

УДК 519.6:621.362:537.84

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ МГД-ГЕНЕРАТОРА С Т-СЛОЕМ

Е.Н. ВАСИЛЬЕВ, Д.А. НЕСТЕРОВ

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск

Представлена вычислительная модель процессов теплообмена в неоднородном высокотемпературном газовом потоке и стенках МГД-канала. Результаты моделирования процессов радиационно-конвективного теплообмена показали, что токовый слой имеет нестационарную и нерегулярную структуру, однако в целом взаимодействует с потоком газа как локальное образование. По параметрам структуры токового слоя рассчитаны радиационные потоки на стенки канала. Из решения нестационарной трехмерной задачи теплопроводности определен температурный режим стенок МГД-канала. Выявлено, что неоднородность и нестационарность радиационных потоков приводит к большим температурным градиентам в диэлектрической стенке канала.

Самоподдерживающийся токовый слой (Т-слой) является сильноточным рядом, для которого характерны высокие значения температуры (более 10^4 К) и радиационных потоков, поэтому он оказывает мощное тепловое воздействие на стенки МГД-канала. Причем критическими факторами воздействия могут быть как абсолютные значения температуры, так и величины температурных градиентов. Величина тепловых потоков влияет на ресурс работы канала, а также определяет потери тепла через стенки и эффективность термодинамического цикла. Для повышения ресурса и коэффициента полезного действия МГД-генератора необходима оптимизация его теплового режима. В данной работе рассматриваются процессы конвективного, радиационного и кондуктивного теплообмена, определяющие температурный режим в канале МГД-генератора с Т-слоем.

В МГД-генераторе с Т-слоем на входе в канал периодически инициируются токовые слои, которые взаимодействуют с внешним магнитным полем и перемещаются в потоке неэлектропроводного газа со скоростью порядка 1 км/с. В таком генераторе средняя температура потока может быть существенно меньше (1000–2000 К), чем в обычном МГД-генераторе, поскольку основная масса газа, толкающая электропроводный Т-слой по каналу, не взаимодействует непосредственно с магнитным полем и может быть неэлектропроводной. При этом распределение теплового потока на стенках канала имеет импульсно-периодический характер, что может вызывать значительные пространственно-временные градиенты температуры в стенках.

Моделирование процессов теплообмена проводилось для канала постоянного прямоугольного сечения, образованного сплошными электродами и диэлектрическими стенками (рис. 1). Процедура моделирования включает в себя три следующих этапа:

– расчет структуры токового слоя в канале, формирующейся в условиях радиационно-конвективного теплообмена;

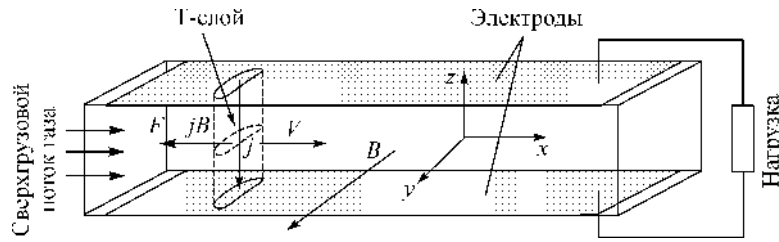


Рис. 1. Схема МГД-генератора с Т-слоем.

- определение полей теплового потока на стенках канала по параметрам течения и по распределению температуры и давления в Т-слое;
 - вычисление распределений температуры в электродной и изоляционной стенках из решения уравнений теплопроводности.
- В этой последовательности ниже приведено рассмотрение процессов теплообмена в МГД-канале.

1. СТРУКТУРА ТОКОВОГО СЛОЯ

При моделировании процесса МГД-взаимодействия Т-слоя рассматривается двумерное нестационарное течение излучающего вязкого газа в плоскости, параллельной поверхности электродов. Течение в канале описывается системой двумерных уравнений газовой динамики в эйлеровых координатах, дополненных уравнениями состояния газа:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{S}, \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E_t + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p \\ (E_t + p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ Q \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$E_t = \rho \left(\frac{u^2 + v^2}{2} + e \right), \quad p = \rho RT, \quad T = (\gamma - 1)e / R, \quad (3)$$

$$Q = Q_J - Q_R + f_x u + f_y v,$$

где ρ, p, T — плотность, давление и температура газа; u, v — компоненты вектора скорости; E_t — полная энергия единицы объема газа; e — внутренняя энергия единицы массы газа; f_x, f_y — компоненты вектора силы, действующей на газ вдоль оси x и y соответственно; Q — объемная мощность источников и стоков энергии; Q_R, Q_J — объемная мощность радиационного переноса излучения и джоулевой диссипации; R — индивидуальная газовая постоянная.

