

УДК 533.95

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

Институт технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України,
Дніпропетровськ

Эффекты магнитогидродинамического управления теплообменом и торможением намагниченных тел в атмосфере и магнитосфере Земли

Надійшла до редакції 03.04.08

Показано, що повертання власного магнітного поля тіла у потоці плазми є ефективним засобом управління конвективним теплообміном та аеродинамічною якістю діелектричного тіла при осесиметричному обтіканні.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитогидродинамическое (МГД) взаимодействие намагниченного тела с потоками разреженной плазмы типично для Земли, других планет Солнечной системы и спускаемых аппаратов (СА), оснащенных сверхпроводящим бортовым магнитом [3, 11, 32]. Для спускаемых аппаратов МГД-система может служить альтернативой неразрушающейся многоразовой теплозащите. Магнитное поле с индукцией порядка 1 Тл экранирует поверхность СА от прямого контакта с набегающим потоком плазмы. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия магнитного поля СА на плазму в сжатом ударном слое, тормозит поток и отодвигает ударную волну от поверхности тела. Вследствие такого взаимодействия происходит изменение теплового потока и сил, действующих на тело, контролируемым образом — с помощью МГД-системы. Технологи-

гии создания сильных магнитных полей на основе сверхпроводящих материалов сделали идею МГД-управления для СА вполне реальной. По данным [31, 32] такая система создается для капсулы OREX (Япония).

Планета Земля в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы солнечного ветра — естественная МГД-система. Собственное магнитное поле тела гидродинамизирует картину обтекания. Несмотря на отличия в режимах обтекания, свойствах плазмы, можно выделить общие закономерности, характеризующие взаимодействие в системе «намагниченное тело — плазма».

К настоящему времени выполнено значительное количество работ, посвященных численному моделированию и исследованию различных аспектов проблемы. Экспериментальные исследования скудны и ограничены узким диапазоном параметров МГД-взаимодействия. Это обусловлено в первую очередь сложностью физического

моделирования процессов и явлений, сопровождающих МГД-взаимодействие в системе «плазма — тело». Данные приближенного численного анализа [5, 6, 15, 29, 31, 32, 35, 37] и экспериментальных исследований [17, 35, 34, 36, 20] свидетельствуют о наличии эффектов МГД-торможения и снижения теплового потока на поверхность диэлектрического намагниченного тела, когда вектор индукции \mathbf{B} собственного магнитного поля тела и вектор скорости \mathbf{V} набегающего потока плазмы направлены навстречу друг другу.

Цель данной работы — расширить диапазон параметров МГД-взаимодействия, исследовать эффекты влияния взаимной ориентации векторов \mathbf{B} и \mathbf{V} на величину конвективного теплового потока и аэродинамические характеристики намагниченного тела, обосновать возможность и эффективность МГД-управления аэродинамическим качеством и теплообменом тела вращением собственного магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока плазмы.

ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ МГД-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ «ПЛАЗМА — ТЕЛО»

В системе «плазма — тело» рассматривается взаимодействие намагниченного тела и невозмущенного его магнитным полем потока плазмы:

- «солнечный ветер — Земля» — взаимодействие невозмущенного потока разреженной плазмы солнечного ветра (СВ) с магнитным полем Земли;
- «спускаемый аппарат — набегающий поток» — взаимодействие невозмущенной магнитным полем спускаемого аппарата плазмы за ударной волной с собственным магнитным полем СА;
- «поток плазмы — модель на стенде» — взаимодействие невозмущенного магнитным полем тела потока разреженной плазмы с собственным магнитным полем модели.

Характерным параметром подобия в системе «солнечный ветер — Земля» является магнитное число Рейнольдса $Re_{m_1} = 4 \pi \mu \sigma_1 R_3 V_1$, где μ — магнитная проницаемость, σ_1 — проводимость,

V_1 — скорость невозмущенного потока плазмы СВ, R_3 — радиус Земли. Вблизи орбиты Земли концентрация ионов солнечного ветра (протонов) $N_{i1} = 8.7 \text{ см}^{-3}$, скорость ионов солнечного ветра $V_{i1} = 468 \text{ км/с}$, температура ионов $T_{i1} = 7 \cdot 10^4 \text{ К}$, температура электронов $T_{e1} = 1.4 \cdot 10^5 \text{ К}$, индукция межпланетного магнитного поля $B_1 = 5 \dots 5.2 \text{ нТл}$ [3, 7].

Вторым параметром подобия, характеризующим взаимодействие в системе «плазма — намагниченное тело» при $Re_m \gg 1$, является отношение единичной объемной магнитной силы $B^2/4\pi R$ к силе инерции $\rho_1 V_1^2/R$, (R — характерный размер тела, ρ_1 — плотность невозмущенного потока плазмы) или $P_B/P_{g_1} = B^2/(4\pi\mu\rho_1 V_1^2)$ — отношение магнитного давления $P_B = B^2/(8\pi\mu)$ к скоростному напору $P_{g_1} = \rho_1 V_1^2/2$ [2].

Для системы «солнечный ветер — Земля» (на экваторе магнитное поле Земли $B_3 = 31 \text{ мкТл}$, на полюсе — 62 мкТл) отношение $P_B^{Земля}/P_{g_1}^{СВ} \approx 10^4 \dots 10^5$.

Для системы «спускаемый аппарат — набегающий поток» на высоте $h = 60 \text{ км}$ (например для спускаемого модуля OREX) в невозмущенном потоке давление равно $P_1 = 23.6 \text{ Па}$, температура $T_1 = 250 \text{ К}$, концентрация нейтральных частиц $N_{n_1} = 7.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, молекулярная масса частиц $M_1 = 29$, плотность $\rho_1 = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^{-3}$, скорость потока $V_1 = 5.562 \text{ км/с}$ [32].

За ударной волной с учетом диссоциации и ионизации параметры среды равны: $P_2 = 500 \text{ Па}$, $\rho_2/\rho_1 = 13.4$, $T_2 \approx 5300 \text{ К}$, $N_{n_2} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации плазмы $\alpha_i \approx 0.01$ [14, 12, 10, 21].

