

УДК 520.6.04/08:523.62; 520.6.04/08:523.31-852; 520.876:523.62; 520.876:523.31-852

И.А. Аношко, В.С. Ермаченко, А.А. Смольский

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАТУРНЫХ УСЛОВИЙ ПОЛЕТА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ И ДРУГИХ ПЛАНЕТ ПРИ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ СКОРОСТЯХ

Рассматривается мощный торцевой холловский ускоритель плазмы, который используется для проведения экспериментальных исследований аэродинамики, теплообмена и теплозащиты в условиях, моделирующих натурные параметры полета космических аппаратов в атмосферах Земли и других планет Солнечной системы.

Введение

Проектирование и изготовление спускаемых космических аппаратов (КА) и их надежная эксплуатация тесно связаны с созданием тепловой защиты (ТЗ). Все это включает не только вопросы получения соответствующих материалов, но и требует решения не менее важной задачи – разработки соответствующих методов их исследования. Создание эффективной защиты невозможно без предварительных экспериментальных исследований в наземных лабораторных условиях, так как исследования теплообмена в натуральных условиях, с одной стороны, связаны с большими материальными затратами, а с другой – дают информацию лишь при возвращении аппарата на Землю. Весь процесс, предшествующий этому, в полете не поддается подробному исследованию. Поэтому проведение соответствующих экспериментальных исследований на наземных лабораторных установках является важным этапом в создании и развитии спускаемых КА.

1. Основные параметры торцевого холловского ускорителя

При входе КА в атмосферы Земли и других планет со сверхорбитальными скоростями его лобовая поверхность будет подвергаться интенсивному тепловому воздействию. Например, при возвращении на Землю аппарата с Луны скорость входа имеет величину 11,2 км/с. В этом случае энтальпия торможения может достигать 70 МДж/кг. При возвращении на Землю аппарата с Марса скорость входа составляет 16 км/с, а энтальпия торможения – 120 МДж/кг. С ростом скорости входа интенсивно возрастает величина лучистой составляющей теплового потока при сложном теплообмене лобовой поверхности аппарата с зоной торможения, и при достаточно больших скоростях лучистый поток становится преобладающим. Так, при скорости входа 11,2 км/с лучистый поток составляет 60 % от конвективного, а при скорости 16 км/с он в семь раз больше конвективного и по абсолютной величине достигает $16 \cdot \text{МВт/м}^2$. Для этих условий до сих пор не отработаны не только эффективные теплозащитные системы, но и экспериментальные методы исследования поведения теплозащитных материалов.

В настоящее время газодинамические установки с электродуговым подогревом (плазматроны) обеспечивают моделирование лишь по конвективному нагреву. На этих установках лучистый тепловой поток не превышает 5–7 % от суммарного.

Торцевой холловский ускоритель (ТХУ), созданный в Институте тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси [1–4], с успехом используется для моделирования полетов КА в атмосферах планет Солнечной системы. Это представляется возможным вследствие того, что на ТХУ наряду с газокинетическим (тепловым) используется более совершенный электромагнитный механизм ускорения плазмы. Генерируемый поток плазмы достигает скоростей до нескольких десятков километров в секунду, а уровень теплового потока к поверхности испытуемых образцов теплозащиты – до 40 МВт/м^2 при энтальпии торможения до 500 МДж/кг, что дает возможность обеспечить лучистый нагрев непосредственно от газа (ударного слоя), обтекающего модель теплозащитного материала. При этом обеспечиваются

величины лучисто-конвективных тепловых потоков и спектральное распределение лучистой энергии, близкие к натурным.