В качестве начальных условий для уравнений (1)–(3) задаются распределения температуры $T(x, y)|_{t=0} = T_0(x, y)$, давления $p(x, y)|_{t=0} = p_0(x, y)$ и скорости $\mathbf{v}(x, y)|_{t=0} = \mathbf{v}_0$. Граничные условия на боковых стенках канала соответствуют непроницаемости стенки. На входе в канал задаются параметры невозмущенного сверхзвукового течения, на выходе используются “мягкие” граничные условия, соответствующие равенству нулю производных, входящих в уравнения переменных.

Для описания свойств рабочей среды использовано приближение политропного газа, которое предполагает постоянство показателя адиабаты γ . Это приводит к занижению теплоемкости и затрат энергии при начальном разогреве (иницировании) разрядной области. В данной работе использование приближения политропного газа оправдано тем, что стадия иницирования Т-слоя в ней не рассматривается. Величина $R = R_0/\mu$ определена с учетом зависимости молекулярного веса μ от локальных значений температуры и давления, R_0 — универсальная газовая постоянная.

При расчете электродинамических величин полагалось, что внешняя электротехническая цепь обеспечивает стабильные значение тока и разности потенциалов на электродах [1], поэтому описание параметров электромагнитного взаимодействия проводилось с помощью коэффициента нагрузки:

$$E_i = (1-K)uB, \quad j = \sigma(T, p)E_i, \quad f_x = -jB, \quad f_y = 0, \quad Q_J = jE_i, \quad (4)$$

где E_i — напряженность индуцированного электрического поля; K — коэффициент нагрузки; B — индукция внешнего магнитного поля; j — плотность тока; σ — коэффициент электропроводности. В силу малости не учитывается индуцированное магнитное поле.

Для расчета величины объемного изменения энергии за счет радиационного переноса излучения Q_R решаются уравнения переноса излучения:

$$\Omega \cdot \text{grad}(I_\nu) = k_\nu(I_{\nu p} - I_\nu); \quad \mathbf{W} = \int_0^\infty d\nu \int \mathbf{a} I_\nu d\Omega; \quad Q_R = \text{div}(\mathbf{W}), \quad (5)$$

где I_ν — интенсивность излучения с частотой ν , $I_{\nu p} = 2h\nu^3/[c^2(\exp\{h\nu/(kT)\} - 1)]$ — интенсивность равновесного излучения, $k_\nu(\nu, T, p)$ — коэффициент поглощения, \mathbf{a} — единичный вектор направления полета фотона, \mathbf{W} — поток энергии излучения. Граничные условия для уравнений определяются из равенства нулю падающего извне излучения: $I_\nu|_\Gamma = 0$, где индекс Γ — граница расчетной области.

Описание алгоритма решения системы уравнений (1)–(4) и анализ динамики формирования структуры Т-слоя приведены в работе [2].

В данной работе проведено моделирование процесса формирования Т-слоя при следующих параметрах: $T = 10^3$ К, $p = 10^5$ Па, $u = 2 \cdot 10^3$ м/с, $B = 2$ Т, $\gamma = 1,3$, $K = 0,5$, ширина канала 0,1 м. Начальная высокотемпературная область при расчете задавалась в виде круга диаметром 0,1 м, значение температуры в котором увеличивается с $7 \cdot 10^3$ К на краях до 10^4 К в центре по синусоидальному закону. В качестве рабочего газа рассматривался воздух, данные по коэффициентам поглощения и электропроводности взяты из [3] и [4], значения μ рассчитаны с помощью пакета прикладных программ MONSTR [5].

Результаты расчета структуры токового слоя в канале представлены на рис. 2. В процессе МГД-взаимодействия в канале формируется режим обтекания Т-слоя и устанавливается баланс джоулевой диссипации и радиационно-конвективных энергопотерь, при этом высокотемпературная электропроводящая область принимает характерную форму, несколько вытягиваясь поперек канала и частично перекрывая его (см. рис. 2, а). Для процесса характерно развитие на границе Т-слоя гидродинамической неустойчивости, действие которой приводило к отрыву от основного разряда его частей (см. рис. 2, б), которые с течением времени остывали и теряли электропроводное состояние. В итоге в данном режиме токовый слой сформировался в виде единой разрядной области (см. рис. 2, в), исполняя при взаимодействии с потоком газа роль обтекаемого плазменного поршня.