На высоте $h = 60 \text{ км}$ проводимость невозмущенной магнитным полем тела плазмы за ударной волной для СА OREX ($R_{CA} = 1.7 \text{ м}$) равна $\sigma_2 \approx 115 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ [32]; и $Re_{m_2} = 4\pi\mu\sigma_2 V_2 R_{CA} = 1.3$ (здесь $V_2 = V_1 \rho_1/\rho_2$). За ударной волной с учетом степени ионизации α_i динамическое давление плазмы можно представить в виде

$$P_{g_2} = \alpha_i \rho_2 V_2^2/2 \approx \alpha_i \rho_1 V_1^2/(2\xi),$$

тогда

$$P_B^{CA}/P_{g_2} = \xi B_{CA}^2 / (4\pi\mu\alpha\rho_1 V_1^2),$$

где $\xi = \rho_1/\rho_2$. Для СА OREX при $\alpha_i \approx 0.01$ и индукции магнитного поля $B_{CA} = 0.5$ Тл [32] следует $P_B^{CA}/P_{g_2} = 2600$.

МГД-взаимодействие СА с плазмой за ударной волной относится к случаю взаимодействия тела со средой с конечной проводимостью. Иногда в качестве параметра подобия МГД-взаимодействия спускаемых аппаратов с атмосферой Земли используется величина $Q_B = \text{Re}_{m_2} P_B^{CA}/P_{g_2} = \sigma_2 B_{CA}^2 R_{CA} / (\rho_1 V_1)$, как правило, без учета степени ионизации плазмы за ударной волной. На высоте $h = 60$ км для СА OREX в соответствии с таким определением параметра МГД-взаимодействия $Q_B = 26$ при $B_{CA} = 0.5$ Тл и $Q_B = 104$ при $B_{CA} = 1.0$ Тл. Эти значения Q_B согласуются с оценками работ [34, 30].

При физическом (стендовом) моделировании МГД-взаимодействия намагниченных тел со сверхзвуковыми потоками плазмы, как и для системы «солнечный ветер — Земля», определяющими являются параметры потока плазмы, не возмущенной магнитным полем тела. В вакуумной камере стенда Института технической механики (ИТМ) при концентрации ионов $N_{i_1} \approx 10^{15} \dots 10^{17} \text{ м}^{-3}$, индукции магнитного поля в критической точке модели (затупленное тело) $B_M \approx 5 \dots 1000$ мТл, скоростях ионов атомарно-молекулярного азота $V_1^{N_2} \approx 8.3 \dots 21.6$ км/с, степени диссоциации плазмы $\zeta_{d_1} \approx 0.6$, степени ионизации среды $0.001 \leq \alpha_{i_1} \leq 0.1$, рабочих давлениях $0.1 \dots 0.01$ Па и $T_{e_1} \approx 1 \dots 3$ эВ, $T_{i_1}/T_{e_1} \approx 0.1 \dots 0.3$ реализованы следующие значения параметров подобия [26]:

- отношение магнитного давления к скоростному напору невозмущенного потока плазмы $1.1 \leq P_B/P_{g_1} \leq 29000$, где $P_B/P_{g_1} = B_M^2 / (4\pi\mu\rho_1 V_1^2)$, магнитное число Рейнольдса $1.8 \leq \text{Re}_{m_1} \leq 13.7$ — (здесь $\text{Re}_{m_1} = 4\pi\sigma_{i_1} V_1 R_M$, R_M — характерный размер модели),
- параметр МГД-взаимодействия $2 \leq Q_B \leq 4 \cdot 10^5$ для моделей радиусом $R_M \geq 0.04$ и $Q_B = \sigma_1 B_M^2 R_M / (\rho_1 V_1)$.

На плазмодинамическом стенде при $R_M \geq 4.3$ см реализуется режим МГД-взаимодействия тела со средой с конечной проводимостью. Магнитное поле гидродинамизирует картину обтекания. При отсутствии собственного магнитного поля и обтекании тела плазмой в бесстолкновительном режиме структуру возмущенной зоны при $R/\lambda_d \gg 10$ (λ_d — дебаевский радиус невозмущенной плазмы) определяет спутный след (КА, Луна). С появлением собственного магнитного поля у поверхности тела формируются магнитосфера, ударная волна, полярные каспы и т. д. Такая структура формируется при

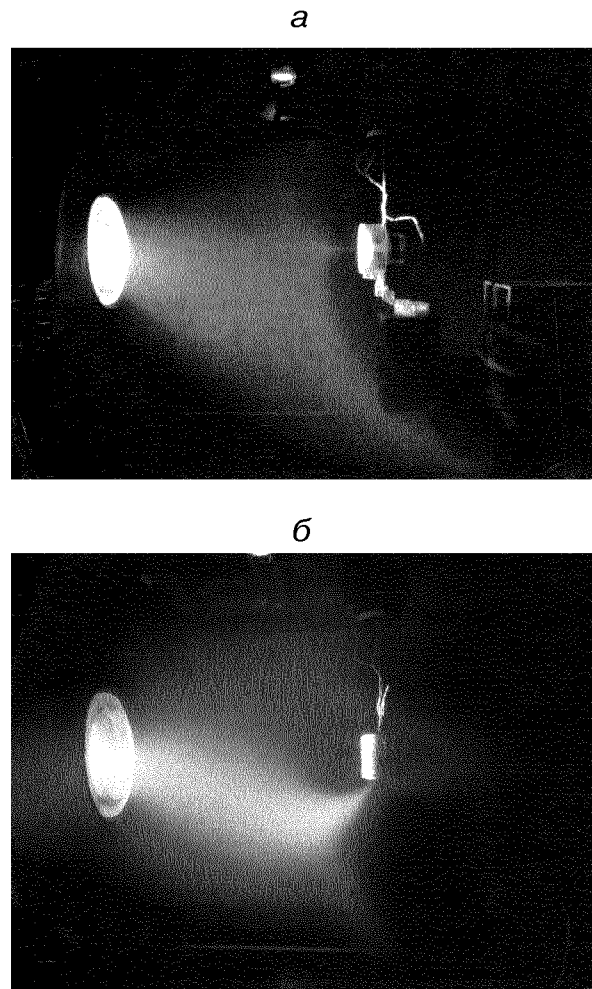


Рис. 1. Обтекание модели (короткого цилиндра) потоком плазмы при $V_1 \parallel B_M$ (а) и $V_1 \perp B_M$ (б)

Таблица 1. Параметры подобия МГД-взаимодействия намагниченного тела с потоками плазмы

Модель	P_B/P_g	Re_m	Q_B	R/ρ_e	R/ρ_i	ρ_i/d_p	$B_{внеш}/B_{тело}$
Солнечный ветер — Земля	$10^4—10^5$	10^{12}	$10^{16}—10^{17}$	>1	>1	10^{-4}	10^{-4}
Спускаемый аппарат — плазма, OREX, $h = 60$ км	2600	1.3	26—104	>1	<1	~ 1.0	10^{-4}
Плазма — модель на стенде	1.0—30000	1.8—13.7	$2.0—4 \cdot 10^5$	>1	<1	~ 1.0	0.01—0.001

обтекании Земли солнечным ветром, обтекании намагниченных тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы на стенде [23, 25]. На рис. 1 показана картина обтекания короткого намагниченного цилиндра сверхзвуковым потоком разреженной плазмы частично диссоциированного азота при $V_1 \parallel V_M$ (рис. 1, а, векторы V_1 и V_M направлены друг навстречу другу) и $V_1 \perp V_M$ (рис. 1, б).