Основные параметры ТХУ:

Максимальная мощность установки	1200 кВт
Максимальная мощность разряда	700 кВт
Максимальная индукция магнитного поля:	
– в центре на оси соленоида	3,5 Тл
– в разрядной зоне	2,2 Тл
Расход газа (воздух, N ₂ , CO ₂ , He, Ar, H ₂ и т. д.)	0,1–12 г/с
Тепловой и кинетический КПД	60–95%
Параметры потока воздушной плазмы:	
– энтальпия торможения	3–500 МДж/кг
– скорость	0,5–80 км/с
– числа Маха	0,5–20
– давление в зоне торможения	0,01–0,5 атм.
– плотность теплового потока к лобовой поверхности модели:	
– – суммарного	(1–400) 10 ⁵ Вт/м ²
– – лучистого	(0,5–200) 10 ⁵ Вт/м ²
Температура электронов:	
– в свободной струе	0,5–2,0 эВ
– в сжатом слое	1,0–4,0 эВ

В зависимости от мощности разряда в ускорителе используются три механизма ускорения плазмы: газокинетический, холловский и сильноточный. Использование различных механизмов ускорения плазмы в ТХУ делает его схему гибкой и существенно расширяет рабочий диапазон параметров. Одновременно это значительно усложняет анализ работы ускорителя.

В выходном сечении ускорителя на плазму действует интегральная сила [5]:

$$F = \int_{S_2} \rho v_z^2 dS = \sum_{i=1}^3 F_i, \quad (1)$$

где ρ – плотность плазмы, $dS = 2\pi r dr$, S_2 – площадь выходного сечения струи плазмы. Для ТХУ в цилиндрической системе координат компоненты суммарной силы запишутся следующим образом:

$$F_1 = \int_V j_\varphi B_z dS dz - \frac{1}{2} \int_{S_1} j_\varphi B_z r dS; \quad (2)$$

$$F_2 = \int_V j_r B_\varphi dS dz - \frac{1}{2} \int_{S_1} j_z B_\varphi r dS; \quad (3)$$

$$F_3 = p_0 S_1 + \int_0^L p dS, \quad (4)$$

где j_φ, j_r, j_z – компоненты плотности тока; B_φ, B_r, B_z – компоненты индукции магнитного поля; S_1 – сечение струи плазмы вблизи катода; V – объем, занимаемый плазмой; p – давление плазмы в разрядной зоне и p_0 – давление газа вблизи катода вне плазменной струи.

Скорость истечения плазмы из ускорителя можно оценить как

$$v \approx F/G, \quad (5)$$

где G – расход рабочего газа.

Роль различных эффектов ускорения плазмы можно оценить только относительно конкретных режимов работы ускорителя, поэтому большое значение имеют экспериментальные исследования, на основе которых составляется модель ускорения плазмы.

В табл. 1 представлены средние по объему разрядной зоны ускорителя значения разрядного тока I , энтальпии торможения H , концентрации частиц n , фактора Холла β , величины холловской составляющей ускоряющей силы F_x , средней скорости истечения v_x и кинетического КПД $\eta_{кин}$. Расчеты проводились для режимов, на которых холловский механизм ускорения является основным. Здесь же для сравнения представлена максимально возможная скорость v_T , которую имела бы струя, истекающая в вакуум через сопло при отсутствии магнитного поля. Поскольку в ТХУ в области расширения струи протекает часть разрядного тока, для оценки v_T была взята формула для изотермического течения [6]:

