

УДК 533.95

ТОРМОЖЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОГО ТЕЛА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2020 г. В. А. Шувалов¹, *, Н. А. Токмак¹, Ю. П. Кучугурный¹, Н. П. Резниченко¹¹Институт технической механики Национальной академии наук Украины (ИТМ), г. Днепр, Украина

*E-mail: vashuvalov@ukr.net

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 06.11.2019 г.

Принята к публикации 24.12.2019 г.

Методами физического моделирования изучены особенности обтекания и динамического взаимодействия намагниченной сферы с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы. Для осевой и ортогональной ориентаций векторов потока плазмы и индукции собственного магнитного поля тела получены зависимости коэффициентов электромагнитной силы сопротивления сферы от отношения магнитного давления к скоростному напору набегающего потока. Показано, что при индукции собственного магнитного поля сферы 0.8–1.5 Тл электромагнитная сила, генерируемая в системе “магнитное поле сферы—окружающая плазма”, сравнима с импульсом, инжектируемым плазменными ускорителями специальных космических аппаратов, предназначенных для принудительной (“активной”) очистки околоземного пространства от объектов космического мусора торможением их плазменной струей, выводом на более низкие орбиты и утилизацией при сгорании в плотных слоях атмосферы Земли. Для создания энергоэкономичных, компактных источников собственного магнитного поля этих объектов с индукцией 0.8–1.5 Тл могут быть использованы малогабаритные постоянные магниты, сгруппированные по специальной схеме (магнитные сборки Халбаха).

DOI: 10.31857/S0040364420020180

ВВЕДЕНИЕ

В 50-е годы прошлого столетия сформулирована идея применения для управления движением спускаемых аппаратов (СА) в атмосфере Земли электромагнитной силы, генерируемой магнитогазодинамической (МГД) системой [1–4]. Основными элементами МГД-системы являются собственное магнитное поле СА и окружающая плазма. Собственное магнитное поле большой сферы – планеты Земля и потоки плазмы солнечного ветра – элементы натурной МГД-системы. Для космических аппаратов МГД-систему формируют их собственное магнитное поле и потоки плазмы:

- в межпланетном пространстве – плазма солнечного ветра;
- в ионосфере Земли – ионосферная плазма;
- на высотах 80–40 км в атмосфере Земли – плазма, образующаяся за ударной волной перед затупленной поверхностью СА.

К настоящему времени по результатам многочисленных публикаций, посвященных решению задачи магнитной гидродинамики – исследованию особенностей, закономерностей и механизмов взаимодействия в системе “намагниченное тело–поток плазмы”, сформировались два неза-

висимых, но взаимодополняющих друг друга направлений:

– МГД-взаимодействие СА при $U_\infty \uparrow \downarrow B_w$, где U_∞ – вектор скорости набегающего потока плазмы, B_w – вектор индукции собственного магнитного поля “намагниченного” СА. Первые публикации с решением задачи для СА в атмосфере Земли при $U_\infty \uparrow \downarrow B_w$ относятся к 1957–1958 гг. [1, 2]. По результатам публикаций за 60-летний цикл исследований показано, что при $U_\infty \uparrow \downarrow B_w$ электромагнитный эффект проявляется в дополнительном МГД-торможении “намагниченного” СА и уменьшении конвективных тепловых потоков на его затупленную поверхность [5–9]. В литературе этот случай известен как режим движения СА под “магнитным парашютом”;

– МГД-взаимодействие “намагниченных” космических аппаратов (КА) с плазмой солнечного ветра в межпланетном пространстве, когда $U_\infty \perp B_w$ [10–12]. Установлено, что электромагнитный эффект проявляется в генерировании дополнительной тяги, ускорении “намагниченного” КА в потоке плазмы солнечного ветра. Режим МГД-взаимодействия в этом случае известен как “движение под магнитным парусом”.

В обоих случаях электромагнитный эффект порождает определенные надежды на получение

дополнительных преимуществ от использования МГД-систем для летательных аппаратов.

Исследования особенностей динамического взаимодействия, использования электромагнитной силы, генерируемой в МГД-системе “намагниченный КА–ионосферная плазма”, немногочисленны. Это, по-видимому, связано в первую очередь с ограниченными возможностями практического применения электромагнитных сил для управления движением КА в ионосфере Земли. Ситуацию изменила проблема загрязнения околоземного пространства объектами космического мусора (ОКМ), и в первую очередь крупными с линейным размером более 0.5 м (топливные баки, последние ступени ракет-носителей, исчерпавшие ресурс эксплуатации КА и т.д.) [13–16]. Проблемы, связанные с загрязнением околоземного пространства, породили надежды на использование силы, генерируемой при взаимодействии собственного магнитного поля КА с ионосферной плазмой, для реализации процедуры очистки ионосферы при электромагнитном торможении ОКМ, увода их на более низкие орбиты с последующей утилизацией при сгорании в плотных слоях атмосферы Земли. С учетом актуальности и сложности проблемы очистки космического пространства от ОКМ задача исследования процессов и механизмов генерирования электромагнитной силы в системе “КА–ионосферная плазма” приобретает практическую направленность и значимость. Прежде всего, речь идет о формировании мини-магнитосферы КА и использовании электромагнитной силы в качестве движущей силы в системе “КА–ионосферная плазма”.

В отличие от условий движения управляемых СА в атмосфере Земли при $U_\infty \uparrow \downarrow \mathbf{V}_W$ и КА в межпланетном пространстве при $U_\infty \perp \mathbf{V}_W$, крупные нестабилизированные ОКМ в ионосфере хаотично “кувыркаются” на орбите: угол θ между векторами U_∞ и \mathbf{V}_W может изменяться в широком диапазоне. При этом на практике процедура увода ОКМ на более низкие орбиты может быть эффективна только с использованием в качестве источника собственного магнитного поля ОКМ постоянного магнита (без дополнительного энергопотребления).

Целью данной работы являются:

- исследование методами физического моделирования структуры мини-магнитосферы, формируемой при обтекании “намагниченной” сферы (с постоянным магнитом) гиперзвуковым потоком разреженной плазмы;

- определение зависимостей коэффициента силы сопротивления “намагниченной” сферы от параметров, характеризующих взаимодействие КА с ионосферной плазмой, таких как отноше-

ние магнитного давления собственного магнитного поля $P_{B_W} = B_W^2/2\mu$ к скоростному напору ионов набегающего потока разреженной плазмы $P_d = \rho_i U_\infty^2/2$ ($U_i = U_\infty$ и ρ_i – направленная скорость и плотность ионов, μ – магнитная проницаемость) и угла θ между векторами U_∞ и \mathbf{V}_W в диапазоне $0 \leq \theta \leq \pi/2$;

- оценка возможностей применения малогабаритных постоянных магнитов (сборки Халбаха) в качестве источников собственного магнитного поля тела для генерирования электромагнитной силы.

В качестве модели при физическом моделировании динамического взаимодействия в системе “КА–ионосферная плазма” используется сфера. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- 1) произвольно вращающиеся (“кувыркающиеся”) крупные ОКМ (последние ступени, топливные баки ракет-носителей, фрагменты обтекателей, исчерпавшие ресурс эксплуатации КА и т.д.) в аэродинамике моделируются сферой [17];

- 2) для натурной МГД-системы “Земля–солнечный ветер” ($U_\infty \perp \mathbf{V}_W$) проведены многочисленные исследования, результаты которых могут быть использованы в качестве тестовых;

- 3) особенности динамического взаимодействия сферы с гиперзвуковым потоком разреженного газа хорошо изучены (аэродинамика разреженных газов) и также могут быть использованы как тестовые [18–20].

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ КА В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Параметры взаимодействия. При физическом (стендовом) моделировании процессов и явлений, протекающих в космическом пространстве, необходимо, чтобы безразмерные параметры, входящие в уравнения, описывающие конкретные явления, были близки по порядку величин или одинаковы в ионосфере и на стенде. При этом если какой-либо безразмерный параметр в ионосфере много меньше или больше единицы, то и в модельном эксперименте этот параметр должен быть соответственно существенно много меньше или больше единицы [21].