В рассматриваемых выше случаях набегавший на тело поток плазмы движется во внешнем магнитном поле:

- плазма солнечного ветра движется в межпланетном магнитном поле;
- для СА плазма за ударной волной движется в магнитном поле Земли;
- на стенде поток плазмы движется во внешнем магнитном поле плазменного ускорителя.

Поэтому при исследовании взаимодействия намагниченного тела с потоком плазмы целесообразно использовать традиционные параметры подобия, такие как отношение характерного размера тела к ларморовским радиусам ионов R/ρ_i и электронов R/ρ_e , а также отношение индукции внешнего магнитного поля к индукции собственного магнитного поля тела.

Для системы «солнечный ветер — Земля» $R_3/\rho_e^{CB} \approx 2700 \gg 1$ и $R_3/\rho_i^{CB} \approx 90 \gg 1$ (реализуется модель сильного магнитного поля).

В системе «СА — плазма» (например OREX) для индукции магнитного поля «экватор — полюс» имеем $R_{CA}/\rho_e \approx 10 \gg 1$ и $R_{CA}/\rho_i \approx 0.1 \ll 1$, т. е. реализуется модель сильного поля по отношению к электронам и слабого для ионов. На стенде ИТМ для моделей радиусом $R_M \geq 4.3$ см при индукции внешнего магнитного поля $B_i \approx 1.0$ мТл реализуется модель слабого магнит-

ного поля по отношению к ионам: $R_M/\rho_e \gg 1$ и $R_M/\rho_i \ll 1$.

Для отношения индукции внешнего магнитного поля B_1 к индукции собственного магнитного поля имеем:

«межпланетное магнитное поле — Земля»

$$B_1/B_3 \approx 0.0001,$$

«магнитное поле Земли — спускаемый аппарат»

$$B_1/B_{CA} \approx 0.0001,$$

«поток плазмы — модель на стенде»

$$B_1/B_M \approx 0.001 \dots 0.01.$$

По аналогии с обтеканием Земли солнечным ветром для классификации режима МГД-взаимодействия тел с потоком плазмы используется параметр ρ_i/d_p . Здесь

$$d_p \approx (3-4) [P_m^2 / (2\pi\rho_i V_i^2)]^{1/6}$$

— характерный размер магнитосферы [3, 16], $r_{mp} = [P_m^2 / (2\pi\rho_i V_i^2)]^{1/6}$ — расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы, P_m — магнитный момент собственного поля намагниченного тела.

Для магнитного диполя, расположенного в центре тела, следует

$$\begin{aligned} \rho_i/r_{mp} &= \rho_i / 0.8R(B^2 / 4\pi\mu\rho_1 V_1^2)^{1/6} = \\ &= \rho_i / 0.8R(P_B/P_{g1})^{1/6}, \end{aligned}$$

где B — индукция магнитного поля на поверхности тела.

Для рассматриваемых трех случаев имеем

$$\rho_i^{CB}/d_p^{3земля} \approx 0.0001;$$

$$\rho_i^{CA}/d_p^{CA} \approx 1;$$

$$\rho_i^{(M)}/d_p^{(M)} \approx 1.$$

Если классифицировать режимы МГД-течения по аналогии с числом Кнудсена, то при $\rho_i/d_p \ll 1$ солнечный ветер можно рассматривать как сплошную среду. Параметр $\rho_i/d_p \approx 1$ соответствует переходному режиму, $\rho_i/d_p \gg 1$ — свободномолекулярному течению [3]. Значения рассмотренных параметров подобия приведены в таблице. Видно, что на стенде ИТМ для системы «намагниченное тело — поток плазмы» практически по всем параметрам подобия моделируется режим МГД-взаимодействия «СА — плазма за ударной волной» на высоте $h = 60$ км (СА OREX) и частично МГД-взаимодействие «солнечный ветер — Земля».

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Стенд, модели для исследования теплообмена намагниченных тел. Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде. Стенд относится к классу плазмодинамических труб. Схема стенда и измерений в потоке плазмы приведена в работе [28]. Откачивающая система стенда производительностью около $100 \text{ м}^3/\text{с}$, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом (LN_2), дают возможность реализовать в рабочей камере (цилиндр диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м) статическое разрежение 10 мкПа. Применение в качестве рабочих газов с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы плазменного газоразрядного ускорителя с саморазгоном плазмы создавать потоки с широким диапазоном параметров.

Для контроля точности измерения параметров плазменных потоков стенд снабжен системой электрических зондов и СВЧ-интерферометрами, работающими в частотном диапазоне от 3 до 37.5 ГГц. Зонды размещены на подвижных платформах верхнего и нижнего координатников с четырьмя степенями свободы каждый: продольное и поперечное перемещение в горизонтальной плоскости, перемещение в вертикальной плоскости и вращение вокруг вертикальной оси. Погрешность отсчета линейных перемещений равна 0.5 мм, угловых — 0.5° . Для измерения параметров заряженных и нейтрального компонентов потоков неравновесной разреженной плазмы применяется также контактная

диагностика — электрические зонды и зонд давления — с интерпретацией выходных сигналов по процедуре работы [27].

В качестве модели использовался короткий диэлектрический (фторопласт-4) цилиндр диаметром 110 мм и высотой 25 мм, плоская торцевая поверхность которого дренирована термодарами. Термодары размещены на диаметре торца с шагом 15 мм. Во внутренней полости цилиндра на свободном подвесе, позволяющем менять ориентацию вектора индукции магнитного поля модели \mathbf{V}_M относительно вектора скорости набегающего потока плазмы \mathbf{V}_1 , расположен соленоид длиной 90 мм и диаметром 65 мм.

Второй моделью служила диэлектрическая (фторопласт-4) дренированная термодарами полусфера диаметром 130 мм, во внутренней полости которой размещен соленоид.