$$v_T = \sqrt{2 \frac{(\gamma-1)}{\gamma} H \ln \frac{p_1}{p_0}}. \quad (6)$$

Таблица 1

Параметры ТХУ

Основные входные параметры	I , А	$H \cdot 10^{-6}$, Дж/кг	$T_{ср}$, К	$n \cdot 10^{-21}$, м ⁻³	β	F_x , Н	v_x , м/с	v_T , м/с	$\eta_{кин}$
$B = 2,2$ Т, $m = 8 \cdot 10^{-4}$ кг/с $p = 5 \cdot 10^{-3}$ атм.	300	46,8	8250	4,46	5,2	12,7	15,8	9,7	0,43
	500	69,6	9650	3,05	9,9	20,8	26,4	11,8	0,65
	700	93,6	10 400	2,18	16,4	29,1	37,0	13,8	0,79
	900	116,2	11 000	1,69	22,8	37,9	47,5	15,2	1,52
	1000	129,1	11 400	1,52	26,2	42,2	52,8	16,1	0,88
	1200	145,0	12 100	1,27	34,6	50,6	63,4	17,1	0,91
	1350	164,5	13 900	1,13	47,5	57,1	71,3	18,1	0,93
	1500	179,0	17 100	1,02	62,0	63,4	79,2	19,0	0,94
1640	200,0	19 050	0,93	66,5	69,3	86,6	20,0	0,95	
$B = 1,0$ Т, $m = 8 \cdot 10^{-4}$ кг/с $p = 5 \cdot 10^{-3}$ атм.	500	51,6	8700	8,36	1,4	9,4	12,0	10,0	0,20
	700	72,6	9750	5,11	2,8	13,2	16,8	12,1	0,40
	900	92,0	10 350	3,73	4,2	17,0	21,6	13,6	0,57
	1000	101,6	10 620	3,42	4,9	18,9	24,0	14,3	0,60
	1200	121,0	11 150	2,83	6,2	22,8	28,8	15,6	0,68
	1500	150,0	12 330	2,25	9,2	28,6	36,0	17,3	0,77
	1800	177,4	17 050	1,86	16,5	39,5	43,2	18,9	0,82
$B = 2,2$ Т, $m = 4 \cdot 10^{-4}$ кг/с $p = 2 \cdot 10^{-3}$ атм.	1100	46,8	8630	17,1	1,5	41,0	11,6	9,8	0,20
	1300	55,4	9520	16,3	1,8	49,5	13,7	10,6	0,23
	1500	64,5	10 020	15,9	2,2	58,7	15,8	11,4	0,25
	1700	69,4	10 300	15,6	2,5	67,2	18,0	11,8	0,38

Кинетическая энергия в ТХУ пропорциональна квадрату магнитной индукции, т. е. плотности энергии поля. Наличие сильного внешнего магнитного поля позволяет получить скорости истечения плазмы, значительно превосходящие скорости при обычном газодинамическом расширении в сопле, что обусловлено передачей импульса электромагнитного поля заряженным частицам плазмы. Скорости плазменных потоков на исследованных режимах лежат в интервале 0,5–80 км/с. С повышением подводимой мощности наблюдается значительное увеличение его кинетического КПД, который на повышенных режимах достигает 95 %.

2. Получение лучистого теплового потока

Как уже отмечалось выше, с ростом скорости входа интенсивно возрастает величина лучистой составляющей теплового потока и при достаточно больших скоростях лучистый поток становится преобладающим [8]. Излучение не только вносит вклад в аэродинамический нагрев, но оно может изменить и сам механизм разрушения материала.

Для получения больших лучистых тепловых потоков на экспериментальных установках необходимо поддерживать температуру порядка 12 000–20 000 К в излучающем слое, имеющем характерные размеры не менее нескольких сантиметров. До последнего времени попытки получения интенсивного излучения на установках с электродуговым подогревом газа не дали положительного результата. Поэтому в настоящее время широко используется способ испытания теплозащитных материалов (ТЗМ) с так называемым отдельным моделированием лучисто-конвективного нагрева. В этом случае модель ТЗМ помещают в струю электродугового подогревателя газа, обеспечивающего условия конвективного нагрева, и одновременно подвергают испытываемую поверхность модели воздействию излучения от источников лучистой энергии, в качестве которых обычно используются открытые угольные дуги, дуговые лампы высокого давления, концентраторы солнечного излучения. Лучшие из этих источников – дуговые ксеноновые лампы – не позволяют воспроизводить лучистые потоки выше 10^4 кВт/м². Кроме того, спектральное распределение лучистой энергии существующих источников сильно отличается от распределения излучения в натурном ударном слое, при этом отсутствует коротковолновое излучение в области ближнего и, что особенно важно, вакуумного ультрафиолета [9, 10]. Это не позволяет исследовать воздействие вакуумного ультрафиолета на различные классы ТЗМ, а также выявить в эксперименте такую важную особенность лучисто-конвективного теплообмена, как экранирование коротковолновой составляющей лучистого потока вдувом продуктов разрушения ТЗМ.

Все приведенные выше способы недостаточно совершенны: для их реализации используются установки, скорости плазмы на которых сравнительно невысоки, что сужает возможности моделирования натуральных процессов и не позволяет устранить имеющиеся недостатки.