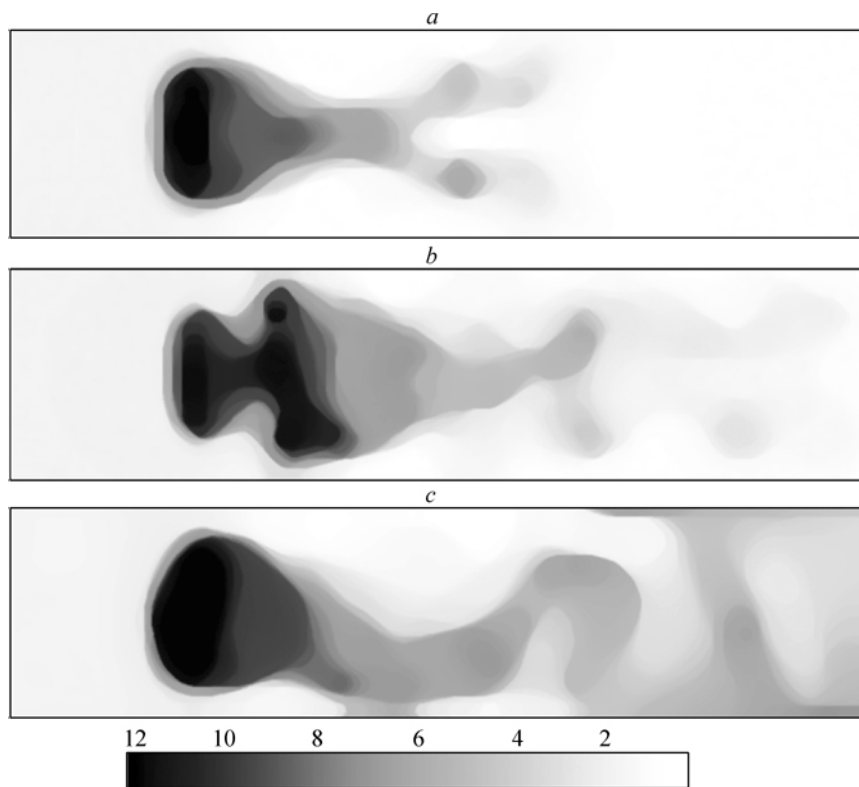


Рис. 2. Распределение температуры в канале в различные моменты времени. a — 0,17, b — 0,33, c — 0,96 мс. На шкале приведено соответствие оттенков серого цвета при температуре в 10^3 К.

Процесс МГД-взаимодействия в канале сопровождается перестройкой течения в канале. Вверх по потоку от Т-слоя отходит ударная волна, ниже по течению формируется область разрежения, имеющая нерегулярную структуру из-за вихрей, образующихся при обтекании разрядной области неэлектропроводным газом (рис. 3). Электропроводный газ в разрядной области наряду с поступательной также имеет вихревую составляющую скорости. При стабилизации процесса в МГД-канале параметры Т-слоя и интегральные характеристики процесса хаотически изменялись (в пределах 10 %) около некоторых средних значений. Средняя скорость движения Т-слоя составила 1,1 км/с.

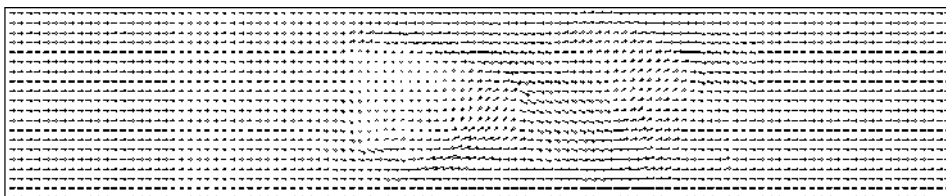


Рис. 3. Векторное поле скоростей в канале, соответствующее моменту времени 300 мкс.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА СТЕНКАХ

Тепловой поток, действующий на стенки МГД-канала со стороны газодинамического течения, обеспечивается тремя механизмами:

- излучением, испускаемым высокотемпературным газом из объема Т-слоя,
- конвективным теплообменом в турбулентном пограничном слое,
- теплопроводностью.