Модели и микровесы для измерения сил давления потока плазмы. При исследовании динамического (силового) взаимодействия намагниченных тел со сверхзвуковым потоком разреженной плазмы использовались полые сферы диаметром 87 мм, изготовленные из алюминиевой, медной фольги и диэлектрические, покрытые пленкой фторопласта-4. В качестве источника собственного магнитного поля тела служил соленоид с внешним диаметром 50 мм и длиной 45 мм. Измерения проводились в сечении струи с равномерным распределением параметров: плотность потока, индукция внешнего магнитного поля, энергия ионов. Диаметр рабочей части струи равен 25 см.

При измерениях использовались микровесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления. Принципиальная схема микровесов приведена в работе [24]. Исследуемое тело с расположенным во внутренней полости закрепленным на стационарной опоре соленоидом является чувствительным элементом магнитоэлектрической системы. Стационарная опора установлена на поворотном устройстве, снабженном потенциометрическим датчиком пространственного положения соленоида. Поворотное устройство позволяет изменять угловое положение соленоида относительно вектора скорости набегающего потока плазмы. Погрешность угловой ориентации соленоида в потоке не превышает $\pm 20'$. Токоподводом соленоид соединен с источником постоянного тока. Микровесы из-

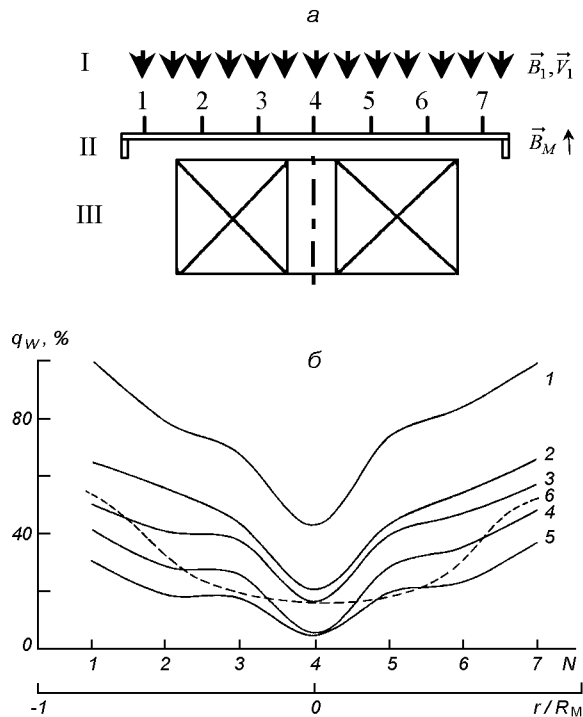


Рис. 2: *a* — схема размещения термопар (I — поток плазмы, II — дренированная термопарами торцевая поверхность короткого цилиндра, III — соленоид), *б* — уменьшение теплового потока на плоскую торцевую поверхность намагниченного цилиндра за счет собственного магнитного поля при $V_1 \parallel B_M$: 1 — при $P_B/P_{g1} = 25000$, 2 — 4000, 3 — 2800, 4 — 1000, 5 — 870, штриховая кривая *б* — расчеты [32] для СА OREX при $P_B/P_{g2} \approx 2600$

готовлены на базе стандартного магнитоэлектрического механизма миллиамперметра постоянного тока. Компенсационный ток, протекающий через рамку прибора, прямо пропорционален приложенному механическому моменту — силе воздействия потока плазмы на модель. Магнитоэлектрический механизм помещен в корпус, выполненный из магнитомягкого материала. Модель (полое тело) заданной формы закреплена на одном конце электропроводной державки. Второе плечо соединено с магнитоэлектрическим механизмом весов. Державка модели, опора соленоида, магнитоэлектрический механизм весов и поворотное устройство защищены от воздействия потока плазмы диэлектрическими экранами. Державкой модели и опорой соленоида служит

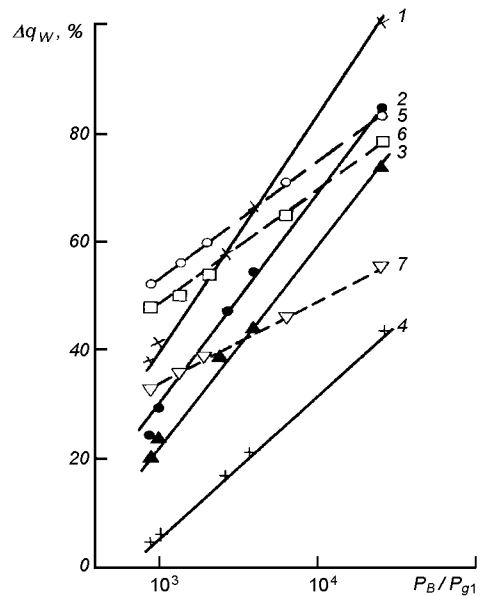


Рис. 3. Изменение теплового потока Δq_w от параметра P_B/P_{g1} : кривые 1, 2, 3, 4 — данные термопар 1—4; 5 — данные термопар 3—5; 6 — данные термопар 2, 6; 7 — данные термопар 1, 7

тонкостенная алюминиевая трубка, канал которой используется для подачи потенциала на проводящие поверхности модели и размещения элементов термопары. На плече длиной 500 мм диапазон измеряемых сил составляет 0.02...2500 мкН.

ТЕПЛОБМЕН И ТОРМОЖЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Теплообмен тела. Экспериментальные исследования проводились при рабочих давлениях в вакуумной камере 0.1—0.01 Па. Для моделей в отсутствие собственного магнитного поля реализованы бесстолкновительный и переходный режимы обтекания потоками разреженной плазмы. Для намагниченных моделей в соответствии с критерием ρ_i/d_p реализован переходный режим обтекания магнитосферы.

Схема размещения термопар и векторов V_1 , B_M и B_1 приведена на рис. 2, *a*. Рис. 2, *б*