Корректные экспериментальные исследования в условиях лучисто-конвективного нагрева могут быть обеспечены, если излучающий объем газа создать непосредственно над поверхностью преграды путем торможения высокоскоростного потока плазмы.

ТХУ позволяет получать высокоскоростные потоки плазмы с относительно малой статической энтальпией, благодаря чему обходятся ограничения, связанные с лучистыми потерями в элементах конструкции установки. Как показали проведенные исследования, в ТХУ энергия подводится не столько для разогрева газа, сколько для придания ему кинетической энергии, что позволяет вложить большое количество энергии в газ без разрушения разрядной камеры ускорителя и получить высокие энтальпии торможения. Необходимо подчеркнуть, что лучистый тепловой поток к лобовой поверхности модели создается, как и в натуральных условиях, излучением заторможенного у поверхности объема газа, пространственная структура которого подобна натурной. Излучающий объем газа расположен над поверхностью преграды, что не препятствует проникновению вакуумного ультрафиолета к ее поверхности. В связи с этим результаты таких исследований вызывают особый интерес.

Для создания излучающего заторможенного слоя на пути плазменной струи перпендикулярно ее оси устанавливалась плоская преграда, изготовленная в виде полого медного цилиндра диаметром 120 мм. Ось цилиндра совпадала с осью потока. Охлаждение преграды осуществлялось путем прокачки воды через внутреннюю полость цилиндра. Диаметр преграды выбирался в

соответствии с размером струи. Зона торможения выделялась в виде объема повышенной яркости, примыкающего к лобовой поверхности преграды, и имела форму сферического сегмента. Например, для токов разряда $I = 2200\text{--}3000$ А, поля $B = 2,2$ Т, расхода рабочего газа $G = 10$ г/с его толщина составляла 30–35 мм. Столь большая толщина сжатого слоя обусловлена действием осевого магнитного поля соленоида, тормозящего радиальное растекание плазмы (рис. 1).

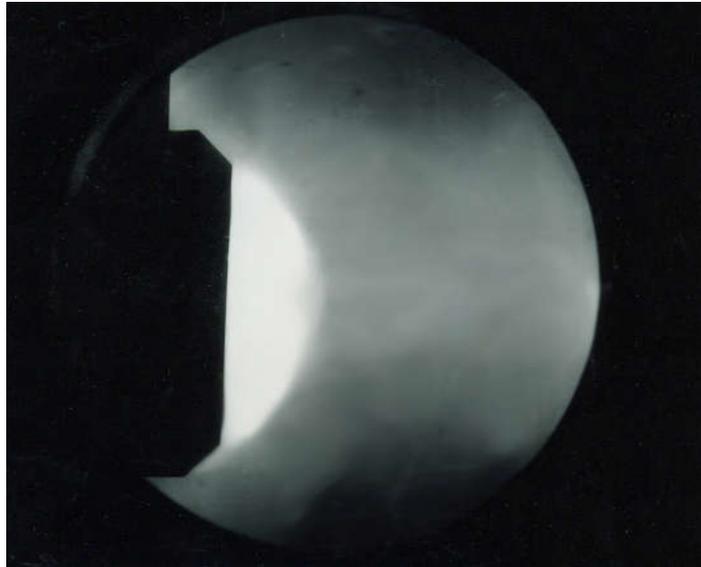


Рис. 1. Фотография излучающего сжатого слоя

Спектроскопические исследования сжатого слоя и свободной струи плазмы проводились в различных сечениях. Спектры излучения сжатого слоя регистрировались в сечении, отстоящем от плоской поверхности преграды на расстоянии 10 мм.

Спектроскопический анализ состава плазмы показал, что спектр излучения чувствителен к величине вкладываемой в разряд энергии, но качественный состав спектров остается неизменным как для свободной струи, так и для сжатого слоя. Следует отметить, что интенсивность излучения спектральных линий последнего в 15–20 раз превышает соответствующие значения для свободной струи. На рис. 2 представлена температура электронов $T_e(r)$ в сжатом слое в различных сечениях для расхода рабочего газа $G = 10$ г/с.

