

В. В. Губин, В. А. Шувалов

## МГД-ТОРМОЖЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН СФЕРЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

Наличие собственного магнитного поля существенно влияет на обтекание, структуру возмущенной зоны у поверхности тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы [1]. Источником собственного магнитного поля тела может быть система токов или постоянных магнитов. Возмущения, вносимые собственным магнитным полем, изменяют функциональные и динамические характеристики различных систем, взаимодействие тела с потоком. Данные приближенного численного анализа [2, 3] и экспериментов [4, 5] свидетельствуют о наличии эффективного МГД-торможения тел в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы. В то же время представляется целесообразным исследование МГД-управления теплообменом и аэродинамическими характеристиками тела.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального изучения особенностей МГД-торможения и теплообмена тела при изменении ориентации вектора напряженности собственного магнитного поля тела  $\mathbf{H}$  относительно вектора скорости  $U_\infty$  набегающего потока. Обоснована возможность МГД-управления аэродинамическим качеством и конвективным теплообменом сферы с помощью поворота собственного магнитного поля относительно вектора скорости потока разреженной плазмы.

1. Эксперименты проводились на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного азота, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом и «самоуходом» плазмы. Ускоренный поток плазмы поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло  $\sim 10^{-5}$  Па. Откачка осуществлялась вакуумным электроразрядным агрегатом АВЭД-40/800М и турбомолекулярным насосом ТМН-500. Параметры потока разреженной плазмы при рабочих давлениях в камере  $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$  Па контролировались с помощью подвижных электрических зондов и многоэлектродного зонда-анализатора. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) и производных зондового тока проводилось в автоматическом режиме. Погрешность индивидуальной ВАХ не превосходила  $\pm 2\%$ . Потенциал плазмы определялся по методу второй производной, а также по электронной ветви зондовой характеристики, построенной в полулогарифмическом масштабе. Схема измерений производных зондового тока позволяет регистрировать также и плазменные шумы в цепи зонда, что дает возможность контролировать точность определения потенциала плазмы: максимум плазменных шумов соответствует потенциалу пространства. Потенциал плазмы фиксировался также по точке расхождения ВАХ холодного и нагретого термозондов. Разброс значения потенциала плазмы не более  $\pm 4\%$ . Это характеризует достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока  $W_i$ . Рассчитанные в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы,  $W_i$  удовлетворительно согласуются с данными многоэлектродного зонда-анализатора. Разброс  $W_i$  не превосходит  $\pm 4,5\%$ .

Для повышения точности определения концентрации заряженных частиц в потоке параллельно с зондовым использовался метод СВЧ-диагностики с применением интерферометра трехсантиметрового диапазона. Локальные значения концентрации заряженных частиц, найденные для электронного тока плоского и цилиндрического зондов, в точке вольт-амперной характеристики, соответствующей потенциалу плазмы, удовлетворительно согласуются с данными СВЧ-измерений. Для контроля ориентации модели относительно вектора скорости набегающего потока применялся одиночный цилиндрический зонд из молибденовой нити диаметром 0,04 и длиной 2,3 мм. Пик ионного тока, регистрируемый таким зондом при вращении вокруг вертикальной и горизонтальной осей, соот-

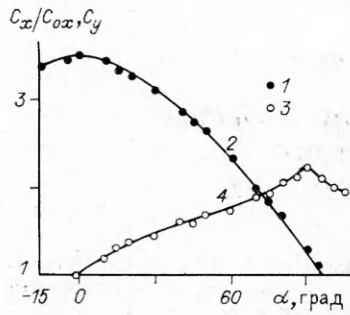


Рис. 1

ветствует ориентации зонда вдоль по потоку и позволяет оценить степень неизотермичности потока [6].