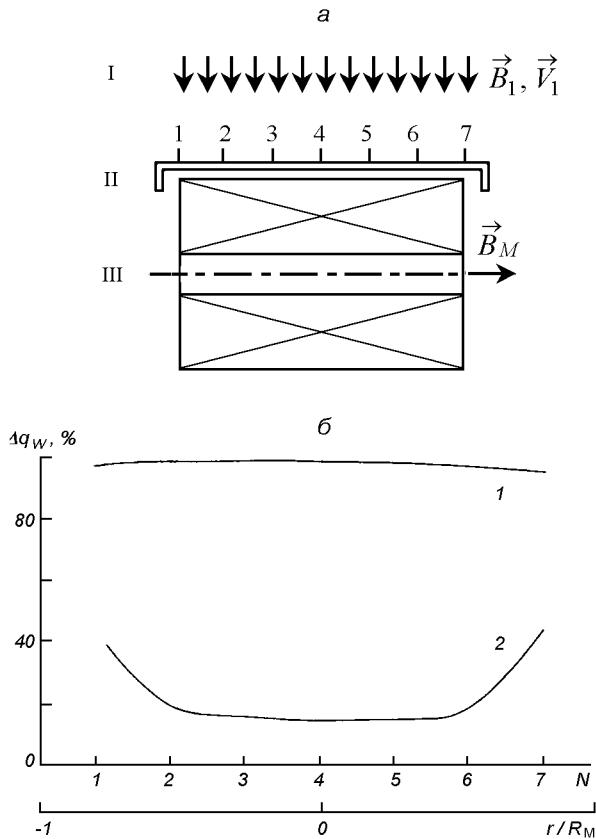


Рис. 4. Уменьшение теплового потока на плоскую торцевую поверхность намагниченного цилиндра за счет собственного магнитного поля при $V_1 \perp B_M$: 1 — воздействие потока плазмы при $P_B/P_{g1} = 0$, 2 — при $P_B/P_{g1} = 2.5 \cdot 10^4$

иллюстрирует уменьшение конвективного теплового потока Δq_w за счет влияния собственного магнитного поля короткого диэлектрического цилиндра при $V_1 \parallel B_M$, где $\Delta q_w = |q_w - q_{0w}|/q_{0w}$, q_{0w} — тепловой поток при $B_M = 0$. При оценке Δq_w учтено воздействие только потока плазмы за вычетом радиационного потока от катода источника плазмы и соленоида. Изменение температуры поверхности $\Delta T_w = |T_w - T_{0w}|/T_{0w}$ пропорционально изменению теплового потока Δq_w (T_{0w} — температура при $B_M = 0$). Зависимость Δq_w от параметра P_B/P_{g1} для этого случая показана на рис. 3 сплошными линиями 1—4.

Схема размещения термпар и векторов V_1 , B_M и V_1 показана на рис. 4, а. Изменение

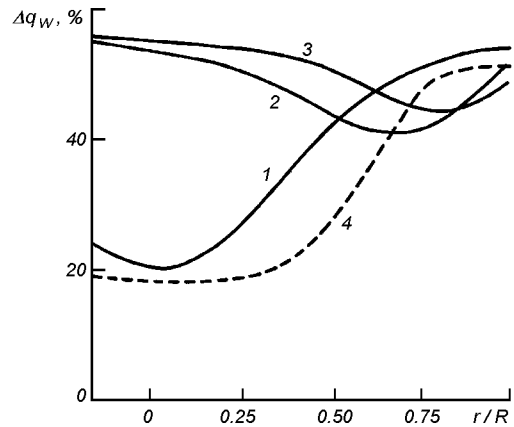


Рис. 5. Уменьшение теплового потока на поверхность диэлектрической полусферы при $P_B/P_g \approx 1000$: 1 — $\theta = \pi$, 2 — $\theta = \pi/3$, 3 — $\theta = 5\pi/12$, штриховая кривая — расчеты [32] для СА OREX, $2R$ — длина хорды капсулы

конвективного теплового потока q_w на плоскую торцевую поверхность короткого диэлектрического цилиндра из-за воздействия собственного магнитного поля тела при $V_1 \perp B_M$ иллюстрирует рис. 4, б. Зависимости Δq_w от P_B/P_{g1} для случая $V_1 \perp B_M$ представлены штриховыми линиями 5—7 на рис. 3.

Представленные на рис. 3 зависимости Δq_w от P_B/P_{g1} свидетельствуют, что для одних и тех же значений P_B/P_{g1} эффективность магнитной экранировки поверхности тела при $V_1 \perp B_M$ в целом сильнее.

Сопоставляя результаты измерений распределения заряженных частиц, температуры поверхности и структуры обтекания тела при $V_1 \parallel B_M$ (угол между векторами $\theta = \pi$) [25, 23], следует отметить, что перед телом образуется осесимметричная область МГД-взаимодействия. Сравнительно слабое уменьшение конвективного теплового потока в критической точке (термопара-4) обусловлено более высокой плотностью заряженных частиц и фокусировкой их к осевой линии тока (рис. 1, а). В случае $V_1 \perp B_M$ ($\theta = \pi/2$) структура возмущенной зоны имеет только одну плоскость симметрии, перпендикулярную к оси соленоида. Снижение теплового потока в этом случае обусловлено образованием

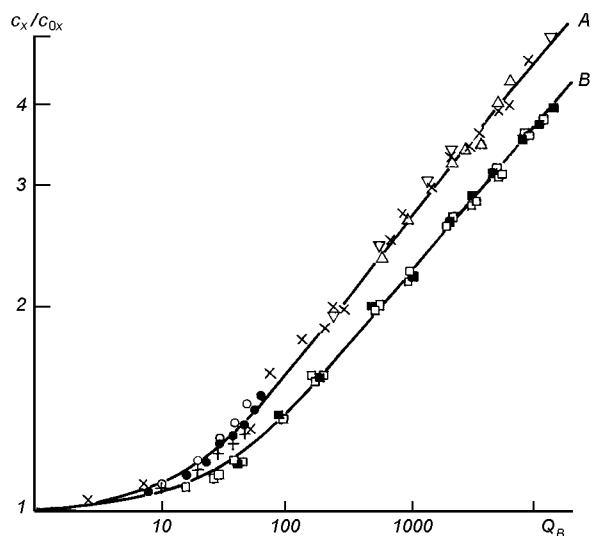


Рис. 6. Зависимость коэффициента лобового сопротивления намагниченного тела от параметра МГД-взаимодействия: точки — измерения [34], крестики — полное сопротивление полусферы [19], кружки — вклад силы Лоренца [19], косые крестики и квадратики — данная работа при $N_{i1} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ и $V_1 \approx 10.5 \text{ км/с}$, темные треугольники и квадратики — данная работа при $N_{i1} \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и $V_1 \approx 7.5 \text{ км/с}$, светлые треугольники — данная работа при $N_{i1} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ и $V_1 \approx 8.3 \text{ км/с}$, кривая A — проводящая модель, кривая B — диэлектрическая модель

каверны (рис. 1, б): плазма практически не проникает в область перед телом. Перетекание заряженных частиц происходит только в районе полярных каспов. Кроме того, для параметра Холла $\omega_e \tau_e \geq 1$ (ω_e — электронная циклотронная частота, τ_e — время соударений частиц в плазме) имеет место сильная анизотропия коэффициентов переноса: в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, они уменьшаются в $(1 + \omega_e^2 \tau_e^2)^{-1}$ раз [4]. Это усиливает эффект уменьшения теплового потока на поверхность тела.