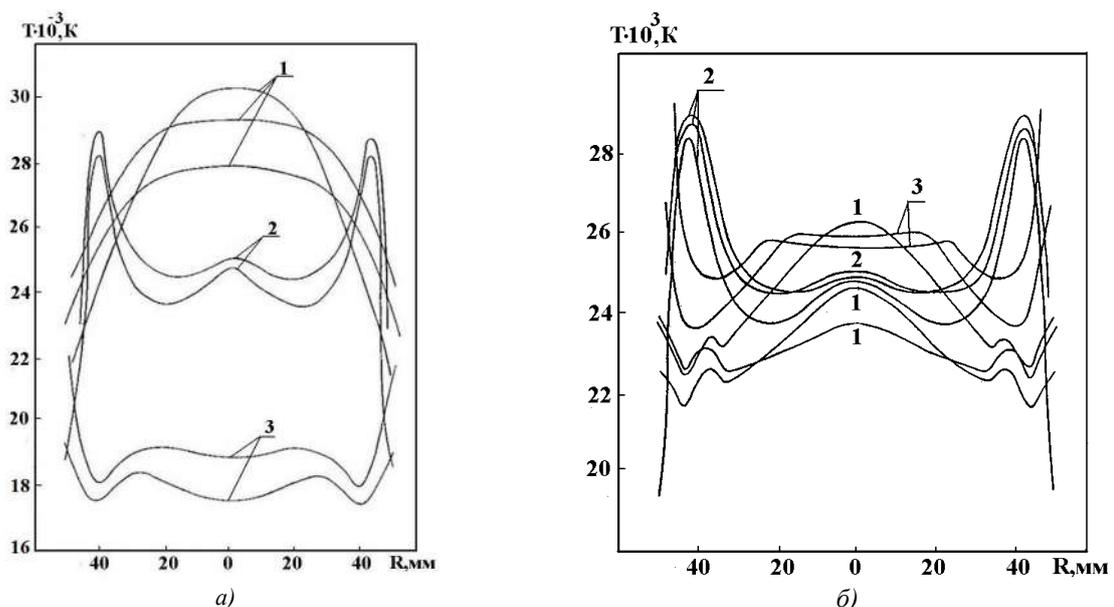


Рис. 2. Радиальное распределение температуры электронов в сжатом слое: а) в сечениях $x = 130$ мм; б) $x = 160$ мм; 1 – $I = 2200$ А; 2 – $I = 2600$ А; 3 – $I = 3000$ А

Концентрация электронов N_e в свободной струе и в сжатом слое определялась из штарковского уширения линии водорода H_β , температура электронов – из уравнения Саха–Больцмана. Максимумы температур в основном находятся на периферии, где в исследуемое сечение попадает ударная волна. Максимальная разность температур на оси по сравнению со свободной струей составляет $\Delta T = 20 \cdot 10^3$ К.

В сжатом слое при удалении от среза сопла электронная температура мало зависит от силы разрядного тока. Например, на режиме $I = 2600$ А в сечении 160 мм четко прослеживается ударная волна толщиной 8–10 мм с максимальным значением температуры $T_e = 30 \cdot 10^3$ К.

Данные, представленные в табл. 2, получены для оси. В индексах параметров струи приняты следующие обозначения: ст – струя, сж – сжатый слой.

Таблица 2

Параметры плазмы в свободной струе и в сжатом слое для двух сечений

Обозначения	$x = 130$ мм			$x = 160$ мм		
I , А	2200	2600	3000	2200	2600	3000
$T_{e \text{ ст}}$, К	12 000	15 000	16 000	8000	10 000	15 000
$T_{e \text{ сж}}$, К	29 400	28 800	20 600	24 900	28 700	28 000
$N_{e \text{ ст}} \cdot 10^{-21}$, м^{-3}	1,14	1,47	1,93	0,40	0,60	0,80
$N_{e \text{ сж}} \cdot 10^{-21}$, м^{-3}	4,50	2,50	3,15	6,80	3,7	4,55
$p_{\text{ст}} \cdot 10^{-2}$, Па	6,0	7,0	5,0	7,0	6,0	5,0
$p_{\text{сж}} \cdot 10^{-2}$, Па	100,0	240,0	48,0	208,0	330,0	55,0
V , м/с	7820	12 080	6610	8360	12 700	7730