2. Экспериментальные исследования проводились в сечении струи с равномерным распределением параметров: напряженностью внешнего магнитного поля  $H \leq 2$  Э, энергией ионов потока  $W_i \approx 10-60$  эВ и концентрацией заряженных частиц  $N_\infty \approx 10^8-10^{11}$  см $^{-3}$ . В качестве источника собственного магнитного поля тела служил соленоид с внешним диаметром 50 мм, внутренним — 20 и высотой 34 мм. Распределение

осевой и радиально-азимутальной составляющих магнитного поля соленоида иллюстрируется рис. 6 из [7]. В качестве модели использовалась сфера диаметром 65 мм, изготовленная из плотной бумаги. Напряженность собственного магнитного поля такова, что в окрестности тела возникает область локально замагниченной плазмы. С появлением слабого магнитного поля «плавающий» отрицательный потенциал поверхности тела смещается в сторону положительных значений. В дальнейшем с ростом напряженности магнитного поля величина потенциала поверхности тела остается практически без изменений. Для  $N_\infty \approx 10^8-10^{11}$  см $^{-3}$  в набегающем потоке при напряженностях магнитного поля на поверхности металлической сферы диаметром 65 мм  $H_{cr} \approx 0-150$  Э максимальное изменение отрицательного «плавающего» потенциала не превосходит  $\sim 12\%$ , минимальное —  $4\%$ . Поток плазмы взаимодействует с отрицательно заряженным намагниченным телом. Структура возмущенной зоны при осесимметричном и плоском обтекании большого ( $R/\lambda_d \gg 10^2$ ,  $\lambda_d$  — дебаевский радиус невозмущенной плазмы,  $R$  — характерный размер тела) диэлектрического тела идентична структуре возмущенной зоны около отрицательно заряженного тела. Влияние изменения потенциала поверхности в пределах  $\sim 4-12\%$  на сопротивление большого отрицательно заряженного тела пренебрежимо мало [4].

Исследуемое тело с расположенным во внутренней полости закрепленным на вращающейся вокруг оси опоре соленоидом является чувствительным элементом микровесов компенсационного типа. Измерения силового воздействия потока разреженной плазмы на сферу с собственным магнитным полем проводились в автоматическом режиме с регистрацией зависимости силы сопротивления от напряженности магнитного поля соленоида на двухкоординатном самописце.

Изменение коэффициентов лобового сопротивления  $C_x$  и подъемной силы  $C_y$  сферы при повороте вектора напряженности собственного магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно вектора скорости набегающего потока  $\mathbf{U}_\infty$  показано на рис. 1. Экспериментальные данные для  $C_x$  — точки 1,  $C_y$  — точки 3 при  $\xi \approx 3,2$ ;  $U_\infty \approx 11,2$  км/с и  $Q \approx 2,5 \cdot 10^3$  с погрешностью не более  $\pm 2\%$  аппроксимируют зависимости

$$C_x/C_{0x} \approx 1 + \xi^{0,8}(\cos \alpha + 0,134|\sin \alpha| (|\sin \alpha| - \cos \alpha))$$

— кривая 2 и

$$C_y = C_{0y} + 1 \approx 1 + \xi^{0,2}(\sin \alpha - |\cos \alpha| (1 - |\cos \alpha|))$$

— кривая 4. Здесь  $C_{0x}$  и  $C_{0y}$  — коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы сферы в отсутствие магнитного поля;  $\xi = \beta e U_\infty P_m / W_i$ ;  $\beta \approx 2,17$  см $^{-2}$ ;  $e$  — заряд;  $P_m$  — магнитный момент соленоида;  $Q = \sigma_\infty H_W^2 R / \rho_\infty U_\infty$  — параметр магнитного взаимодействия;  $\sigma_\infty$  — электропроводность;  $\rho_\infty$  — плотность невозмущенного потока ионизованного газа;  $\alpha$  — угол между  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{U}_\infty$ . Эффект поворота собственного магнитного поля на аэродинамические характеристики тела в определенной степени эквивалентен эффекту взаимодействия струй, вытекающих из лобовой поверхности тела вращения [8], с той разницей, что в случае МГД-взаимо-