Динамическое взаимодействие КА ионосферной разреженной плазмой характеризуют семь параметров подобия и масштабных коэффициентов [22]:

- магнитное число Рейнольдса $Re_m = \mu\sigma U_\infty r_W$ (σ – проводимость плазмы, r_W – характерный размер КА);

– отношение $S_{ie} = U_\infty / \bar{V}_s$ скорости U_∞ полета КА к скорости $\bar{V}_s = \sqrt{kT_e/M_i}$ ионного звука (k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов, M_i – масса ионов);

– отношение r_W/λ_D характерного размера r_W к дебаевскому радиусу λ_D в невозмущенной плазме;

– отношение r_W/r_e характерного размера r_W к ларморовскому радиусу r_e электрона;

– отношение r_W/r_{iT} характерного размера r_W к тепловому ларморовскому радиусу r_{iT} иона;

– число Кнудсена ионов плазмы $Kn_i = l_{ii}/r_W$ (l_{ii} – длина свободного пробега для ион-ионных соударений);

– безразмерный потенциал поверхности КА $\Phi_W = e\phi_W/kT_e$ ($\phi_W = \phi_f - \phi_0$ – потенциал ϕ_f на поверхности тела относительно потенциала ϕ_0 плазмы).

Семь параметров подобия определяют требования к чистоте модельного эксперимента. Состояние плазмы характеризуют также степень ионизации $\epsilon_i = N_{e,i}/N_n$ и параметр Холла $\omega_{\alpha B} v_{\alpha\delta}^{-1}$ ($\alpha = i$ – для ионов, $\alpha = e$ – для электронов, $v_{\alpha\delta} = v_{\alpha i} + v_{\alpha n}$ – средние частоты соударений электронов и ионов с нейтралами).

Кроме того, динамическое взаимодействие КА с ионосферной плазмой характеризуют и условия МГД-приближения [23]:

1) $\tau_c \gg \omega_{ep}^{-1}$, где $\tau_c = 2r_W/U_\infty$ – временной масштаб макроскопических изменений в плазме, ω_{ep} – плазменная (ленгмюровская) частота;

2) $\tau_c \gg v_{em}/\omega_{ep}^2$, где $v_{em} = v_{ei} + v_{en}$ – средние частоты соударений электронов с ионами и нейтралами;

3) $\tau_c \gg v_{em}^{-1}$.

Физическое (стендовое) моделирование взаимодействия КА с ионосферной разреженной плазмой проводилось на плазмодинамическом стенде Института технической механики НАН Украины (ИТМ). Стенд относится к классу плазменных аэродинамических труб. Безмасляная откачивающая система производительностью ~ 50 м³/с, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом, обеспечивают в вакуумной камере стенда (цилиндр диаметром 1.2 м, длиной 3.5 м) остаточное давление 3×10^{-5} Н/м². По результатам масс-спектроскопического анализа в остаточном газе преобладают два компонента: CO + N₂ и H₂, в небольшом количестве присутствуют водяной пар H₂O и CO₂. При рабочем давлении 4×10^{-3} Н/м² в струе плазмы (рабочий

газ – азот высшей очистки) преобладающим компонентом являются ионы азота. Степень диссоциации ионного компонента $\xi_{di} \approx 0.6$, средняя молекулярная масса ионов $M_i = 19.6$ а. е. м. Исследования проводились для двух режимов работы плазменного ускорителя:

1) концентрация $N_i = 2.1 \times 10^{15}$ м⁻³ и направленная скорость ионов $U_i = 15.6$ км/с;

2) $N_i = 9.6 \times 10^{15}$ м⁻³ и $U_i = 28.3$ км/с при температуре электронов $T_e = 2.6$ эВ, ионов $T_i = 0.52$ эВ, нейтралов $T_n = 0.18$ эВ и скорости нейтральных частиц $U_n = 0.6$ км/с. Источником плазмы служил газоразрядный ускоритель с осциллирующей электронов во внешнем магнитном поле с саморазгоном плазмы. Индукция внешнего магнитного поля в рабочем сечении струи $B_0 = 2 \times 10^{-2}$ Тл; диаметр рабочего сечения струи $\sim 0.35 \times 10^{-1}$ м (рабочее сечение струи – зона с равномерными распределениями скорости, концентрации ионов и индукции внешнего магнитного поля); скоростной напор (газодинамическое давление) ионов $8.3 \times 10^{-3} \leq P_d \leq 1.3 \times 10^{-1}$ Н/м².

Для диагностики потока разреженной плазмы на стенде использовались: микроволновой интерферометр, работающий на частоте 5.45 ГГц; система электрических зондов (цилиндрический, плоский, многоэлектродный зонд-анализатор); цилиндр Фарадея и двухканальный зонд давления [24–26]. Зонды установлены на подвижной платформе, перемещающейся в горизонтальной и вертикальной плоскостях и вращающейся вокруг вертикальной оси. Погрешность линейных перемещений $\sim 0.5 \times 10^{-3}$ м, угловых $\sim 0.5^\circ$. Состав остаточного газа и степень диссоциации ионного компонента контролируется масс-спектрометром и по ионной ветви вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда [25]. В качестве моделей использовались сферы радиусами $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м и $r_{W2} = 5.25 \times 10^{-2}$ м, изготовленные из картона с металлическими (алюминиевая фольга) и диэлектрическими (полимерные пленки) покрытиями. Параметры подобия, характеризующие взаимодействие тел со среднеширотной ионосферной плазмой при $r_W \approx 1.0$ м, $U_\infty = 7.5$ км/с и среднем уровне солнечной активности (день, ночь) на высоте ~ 700 км, вычисленные по данным [27] и модели ионосферы IRI-2015, приведены в табл. 1. Эти данные свидетельствуют, что для большинства параметров подобия и безразмерных масштабных коэффициентов условия на стенде ИТМ близки или соответствуют условиям взаимодействия “ненамагнитного” тела ($\mathbf{B}_W = 0$) с ионосферной разреженной плазмой. На стенде, как и в ионосфере на высоте

Таблица 1. Параметры подобия, характеризующие динамическое взаимодействие “КА–плазма” в ионосфере на высоте ~700 км и “модель КА (сфера)–плазма” на стенде ИТМ

Параметры подобия	S_{ei}	Kn_i	Re_m	M_i , а.е.м.	ε_i	r_W/λ_D	r_W/r_{iT}	r_W/r_{iU_∞}	r_W/r_e	Φ_W	$\omega_e V_{em}^{-1}$	$\omega_i V_{im}^{-1}$
Ионосфера, (день–ночь)	5.8–7.3	$(4-6) \times 10^3$	1.7–3.6	14.0	$(3-8) \times 10^{-2}$	$(1-1.2) \times 10^2$	$(2-2.5) \times 10^{-1}$	3.8×10^{-3}	24–30	$-(2.1-2.4)$	$(1.2-9) \times 10^4$	7×10^2
Стенд (сфера $r_{W1,2}$)	4.4–8.0	$(0.8-1.0) \times 10^2$	1.3–4.8	19.6	$(1.4-9) \times 10^{-2}$	$(1.5-3.8) \times 10^2$	$(1.9-2.5) \times 10^{-2}$	$(1.6-3.6) \times 10^{-3}$	1.6–1.9	$-(2.9-3.6)$	1.4×10^3	$(0.1-1) \times 10^1$

При оценке значений магнитного числа Рейнольдса учитывалась анизотропия проводимости ионосферной плазмы в магнитном поле Земли $\sigma_{\parallel} = 2\sigma_{\perp}$ [28], индукция магнитного поля в ионосфере Земли $B_E \approx 0.4 \times 10^{-4}$ Тл, r_{iU_∞} – ларморовский радиус ионов, движущихся с направленной скоростью U_∞ .

~700 км, третье условие МГД-приближения $\tau_c \gg v_{em}^{-1}$ не выполняется.

Сопrotивление “ненамагниченной” сферы в потоке плазмы. Силовое воздействие потока частично ионизированного газа на тело определяется несколькими составляющими: $F_x = F_{xn} + F_{xi} + F_{xe} + F_{xg}$. Здесь F_{xn} обусловлена бомбардировкой нейтральными частицами; F_{xi} – воздействие ионов плазмы; F_{xe} – давление электронов; F_{xg} – сила, обусловленная процессами газовой выделенной, распыления и десорбции частиц с поверхности тела. Как правило, $F_{xe} + F_{xg} \ll F_{xn} + F_{xi}$ и $F_x \approx F_{xn} + F_{xi}$. Сила F_{xn} зависит от коэффициентов передачи импульса и энергии частиц определенного сорта конкретному материалу поверхности. Для сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа применительно к условиям полета КА в ионосфере задача решена в рамках аэродинамики разреженных газов [18–20, 29]. По результатам многочисленных исследований, физического и численного моделирования, статической обработки измерений орбит спутников установлено, что $F_{xn} = c_{xn} 0.5 \rho_n U_\infty^2 \pi r_W^2$, где $c_{xn} \approx 2.1-2.3$ – коэффициент силы сопротивления сферы для условий эксплуатации КА в ионосфере Земли [18, 20, 30, 31], ρ_n – плотность нейтральных частиц.

