

17. Fenn J. B., Anderson J. B. Background and sampling effects in free jet studies by molecular beam measurements.— In: *Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 4th Int. Symp.* Toronto: Acad. Press, 1966, v. 2.
18. Muntz E. P., Hamel V. B., Magnire B. L. Some characteristics of exhaust plume refraction.— *AIAA J.*, 1970, v. 8, N 9.
19. Жестков Б. Е. Исследование высокотемпературной струи, истекающей в вакуум.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1973, № 3.
20. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование природных аэродинамических условий полета в верхних слоях атмосферы.— *Тр. ЦАГИ*, 1975, вып. 1641.
21. Орлова З. Т. Исследование заселенности вращательных уровней молекул азота, возбужденных электронным ударом в потоках разреженного газа с большими градиентами параметров.— *ТВТ*, 1973, т. 11, вып. 6.
22. Жестков Б. Е., Никифоров А. П., Павлов Э. П. Определение функции распределения молекул по скоростям в высокоскоростном молекулярном пучке механическим селектором.— *ТВТ*, 1982, № 1.
23. Жестков Б. Е., Кивель А. Я. О моделировании природных условий полета в ионосфере.— *ПМТФ*, 1977, № 6.
24. Жиляев И. Р., Омелик А. И. Измерение сечения рассеяния ускоренных молекул азота на своем остаточном газе.— *Учен. зап. ЦАГИ*, 1974, т. 5, № 6.

Поступила 16/IV 1984 г.

УДК 538.4:621.313.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В СТЕНКИ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОГО МГД-КАНАЛА

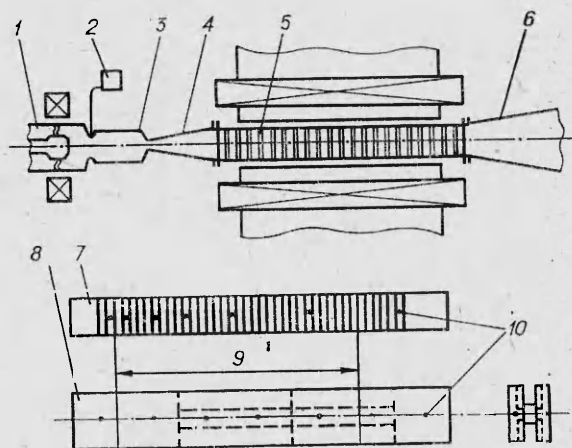
*В. И. Алферов, О. Н. Витковская, А. П. Рудакова,
А. Д. Сухобоков, Г. И. Щербаков
(Москва)*

В настоящее время значительный интерес представляют исследования высокоэнтальпийных МГД-каналов, таких как МГД-ускорители и МГД-генераторы с высоким удельным съемом энергии. Одним из наиболее существенных факторов, определяющих возможность реализации режимов работы таких устройств, является предельное значение теплового потока в их стенке. Теоретический анализ процессов переноса тепла в указанных условиях из-за их сложности весьма затруднен. Наиболее достоверные данные могут быть получены в основном в экспериментах. Опытные данные по теплообмену полезны и для выяснения особенностей течения газа в МГД-устройствах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований местных тепловых потоков к стенкам МГД-канала при различных режимах его работы. При этом особое внимание уделялось вопросам надежности измерения тепловых потоков к В-стенкам.

1. Методика проведения эксперимента. Исследования проведены на установке, представляющей собой МГД-канал Фарадея с секционированными электродами, работающий в режиме ускорителя.

Принципиальная схема установки представлена на фиг. 1. Воздух, нагретый в электродуговом нагревателе 1 и насыщенный легкоионизируемой присадкой 2 в камере смешения 3, истекает через первичное сверхзвуковое сопло 4 в канал МГД-ускорителя 5, образованный противоположащими электродными стенками 7 и перпендикулярными им изоляционными стенками 8. Из канала ускорителя, расширяясь во вторичном сопле 9, газ поступает в



Ф и г. 1

рабочую часть, а затем выбрасывается через выхлопной тракт 6. Подробное описание установки приведено в [1, 2].