3. Измерение плотности теплового потока

Важным параметром, характеризующим условия аэродинамического нагрева, является плотность теплового потока. В связи с этим проводилось определение тепловых потоков в окрестности точки торможения осесимметричной модели на различных режимах работы ускорителя. Замер суммарного теплового потока проводился с помощью датчиков калориметрического типа. Использовались как стационарные водоохлаждаемые датчики, так и нестационарные. Оба типа датчиков имели зачерненную переднюю поверхность. Чернение производилось камфорной чернью, коэффициент поглощения которой равен 0,9. Разница в величинах тепловых потоков, замеренных стационарным и нестационарным датчиками, не превышала 4 %.

Для выделения лучистой составляющей теплового потока применялся радиометр, конструкция и принцип действия которого приведены более подробно в работе [12]. Чувствительный элемент (нестационарный калориметр) радиометра помещен в полость, которая с целью блокировки конвективного теплового потока продувается гелием, прозрачным для лучистой энергии, которая проникает из сжатого слоя через небольшое отверстие диаметром 2 мм. Корпус радиометра выполнен из меди и оборудован водоохлаждаемым трактом. Внешняя геометрия датчика соответствует геометрии датчиков, используемых для измерения суммарных тепловых потоков.

Например, измерения, проводимые в одном из режимов работы ТХУ, дали следующие результаты: ток разряда $I = 2200$ А, напряжение $U = 220$ В, индукция магнитного поля в зоне разряда $B = 1,0$ Т, энтальпия $H = 40$ МДж/кг, скорость потока плазмы $V = 9500$ м/с, давление торможения $p = 2,2 \cdot 10^4$ Па, величина суммарного теплового потока $q = 12$ МВт/м², лучистая составляющая теплового потока $q_{\text{л}} = 5$ МВт/м². Результаты исследований суммарного теплового потока (рис. 3), полученные для различных расходов рабочего газа и индукции магнитного поля, подтверждают возможность получения интенсивного излучающего слоя плазмы на лобовой поверхности модели ТЗМ.

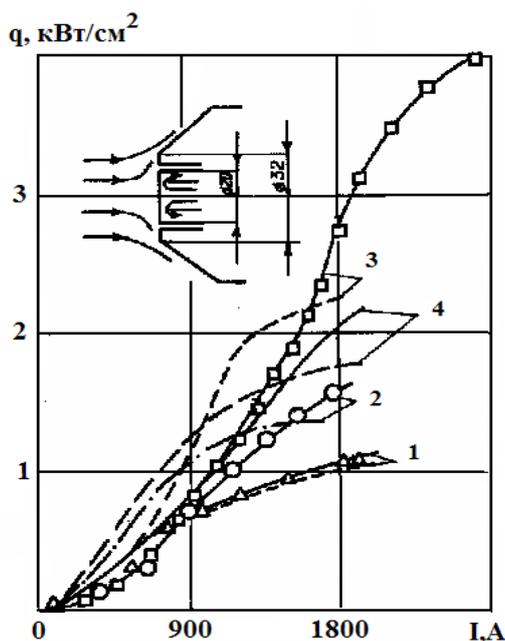


Рис. 3. Зависимость теплового потока от тока разряда, расхода газа и магнитной индукции: 1 – G_{Σ} (воздух + N_2) = 0,8; 2 – G_{Σ} (воздух + N_2) = 4,0; 3 – G_{Σ} (воздух + N_2) = 10,0; 4 – G_{Σ} (CO_2 + N_2) = 4,0 г/с; — $B = 1,0$; --- $B = 2,2$ Т

Заключение

Торцевой холловский ускоритель позволяет провести исследования тепло- и массообмена при разрушении теплозащитных материалов в условиях, приближенных к натурным. Использование результатов испытаний ТЗМ на ТХУ позволяет исключить ряд дорогостоящих летных испытаний и более надежно обновить выбор оптимальных вариантов теплозащитных систем спускаемых КА для различных условий интенсивного радиационно-конвективного нагрева.