Заряженные частицы потока плазмы формируют на поверхности твердого тела равновесный (“плавающий”), как правило отрицательный, потенциал Φ_W . Для сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы $\Phi_W = -\ln(\sqrt{2kT_e/\pi m_e U_\infty^2}) = -\ln(0.25\bar{V}_e/U_\infty)$ [22], где m_e и $\bar{V}_e = \sqrt{8kT_e/\pi m_e}$ – масса и средняя скорость электронов. Расчетные значения Φ_W в ионосфере и на стенде приведены в табл. 1. При ненулевом отрицательном потенциале поверхности тела ионы ускоряются в возмущенной зоне размером в несколько дебаевских радиусов и переносят на нее дополнительный импульс – составляющую силы “электрического”

взаимодействия в системе “ион–поверхность”. Сила сопротивления (торможения) “ненамагниченной” сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы, обусловленная бомбардировкой газовыми ионами, определяется как сумма двух составляющих $F_{xi} = F_{0x} + F_{\Phi x}$, где $F_{0x} = c_{0x} 0.5 \rho_i U_i^2 \pi r_W^2$ – сила контактного взаимодействия ионов набегающего потока плазмы с поверхностью твердого тела, $F_{\Phi x} = c_{\Phi x} 0.5 \rho_i U_i^2 \pi r_W^2$ – сила “электрического” взаимодействия ионов с поверхностью заряженного тела. Составляющая силы F_{0x} определяется по аналогии с F_{xn} с помощью коэффициентов передачи импульса и энергии газовых ионов конкретному материалу поверхности твердого тела. Сила $F_{\Phi x}$ зависит от параметров Φ_W и r_W/λ_D . Коэффициент силы сопротивления “ненамагниченного” тела ($\mathbf{V}_W = 0$) в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы $c_{xi} = c_{0x} + c_{\Phi x}$.

По результатам измерений коэффициента “электрической” составляющей силы сопротивления $c_{\Phi x}$ проводящей “ненамагниченной” сферы радиусом $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м на стенде ИТМ и данным [32–34] авторами для $r_W/\lambda_D \geq 50$ получена аппроксимация $c_{\Phi x}/c_{0x} = [1 - \exp(-\Phi_W^{0.5}/0.233 r_W/\lambda_D)] \eta^{2/3}$, где $\eta = \Phi_W/S_{ie}^2 = 2e\phi_W/M_i U_i^2$.

Измерения силы сопротивления сферы на стенде ИТМ проводились с применением микровесов двух типов [35, 36]:

1) микровесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления. Компенсационный ток прямо пропорционален силе воздействия потока плазмы на сферу. На плече длиной 0.5 м диапазон измеряемых сил изменяется в пределах от 10^{-8} до 10^{-3} Н, погрешность измерения не более $\pm 4.5\%$;

2) микровесы с повышенной помехозащищенностью к воздействию внешних электрических

и магнитных полей. Измерительным элементом этих микровесов служит тензометрический датчик. Сигнал с тензометрического датчика пропорционален деформации плеча, вызванной воздействием внешней силы. Диапазон измеряемых сил – от 10^{-6} до 10^{-1} Н, погрешность измерения – не более $\pm 3\%$.

Для условий на стенде при равновесном (“плавающим”) потенциале на поверхности алюминиевой сферы $\eta = 0.09-0.37$, ему соответствуют максимальные значения отношения $(c_{\Phi x}/c_{0x})_{\max} = 0.017-0.047$. Максимальное значение коэффициента “электрической” составляющей силы сопротивления “ненамагниченной” сферы на стенде не превосходит $(0.8-2.35)\%$ от значения коэффициента силы сопротивления незаряженной сферы $c_{0x} \approx 2.1-2.3$ [37]. В ионосфере на высоте 700 км (ночь, день, средний уровень солнечной активности): $0.08 \leq \eta \leq 0.14$ и $(c_{\Phi x}/c_{0x})_{\max} = 0.016-0.022$. Максимальное значение коэффициента силы сопротивления сферы составляет $(0.8-1.1)\%$ от коэффициента незаряженной сферы. Таким образом, при $r_W/\lambda_D \geq 50$ доля “электрической” составляющей пренебрежимо мала: интегральная сила, действующая на КА в ионосфере $F_x \approx F_{xn}$, а на стенде $F_x \approx F_{xi}$. Дополнительным критерием точности модельного эксперимента по динамическому взаимодействию “ненамагниченного” КА с ионосферной плазмой может служить равенство коэффициентов силы сопротивления сферы $c_{xn} \approx c_{xi}$, измеренных на стенде, расчетных значений при численном моделировании [20, 31, 38] и данных анализа измерений орбит по торможению КА в атмосфере Земли [18].

Измерения коэффициентов силы сопротивления $c_x \approx c_{xi}$ на стенде проводились для сфер радиусами $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м и $r_{W2} = 5.25 \times 10^{-2}$ м с проводящими (алюминиевая фольга, фольга нержавеющей стали 12X18H10T) и непроводящими (пленка фторопласт-4, полиимид ПМ-А, экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ), которая служит внешним покрытием III ступени ракеты-носителя “Циклон-3” [35]) покрытиями. Результаты измерения приведены в табл. 2.

Для всех измерений c_{xi} на стенде, как и в ионосфере, реализован режим обтекания гиперзвуковым потоком “холодной” ($T_W/T_{i,n} < 1$) сферы. Измеренные в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы на стенде значения c_{xi} согласуются с результатами измерения коэффициентов c_{xn} для “холодной” сферы в гиперзвуковых потоках нейтральных частиц $c_{xn} = 2.1-2.3$ [37] и с расчетными значениями c_{xi} , выполненными с использовани-

Таблица 2. Коэффициенты силы сопротивления “ненамагниченных” сфер в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы на стенде ИТМ

Коэффициент силы сопротивления c_{xi} для различных материалов покрытия сфер				
Al	12X18H10T	Фторопласт-4	ЭВТИ	ПМ-А
2.11	2.16	2.08	2.24	2.17

ем угловых зависимостей коэффициентов передачи нормального и тангенциального импульсов газовых ионов [29].

Другими словами, при $r_W/\lambda_D \geq 50$ “электрическая” составляющая силы, действующей на сферический КА в ионосфере и на проводящие и диэлектрические сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы на стенде, пренебрежимо мала. При гиперзвуковом свободно-молекулярном обтекании “ненамагниченной” сферы в ионосфере и на стенде $c_{xn} \approx c_{xi} \approx c_{0x} \approx 2.1-2.3$. Дополнительное требование к точности физического моделирования динамического взаимодействия в системе “КА–плазма” на стенде ИТМ выполняется.

