \pi/2$ ): б, в, в – соответственно в сечениях I, II и III искусственного плазменного образования

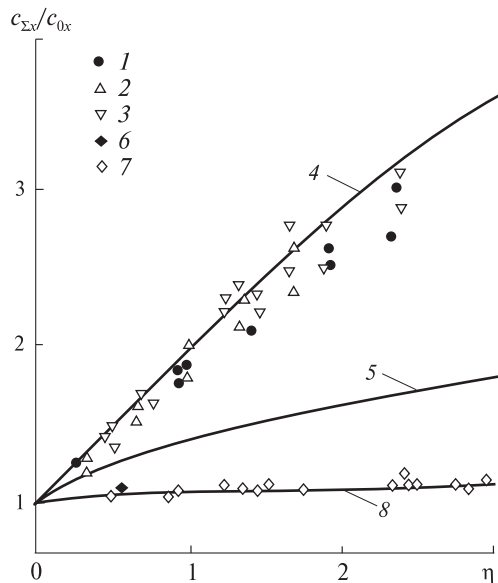


Рис. 6. Зависимости  $c_{\Sigma x}(R_W/\lambda_d, \eta)/c_{0x}$  «ненамагниченной» проводящей сферы: 1–3 – экспериментальные данные [11] при  $R_W/\lambda_d = 10$ , 4 – расчетная зависимость [9] при  $R_W/\lambda_d = 10$ , 5 – численные данные [5] для большой зеркально отражающей сферы, 6 – расчетное значение из [4] для  $R_W/\lambda_d = 66.7$  и  $r_i/R_W < 1$ , 7 – наши измерения при  $R_W/\lambda_d = 160$ , 8 – аппроксимация [13] (см. текст)

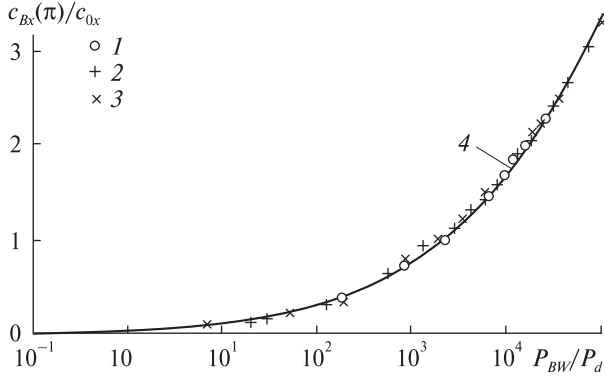
чении. Измерения выполнены в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы при  $U_\infty = 11.5$  км/с,  $N_i \approx 4 \cdot 10^{15}$  м<sup>-3</sup>,  $P_m \approx 3$  мкТл·м<sup>3</sup> у поверхности сферы  $R_{W2} \approx 5.25$  см.

### КОЭФФИЦИЕНТЫ СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ПОДЪЕМНОЙ СИЛЫ СФЕРЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМЕ ПОД «МАГНИТНЫМ» ПАРУСОМ

Сила сопротивления «ненамагниченной» сферы в гиперзвуковом потоке бесстолкновительной плазмы определяется как сумма двух составляющих:  $F_{\Sigma x} = F_{0x} + F_{\Phi x}$ , где  $F_{0x}$  – сила взаимодействия непосредственно с ионами набегающего потока,  $F_{\Phi x}$  – кулоновская составляющая. Коэффициент силы сопротивления «ненамагниченной» сферы равен сумме коэффициентов соответствующих составляющих:  $c_{\Sigma x}/c_{0x} = 1 + c_{\Phi x}/c_{0x}$ , где  $c_{0x} = A_S P_d$ ,  $A_S = \pi R_W^2$  – мидель сферы. Для большой ( $R_W/\lambda_d \gg 10$ ) «ненамагниченной» сферы коэффициент силы сопротивления

$$c_{\Sigma x}/c_{0x} = 1 + [1 - \exp(-\Phi_W^{0.5}/0.263(R_W/\lambda_d))]\eta^{2/3} \quad [13],$$