Определение распределения тепловых потерь производилось в МГД-каналах длиной 470 мм и поперечным сечением $F_{\text{вх}} = 10 \times 15 \text{ мм}^2$, $F_{\text{вых}} = 10 \times 21 \text{ мм}^2$. Участок, на который подавалось электропитание (фиг. 1, позиция 9), располагался в области равномерного магнитного поля протяженностью 370 мм. В экспериментах использовалось несколько типов каналов, отличающихся конструкцией электродных и изоляционных стенок и параметром секционирования $s/h = 0,4-1$.

Определение тепловой нагрузки в стенке МГД-канала производилось путем решения обратной задачи теплопроводности для тела сложной формы со ступенчатым изменением тепловой нагрузки по измеренному нестационарному полю температур [3, 4]. Замеры нестационарного поля температур в стенках канала осуществлялись хромель-копелевыми термопарами с диаметром термоэлектродных проводов 0,3 мм. Схема расположения термопар в электродных и изоляционных стенках канала приведена на фиг. 1 (позиция 10).

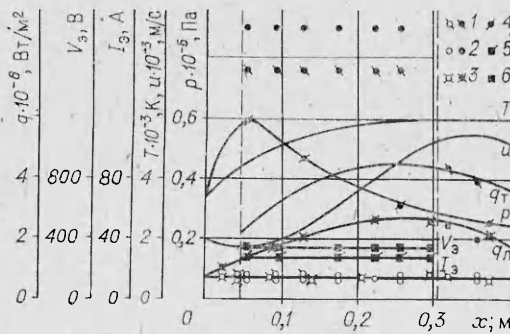
В экспериментах использовались два типа изоляционных стенок. Первая (сплошная линия на фиг. 1) представляла собой пластину из БНА* толщиной 6 мм и высотой 49 мм. Термопары устанавливались в пазах и закреплялись с помощью смеси порошка БНА с жидким стеклом. Вторая (штриховая линия) выполнена в виде двухслойной системы, состоящей из медной основы и напыленного электроизоляционного покрытия из окиси ZrO_2 , обращенного к потоку. В пазах, примыкающих к электродным стенкам, устанавливались дополнительные изоляционные пластинки из БНА толщиной 2,5 мм. При этом высота напыленной поверхности, обращенной к потоку, составляла либо 10, либо 6 мм. В последнем типе боковых стенок, как и в электродных, термопары укладывались в пазах и закреплялись с помощью медных пробок.

Помимо температуры стенок МГД-канала, измерялись также распределения статического давления, напряжений и токов через электроды по длине канала ускорителя, полное давление за ним, расходы газа и присадки, давление, ток и напряжение в нагревателе. Регистрация измеряемых параметров производилась на осциллографах Н-010 и Н-105 синхронно с регистрацией нестационарного поля температур в стенках МГД-канала.

Эксперименты проводились с первичным соплом ($M = 2$). Параметры торможения потока газа (воздух + 1% эвтектики KNa) составляли: температура $T_0 = 3700 \text{ К}$, давление $p_0 = (1,55; 2,2) \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Питание подавалось на длине 160 и 280 мм. В процессе испытаний изменялись суммарный расход газа $G = (7; 10) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$, магнитная индукция $B = 1-2,5 \text{ Т}$ и ток через электроды $I_0 = 5-40 \text{ А}$. При этом суммарный ток в ускорителе менялся в пределах $I_{\Sigma} = 100-1400 \text{ А}$.

На фиг. 2 приведены экспериментальные результаты по распределению параметров по длине МГД-канала для типичных режимов работы установки ($G = 10 \text{ г/с}$, $B = 2,5 \text{ Т}$, $s/h = 0,5-0,42$, $I_{\Sigma} = 980 \text{ А}$, $j = 35 \text{ А/см}^2$ в ядре потока): позиция 1 — тепловой поток в катодную стенку, 2 — в анодную, 3 — в боковые, 4 — статическое давление, 5, 6 — ток и напряжение на электродах ускорителя, светлые точки относятся к режиму без МГД-ускорения.