ТОРМОЖЕНИЕ “НАМАГНИЧЕННОЙ” СФЕРЫ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

При проведении экспериментальных исследований на стенде ИТМ в качестве модели использовались две диэлектрические сферы (картон, покрытый пленкой фторопласта-4) с источниками собственного магнитного поля, размещенными в центре. Для сферы радиусом $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м источником поля служил постоянный магнит из шести секций – неодимовых дисков диаметром $D_{s1} = 4.8 \times 10^{-2}$ м и толщиной $h_{s1} = 1.1 \times 10^{-2}$ м каждый. Суммарная длина постоянного магнита $l_{s1} = 6.7 \times 10^{-2}$ м. Вариацией количества секций индукция магнитного поля B_{Woz} на поверхности сферы в точке, соответствующей полюсу магнита, изменялась в пределах от 1.1×10^{-2} до 3.4×10^{-1} Тл. Для измерения индукции магнитного поля использовался универсальный тесламетр типа 43205 с диапазоном измерения B_W от 1×10^{-5} до 3.5 Тл. Источником собственного магнитного поля сферы радиусом $r_{W2} = 5.25 \times 10^{-2}$ м служил соленоид с внешним диаметром $D_{s2} = 6 \times 10^{-2}$ м, длиной $l_{s2} = 7 \times 10^{-2}$ м и внутренним диаметром $d_{s2} = 1.5 \times 10^{-2}$ м. В соленоиде использовался медный провод диаметром $d_c = 0.75 \times 10^{-3}$ м с числом витков $N_C = 2700$. При пропускании тока от 0.5

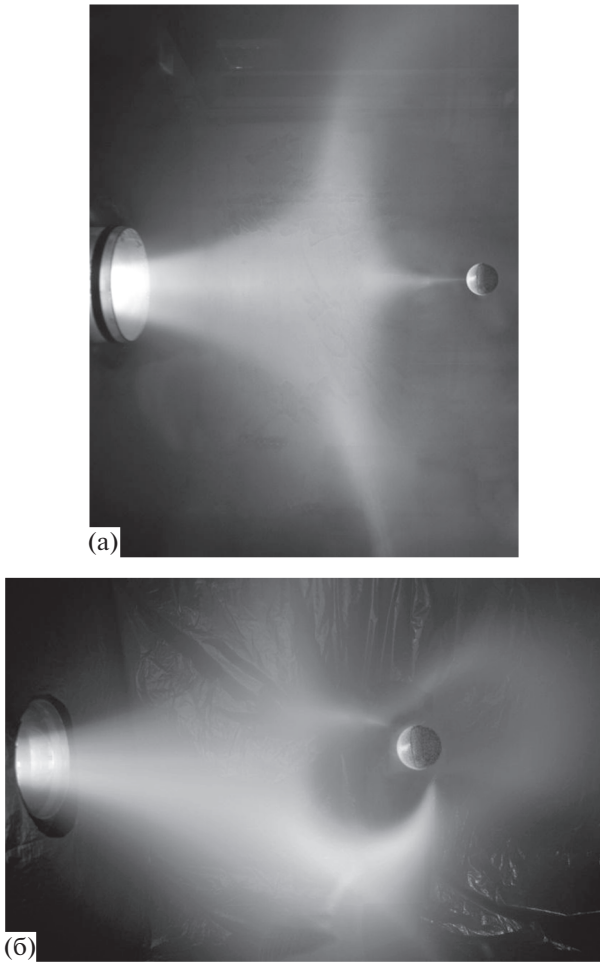


Рис. 1. Структура поля течения при обтекании “намагниченной” сферы радиусом $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м: (а) – $U_\infty \downarrow \uparrow B_W$, (б) – $U_\infty \perp B_W$.

до 10 А индукция магнитного поля B_{W0z} на поверхности сферы в точке, соответствующей полюсу соленоида, лежит в пределах от $B_{W0z}^{\min} = 8.7 \times 10^{-3}$ Тл до $B_{W0z}^{\max} = 2.1 \times 10^{-1}$ Тл. Внутри сферы соленоид термоизолирован – покрыт экрано-вакуумной теплоизоляцией. Источники магнитного поля помещены в герметичный корпус из алюминиевой фольги толщиной 0.3×10^{-3} м. Механический контакт внутренней поверхности сферы с источником собственного магнитного поля обеспечивается через сетчатый диэлектрический каркас. Сфера с источником поля в центре является чувствительным элементом микровесов, используемых для измерения силы в системе “плазма–сфера–магнитное поле” [36].

Осевая ориентация ($U_\infty \uparrow \downarrow B_W, \theta = 0$). Магнитное поле формирует у поверхности сферы плазменное образование струйного типа. Распределение осевой составляющей B_{Wz}/B_{W0z} магнитного поля сфер пропорционально $(z/r_W)^n$. Поле соленоида ближе к дипольному ($n = 3$), а для постоянного магнита поле спадает медленнее ($n < 3$). Структуру поля течения при обтекании “намагниченной” сферы радиусом $r_{W1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м (постоянный шестисекционный магнит) при $U_\infty \uparrow \downarrow B_W$ иллюстрирует рис. 1. Структуры поля течения при обтекании сфер с соленоидом [36] и с постоянным магнитом при равных значениях индукции магнитного поля B_{W0z} на их поверхности практически идентичны.

Схему токов и сил для системы “поток плазмы – магнитное поле” при $U_\infty \downarrow \uparrow B_W$ иллюстрирует рис. 2.

Механизм генерирования электромагнитной силы в такой системе может быть сформулирован по аналогии с [8, 38] следующим образом: магнит с индукцией поля B_W , помещенный в затупленное тело, формирует вокруг сферы неоднородное магнитное поле B и кольцевой ток J , индуцированный взаимодействием магнитного поля с потоком плазмы. Электромагнитный эффект такого взаимодействия – сила Лоренца $F_L = J \times B$, направленная против потока плазмы. Сила F_L тормозит поток плазмы и генерирует реактивную силу $F_x = F_L$, действующую на магнит и тормозящую “намагниченное” тело.

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента силы сопротивления c_x/c_{0x} “намагниченной” сферы при обтекании гиперзвуковым пото-

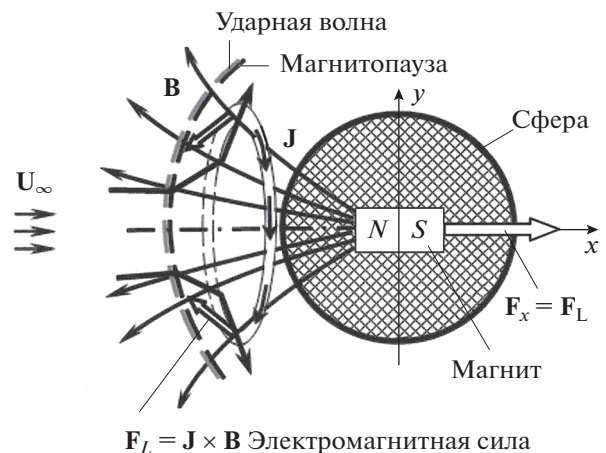


Рис. 2. Схема токов и сил для системы “поток плазмы–намагниченная сфера” при $U_\infty \downarrow \uparrow B_W$.

ком разреженной плазмы (верхняя кривая – осевая ориентация, $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_w$, $\theta = 0$) от параметра P_{Bw}/P_d . Аппроксимация авторов (кривая 10)

$$c_x/c_{0x} = \exp\left[1.1 \times 10^{-2} \ln^2(P_{Bw}/P_d)\right] = f_1(P_{Bw}/P_d), \quad (1)$$

где $c_{0x} = 2.15$ – коэффициент силы сопротивления “ненамагниченной” сферы [20, 31]. Измеренные значения коэффициента сопротивления c_x “намагниченной” сферы с соленоидом и с постоянным магнитом в качестве источников собственного магнитного поля согласуются между собой в пределах погрешности, не превышающей $\pm 7\%$ при $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_w$.

Ортогональная ориентация ($U_\infty \perp \mathbf{B}_w$, $\theta = \pi/2$).

Зависимости $B_{Wz}(z/r_w)/B_{W0p}$ индукции магнитного поля соленоида и постоянного магнита в направлении, перпендикулярном к их оси симметрии, близки. Структура поля течения при обтекании “намагниченной” сферы радиусом $r_{w1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м (постоянный магнит) гиперзвуковым потоком разреженной плазмы при $U_\infty \perp \mathbf{B}_w$ показана на рис. 1. У поверхности сферы формируется мини-магнитосфера.