**Рис. 7.** Зависимость «магнитной» составляющей коэффициента силы сопротивления сферы  $c_{Bx}(\pi)/c_{0x}$  от  $P_{Bw}/P_d$ : 1 – 3 – сферы радиусом  $R_w \approx 4.35, 5.25$  и  $6.5$  см, 4 – аппроксимация (см. текст)

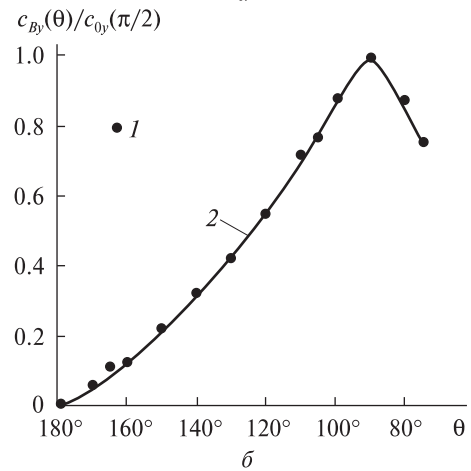
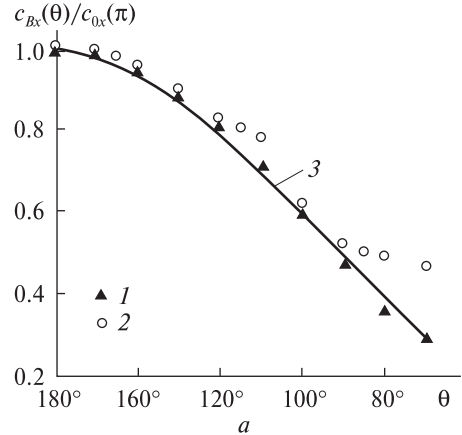
где  $\Phi_w = e\phi_w / (kT_e)$ ,  $\eta = e\phi_w / 0.5(M_i U_\infty^2)$ ,  $\phi_w = \phi_p - \phi_0$  – потенциал поверхности сферы  $\phi_p$  относительно потенциала плазмы  $\phi_0$ . Приведенные на рис. 6 зависимости  $c_{\Sigma x}(R_w/\lambda_d, \eta)/c_{0x}$  «ненамагниченной» проводящей сферы иллюстрируют тенденцию ослабления влияния потенциала поверхности  $\Phi_w$  с увеличением параметра  $R_w/\lambda_d$ . При  $R_w/\lambda_d > 50$  коэффициент кулоновской составляющей  $c_{\Phi x}/c_{0x} \rightarrow 0$ , а  $c_{\Sigma x}/c_{0x} \rightarrow 1$  [4, 13]. В гиперзвуковом потоке при бесстолкновительном обтекании  $c_{0x} \approx 2$  [7].

Для большой «намагниченной» сферы  $c_{\Sigma x}/c_{0x} = 1 + c_{Bx}/c_{0x}$ , где  $c_{Bx}/c_{0x}$  – «магнитная» составляющая коэффициента силы сопротивления сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы. На рис. 7 представлена зависимость «магнитной» составляющей коэффициента силы сопротивления сферы  $c_{Bx}/c_{0x}$  от параметра  $P_{Bw}/P_d$  при  $\theta = \pi$  ( $\mathbf{V}_w \uparrow \downarrow \mathbf{U}_\infty$ ). Точки 1 – измерения для сферы диаметром  $2R_{w1} \approx 8.7$  см в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы при скорости потока  $U_\infty = 8.1$  км/с и концентрации ионов  $N_i \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ; 2 – для сферы  $2R_{w2} \approx 10.5$  см при  $U_\infty = 11.5$  км/с и  $N_i \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ , 3 – для сферы  $2R_{w3} \approx 13$  см при  $U_\infty = 15.6$  км/с и  $N_i \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , 4 – аппроксимация

$$c_{Bx}(\pi)/c_{0x} = 1.06 =$$

$$= \exp[5.65 \cdot 10^{-2} \text{sign} \ln(P_{Bw}/P_d) \ln^2(P_{Bw}/P_d)] - 1.$$