Фиг. 2

* Керамика БНА — алюминитрид бора (50% BN + 50% AlN).

2. Результаты исследований. Предварительно было проведено определение тепловых потоков в стенке канала на режимах работы установки без подачи питания на электроды (см. фиг. 2, светлые точки). Получено, что тепловые потоки в сходных сечениях всех использовавшихся конструкций каналов при одних и тех же режимах работы нагревателя практически одинаковы, причем различий в их величинах на катодной, анодной и боковых стенках не наблюдалось. Ввод присадки в поток и наложение магнитного поля так же, как и их совместное действие, не изменяли заметным образом интенсивности теплообмена. Аналогичный результат применительно к изоляционным стенкам отмечен в [5, 6]. Заметим, что магнитная индукция в настоящих исследованиях достигала больших значений ($B \sim 2,5$ Т).

Протекание тока существенно изменяет условия теплообмена в МГД-канале (см. фиг. 2, темные точки). Практически по всей длине канала происходит повышение тепловой нагрузки. Но увеличение теплового потока неодинаково на различных его участках, оно также неодинаково на катодной, анодной и боковой стенках. Отметим, что характер распределения тепловых потоков в стенке по длине канала почти не зависит ни от типа конструкции МГД-канала, ни от режима его работы.

В зависимости от характера распределения теплового потока к электродным стенкам по длине канала можно выделить три области: доразрядную и послеразрядную зоны и зону разряда. В каждой из них имеется свой закон изменения теплового потока по длине канала.

В доразрядной зоне увеличение тепловых потоков в электродные стенки, связанное с протеканием тока в разрядной зоне, довольно слабое. Оно имело место на всех исследованных режимах и, по-видимому, обусловлено увеличением теплосодержания газа из-за проявления краевых эффектов. В разрядной зоне наблюдался наибольший рост интенсивности теплообмена. При этом имело место устойчивое различие уровней тепловых потоков к катодным и анодным стенкам: в анодные стенки тепловой поток выше, чем в катодные. Протекание тока в МГД-канале приводило также к значительному росту тепловых потоков в послеразрядной зоне, причем тепловой поток в катодную стенку заметно больше, чем в анодную. Это различие сохранялось неизменным на всем протяжении послеразрядной зоны. Заметим, что величина и характер изменения теплового потока в электродные стенки согласуются с полученными ранее [7].

Измеренные распределения теплового потока в боковые стенки не носят столь явно выраженного разделения на различные зоны, как для электродных стенок. Подача питания на электроды сопровождалась повышением теплового потока по всей стенке с монотонным нарастанием его по длине канала. Прирост теплового потока в доразрядной зоне незначительный и совпадает с таковым для случая электродных стенок.

Необходимо обратить внимание на следующее. В испытаниях со вторым типом стенок, представляющих собой двухслойную систему из медной основы и изоляционного покрытия из окиси ZrO_2 с дополнительной защитой их от электродов пластинками из БНА, регистрируемое значение теплового потока в некоторых случаях превышало почти на порядок аналогичные значения для первого типа стенок. Анализ показал, что это обусловлено так называемым межмодульным пробоем [8], напряжение которого составляло ~ 40 В на зазоре. Поэтому основные эксперименты были проведены с боковыми стенками из БНА.

Анализ полученных данных проводился с использованием соответствующей каждому конкретному режиму электрогазодинамической картины течения, определяемой на основе численного решения системы квазиодномерных магнитогазодинамических уравнений, причем в качестве граничных и замыкающих систему условий вводились экспериментальные данные по распределению давлений, токов и напряжений по МГД-каналу. В одномерные уравнения вводились необходимые поправки для учета влияния пограничного слоя и теплопередачи, двумерных эффектов, связанных с характером протекания токов в канале, а также возможности

нагрева газа в зоне ускорения за счет джоулевой диссипации в приэлектродных слоях и в доразрядной зоне токами, обусловленными продольными краевыми эффектами. Подробно указанная методика и результаты ее проверки для рассматриваемых условий приведены в [2, 9, 10].