Величина радиационного потока q_r определяется геометрическими размерами излучающей области, а также распределением температуры и давления в Т-слое. Поэтому для расчета q_r необходимо дополнительно задать размер канала в направлении z (расстояние между электродами), полагая при этом, что распределение параметров в Т-слое, определенное из решения газодинамической задачи, по оси z однородно.

Расчет величины радиационного потока проводился по следующему алгоритму. Поток лучистой энергии, падающий на некоторую единичную площадку стенки, является суммой вкладов излучения отдельных малых объемов Т-слоя и определяется с помощью интегрирования следующего выражения:

$$q_r = \int_0^\infty d\nu \int_V dV \frac{I_{\nu p}(\nu, \mathbf{r}_1)}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)^2} \exp \left[- \int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|} k(\nu, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_2 \right] \cos(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{n}), \quad (6)$$

где векторы \mathbf{r} и \mathbf{n} характеризуют положение и ориентацию единичной площадки, вектор \mathbf{r}_1 определяет положение элементарного объема dV излучающего газа, $I_{\nu p}$ — интенсивность равновесного излучения единицы объема в точке \mathbf{r}_1 , k — спектральный коэффициент поглощения, определяемый по значениям температуры и давления в точке \mathbf{r}_2 , лежащей на прямой $\mathbf{r} - \mathbf{r}_1$.

Численное интегрирование выражения (6) дает распределение радиационного потока на диэлектрической и электродной стенках канала. Распределение лучистого потока на электродной стенке, рассчитанное для данной структуры Т-слоя при межэлектродном расстоянии $H = 0,06$ м, приведено на рис. 4. Распределение q_r характеризуется большими градиентами, как в направлении оси канала, так и в поперечном направлении. Максимальная величина теплового потока соответствует месту контакта Т-слоя со стенкой и имеет значение $5,1 \cdot 10^7$ Вт/м². Это распределение q_r переносится по стенкам со скоростью и частотой следования Т-слоев в МГД-канале.

Для приближенного расчета характеристик теплообмена в турбулентном пограничном слое воспользуемся следующими соотношениями:

$$q_k = St \cdot \rho \cdot c_p u (T - T_w), \quad (7)$$

$$St = 0,0288 Re^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}, \quad (8)$$

где q_k — тепловой поток, поступающий от газового потока в стенку, St — число Стантона, ρ , c_p , u , T — плотность, теплоемкость, скорость и температура газа, T_w — температура стенки, Re — число Рейнольдса, Pr — число Прандтля.

Значение теплового потока, соответствующего параметрам газа в Т-слое, имеет величину $q_k = 1,2 \cdot 10^6$ Вт/м², что более чем на порядок меньше величины радиационного потока в месте контакта Т-слоя со стенкой. Поэтому в данной работе более точный расчет значения q_k не проводился. Величина теплового потока q_k