Результаты измерений температуры на поверхности дренированной термопарами диэлектрической полусферы радиусом $R_M \approx 6.5 \text{ см}$ (рис. 5) подтверждают эти выводы.

МГД-торможение тела. В качестве одной из моделей при исследовании динамического взаимодействия намагниченных тел с потоком разреженной плазмы служила полусфера диаметром $2R_M = 87 \text{ мм}$ с цилиндрической юбкой

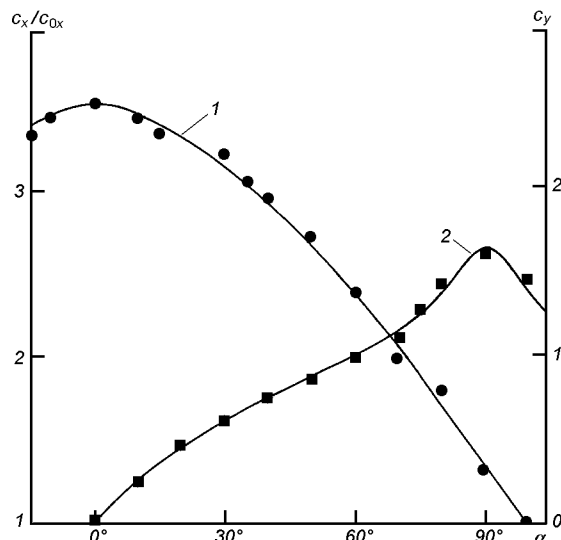


Рис. 7. Зависимость коэффициентов лобового сопротивления c_x/c_{0x} и подъемной силы c_y диэлектрической сферы от ориентации вектора индукции магнитного поля \mathbf{B}_M относительно вектора скорости набегающего потока \mathbf{V}_1 : точки, квадратики — аппроксимации (1) и (2) соответственно, 1, 2 — результаты измерений на стенде

длиной 50 мм. Диэлектрическая модель изготовлена из плотной бумаги, покрытой пленкой фторопласта-4, проводящая — из алюминиевой фольги.

На рис. 6 представлена зависимость коэффициента лобового сопротивления модели c_x/c_{0x} с размещенным во внутренней полости соленоида от параметра МГД-взаимодействия $Q_B = \sigma_1 B_M^2 R_M / (\rho_1 V_1)$ при $\theta = \pi$ (B_M — индукция магнитного поля в критической точке тела), c_{0x} — коэффициент лобового сопротивления при $B_M = 0$. Измерения проводились при давлениях в рабочей камере стенда около 0.01 Па. В отсутствие собственного магнитного поля реализовывался свободномолекулярный режим обтекания тела плазмой с конечной проводимостью. С учетом данных из [34, 19] значения c_x/c_{0x} охватывают режимы МГД-взаимодействия от вязкого до почти свободномолекулярного.

Влияние ориентации вектора индукции магнитного поля \mathbf{B}_M диэлектрической сферы (диаметр 87 мм) относительно вектора скорости набегающего потока плазмы на величину коэф-

коэффициентов лобового сопротивления c_x/c_{0x} и подъемной силы c_y , иллюстрирует рис. 7. Точки и квадратики — аппроксимации

$$c_x/c_{0x} = 1 + \xi^{0.67} [\cos\alpha + 0.134|\sin\alpha| (|\sin\alpha| - \cos\alpha)] \quad (1)$$

и

$$c_y = \xi^{0.35} [\sin\alpha - |\cos\alpha| (1 - |\cos\alpha|)]. \quad (2)$$

Кривые 1, 2 — результаты измерений силы давления потока плазмы при $\xi \approx 4.0$, $V_1 \approx 8.3$ км/с и $P_B/P_{g1} \approx 5300$. Здесь $\alpha = \pi - \theta$, $\xi = \beta [eP_m/(M_i V_i)]$ — отношение силы торможения намагниченного тела, пропорциональной $eN_i V_i P_m$, к скоростному напору потока плазмы в отсутствие магнитного поля $A_S N_i M_i V_i^2$; P_m — магнитный момент соленоида, $A_S = \pi R_M^2$ — мидель тела, β — коэффициент пропорциональности.

Параметр $[eP_m/(M_i V_i)]^{0.5}$ для дипольного момента P_m — штермеровская длина C_{st} [1], т. е. $\xi \approx \beta C_{st}^2$. Поле соленоида является дипольным только на достаточно большом расстоянии. Для сферической модели данной работы $\xi = 10^{-4} [eP_m/(M_i V_i)]$. С другой стороны, для диапазона $1.0 \leq P_B/P_{g1} \leq 10^5$ с погрешностью не более 3 % параметр ξ может быть представлен в виде зависимости от P_B/P_{g1} :

$$\xi = (0.12 + 0.0625 \operatorname{erf} K) \left[\frac{P_B}{P_{g1}} \right]^{0.413 - 0.065 \operatorname{erf} K}, \quad (3)$$

где $\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz$ — интеграл вероятности, $K = (\lg P_B/P_{g1} - 3)/2$.

Приведенные на рис. 7 зависимости $c_x(\alpha)/c_{0x}$, $c_y(\alpha)$ свидетельствуют о возникновении ненулевой подъемной силы и аэродинамического качества у намагниченной сферы, возможности управления аэродинамическим качеством за счет собственного магнитного поля в потоке разреженной плазмы.

Сопротивление и подъемная сила Земли в потоке плазмы солнечного ветра. Магнитосфера намагниченной диэлектрической сферы Земля в плоскости эклиптики — приближенно

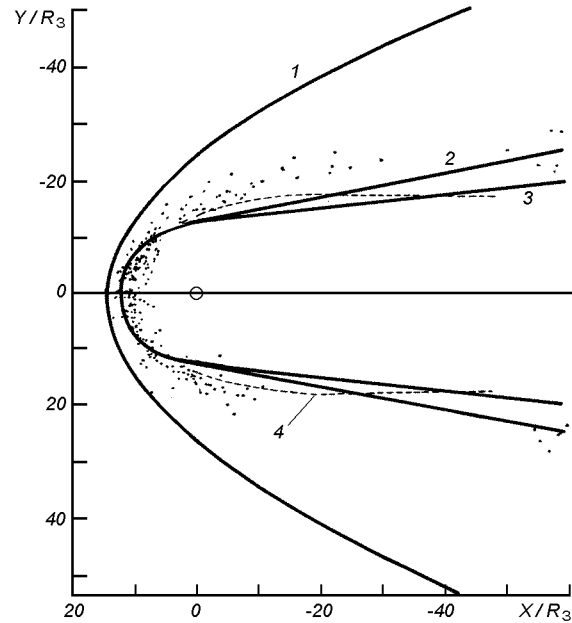


Рис. 8. Положение магнитопаузы в плоскости эклиптики (X, Y) [23, 32]: точки — измерения космическими аппаратами IMP, 1 — ударная волна, 2 — магнитопауза — затупленный конус с диаметром основания около $50R_3$ при длине хвоста магнитосферы $60R_3$, 3 — магнитопауза — затупленный конус с диаметром основания $40R_3$ при длине хвоста магнитосферы $60R_3$, 4 — теоретическая конфигурация магнитопаузы на экваторе

затупленный конус с касательным эллиптическим носком (меньшая полуось около $11R_3$, большая полуось — $15R_3$, поперечник — $(40 \dots 50)R_3$) [16, 18].