Зависимость коэффициента силы сопротивления “намагниченной” сферы при взаимодействии гиперзвукового потока разреженной плазмы с собственным магнитным полем, создаваемым соленоидом и постоянным магнитом, от параметра P_{Bw}/P_d для ориентации $U_\infty \perp \mathbf{B}_w$, показана на рис. 3 (11–17). Аппроксимация авторов (кривая 17)

$$c_x/c_{0x} = f_1(P_{Bw}/P_d) f_2. \quad (2)$$

Схема токов и сил взаимодействия в системе “плазма–намагниченная” сфера” при $U_\infty \perp \mathbf{B}_w$, приведена на рис. 4. Взаимодействие “намагниченной” сферы с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы при $U_\infty \perp \mathbf{B}_w$ характеризуют четыре безразмерных параметра [40]: число Маха M , магнитное число Рейнольдса $Re_{mL} = \mu\sigma U_\infty L$ (L – характерный размер мини-магнитосферы), отношение ларморовского радиуса ионов на границе магнитосферы L_i к характерному размеру магнитосферы L , отношение толщины магнитосферы $\Delta = c/\omega_{ep}$ к характерному размеру магнитосферы Δ/L . С учетом диффузионного движения электронов вместо Δ/L используется отношение $\Delta_d/L = Re_{mL}^{-1}$, где $\Delta_d = (c^2/\omega_{ep}^2)(0.51v_{em}/U_\infty)$. Структура мини-магнитосферы на рис. 1 ($U_\infty \perp \mathbf{B}_w$) получена при обтекании сферы радиусом $r_{w1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м (постоянный магнит) при

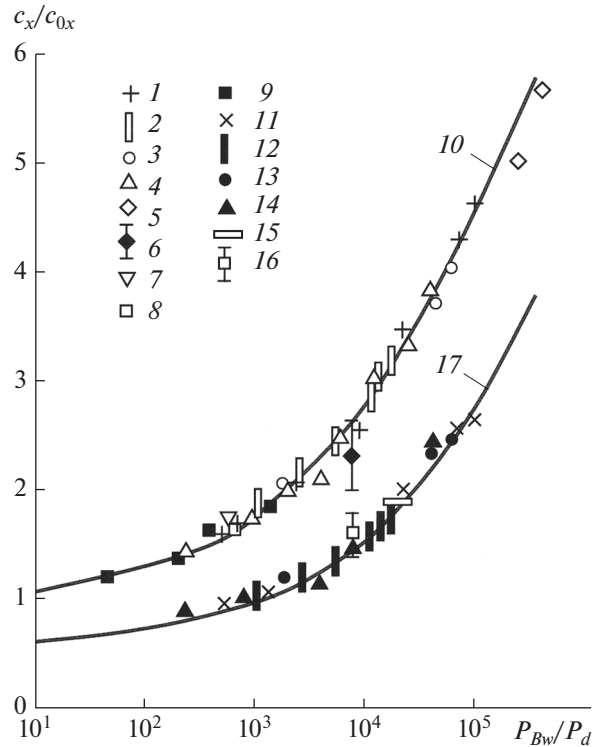


Рис. 3. Зависимость коэффициента силы сопротивления c_x/c_{0x} “намагниченной” сферы P_{Bw}/P_d при обтекании гиперзвуковым потоком разреженной плазмы от параметра: 1–10 – осевая ориентация, $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_w$, $\theta = 0$; 11–17 – ортогональная, $U_\infty \perp \mathbf{B}_w$, $\theta = \pi/2$; 1, 2, 11, 12 – измерения авторов для сферы $r_{w1} = 4.35 \times 10^{-2}$ м с постоянным магнитом, режимы 1 (1, 11) и 2 (2, 12); 3, 4, 13, 14 – сфера радиусом $r_{w2} = 5.25 \times 10^{-2}$ м с соленоидом, режимы 1 (3, 13) и 2 (4, 14); 5 – сфера, расчет [13]; 6 – численное моделирование [12]; 7 – расчет [7]; 8, 9 – полусфера с цилиндрической юбкой, расчет [8] (8), измерения [39] (9); 10 – аппроксимация авторов (1); 15 – расчет [10]; 16 – расчеты [11, 12]; 17 – аппроксимация авторов (2) при $f_2 \approx 0.573$.

$L/r_{w1} \approx 4.6$, $P_{Bw}/P_d \geq 4 \times 10^3$ для режима 2. Этому режиму соответствуют следующие значения параметров: $M = 8.9$, $B_w = 4 \times 10^{-2}$ Тл, $\Delta = 5.6 \times 10^{-2}$ м, $\Delta_d = 4.6 \times 10^{-3}$ м, $L_{iT} = 5.7 \times 10^{-1}$ м, $L_{iU} = 7.1$ м, для которых выполняются условия $M \gg 1$, $Re_{mL} \gg 1$, $\Delta/L \approx 0.2 < 1$, $\Delta_d/L = Re_{mL}^{-1} = 2 \times 10^{-2} \ll 1$, $L_{iU}/L \gg 1$, $L_{iT}/L \approx 2.4$ (L_{iT} – ларморовский радиус “тепловых” ионов с энергией $E_i \approx 0.52$ эВ, L_{iU} – ларморовский радиус ионов набегающего потока с энергией $E_i = 82$ эВ на границе мини-магнитосферы). Число Кнудсена для ион-ионных

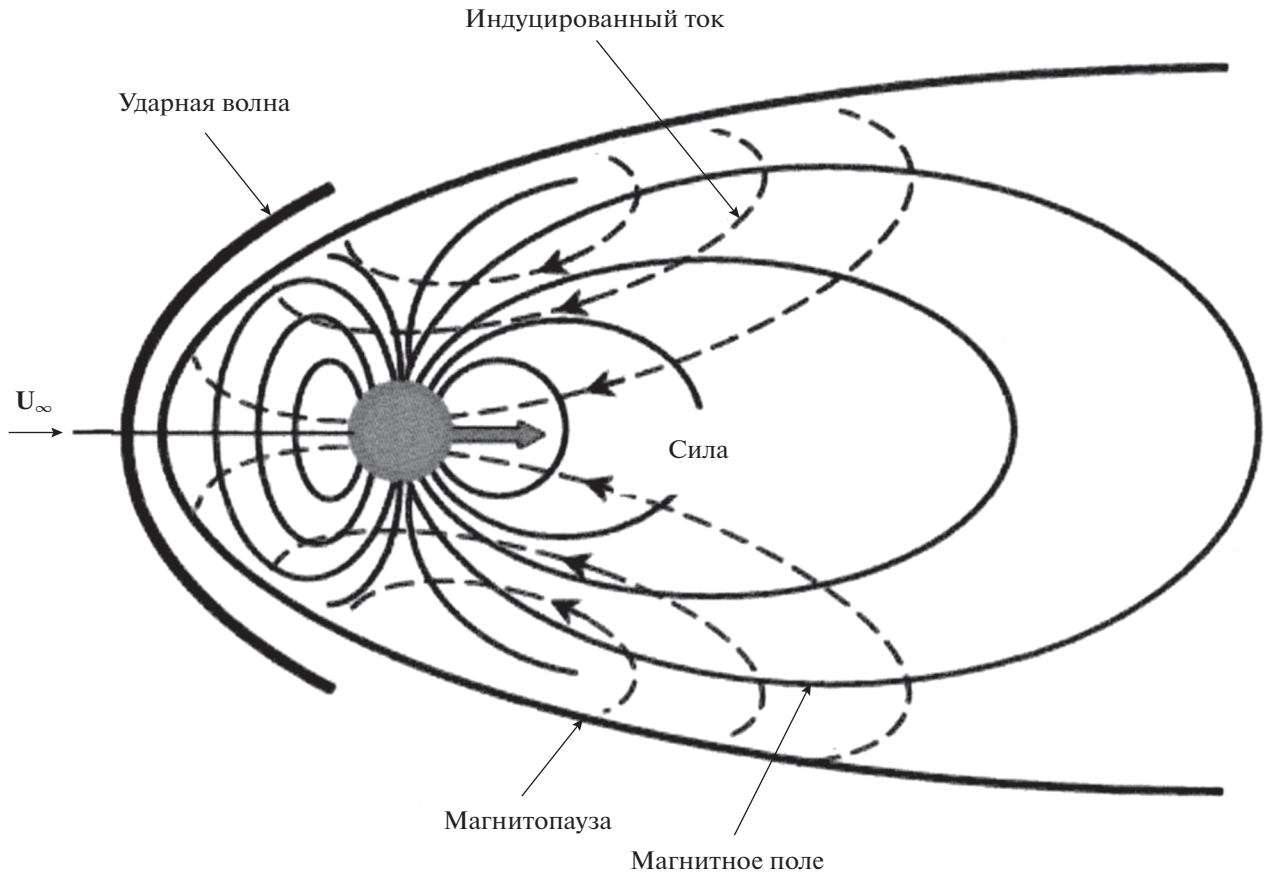


Рис. 4. Схема токов и сил при $U_\infty \perp B_W$.