При проведении расчетов предполагалось, что на изоляционных стенках и во внеразрядных зонах электродных стенок имеет место только конвективная теплоотдача. В разрядной зоне на электродных стенках к конвективной составляющей добавляется тепловой поток, обусловленный приэлектродными процессами. Конвективная составляющая теплового потока рассчитывалась по известному соотношению для высокотемпературного сверхзвукового потока газа

$$q = St(h_f + h_w)\rho u,$$

где ρ , u — плотность газа и скорость потока; St — число Стантона; h_w — энтальпия газа при температуре стенки; $h_f = h_{ct} + Pr^{1/3}u^2/2$ — энтальпия газа при адиабатической температуре стенки; Pr — число Прандтля. Расчет коэффициента трения для определения St производился различными способами: по методике [11], учитывающей влияние магнитного поля, по коэффициенту гидравлического сопротивления канала, который находился при помощи экспериментально полученного распределения статического давления по длине канала [2], методом определяющей энтальпии для ламинарного течения [12], методом Сполдинга — Чи для турбулентного течения [13].

На фиг. 2 представлены результаты измерения (точки) и обработки (линии) газодинамических и электродинамических характеристик течения в МГД-канале (p , T , u — давление, температура и скорость в ядре потока, q_T и q_L — тепловые потоки к стенкам канала для турбулентного и ламинарного течений).

Полученные экспериментальные значения тепловых потоков по всей длине электродных стенок канала в режимах работы установки без подачи питания на электроды, в доразрядной зоне при работе в режиме ускорения и на боковых стенках при всех режимах хорошо согласуются с рассчитанными по методу определяющей энтальпии для ламинарного течения (см. фиг. 2, q_L). В послеразрядной зоне экспериментальные значения тепловых потоков в анодную стенку согласуются с рассчитанными методами определяющей энтальпии для ламинарного течения, в катодную — с рассчитанными методом Сполдинга — Чи для турбулентного пограничного слоя (см. фиг. 2, q_T).

Таким образом, около анодной стенки теплоотдача соответствует условиям ламинарного пограничного слоя, вблизи катодной — турбулентного, что, по-видимому, объясняется особенностями существования разряда в приэлектродных областях разрядного промежутка. Согласно [14], в прианодной области ток проходит по всей длине электрода с максимумом концентрации на задней (по потоку) части. Распределение тока и его протекание носят практически стационарный характер. В прикатодной же области протекание тока имеет явно нестационарный характер. Микродуговые каналы, посредством которых осуществляется разряд на катоде, непрерывно перемещаются вдоль движения потока газа с интенсивным образованием новых и отмиранием старых каналов.

Отметим, что при сравнительно небольших плотностях тока ($j \leq 10$ А/см²) значения теплового потока в послеразрядной зоне, рассчитанные с использованием метода Сполдинга — Чи, дают несколько завышенные значения по сравнению с экспериментальными. Это, по-видимому, связано с меньшим числом микродуг, одновременно существующих на электроде, и, следовательно, меньшей степенью «турбулизации» потока.

Величина теплового потока в электродные стенки в разрядной зоне определяется в основном протеканием тока и, в первую очередь, приэлектродными процессами. Сопоставление общего уровня полученных экспериментально тепловых потоков с рассчитанными значениями конвективной составляющей подтверждает это и, кроме того, дает возможность оценить