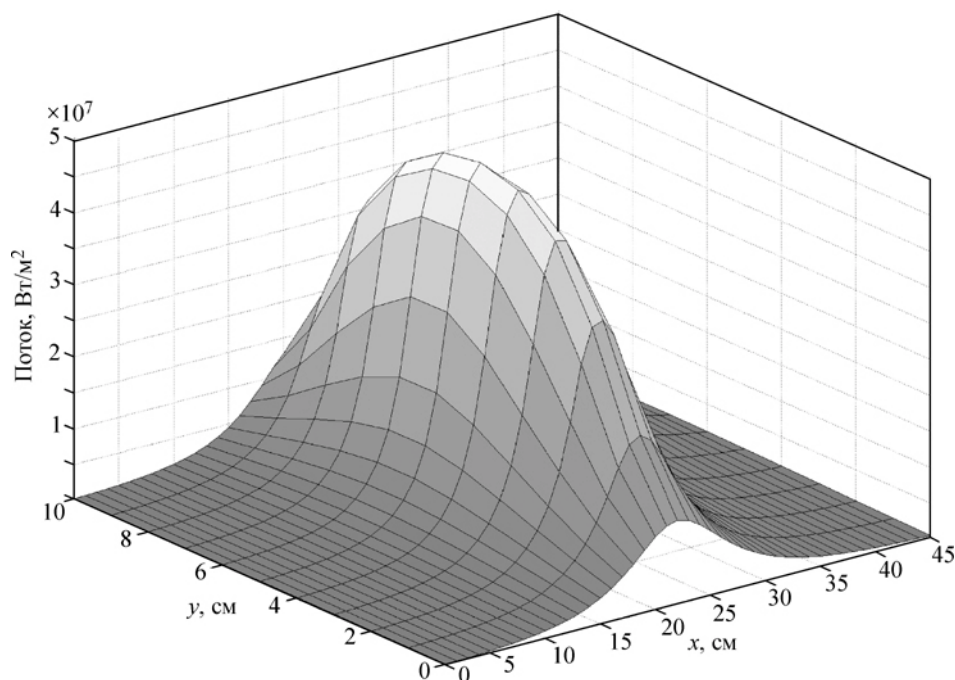


Рис. 4. Радиационный поток на электрод в месте контакта Т-слоя.

в области неэлектропроводного газа близка к значению в области Т-слоя, поскольку меньшее значение перепада температуры $(T - T_w)$ компенсируется более высокими значениями плотности и скорости газа.

Величина теплового потока за счет теплопроводности имеет максимальное значение в области Т-слоя. На боковых стенках этот механизм практически не действует, поскольку высокотемпературная область изолируется обтекающим потоком неэлектропроводного газа. На электродах непосредственное тепловое воздействие плазмы и протекание тока происходит в микродугах, которые пронизывают сравнительно холодный погранслой и имеют суммарную площадь поперечного сечения много меньшую, чем сечение Т-слоя [6, 7]. Рассмотрение процессов теплообмена в микродугах выходит за рамки данной модели. По остальной же площади поперечного сечения Т-слоя тепловой поток, обусловленный теплопроводностью, попадает на поверхность электрода через область пограничного слоя. Определим величину потока по перепаду температуры на толщине вязкого пограничного слоя, которую оценим следующим образом. При характерных значениях скорости $u = 10^3$ м/с и длине канала $L \approx 1$ м, коэффициенте кинематической вязкости $\nu = 2 \cdot 10^{-4}$ м²/с ($T = 10^3$ К) число Рейнольдса $Re \approx 5 \cdot 10^6$. Отсюда $\delta_w \approx 0,37(Re)^{-0,2}L = 0,017$ м. Тепловой поток из области Т-слоя при $\Delta T \approx 10^4$ К, $\lambda = 0,3$ Вт/(м·К) ($T = 5 \cdot 10^3$ К) равен $q_\lambda = \lambda \cdot \partial T / \partial x \approx \lambda \cdot \Delta T / \delta_w \approx 1,8 \cdot 10^5$ Вт/м², что пренебрежимо мало по сравнению с радиационной и конвективной составляющей теплового потока.

Таким образом, суммарная величина теплового потока, воздействующего на стенки МГД-канала равна сумме величины q_r , рассчитанной из выражения (5) и значений q_k , полученных по формулам (6), (7):

$$q(x, y, t) = \alpha_1(T - T_w) + q_r(x - u_T \cdot t, y),$$

где u_T — средняя скорость движения Т-слоя по каналу.

3. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ СТЕНОК МГД-КАНАЛА

Схема процесса теплообмена в стенках канала выглядит следующим образом. Падающий со стороны газа тепловой поток поглощается внутренней поверхностью стенки и передается за счет механизма теплопроводности на внешнюю поверхность, с которой теплота отводится охлаждающей жидкостью. Задача определения температурных полей в стенках имеет три временных масштаба, существенно различающихся по величине:

- время движения области Т-слоя мимо некоторой фиксированной точки на стенке $\tau_1 \approx \delta/u_T \sim 10^{-4}$ с, где δ — размер излучающей области по оси x . В течение этого времени в рассматриваемой точке происходит максимальное изменение величины теплового потока и возникают наибольшие градиенты температуры;

- период инициирования Т-слоев τ_2 определяется назначением энергетической установки и может составлять величину 10^{-3} – 10^{-2} с. Данный временной масштаб задает период температурных колебаний в стенке и определяет средний уровень радиационного потока;

- квазистационарный тепловой режим стенки устанавливается в течение времени $\tau_3 \approx c_w \rho_w d^2 / \lambda_w$, где c_w , ρ_w , λ_w — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности материала стенки, d — толщина стенки. Для медного электрода с $d = 0,5$ см значение $\tau_3 \sim 1$ с, для диэлектрической стенки (MgO) с $d = 1$ см — $\tau_3 \sim 10$ с. В этом установившемся режиме периодический радиационный поток от Т-слоев приводит к пульсациям температуры в стенке около некоторого среднего значения.