Можно предположить, что эллиптический носок влияет на поток аналогично сферической поверхности эквивалентного радиуса [10], и рассматривать магнитосферу Земли как затупленный конус с секущей сферой радиуса $r_{сф} \approx 13R_3$, диаметром основания $(40 \dots 50)R_3$ при длине хвоста магнитосферы около $60R_3$ (рис. 8). Вклад сферической поверхности в сопротивление при гиперзвуковом (число Маха $M_1 \approx 8$) обтекании затупленного конуса в приближении Ньютона составляет 96 % для диаметра основания $40R_3$ и 83 % для диаметра $50R_3$ [9, 13].

Измерения данной работы (рис. 7) соответствуют переходному режиму обтекания магнито-

сферы намагниченной диэлектрической сферы при $\rho_i/d_p \approx 1$ и $M_1 \approx 6...10$. Для магнитосферы Земли в потоке плазмы солнечного ветра реализуется континуумный режим обтекания при $\rho_i/d_p \approx 10^{-3}...10^{-4}$ и $M_1 \approx 8$. С учетом вывода о преобладающем вкладе в сопротивление затупленного конуса — магнитосферы — его сферического носка переход от измерений сопротивления намагниченной диэлектрической сферы данной работы к сопротивлению магнитосферы Земли (и Земли как сферы) может быть осуществлен введением коэффициента $k_{tr} = c_{x_{cont}}/c_{x_{tr}}$, где

$$c_{x_{cont}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \right) \left[\frac{(\gamma + 1)^2}{4\gamma} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (4)$$

— коэффициент сопротивления сферы при континуумном обтекании ($M_1 \gg 1$) [8, 10], $c_{x_{tr}}$ — коэффициент сопротивления сферы при переходном режиме обтекания, γ — показатель адиабаты.

В гиперзвуковом потоке разреженного газа при $6 < M_1 < 12$, $\gamma = 1.4$ для неохлаждаемых сфер ($t_w = T_w/T_0 \approx 1.0$, T_0 — температура торможения) по данным из [22, 33] значение $c_{x_{tr}} \approx 2.06$. С учетом расчетных значений по (4) и результатов измерений из работы [10] значение $c_{x_{cont}} \approx 0.916$, т. е. $k_{tr} \approx 0.445$. Для охлаждаемых сфер ($t_w < 1.0$) значение $c_{x_{tr}} \approx 1.7$ и $k_{tr} \approx 0.539$.

С другой стороны, коэффициенты сопротивления и подъемной силы намагниченной диэлектрической сферы при гиперзвуковом обтекании ее магнитосферы в переходном режиме характеризуют эмпирические зависимости (1) и (2).

Обтекание намагниченной сферы Земля гиперзвуковым ($M_1 \approx 8$) потоком разреженной плазмы солнечного ветра происходит при $\theta = 78.5^\circ$, $B_3 \approx 62$ мТл и $P_B/P_{g1} \approx 7.7 \cdot 10^4$. В соответствии с зависимостями (1), (3) для намагниченной сферы Земля при переходном режиме обтекания ее магнитосферы потоком разреженной плазмы солнечного ветра следует $c_x/c_{0x_{tr}} \approx 2.3076$, где $c_{0x_{tr}} \approx 2.06$ — для неохлаждаемой сферы и $c_{0x_{tr}} \approx 1.7$ — для охлаждаемой сферы.

Коэффициент сопротивления Земли при обтекании ее магнитосферы гиперзвуковым потоком

разреженной плазмы в переходном режиме для неохлаждаемой сферы равен $c_{x_{tr}}^{(B)} = 4.754$, для охлаждаемой сферы — $c_{x_{tr}}^{(B)} = 3.923$. Коэффициент подъемной силы намагниченной сферической Земли при обтекании ее магнитосферы в переходном режиме и $\theta = 78.5^\circ$ определяется из выражения (3): $c_{y_{tr}}^{(B)} \approx 1.77$.

Переход к режиму континуумного обтекания магнитосферы может быть осуществлен с использованием коэффициента k_{tr} . Для неохлаждаемой и охлаждаемой сфер $c_{x_{cont}}^{(B)} \approx k_{tr} c_{x_{tr}}^{(B)} = 2.115$. Если предположить, что соотношение $c_{y_{tr}}^{(B)}(\theta = 78.5^\circ) / c_{x_{tr}}^{(B)}(\theta = 78.5^\circ) = 0.45$ выполняется и при континуумном обтекании магнитосферы, то для коэффициента подъемной силы намагниченной сферы Земля получим $c_{y_{cont}}^{(B)} = 0.952$. Сила сопротивления намагниченной сфере Земля в потоке разреженной плазмы солнечного ветра определится из соотношения: $F_x \approx c_{x_{cont}}^{(B)} \cdot 0.5 \cdot \rho V^2 \pi R_3^2 \approx 4.29 \cdot 10^5$ Н, а подъемная сила — $F_y \approx c_{y_{cont}}^{(B)} \cdot 0.5 \cdot \rho V^2 \pi R_3^2 \approx 1.93 \cdot 10^5$ Н. Аэродинамическое качество намагниченной сферы Земля в потоке плазмы солнечного ветра близко к 0.45.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что МГД-взаимодействие намагниченных тел с потоком разреженной плазмы сопровождается уменьшением конвективного теплового потока и увеличением коэффициента лобового сопротивления осесимметричного тела с увеличением параметра МГД-взаимодействия и отношения магнитного давления к динамическому (скоростному напору). Для проводящего тела эффект Холла на динамическое воздействие (сопротивление) выражен сильнее.