соударений $Kn_i = l_{ii}/L \approx 2.6$. Представленным на рис. 1 структурам соответствует переходный (между МГД и кинетическим) режим взаимодействия мини-магнитосферы с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы. В [11] такой режим определяется как “лоренцево взаимодействие”. Для него измеренные коэффициенты силы сопротивления “намагниченной” сферы $c_x(\theta = \pi/2)$ при $c_{0x} = 2.15$, $f_2 = 0.573$ согласуются с данными численного моделирования МГД и кинетического взаимодействия в системе “плазма–“намагниченное” тело” в пределах погрешности не более 10% [10–12].

ОБТЕКАНИЕ ИСТОЧНИКА “ТОЧЕЧНОГО” МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ

В качестве источников собственного магнитного поля для КА могут быть использованы малогабаритные постоянные неодимовые магниты, сгруппированные по специальной схеме – сборки Халбаха. На рис. 5 показаны структуры обтекания сферы с усеченными вершинами (два соединенных последовательно шаровых слоя) ра-

диусом $r_W = 3.65 \times 10^{-2}$ м и высотой каждого шарового слоя $h_W \approx 3.4 \times 10^{-2}$ м потоком разреженной плазмы при $U_\infty \downarrow \uparrow B_W$ и $U_\infty \perp B_W$.

Источником “точечного” собственного магнитного поля служит постоянный неодимовый магнит с характерным размером $\delta_W \approx 4.5 \times 10^{-3}$ м и размером полюса $\delta_{B_W} \approx 1.5 \times 10^{-3}$ м. В качестве модели (полусферы с усеченной вершиной) используется стандартная сборка Халбаха [41]. Приведенные на рис. 5 структуры свидетельствуют о том, что источник “точечного” постоянного магнитного поля в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы формирует мини-магнитосферу – структуру, соответствующую модели Чэпмена–Ферраро [42, 43]. Для $z/\delta_{B_W} \geq 1$ и $\rho/\delta_{B_W} \geq 1$ на поверхности шарового слоя $B_W = 0$. Для структур на рис. 5 измеренные значения характерных параметров L , B_L согласуются с расчетными для системы “плазма–магнитный диполь”. При $B_W = 1.0$ Тл и $\delta_W = 4.5 \times 10^{-3}$ м имеем $L \approx 9.6 \times 10^{-2}$ м, $B_L = (\mu P_d)^{1/2} = B_W (\delta_W/L)^3 \approx$

$\approx 1 \times 10^{-4}$ Тл при $P_d = 8.3 \times 10^{-3}$ Н/м² (L – характерный размер, расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы; B_L – индукция магнитного поля в этой точке). При $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_W$ (рис. 6, одиночный источник точечного магнитного поля) и $L = 9.6 \times 10^{-2}$ м коэффициент электромагнитной силы сопротивления в соответствии с аппроксимацией (1) существенно превосходит составляющую кинетического воздействия ионов потока плазмы $c_{0x} \ll c_{B_x}$ ($c_{0x} \approx 2.15$). Расчетное значение давления, создаваемого электромагнитной силой $P_{B_x}(\theta = 0^\circ, \pi) \approx c_{B_x} 0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \approx 5.6 \times 10^{-1}$ Н/м². При $U_\infty \perp \mathbf{B}_W$ ($L = 6 \times 10^{-2}$ м) имеем $P_{B_x}(\theta = \pi/2) \approx 2.1 \times 10^{-1}$ Н/м². Для двух вертикально соединенных (встык) “точечных” источников при $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_W$ расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы увеличивается в 1.2 раза (рис. 6), а для четырех соединенных встык и накрест сборок L увеличивается в 1.5 раза.

Давление электромагнитной силы P_{B_x} для такой схемы возрастает в 1.2 раза: $P_{B_x}(\theta = 0, \pi) \approx 6.7 \times 10^{-1}$ Н/м². С увеличением количества сборок наблюдается суперпозиция струйных образований у поверхности устройства. Структура поля течения на рис. 6 ($U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_W$) свидетельствует о возможности создания устройства в виде сборки Халбаха с пространственно распределенным у его фронтальной поверхности постоянного магнитного поля с индукцией ~ 1.0 – 1.5 Тл. Это подтверждает и расчет распределения индукции постоянного магнитного поля сборки Халбаха из семи ($k = 7$) неодимовых магнитных кубиков с характерным размером $l_k = 2 \times 10^{-2}$ м. В центре кубика $B_k \approx 0.5$ Тл, на краях $B_k \approx 1.0$ Тл. Результаты расчетов по программе FEMM [44] на рис. 7 свидетельствуют о том, что на фронтальной поверхности сборки при $z = 1 \times 10^{-4}$ м индукция постоянного магнитного поля лежит в пределах от $B_{W \min} \approx 0.7$ Тл до $B_{W \max} \approx 1.4$ Тл.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИЛА, ТОРМОЗЯЩАЯ “НАМАГНИЧЕННУЮ” СФЕРУ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

Для электромагнитной силы общепринятым является выражение $F_x = c_x 0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \pi L^2$. Для ионосферы и магнитных полей с индукцией $B_W \geq 0.8$ Тл следует $r_W \ll L$, а $c_x = c_{0x} + c_{B_x} \approx c_{B_x}$, так как $c_{0x} \ll c_{B_x}$. Тогда для электромагнитной силы, действующей на “намагниченное” тело в ионосферной плазме, $F_x = c_{B_x} 0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \pi r_W^2$. На рис. 8

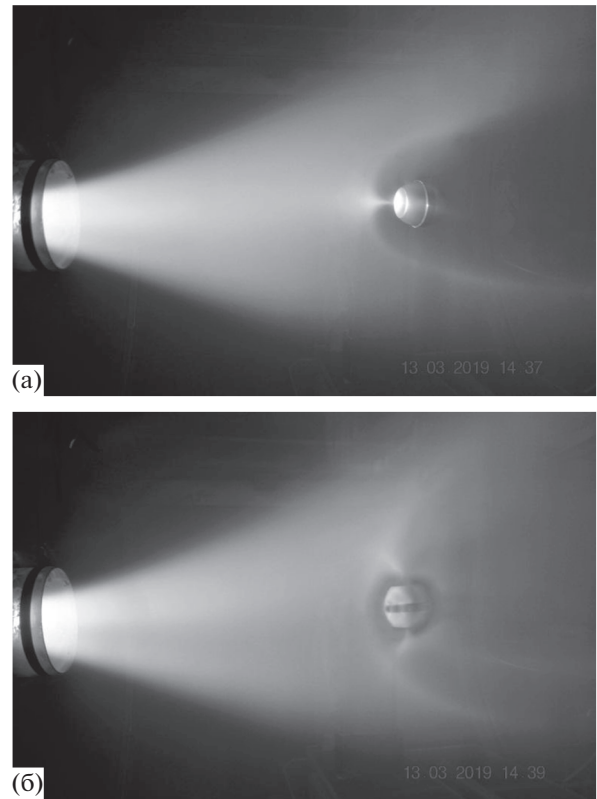


Рис. 5. Структуры обтекания сферы с “точечным” постоянным магнитом при $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_W$ (а) и $U_\infty \perp \mathbf{B}_W$ (б).

приведены значения электромагнитной силы F_x , тормозящей “намагниченную” сферу радиусом $r_W = 1.0$ м с источником собственного магнитного поля $B_W = 0.8$ Тл на высотах 200–1000 км (день, средний уровень солнечной активности). Для ионов плазмы использовались данные [27] и модель IRI-2015.