Для моделирования теплового режима стенок МГД-канала использовалось нестационарное трехмерное уравнение теплопроводности вида

$$c_w \rho_w \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_w \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (9)$$

при этом задавались граничные условия третьего рода:

$$\left[\lambda_w \frac{\partial T}{\partial l} + \alpha T \right]_{l=0,L} = q|_{l=0,L},$$

где L — длина, ширина и толщина стенки канала соответственно для $l = x, y, z$, α — коэффициент теплообмена стенки с внешней средой, q — значение теплового потока на границе. В качестве начального условия используется распределение температуры, линейно изменяющееся вдоль оси z .

Для решения (8) применяется метод суммарной аппроксимации [8], в данном случае использующий расщепление задачи по пространственным координатам. При этом процесс решения трехмерной задачи разбивается на три шага, на каждом из которых решаются локально-одномерные задачи с помощью неявной разностной схемы.

Поскольку для задачи характерны сильно различающиеся временные масштабы, исследование тепловых режимов стенок проводилось по двум направлениям:

- определение температурных градиентов,
- расчет средних характеристик квазистационарного режима.

Температурные градиенты в стенке вызваны действием кратковременных импульсов излучения. Корректный расчет их значений может быть выполнен при шаге по времени $\tau \ll \tau_1$, а величина пространственного шага h_z должна быть много меньше глубины проникновения температурной волны h^* за время τ_1 .

$$h^* = \sqrt{\frac{\tau_1 \lambda}{c \rho}}$$

Исходя из этого, задан временной шаг задачи $\tau = 5 \cdot 10^{-6}$ с, пространственные параметры для диэлектрической стенки $h^* \approx 10^{-4}$ м, $h_z = 10^{-5}$ м, для электрода — $h^* \approx 5 \cdot 10^{-4}$ м, $h_z = 5 \cdot 10^{-5}$ м. Пространственные шаги вдоль осей x и y равны $h_x = h_y = 10^{-2}$ м.

При задании начальных условий полагалось, что до инициирования Т-слоев канал предварительно прогрет потоком неэлектропроводного газа. Начальное распределение температуры по глубине стенки рассчитывалось аналитически исходя из величины q_k :

$$T(z) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{d} z,$$

$$T_1 = T_2 + \frac{\alpha_2 d}{\lambda} (T_2 - T_L),$$

$$T_2 = \frac{T_f + \alpha_2 (d/\lambda + 1/\alpha_1) T_L + q_k / \alpha_1}{1 + \alpha_2 (d/\lambda + 1/\alpha_1)}.$$

где T_1, T_2 — температура внутренней и внешней поверхностей стенки; α_1 и α_2 — коэффициенты теплообмена внешней и внутренней поверхностей стенки с охлаждающей жидкостью и с потоком газа соответственно, исходя из (6); T_L — температура охлаждающей жидкости; T_f — температура невозмущенного газового потока.

В качестве материала электрода рассматривалась медь, изоляционной стенки — керамика (MgO). Теплофизические характеристики проводника: $\lambda = 390$ Вт/(м·град), $c = 389$ Дж/(кг·град), $\rho = 8,93 \cdot 10^3$ кг/м³; изолятора: $\lambda = 58$ Вт/(м·град), $c = 1,1 \cdot 10^3$ Дж/(кг·град), $\rho = 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³. Периодичность инициирования токовых слоев равна 3 мс. Для вычислительного эксперимента использовались следующие значения параметров теплообмена: $T_L = 350$ К, $\alpha_1 = 9,95 \cdot 10^2$ Вт/(м²·град), $\alpha_2 = 1,03 \cdot 10^4$ Вт/(м²·град). Начальные значения температуры на внутренней и внешней поверхностях электрода соответственно равны $T_1 = 408$ К и $T_2 = 416$ К, для изоляционной стенки $T_1 = 401$ К и $T_2 = 489$ К.