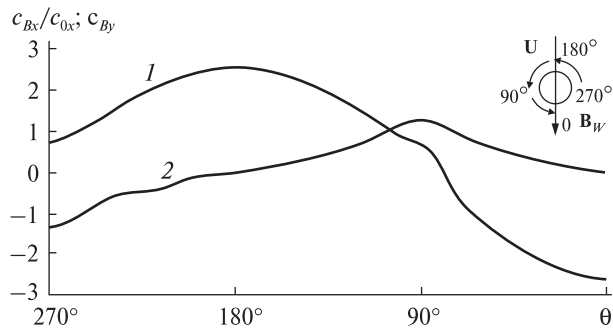
Как и в работах [15, 16], для измерения силового взаимодействия в системе «плазма – тело»



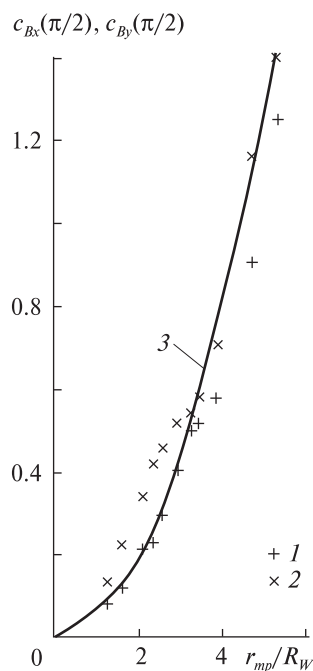
**Рис. 8.** Угловые зависимости «магнитных» составляющих коэффициентов силы сопротивления и подъемной силы «намагниченной» сферы: а – коэффициент  $c_{Bx}(\theta)/c_{Bx}(\pi)$  (1 – наши измерения для сферы  $R_w \approx 4.35$  см, 2 – расчетные значения (сила Лоренца) из [5, 20], 3 – аппроксимация  $c_{Bx}(\theta)/c_{Bx}(\pi) = \cos\theta + 0.292 \sin^5\theta(1 - \cos\theta)$ ), б – коэффициент  $c_{By}(\theta)/c_{By}(\pi/2)$ : 1 – наши измерения, 2 – аппроксимация  $c_{By}(\theta)/c_{By}(\pi/2) = \sin^{0.8}\theta \cdot [\sin\theta - |\cos\theta|(1 - |\cos\theta|)]$

применялись микровесы компенсационного типа с регистрацией силы в автоматическом режиме. Соответствие значений коэффициентов  $c_{Bx}(\pi)/c_{0x}$ , измеренных для сфер разных диаметров в широком диапазоне параметров, характеризующих динамическое взаимодействие в системе «плазма – тело», свидетельствует об определяющем вкладе «магнитной» составляющей силы сопротивления.

Угловые зависимости «магнитных» составляющих коэффициентов силы сопротивления



**Рис. 9.** Угловые зависимости «магнитных» составляющих коэффициентов  $c_{Bx}(\theta)/c_{0x}$  и  $c_{By}(\theta)$  при  $P_{Bw}/P_d \approx 3.8 \cdot 10^4$ : 1 —  $c_{Bx}(\theta)/c_{0x}$ , 2 —  $c_{By}(\theta)$



**Рис. 10.** Зависимости «магнитных» составляющих коэффициента силы сопротивления и подъемной силы  $c_{By}(\pi/2)$  сферы от параметра  $r_{mp}/R_W$  (размера «пустой» каверны у поверхности сферы): 1 и 2 — наши измерения  $c_{Bx}(\pi/2)$  и  $c_{By}(\pi/2)$  соответственно для сферы  $R_{W1} \approx 4.35$  см с соленоидом № 1 в центре при  $U_\infty = 11.5$  км/с;  $N_i \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , 3 — расчетные значения  $c_{Bx}(\pi/2) = 5.07 \cdot 10^{-2} r_{mp}^2 / R_W^2$

$c_{Bx}(\theta)/c_{Bx}(\pi)$  и подъемной силы  $c_{By}(\theta)/c_{By}(\pi/2)$  для «намагниченной» сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы приведены на рис. 8, а и б.