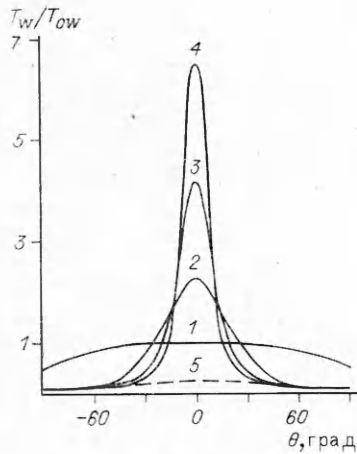


Рис. 2

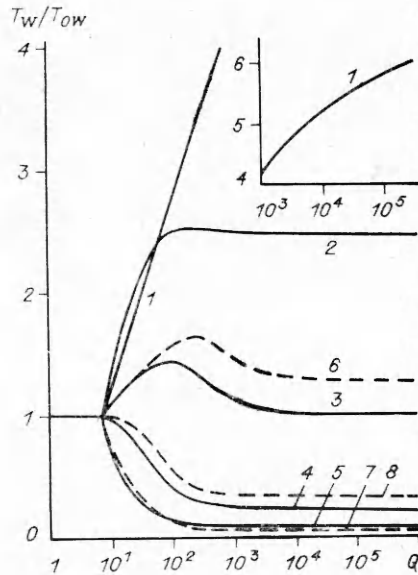
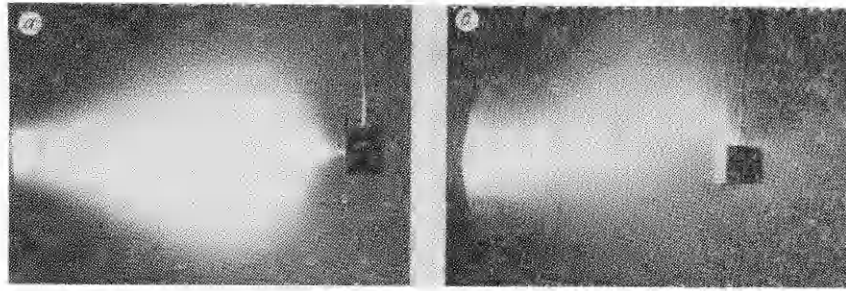


Рис. 3

действия частицы, отраженные собственным магнитным полем, вносят в силовое воздействие потока на тело существенно больший вклад, чем частицы, непосредственно сталкивающиеся с поверхностью.

3. Для исследования влияния поворота магнитного поля на теплообмен тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы экваториальная плоскость диэлектрической сферы дренирована миниатюрными термомпарами. Рис. 2 иллюстрирует распределение температуры  $T_w/T_{0w}$  на поверхности сферы от угла атаки элемента поверхности  $\theta$  при  $\alpha = 0$ . Здесь  $T_{0w} = T_w(\theta, H_w = 0)$ ; кривая 1 характеризует распределение температуры на поверхности сферы в набегающем потоке разреженной плазмы при  $U_\infty \approx 11,2$  км/с и  $H_w = 0$ , 2—4 отвечают режиму взаимодействия при  $Q \approx 5 \cdot 10^1$ ;  $5 \cdot 10^3$ ;  $2 \cdot 10^7$ , кривая 5 — радиационный нагрев излучением плазмы с  $N_\infty \approx 10^{10}$  см $^{-3}$ . Видно, что с увеличением напряженности магнитного поля, параметра МГД-взаимодействия, наблюдается локализация тепловых потоков: увеличение в диапазоне углов  $\theta \approx 0-25^\circ$  и уменьшение на остальной поверхности сферы. Это подтверждает и рис. 3, где представлена зависимость  $T_w/T_{0w}$  от напряженности магнитного поля, параметра МГД-взаимодействия  $Q$ , в различных точках на поверхности сферы (1—5— $\theta = 0$ ,  $\alpha = 0, 15, 30, 60, 90^\circ$ , 6—8 —  $\theta = 15, 30, 45^\circ$ ,  $\alpha = 0$ ). Некоторое увеличение температуры  $T_w/T_{0w}$  при  $10^1 \leq Q \leq 10^3$  обусловлено, по-видимому, слабой экранировкой элемента поверхности  $\theta \leq 25^\circ$  магнитным полем. Поток заряженных частиц окутывает поверхность сферы для  $\theta \leq 25^\circ$ . С увеличением напряженности поля, параметра МГД-взаимодействия  $Q$ , уменьшается ларморовский радиус, экранировка элемента поверхности  $\theta \leq 25^\circ$  усиливается — поток тепла убывает. С изменением взаимной ориентации  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{U}_\infty$  происходит смещение полярных точек, изменение обтекания и распределения заряженных частиц у поверхности. Обтекание тела, соответствующее двум полярным случаям  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{U}_\infty$  ( $\alpha = 0$ ) и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{U}_\infty$  ( $\alpha = 90^\circ$ ), показано на рис. 4, а и б. Использовался короткий цилиндр, поскольку при одних и тех же значениях напряженности магнитного поля на оси соленоида и идентичности структуры возмущенной зоны элементы структуры и особенности распределения заряженных частиц в окрестности цилиндра выражены более отчетливо. Структура возмущенной зоны и распределение заряженных частиц у поверхности тела для этих случаев представлены на рис. 6 из [1] и рис. 7 из [7]. Изменение распределения температуры  $T_w/T_{0w}$  в точках на поверхности сферы для различных ориентаций соленоида при  $Q \approx 2 \cdot 10^7$