Для приведенных выше условий моделировалось воздействие радиационного потока от Т-слоя на стенки канала. Из распределения температуры $T(x, y)$ на внутренней поверхности изолятора, приведенного на рис. 5, видно, что наибольшие градиенты возникают в направлении x . Качественно подобная картина температурного поля возникает и на электродах. Еще большие градиенты температуры наблюдаются по глубине стенки, для керамики их величина достигает значений приблизительно 10^5 К/м (рис. 6).

Временная зависимость температуры в фиксированной точке на поверхности электрода приведена на рис. 7. Пики зависимости соответствуют времени непосредственного контакта Т-слоя с точкой на стенке, затем наблюдается релаксация температуры, обусловленная распространением теплоты внутрь стенки. После прохождения каждого нового токового слоя средняя температура повышается и в итоге с течением времени она выходит на некоторый средний уровень. При времени $t > \tau_3$ устанавливается квазистационарный температурный режим, когда температура отклоняется от среднего значения за счет пульсаций, вызванных тепловым воздействием от Т-слоев. Величина пульсаций максимальна на поверхности

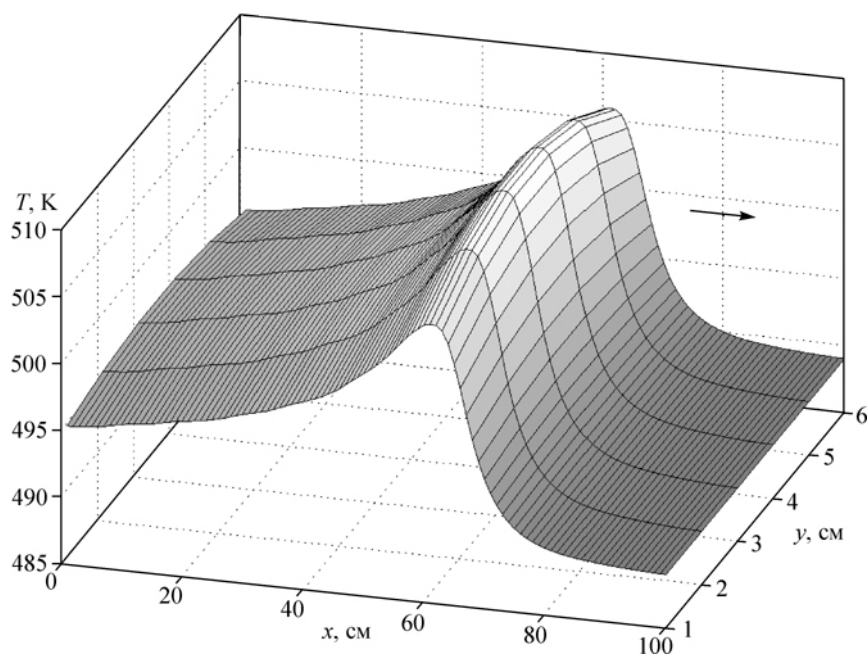


Рис. 5. Распределение температуры $T(x, y)$ по внутренней поверхности изолятора. Стрелкой показано направление движения Т-слоя.

стенки, для электрода она составляет $\Delta T = 35$ К, диэлектрика — $\Delta T = 25$ К. В глубине стенки амплитуда пульсаций быстро затухает: для электрода $\Delta T = 2$ К на глубине 2 мм, для диэлектрика $\Delta T = 1$ К на глубине 0,2 мм.

Описанная выше процедура численного моделирования требует сравнительно большого объема вычислений из-за маленького временного шага τ (отношение $\tau_3/\tau > 10^5$). Во многих случаях при проведении термодинамического анализа и