вольтовы эквиваленты теплотерь для анода ΔV_a и катода ΔV_k в предположении, что экспериментальные величины тепловых потоков представляют собой сумму потока, обусловленного приэлектродными процессами, и конвективного потока. В рассматриваемых условиях получены значения $\Delta V_k = 7-12$ В, $\Delta V_a = 15-27$ В.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов В. П., Витковская О. П., Рукавец В. П., Щербаков Г. П. Результаты первых экспериментальных исследований на аэродинамической установке с магнитогазодинамическим ускорением потока воздуха.— В кн.: Установки для исследования аэродинамики и прочности летательных аппаратов (Тр. ЦАГИ), 1979, вып. 1949.
2. Алферов В. П., Витковская О. П. и др. Исследование аэродинамической установки с магнитогазодинамическим ускорением потока газа.— ТВТ, 1979, т. 17, № 1.
3. Алифанов В. П., Батура П. П. и др. Применение новой методики испытаний и обработки результатов эксперимента в тепловой аэродинамической трубе при исследовании процессов нестационарной теплопередачи.— ИФЖ, 1977, т. 33, № 6.
4. Жбанов А. И., Кошелев В. С., Шевцов В. И. Решение линейных двух- и трехмерных нестационарных задач теплопроводности методом конечных элементов.— В кн.: Материалы VI Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск, 1980, т. 9.
5. Кириллов В. В., Решетов Е. П., Семенов В. Д. Экспериментальное изучение теплоотдачи в канале МГД-генератора открытого цикла.— ТВТ, 1975, т. 13, вып. 3.
6. Кириллов В. В. К проблеме создания энергетических МГД-генераторов. Исследование влияния реальных физических процессов и особенностей конструкции МГД-канала на характеристики и ресурс работы МГД-генератора. Автореф. дис. д-ра техн. наук. М.: ИВТАН, 1976.
7. Алферов В. П., Витковская О. П. и др. Экспериментальное исследование температурных полей и тепловых потоков в электродных стенках МГД-ускорителя.— ТВТ, 1980, т. 18, № 1.
8. Герман В. О., Зекцер М. П. и др. Исследование разряда между модулями холодной изоляционной стенки.— ТВТ, 1972, т. 10, № 4.
9. Витковская О. П., Рудакова А. И. Расчет течения воздуха в канале МГД-ускорителя с учетом сопротивления канала и теплопередачи в стенки конструкции.— Учен. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 4.
10. Алферов В. П., Витковская О. П. и др. Исследование электродинамических характеристик МГД-ускорителя.— ТВТ, 1979, т. 17, № 2.
11. Рознер, Дзунг. КПД крупных энергетических МГД-установок открытого цикла.— В кн.: Тр. VI симпоз. по низк. пробл. магнит. гидродинамики. Питсбург, США, 1965. М.: Наука, 1968.
12. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
13. Spalding D. B., Chi S. W. The drag of a compressible turbulent boundary layer on a smooth flat plate with and without heat transfer.— J. Fluid Mech., 1964, v. 18, N 4.
14. Алферов В. П., Витковская О. П., Лабазкин А. П. и др. Исследование разряда в МГД-канале.— В кн.: Тр. восьмой междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии. М., 1983, т. 6.

Поступила 23/IV 1984 г.

УДК 533.9

О КРИТЕРИЯХ ПОДОБИЯ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ МПК В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов, С. Н. Чувашев

(Москва)

Импульсные плазменные ускорители, работающие в режимах электромагнитной фокусировки плазменных потоков — магнитоплазменные компрессоры (МПК) — применяются при решении ряда научных и прикладных задач [1—4]. Значительный практический интерес представляют МПК эрозийного типа [4—6], в которых в отличие от описанных в [7—9] газоразрядных МПК плазма образуется в основном из продуктов испарения элементов конструкции (обычно легкоплавкой диэлектрической шайбы) и ускоряется в квазистационарном режиме, формируя плотный высокоскоростной ($\sim 30-70$ км/с) плазменный поток. При работе МПК эрозийного типа в газовой среде поток эрозийной плазмы тормозится на плотном газе-наполнителе, в результате чего образуется зона ударно-сжатой плазмы, внутренняя энергия которой по порядку величины соответствует энthalпии торможения потока. «Плазменный поршень» отселяет газ-наполнитель, в последнем образуется ударная волна. В [10, 11] показаны возможности применения разрядов МПК эрозийного типа в газах для ис-