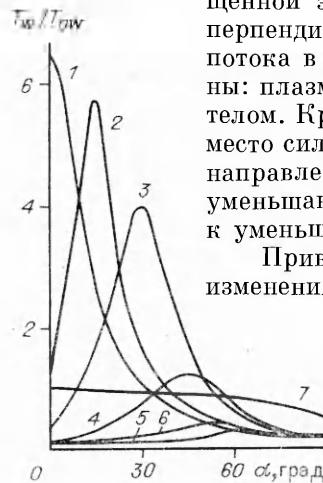


Р и с. 4

дано на рис. 5: кривые 1—6 отвечают точкам на поверхности сферы для  $\theta = 0, 15, 30, 45, 75, 90^\circ$  соответственно, кривая 7 характеризует распределение температуры на поверхности сферы в набегающем потоке при  $H_w = 0$ . Приведенные данные иллюстрируют возможность уменьшения теплового потока в критической точке при  $\alpha \geq 60^\circ$ , возможность управления и перераспределения потока тепла на поверхность тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы.

Сопоставляя результаты измерения температуры и распределения плотности заряженных частиц у поверхности, обтекание тела в случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{U}_\infty$  ( $\alpha = 0$ , рис. 4, а), следует отметить, что перед телом образуется осесимметричная область МГД-взаимодействия, по которой текут электрические токи. Увеличение потока тепла в критической точке ( $\theta = 0$ ) объясняется ростом плотности заряженных частиц, усилением фокусировки их на оси. В случае  $\mathbf{H} \perp \mathbf{U}_\infty$  ( $\alpha = 90^\circ$ , рис. 4, б) структура возмущенной зоны имеет только одну плоскость симметрии, перпендикулярную оси соленоида. Снижение теплового потока в данном случае обусловлено образованием каверны: плазма практически не проникает в область перед телом. Кроме того, при параметре Холла  $\omega\tau \geq 1$  имеет место сильная анизотропия коэффициентов переноса: в направлении, перпендикулярном магнитному полю, они уменьшаются в  $(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$  раз [9]. Это также приводит к уменьшению теплового потока на поверхность тела.

Приведенные данные свидетельствуют о возможности изменения структуры возмущенной зоны, обтекания, распределения заряженных частиц и эффективного управления силовым и тепловым взаимодействием намагниченных тел с потоком частично ионизованного газа.



Р и с. 5

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шувалов В. А. О влиянии собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, № 6.
2. Chen S. Y. Magnetic hypersonic flow near the stagnation point and Reynolds number // J. Spacecraft and Rockets.— 1969.— V. 6, N 8.
3. Nowak R., Kranc S., Porter R. et al. Magnetogasdynamic re-entry phenomena // J. Spacecraft and Rockets.— 1967.— V. 4, N 11.
4. Шувалов В. А. О влиянии потенциала поверхности и собственного магнитного поля на сопротивление тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа // ПМТФ.— 1986.— № 3.
5. Губин В. В., Шувалов В. А. О сопротивлении тел с собственным магнитным полем в сверхзвуковом потоке частично ионизованного газа // ПМТФ.— 1990.— № 1.
6. Sanmarting G. R. End effect in Langmuir probe response under ionosphere satellite conditions // Phys. Fluids.— 1972.— V. 15, N 6.
7. Шувалов В. А. О структуре плазменных образований у поверхности цилиндра в потоке частично ионизованного газа // ПМТФ.— 1984.— № 4.