ТХУ по основным параметрам перекрывает и дополняет диапазоны моделирования натуральных условий тепловых аэродинамических установок мирового сообщества, а в случае воспроизведения натуральных условий радиационно-конвективного теплообмена при скоростях входа в атмосферу Земли выше 11 км/с не имеет аналогов в мировой практике.

Список литературы

1. Аношко, И.А. Радиальное распределение концентрации в сжатом слое / И.А. Аношко, В.С. Ермаченко, Л.Е. Сандригайло // ИФЖ. – 1991. – № 3. – С. 464–467.
2. Аношко, И.А. Исследование термического состояния в потоках плазмы торцевого холловского ускорителя / И.А. Аношко, В.С. Ермаченко, Л.Е. Сандригайло // ИФЖ. – 1992. – № 4. – С. 425–429.
3. Аношко, И.А. Исследование термического состояния в сжатом слое / И.А. Аношко, В.С. Ермаченко, Л.Е. Сандригайло // ИФЖ. – 1994. – № 1, 2. – С. 108–111.
4. Аношко, И.А. Расчет скорости течения плазмы на срезе сопла торцевого холловского ускорителя / И.А. Аношко, В.С. Ермаченко // ИФЖ. – 2006. – № 1. – С. 102–108.
5. Гришин, С.Д. Электрические ракетные двигатели / С.Д. Гришин, Л.В. Лесков, Н.П. Козлов. – М.: Машиностроение, 1983. – 386 с.
6. Миронов, О.Н. К определению сил, действующих на стационарные холловские ускорители плазмы / О.Н. Миронов // ЖТФ. – 1974. – № 3. – С. 525–535.
7. Дороднов, А.М. Плазменные ускорители / А.М. Дороднов, Н.П. Козлов. – М.: МВТУ, 1976. – 248 с.
8. Анфимов, Н.А. О соотношении теории и эксперимента при исследовании уноса массы в условиях совместного воздействия конвективного и лучистого тепловых потоков /

Н.А. Анфимов, В.В. Зайцев // Тепло- и массоперенос: сб. науч. тр. – Минск: ИТМО НАН Беларуси, 1972. – С. 444–453.

9. Луис, И. Генерирование интенсивных импульсов лучистого нагрева / И. Луис, Р. Де-чер, Т. Браун // Ракетная техника и космонавтика. – 1964. – № 1. – С. 90–96.

10. Лапушкин, В.Н. Экспериментальный стенд для исследования уноса массы материалов тепловой защиты при воздействии интенсивных лучистых тепловых потоков / В.Н. Лапушкин // ТВТ. – 1973. – № 3. – С. 345–357.

11. Розенберг, Г.В. Оптика тонкостенных покрытий / Г.В. Розенберг. – М.: Физматгиз, 1958. – 455 с.

12. Ли, Д.Б. Аэротермодинамическая обстановка вокруг командного модуля «Апполон» во время входа с суперорбитальной скоростью: техн. заметки НАСА Д-6792 / Д.Б. Ли, У.Д. Гудрич. – М.: ОНТИ, 1979. – 20 с.

Поступила 10.04.07

*Институт тепло- и массообмена
им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
Минск, ул. П. Бровки, 15
e-mail: aia@hmti.ac.by*

I.A. Anoshko, V.S. Ermachenko, A.A. Smolskii

**MODELING OF FULL-SCALE CONDITIONS OF THE FLIGHT
OF SPACECRAFTS IN THE ATMOSPHERES OF THE EARTH
AND OTHER PLANETS AT HYPERBOLIC VELOCITIES**

A powerfull plasma Hall accelerator that is used for experimental study of aerodynamics, heat transfer, and thermal protection under the conditions of modeling full-scale parameters of a flight of spacecrafts in the atmospheres of the Earth and other planets of the Solar System is presented.