Изменение «магнитных» составляющих коэффициентов силы сопротивления  $c_{Bx}(\theta)/c_{0x}$  и подъемной силы  $c_{By}(\theta)$  «намагниченной» сферы  $2R_{W1} \approx 8.7$  см для широкого диапазона углов  $0^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$  при  $P_{Bw}/P_d = 3.8 \cdot 10^4$  иллюстрирует рис. 9: 1 —  $c_{Bx}(\theta)/c_{0x}$ , 2 —  $c_{By}(\theta)$ . Приведенные зависимости свидетельствуют о возможности

эффективного управления динамическим взаимодействием в системе «плазма — сфера» посредством изменения угла  $\theta$  между векторами  $\mathbf{U}_\infty$  и  $\mathbf{B}_W$ .

Сила, действующая на магнитный диполь с моментом  $P_m$  в неоднородном магнитном поле с градиентом  $\partial B/\partial x$ , равна:  $F \approx P_m \partial B/\partial x$  [17, 21]. По аналогии с искусственной магнитосферой, следуя [12, 21], имеем  $F \sim P_m B_{mp}/r_{mp}$ , где  $r_{mp}$  — расстояние в экваториальной плоскости до границы заторможенного потока плазмы при  $\mathbf{B}_W \perp \mathbf{U}_\infty$  (магнитопауза);  $B_{mp}$  — индукция магнитного поля на границе заторможенного потока. В приближении идеализированного магнитного диполя  $r_{mp} = (P_m^2/2\mu P_d)^{1/6}$ ,  $B_{mp} = P_m/4\pi r_{mp}^3$  [4, 8, 17, 21]. Следовательно, для «намагниченной» сферы с магнитным диполем в центре  $c_{Bx}(\pi/2) = F_x/\pi R_W^2 P_d \approx 5.07 \cdot 10^{-2} r_{mp}^2/R_W^2$ . Зависимости  $c_{Bx}(\pi/2)$  и  $c_{By}(\pi/2)$  от  $r_{mp}/R_W$  при  $\mathbf{B}_W \perp \mathbf{U}_\infty$  приведены на рис. 10.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен параметрический анализ, получены зависимости, характеризующие изменение «магнитных» составляющих коэффициентов силы сопротивления и подъемной силы «намагниченной» сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы для широкого диапазона углов между вектором скорости потока  $\mathbf{U}_\infty$  и вектором индукции  $\mathbf{B}_W$  собственного магнитного поля тела, а также от отношения давления магнитного поля тела  $P_{Bw}$  к скоростному напору  $P_d$  потока плазмы. Показано, что изменение взаимной ориентации векторов  $\mathbf{U}_\infty$  и  $\mathbf{B}_W$  вращением источника собственного магнитного поля тела является эффективным средством управления динамическим взаимодействием в системе «плазма — тело».

*Работа выполнена по проекту № П-16-13-2 Целевой комплексной программы НАНУ по научным космическим исследованиям на 2012–2016 гг.*