8. Жирников Б. Л., Петров К. И. Исследование взаимодействия со встречным потоком струй, вытекающих из лобовой поверхности тела вращения // Современные проблемы аэромеханики. — М.: Машиностроение, 1987.
9. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963. — Вып. 1.

г. Днепропетровск

Поступила 15/V 1989 г.,  
в окончательном варианте — 10/VII 1989 г.

УДК 538.323 : 531.551

Т. Г. Власова, С. Р. Петров

## КПД И НАГРЕВ ПРОВОДНИКОВ В МНОГОКАСКАДНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

Известный способ получения высоких скоростей для макротел — разгон проводников в электромагнитных ускорителях: контактных (рельсовых) и бесконтактных (индукционных). В последнее время возрос интерес к многокаскадным индукционным ускорителям с ускоряющими катушками в виде соленоидов, которые позволяют эффективно разгонять тела относительно большой массы при ограниченных токах в цепях ускорителя и механических нагрузках. Благодаря отсутствию силовых контактов индукционные ускорители обладают относительно высоким КПД, большим ресурсом работы и позволяют разгонять тела как из обычных проводниковых материалов [1], так и сверхпроводниковых [2]. Авторами [3] проведены расчеты электромагнитного ускорителя в виде линейного асинхронного двигателя с соленоидными обмотками, питаемыми от трехфазной сети переменного тока, с помощью которого тела массой 1 кг предполагается разгонять до 10 км/с. Для этого, однако, требуется источник трехфазного тока мощностью 100 ГВт. В [4] разработана математическая модель многокаскадного индукционного ускорителя с ускоряющими катушками, питаемыми от конденсаторных батарей, и экспериментально исследован физический макет.

В настоящей работе проанализированы электромагнитные процессы, энергетические соотношения и нагрев проводников в многокаскадном ускорителе с магнитосвязанными катушками, питаемыми от конденсаторов, определены оптимальные параметры ускорителя и достижимые скорости метания.

**1. «Коэффициент идеальности» электромагнитного ускорителя.** При анализе процессов в электромагнитных ускорителях особый интерес представляют вопросы достижения максимального КПД, определяемого отношением приращения кинетической энергии проводника  $W$  к начальной энергии, накопленной в источнике питания  $W_0$ :

$$(1) \quad \eta = W/W_0,$$

и максимальной предельной скорости метания, соответствующей плавлению проводника в результате разогрева вихревыми токами. Очевидно, что наибольшие предельные скорости могут быть достигнуты в том случае, если используемый способ ускорения обеспечивает максимальное отношение кинетической энергии проводника  $W$  по окончании разгона к выделившейся в нем тепловой энергии  $Q$  или, если рассматривается отрезок ускорителя, отношение приращения этих величин  $dW/dQ$ .

Остановимся на идеальном случае разгона плоской магнитной вольной «тонкого» листа с электропроводностью при нормальной температуре  $\sigma_0$ . Можно показать, используя, например, методы вариационного исчисления, что наибольшая величина  $dW/dQ$  достигается при равномерном распределении плотности тока по толщине листа и составляет

$$(2) \quad \frac{dW}{dQ} = \frac{1}{2} \mu_0 \Delta \sigma v \frac{1 + H_1/H_0}{1 - H_1/H_0}.$$

Здесь  $H_0$ ,  $H_1$  — напряженность магнитного поля перед и за листом соответственно;  $v$ ,  $\sigma$  — скорость движения листа и его электропроводность при этой скорости.

Характер зависимости  $dW/dQ$  от  $v$  подтверждает известный эмпирический вывод о том, что электромагнитный способ ускорения наиболее