Выявлен эффект возникновения подъемной силы и аэродинамического качества у намагниченной сферы в потоке разреженной плазмы при ненулевом угле между вектором индукции собственного магнитного поля и вектором скорости потока плазмы. Показано, что изменение ориентации (вращение) собственного магнитного поля относительно вектора скорости потока плазмы является эффективным средством управления конвективным теплообменом и аэродинамическим качеством намагниченного диэлектриче-

ского осесимметричного тела. Получены экспериментальные зависимости уменьшения тепловых потоков, изменение коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы намагниченной диэлектрической сферы от отношения магнитного давления к динамическому (скоростному напору).

Результаты исследований практически по всем параметрам подобия соответствуют требованиям физического моделирования МГД-взаимодействия в системе «СА — плазма за ударной волной» (СА OREX на высоте $h = 60$ км — переходный режим обтекания магнитосферы) и частично — взаимодействия в системе «солнечный ветер — Земля».

Определены коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы (сила сопротивления и подъемная сила) намагниченной диэлектрической сферы Земли в потоке плазмы солнечного ветра при непрерывном обтекании магнитосферы Земли.

1. Альвен Г., Фельтхаммер К. Г. Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
2. Аржаников Н. С., Садекова Г. С. Аэродинамика больших скоростей. — М.: Высш. шк., 1965.—560 с.
3. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. — М.: Наука, 1977.—431 с.
4. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963.— Вып. 1.—С. 183—272.
5. Головачев Ю. П., Курбатов Г. А., Чернышев А. С., Шмидт А. А. Анализ факторов, влияющих на сверхзвуковое обтекание конического тела в условиях магнитогазодинамического взаимодействия // Письма в ЖТФ.—2006.—32, № 14.—С. 52—57.
6. Гуревич А. В., Москаленко Н. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме // Исследование космического пространства. — М.: Наука, 1965.—С. 241—254.
7. Коваленко В. А. Солнечный ветер. — М.: Наука, 1983.—272 с.
8. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1977.—184 с.
9. Краснов Н. В. Аэродинамика. — М.: Высш. шк., 1971.—632 с.
10. Краснов Н. Ф. Аэродинамика тел вращения. — М.: Машиностроение, 1964.—436 с.
11. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. — М.: Физматгиз, 1962.—246 с.
12. Лох У. Динамика и термодинамика спуска в атмосфере планет. — М.: Мир, 1966.—276 с.
13. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течение газа около затупленных тел. — М.: Наука, 1970.—Ч. II.—380 с.
14. Мартин Дж. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику. — М.: Мир, 1969.—320 с.
15. Маслеников М. В., Сигов В. С., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космич. исслед.—1968.—6, № 2.—С. 220—227.
16. Модель космоса (МК-82) / Под ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 1.—600 с.
17. Нечтел Е., Питтс У. Экспериментальное исследование сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами // Ракетная техника и космонавтика.—1964.—2, № 6.—С. 222—225.
18. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. — М.: Мир, 1980. —299 с.
19. Портер Р. У. Численное решение задачи о вязком обтекании затупленного тела гиперзвуковым МГД-потокком // Ракетная техника и космонавтика.—1973.—11, № 3.—С. 154—155.
20. Сахаров В. А., Менде Н. П., Бобашев С. В. и др. Тепловые измерения на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком азота // Письма в ЖТФ.—2006.—32, № 14.—С. 46—51.
21. Фэй Дж, Кемп Н. Теория теплопередачи в точке торможения в частично-ионизированном двухатомном газе // Механика.—1963.—№ 1.—С. 47—70.
22. 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.
23. Шувалов В. А. Влияние собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы // ЖТФ.—1984.—54, № 6.—С. 1107—1114.
24. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
25. Шувалов В. А. Структура плазменных образований у поверхности цилиндра в потоке частично ионизированного газа // ПМТФ.—1984.—№ 4.—С. 3—11.
26. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Бандель К. А., Приймак А. И. Перенос зарядов на подветренные поверхности КА в полярной ионосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2007.—13, № 6.—С. 5—17.
27. 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.
28. Шувалов В. А., Тихий В. А., Приймак А. И. и др. Деградация полимерных материалов солнечных батарей КА при длительном воздействии потоков атомарного кислорода // Космічна наука і технологія.—2005.—11, № 5/6.—С. 78—86.
29. Chen S. Y. Magnetic hypersonic flow near the stagnation point at low Reynolds number // J. Spacecraft and Rockets.—1969.—6, N 8.—P. 872—877.
30. Ericson W. B., Maciulaitis A. Investigation of magnetohydrodynamic flight control // J. Spacecraft and Rockets.—1964.—1, N 3.—P. 283—289.

31. Fujino T., Funaki J., Sugita H., Mizuno M., Iskikava M. Numerical analyses of flow control around body «OREX» by magnetic fields // AJAA Pap.—2003-3760, June 2003.—10 p.
32. Fujino T., Sugita H., Funaki J., Iskikava M. Influence of electrical conductivity of wall on magnetohydrodynamic control of aerodynamic heating // J. Spacecraft and Rockets.—2006.—43, N 1.—P. 63—70.
33. Maslach G. J., Willis R. D., Tang S, Ko D. Recent experimental and theoretical extensions of nearly molecular flow // Rarefied Gas Dynamics. — New-York: Acad. Press, 1965.—V. 1.—P. 433—443.
34. Nowak R., Kranc S., Porter R. W., et. al. Magnetogasdynamic re-entry phenomena // J. Spacecraft and Rockets.—1967.—4, N 11.—P. 1538—1542.
35. Porter R. W., Cambell A. P. Hall effect in flight magnetogasdynamics // AJAA J.—1967.—5, N 12.—P. 2208—2213.
36. Shang J. S., Kimmel R., Hayes J., Menart J. Hypersonic experimental facility for magnetoaerodynamic interactions // J. Spacecraft and Rockets.—2005.—42, N 5.—P. 780—789.
37. Yoo C. Y., Porter R. W. Numerical analysis of the viscous hypersonic MHD blunt-body problem // AJAA J.—1973.—11, N 3.—P. 383—384.

**EFFECTS OF MAGNETOHYDRODYNAMIC CONTROL
IN HEAT EXCHANGE AND DECELERATION
OF MAGNETIZED BODIES IN THE EARTH'S
ATMOSPHERE AND MAGNETOSPHERE**

*V. A. Shuvalov, A. I. Priymak, K. A. Bandel,
G. S. Kochubey, N. A. Tokmak*

It is shown that the rotation of the proper magnetic field in the plasma is an efficient means for controlling convective heat exchange and aerodynamic efficiency of a dielectric body at axial flow over.