Кроме аппроксимации (1), при определении коэффициента c_{B_x} применялось решение задачи для “намагниченной” сферы с магнитным диполем в центре [14] при $U_\infty \downarrow \uparrow \mathbf{B}_W$: $F_{B_x} = 4\pi(\rho_\infty U_\infty^2/2)(eP_m/M_i U_\infty)0.51$, или в виде $F_{B_x} = c_{B_x} 0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \pi r_W^2$, где $c_{B_x} = (4\pi r_W \bar{V}_i / r_i U_\infty) = (4\pi \omega_{iB} r_W / U_\infty)$, P_m – магнитный момент диполя. Для случая $U_\infty \perp \mathbf{B}_W$ ($\theta = \pi/2$) использовались (2) и аппроксимация $c_{B_x} \approx 0.5(P_{B_W}/P_d)^{1/3}$, полученная с учетом данных [45]: $F_{B_x} \approx (P_m/\mu)(B_L/L)$, где $B_L = (\mu P_d)^{1/2}$, $L = r_W(2P_{B_W}/P_d)^{1/6}$, а также результатов численного решения задачи (рис. 10 в [46]): $F_{B_x} = c_{B_x} 0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \pi L^2$, $c_{B_x} \approx 0.5$. Электромагнитная сила, тормозящая “намагниченную” сферу ради-

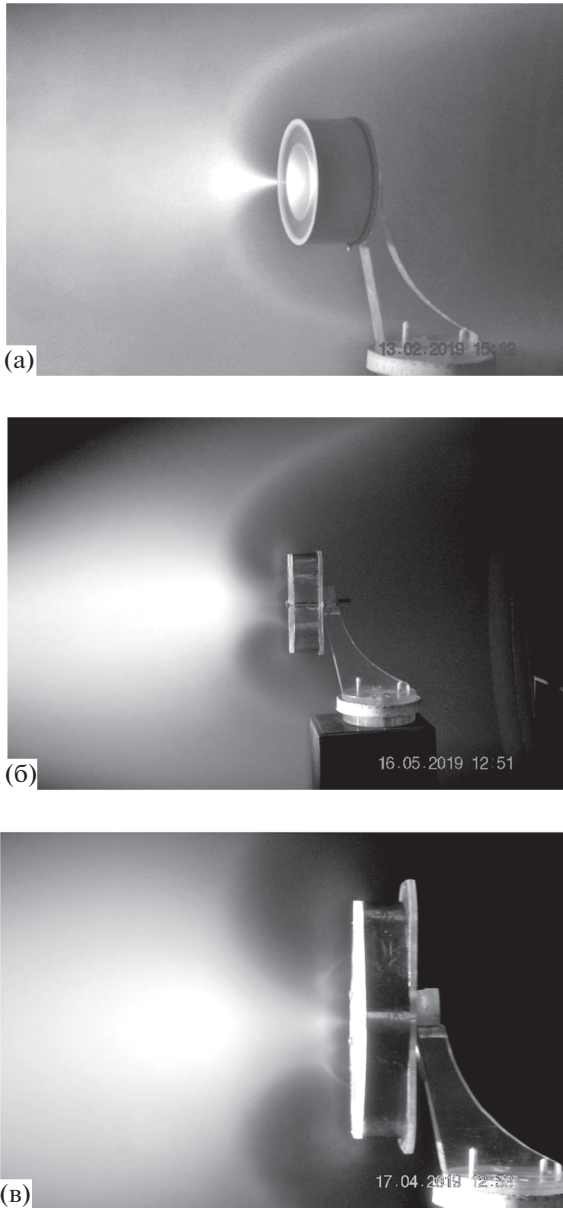


Рис. 6. Структуры поля течения при обтекании магнитных сборок Халбаха потоком разреженной плазмы на стенде ИТМ с одним (а), двумя (б) и четырьмя (в) источниками точечного поля.

усом $r_W = 1.0$ м в ионосфере при $B_W = 0.8-1.0$ Тл, сравнима с импульсом, генерируемым плазменными ускорителями специальных КА [15, 16, 35, 47], и значительно превосходит силу сопротивления из-за взаимодействия “ненамагниченной” сферы с атмосферой Земли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы, моделирующем взаимодействие КА с ионосферой, изучены особенности

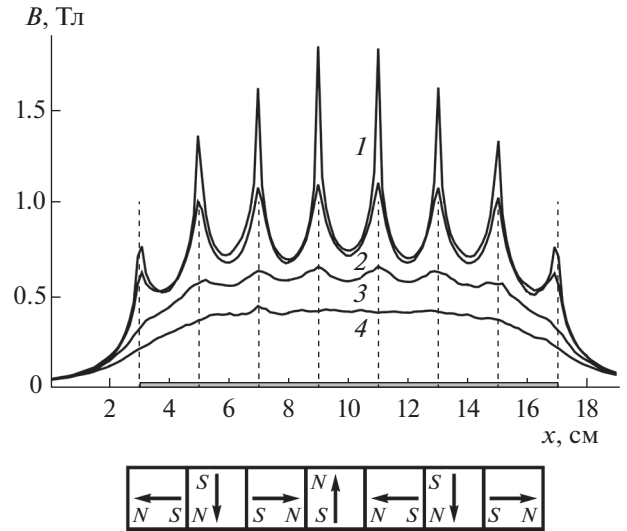


Рис. 7. Расчет индукции постоянного магнитного поля, генерируемого сборкой Халбаха из семи неодимовых магнитных кубиков (стрелками показано направление векторов индукции магнитов) на различных расстояниях от фронтальной поверхности сборки: 1 – $z = 1 \times 10^{-4}$ м, 2 – 1×10^{-3} , 3 – 5×10^{-3} , 4 – 1×10^{-2} .

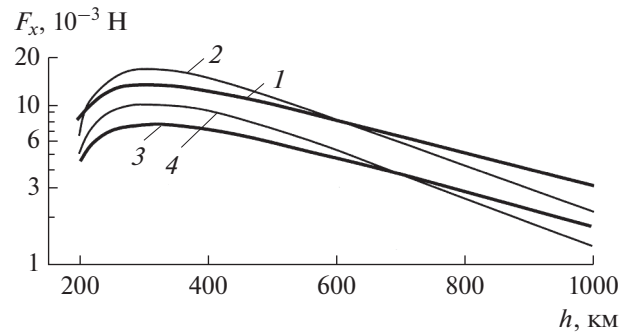


Рис. 8. Электромагнитная сила F_x , тормозящая “намагниченную” сферу радиусом $r_W = 1.0$ м на высотах 200–1000 км при $U_\infty \downarrow \uparrow B_W$, $\theta = 0^\circ, \pi$: 1 – аппроксимация $c_{Bx} = c_{ox} f_1 (P_{B_W} / P_d)$, 2 – расчет [14]; при $U_\infty \perp B_W$, $\theta = \pi/2$: 3 – аппроксимация авторов $c_{Bx} = c_{ox} f_1 f_2$, 4 – $c_{Bx} \approx 0.5 (P_{B_W} / P_d)^{1/3}$.

обтекания “намагниченной” сферы при осевой и ортогональной ориентации векторов набегающего потока и индукции собственного магнитного поля тела. В качестве источников магнитного поля использовались соленоид, постоянный цилиндрический магнит и источник “точечного” постоянного магнитного поля. Установлено, что для всех источников собственного магнитного поля в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы у поверхности “намагниченной” сферы формируется плазменное образование, по структуре соответствующее модели Чэпмена–Ферраро, си-

стема токов которой генерирует электромагнитную силу, тормозящую сферу. Для источника “точечного” магнитного поля выполняются условия, характеризующие взаимодействие в системе “поток плазмы—магнитный диполь”. Для осевой и ортогональной ориентаций векторов потока плазмы и индукции собственного магнитного поля получены зависимости коэффициентов электромагнитной силы сопротивления сферы от отношения магнитного давления к скоростному напору потока плазмы.

Показано, что при индукции собственного магнитного поля $B_W \geq 0.8$ Тл электромагнитная сила, тормозящая КА в ионосфере на высотах 200–1000 км, сравнима с импульсом, генерируемым плазменными ускорителями специальных КА, предназначенных для принудительного (“активного”) торможения крупных объектов космического мусора и очистки околоземного космического пространства от ОКМ при сгорании их в плотных слоях атмосферы Земли. Для создания магнитных полей с индукцией 0.8–1.5 Тл, обеспечивающих при взаимодействии в системе “плазма—магнитное поле КА” генерирование электромагнитной силы, достаточной для увода крупных ОКМ на более низкие орбиты в ионосфере Земли, могут быть использованы постоянные магниты, сгруппированные по схеме Халбаха.