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. высоких температур. — 2010. — **48**, № 6. — С. 916—923.
  3. Веселовский И. С. Солнечной ветер и гелиосферное магнитное поле // Модель космоса — 2007. — М.: Книжный дом Университет, 2007. — Т. 1. — С. 314—346.
  4. Вуд Г. П. Электрическое и электромагнитное торможение спутника в верхней атмосфере Земли // Газовая динамика космических аппаратов. — М.: Мир, 1965. — С. 258—277.
  5. Гуревич А. В., Москаленко А. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме // Исследования космического пространства. — М.: Наука, 1965. — С. 241—254.
  6. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. — 272 с.
  7. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1977. — 184 с.
  8. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. — М.: Мир, 1987. — 312 с.
  9. Масленников М. В., Сигов В. С., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космич. исследования. — 1968. — **6**, № 2. — С. 220—227.
  10. Митчнер М., Кругер И. Частично ионизованные газы. — М.: Мир, 1976. — 496 с.
  11. Нечтел Е., Питтс У. Экспериментальные исследования сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами // Ракетная техника и космонавтика. — 1964. — **2**, № 6. — С. 222—225.
  12. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. — М.: Мир, 1980. — 299 с.
  13. Шувалов В. А. Влияние потенциала поверхности и собственного магнитного поля на сопротивление тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа // Прикл. мех. и техн. физ. — 1986. — № 3. — С. 41—47.
  14. Шувалов В. А., Кулагин С. Н., Кочубей Г. С., Токмак Н. А. Моделирование эффектов МГД-взаимодействия тел с атмосферой Земли в потоке разреженной плазмы // Космична наука і технологія. — 2011. — **17**, № 5. — С. 29—36.
  15. Шувалов В. А., Кулагин С. Н., Кочубей Г. С., Токмак Н. А. Физическое моделирование эффектов взаимодействия «намагниченных» тел с атмосферой Земли в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы // Теплофиз. высоких температур. — 2012. — **50**, № 3. — С. 337—345.
  16. Шувалов В. А., Кулагин С. Н., Кочубей Г. С., Токмак Н. А. Динамическое взаимодействие «намагниченного» конуса с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы // Теплофиз. высоких температур. — 2013. — **51**, № 6. — С. 803—810.
  17. Эберт Г. Краткий справочник по физике. — М.: Физматгиз, 1963. — 552 с.
  18. Bisek N. J., Boyd I. D. Numerical study of magnetoaerodynamic flow around a hemisphere // J. Spacecraft and Rockets. — 2010. — **47**, N 5. — P. 816—827.
  19. 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.
  20. Nishida H, Nakayama Y. Two-dimensional magnetohydrodynamic simulation of a magnetic sail // J. Spacecraft and Rockets. — 2006. — **43**, N 3. — P. 667—672.
  21. Toivanen P. K., Janhunen P., Koskinen H. E. J. Magnetospheric propulsion (eMPii). ESTEC // Contract N 16361/02/NL/LvH. Final report, Issue 1.3, April. 2004. — 78 p.
  22. Zubrin P. M., Andrews D. G. Magnetic sail and interplanetary travel // J. Spacecraft and Rockets. — 1991. — **28**, N 2. — P. 197—203.

Стаття надійшла до редакції 29.05.14

V. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, A. G. Tsokur, G. S. Kochubey

#### ДИНАМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ КОСМІЧНОГО АПАРАТА З РОЗРІДЖЕНОЮ ПЛАЗМОЮ ПРИ РУСІ ПІД «МАГНІТНИМ ПАРУСОМ»

Показано, що зміна взаємної орієнтації векторів власного магнітного поля тіла і швидкості потоку плазми є ефективним засобом керування динамічною взаємодією в системі «космічний апарат — плазма»: дозволяє реалізувати режим взаємодії з ненульовою аеродинамічною якістю і, як наслідок, режими гальмування та прискорення «намагніченого» тіла у гіперзвуковому потоці розрідженої плазми.

V. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, A. G. Tsokur, G. S. Kochubey

#### DYNAMIC INTERACTION OF A SPACECRAFT WITH RAREFIED PLASMA IN MOTION UNDER A “MAGNETIC SAIL”

It is shown that the change in the relative orientation of the vectors of own magnetic field and plasma flow velocity is an effective means to control the dynamic interaction in the “spacecraft — plasma” system. It allows one to achieve the mode of interaction with non-zero aerodynamic quality and, as a result, regimes of deceleration and acceleration of “magnetized” body in the hypersonic flow of rarefied plasma.