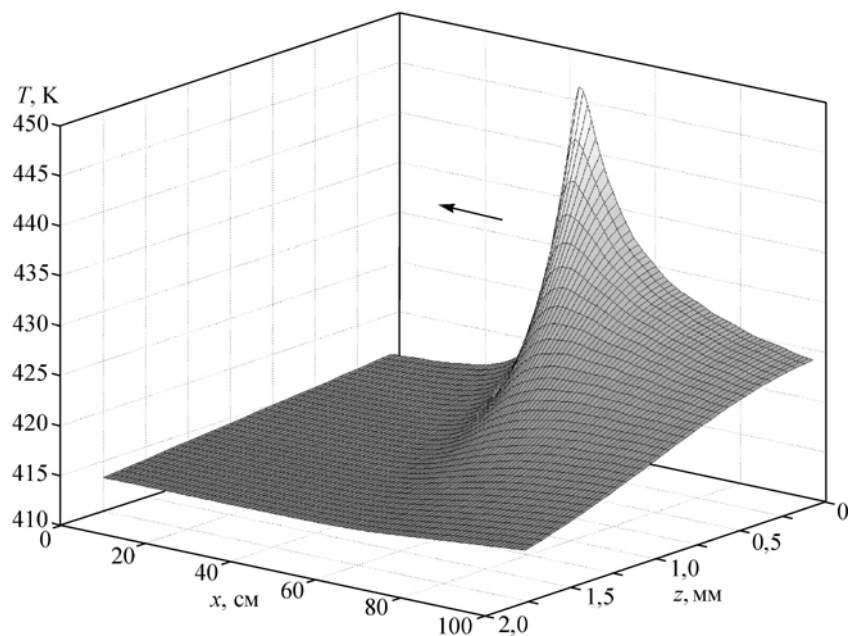


Рис. 6. Распределение температуры внутри изолятора, сечение в плоскости, параллельной электродам.

Стрелкой показано направление движения Т-слоя.

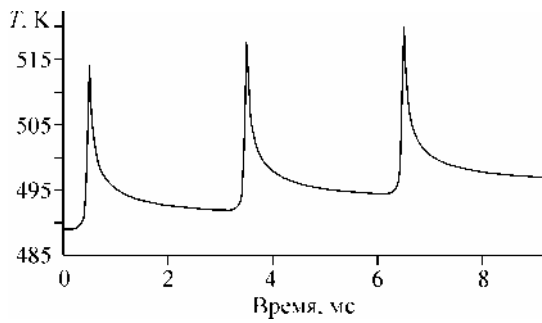


Рис. 7. Температура внутренней поверхности изолятора после начала периодического инициирования токовых слоев.

инженерных расчетов теплового режима стенок достаточно определения средних установившихся распределений температуры. Такой расчет возможен при использовании осредненных за период (по координатам x и y) значений теплового потока от Т-слоя. Численное моделирование динамики процесса можно проводить при значительно большем временном шаге, либо для определения установившегося теплового режима использовать аналитическое решение. При этом на внутренней поверхности стенки задается величина теплового потока $q_1 = \alpha_1(T_f - T_w) + \langle q_r \rangle$, где $\langle q_r \rangle$ — усредненный за период инициирования радиационный поток от плазменной области, величина которого определяется в виде

$$\langle q_r \rangle = \frac{1}{H \cdot u_T \cdot t_T} \int q_r(x, y) dx dy,$$

где H — ширина стенки, t_T — период инициирования токовых слоев.

Из расчета установившегося режима при рассмотренных выше параметрах процесса получены следующие значения средних температур поверхностей стенок: $T_1 = 499$ К и внешней $T_2 = 518$ К для электрода, $T_1 = 484$ К и $T_2 = 715$ К для изоляционной стенки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев Е.Н., В.М. Гаврилов и др. Расчетно-теоретические и экспериментальные исследования по проблеме создания МГД-генератора, использующего эффект самоподдерживающего токового слоя. — Новосибирск, 1983. — (Препр. / ИТПМ СО АН СССР; № 36–83).
2. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Численное моделирование радиационно-конвективного теплообмена для МГД-течения с Т-слоем. — М., 2004. — 33 с. — (Деп. в ВИНТИ 09.03.04, № 399-B2004).
3. Авилова И.В., Биберман Л.М. и др. Оптические свойства горячего воздуха. — М.: Наука, 1970. — 320 с.
4. Соколова И.А. Коэффициенты переноса и интегралы столкновения воздуха и его компонент // Физическая кинетика. — Новосибирск, 1974. — 39 с.
5. Суржигов С.Т. Автоматизированная система исследования радиационных и динамических процессов в низкотемпературной плазме. — М., 1988. — 40 с. — (Препр. / Ин-т проблем механики АН СССР; № 313).
6. Rosa R.J. Boundary layer arc behavior // Тр. 8 Междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии. Т. 1. — М., 1983. — С. 251–259.
7. Васильев Е.Н., В.М. Гаврилов и др. Экспериментальное исследование токового слоя в МГД-канале. — Новосибирск, 1986. — (Препр. / ИТПМ СО АН СССР; № 19-86).
8. Самарский А.А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1989. — 616 с.

Статья поступила в редакцию 21 июня 2004 г.