Работа выполнялась в рамках проекта “Целевой комплексной программы Национальной академии наук Украины по научным космическим исследованиям на 2018–2022 гг.”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bush W.B.* Magnetohydrodynamic – Hypersonic Flow Past a Blunt Body // *J. Aerospace Sci.* 1958. V. 25. № 11. P. 685.
2. *Куликовский А.Г.* Об обтекании намагниченных тел проводящей жидкостью // *ДАН СССР.* 1957. Т. 117. № 2. С. 199.
3. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М.: Физматлит, 1962. 246 с.
4. *Бай Ши-и.* Магнитная газодинамика и динамика плазмы. М.: Мир, 1964. 302 с.
5. *Битюрин В.А., Боcharов А.Н., Попов А.Н.* Исследование МГД-торможения в атмосфере Земли // *ТВТ.* 2010. Т. 48. № 1 (доп. вып.). С. 113.
6. *Боcharов А.Н.* Исследование МГД-торможения в атмосфере Земли (эффекты индуцированного магнитного поля) // *ТВТ.* 2010. Т. 48. № 4. С. 483.
7. *Битюрин В.А., Ватажин А.Б., Гуськов О.В., Копченков В.И.* Обтекание головной части тела гиперзвуковым потоком при наличии магнитного поля // *Изв. РАН. МЖГ.* 2004. № 4. С. 169.
8. *Katsurayama H., Kawamura M., Matsuda A., Abe T.* Kinetic and Continuum Simulation of Electromagnetic Control of a Simulated Reentry Flow // *J. Spacecr. Rockets.* 2008. V. 45. № 2. P. 248.
9. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* Magnetohydrodynamic Deceleration in the Earth's Atmosphere // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52. № 35. 354001.
10. *Zubrin P.M., Andrews D.G.* Magnetic Sail and Interplanetary Travel // *J. Spacecr. Rockets.* 1991. V. 28. № 2. P. 197.
11. *Fujita K.* Particle Simulation of Moderately-sized Magnetic Sails // *J. Space Technol. Sci.* 2005. V. 20. № 2. P. 26.
12. *Nishida H., Funaki I.* Analysis of Trust Characteristics of a Magnetic Sail in Magnetized Solar Wind // *J. Propuls. Power.* 2012. V. 28. № 3. P. 636.
13. *Fujino T., Shimosowa Y.* Numerical Study of Magnetohydrodynamic Flow Control along Superorbital Reentry Trajectories // *J. Spacecr. Rockets.* 2016. V. 53. № 3. P. 528.
14. *Гуныко Ю.Ф., Курбатова Г.И., Филиппов Б.В.* Методика расчета аэродинамических коэффициентов тел в сильно разреженной плазме при наличии собственного магнитного поля // *Аэродинамика разреженных газов.* Вып. 6. Л.: ЛГУ, 1973. С. 54.
15. *Inamori T., Kawashima R., Saisutjarit P., Sako N., Ohsaki H.* Magnetic Plasma Deorbit System for Nano- and Micro-satellites Using Magnetic Torquer Interference with Space Plasma in Low Earth Orbit // *Acta Astronautica.* 2015. V. 112. P. 192.
16. *Kawashima R., Bak J., Maturawa S., Inamori T.* Particle Simulation of Plasma Drag Force Generation in the Magnetic Plasma Deorbit // *J. Spacecr. Rockets.* 2018. V. 55. № 5. P. 1074.
17. *Галкин В.С.* Определение моментов и сил, действующих на вращающиеся тела в свободномолекулярном потоке и в потоке света // *Инж. журн.* 1965. Т. 5. № 5. С. 954.
18. *Мое К., Мое М.М., Wallace S.D.* Improved Satellite Drag Coefficient Calculation from Orbital Measurements of Energy Accommodation // *J. Spacecr. Rockets.* 1998. V. 35. № 3. P. 266.
19. *Основы газовой динамики / Под ред. Эммонса Г. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 702 с.*
20. *Mehta P.M., Walker A., McLaughlin C.A., Koller J.* Comparing Physical Drag Coefficients Computed Using Different Gas-Surface Interaction Models // *J. Spacecr. Rockets.* 2014. V. 51. № 3. P. 873.
21. *Подгорный И.М., Сагдеев Р.З.* Физика межпланетной плазмы и лабораторные эксперименты // *УФН.* 1968. Т. 98. № 3. С. 409.
22. *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964. 382 с.
23. *Митчнер М., Кругер И.* Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976. 496 с.
24. *Котельников В.А., Котельников М.В.* Использование формулы Бома и ее аналогов в зондовой диагностике // *ТВТ.* 2017. Т. 55. № 4. С. 493.
25. *Шувалов В.А., Кочубей Г.С., Приймак А.И., Резниченко Н.П., Токмак Н.А., Лазуценков Д.Н.* Контактная диагностика высокоскоростных потоков разреженной плазмы // *ТВТ.* 2005. Т. 43. № 3. С. 343.
26. *Мустафаев А.С.-У., Некучаев В.О., Сухомлинов В.С.* Влияние упругих столкновений на функцию распределения ионов в плазме газового разряда в собственном газе // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 2. С. 168.

27. Spacecraft/Plasma Interaction, and Electromagnetic Effects in LEO and Polar Orbits. Final Report. ESA/ESTEC Contract Report. V. 1. № 7989/88/NL/PB(SC). Culham Laboratory, Abingdon, Oxon, UK, 1990. 325 p.
28. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 191.
29. Шувалов В.А. Об обмене энергией и импульсом ионов потока разреженной плазмы с электропроводящей поверхностью, покрытой тонким слоем диэлектрика // ТВТ. 1987. Т. 25. № 4. С. 644.
30. Cook G.E. Satellite Drag Coefficients // Planet. Space Sci. 1965. V. 13. P. 926.
31. Pyattпи А.А. Computer Study of Gas Atoms Scattering from Solid Surface with Application to Calculation of Satellite Drag Coefficient // Entropie. 1971. № 42. P. 91.
32. Нечел Е., Пумтс У. Экспериментальные исследования сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами // Ракетная техника и космонавтика. 1964. Т. 2. № 6. С. 222.
33. Масленников М.В., Сигов В.С., Чуркина Г.П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космические исследования. 1968. Т. 6. № 2. С. 220.
34. Вуд Г.П. Электрическое торможение спутника в верхней атмосфере Земли // Газовая динамика космических аппаратов. М.: Мир, 1965. С. 258.
35. Шувалов В.А., Горев Н.Б., Токмак Н.А., Кочубей Г.С. Физическое моделирование длительного воздействия плазменной струи на объект космического мусора // Космические исследования. 2018. Т. 56. № 3. С. 243.
36. Шувалов В.А., Токмак Н.А., Письменный Н.И., Кулагин С.Н., Кочубей Г.С. Торможение “намагниченной” сферы в гиперзвуковом потоке разреженной плазмы // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 490.
37. Хаджимихалис К., Брандин К. Влияние температуры стенки на сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа. В кн.: Динамика разреженных газов / Под ред. Шидловского В.П. Вып. 6. М.: Мир, 1976. С. 274.
38. Katsurayama H., Abe T. DSME Simulation of Electrodynamics Aerobraking in a Hypersonic Rarefied Nitrogen Atmosphere // 49th AIAA Aerospace Sci. Meeting, Orlando, Florida, 2011. 8 p.
39. Kawamura H., Matsuda A., Katsurayama H., Otsu H., Konigroshi D., Sato S., Abe T. Experiment on Drag Enhancement for a Blunt Body with Electrodynamics Heat Shield // J. Spacecr. Rockets. 2009. V. 46. № 6. P. 1171.
40. Funaki I., Kojima H., Yamakawa H., Nakayama Y., Shimizu Y. Laboratory Experiment of Plasma Flow around Magnetic Sail // Astrophys. Space Sci. 2007. № 307. P. 63.
41. Halbach K. Application of Permanent Magnets in Accelerators and Electron Storage Rings // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. № 1. P. 3605.
42. Chapman S., Ferraro V.C. A New Theory of Magnetic Storms // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. 1931. V. 36. № 3. P. 77.
43. Ferraro V.C. On the Theory of the First Phase of the Geomagnetic Storm: A New Illustrative Calculation Based on a Idealized (Plane not Cylindrical) Model Field Distribution // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. 1940. V. 45. № 9. P. 245.
44. Meeker D. FEMM: Finite Element Method Magnetics. Ver. 4.2. User Manual. 2018. 161 p.
45. Toivanen P.K., Janhunen P., Koskinen H.E.J. Magnetospheric Propulsion (eMPI). ESTEC/Contractor N16361/02/NL/LvH. Final Report. Iss. 1.3. Apr. 5, 2004. 78 p.
46. Nishida H., Ogawa H., Funaki I., Fujita K., Yamakawa H. Two-dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of a Magnetic Sail // J. Spacecr. Rockets. 2006. V. 43. № 3. P. 667.
47. Mark C.P., Kamath S. Review of Active Space Debris Removal Methods // Space Policy. 2019. V. 47. P. 194.