

УДК 533.95

## ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В МГД-КАНАЛЕ

Е. Н. Васильев, Д. А. Нестеров

Институт вычислительного моделирования СО РАН, 660036 Красноярск  
E-mails: ven@icm.krasn.ru, chief@vsptus.ru

Предложена двумерная вычислительная модель для расчета радиационно-конвективного теплообмена в газовых течениях с большими градиентами физических параметров. Модель основана на численном решении системы нестационарных уравнений динамики сжимаемого невязкого газа и уравнений переноса излучения. Результаты расчетов течения в МГД-канале рельсового ускорителя показали, что на динамику процесса оказывают значительное влияние механизмы обтекания разрядной области и гидродинамической неустойчивости, которые приводят к нестационарности и нерегулярности структуры течения и разряда. В ходе процесса возможно существование разряда как в виде нескольких токопроводящих каналов, так и в форме единого плазменного образования. Получено качественное соответствие результатов численных расчетов данным эксперимента.

**Ключевые слова:** численное моделирование, магнитная газодинамика, разряд, рельсовый ускоритель, радиационно-конвективный теплообмен.

**Введение.** В современной науке и технике достаточно широко используются устройства, в которых применяются сильноточные газовые разряды. С помощью таких разрядов можно проводить нагрев газа в плазмотронах, аэродинамических и ударных трубах, магнитогазодинамических (МГД) генераторах и ускорителях, реактивных двигателях. Характеристики МГД-устройств во многом определяются структурой разрядной области, формирующейся в процессе ее взаимодействия с магнитным полем и газовым потоком. Эффективность МГД-взаимодействия зависит от большого числа параметров, описывающих свойства рабочего газа, газодинамическое течение, внешнее магнитное поле, геометрические размеры канала, внешнюю электрическую цепь. Целью данной работы является численное моделирование процесса формирования сильноточного разряда в условиях радиационно-конвективного теплообмена применительно к рельсовому ускорителю.

**Постановка задачи.** Рассмотрим процессы МГД-взаимодействия в канале рельсового ускорителя, конструкция которого и экспериментальные результаты описаны в [1]. Канал ускорителя имеет прямоугольное сечение, верхняя и нижняя его стенки образуются электродами, подключенными к генератору тока (длинная линия), боковые стенки — диэлектрики. За счет энергии внешнего источника в канале нагревается локальная область газа до температуры, обеспечивающей термическую ионизацию. Через разрядную область течет ток, поддерживающий ее электропроводное состояние и компенсирующий радиационные и конвективные энергопотери. В результате взаимодействия тока с внешним поперечным магнитным полем на проводящую область газа действует ускоряющая электродинамическая сила, под действием которой плазменная область движется, толкая по каналу холодный газ. В эксперименте задавались следующие значения физических параметров процесса: разрядный ток  $10 \div 40$  кА; магнитное поле  $0,3 \div 1$  Тл; начальное давление рабочего газа  $2,6 \div 80$  кПа.

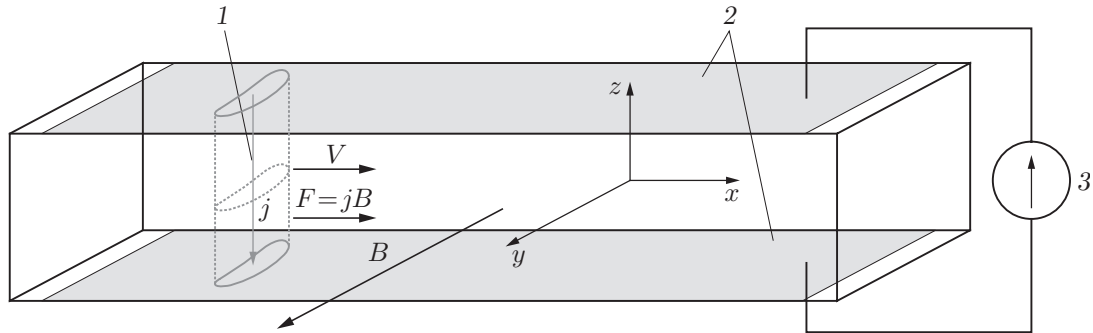


Рис. 1. Схема ускорителя:  
1 — разряд; 2 — электроды; 3 — генератор тока

По данным эксперимента определялась структура разряда, восстановленная по одновременным фотоснимкам с трех ракурсов. Были установлены следующие закономерности формирования структуры сильноточного разряда:

1. После инициирования поперечное сечение ядра разряда принимает стационарное значение, составляющее, как правило, не более 40–60 % поперечного сечения канала.
2. После переходного процесса характерные размеры и средняя скорость разряда меняются слабо, внутренняя структура и форма токовой области существенно нестационарны.
3. Наблюдается расслоение разряда на несколько изолированных токоведущих каналов (в воздухе и азоте — от 60 до 70 % случаев) или вообще его разрушение как локального образования. В последнем случае ток распределяется почти по всему межэлектродному промежутку ускорителя.

При этом в работе [1] констатируется, что физические причины, приводящие к нерегулярности внутренней структуры разряда и его разрушению, не совсем ясны.

В данной работе исследуются физические механизмы, ответственные за формирование структуры разряда и течения в канале рельсового ускорителя. Моделирование процесса проводилось для воздуха при начальном давлении, близком к атмосферному, поэтому для описания использовано магнитогидродинамическое приближение. Кроме того, в сильноточных разрядах выполняется условие термодинамического равновесия [2], при котором степень ионизации, электропроводность и другие свойства плазмы могут быть однозначно выражены через термодинамические параметры среды, например температуру и давление.

При моделировании МГД-взаимодействия разряда рассматривалось двумерное нестационарное течение электропроводного излучающего невязкого газа в среднем сечении, параллельном поверхности электродов, в канале постоянной ширины (рис. 1). Характерные параметры процесса: ток  $I = 2 \cdot 10^4$  А, скорость разряда относительно стенок  $u = 500$  м/с, радиус токоведущего столба разряда  $R = 1,5$  см, индукция внешнего магнитного поля  $B = 0,6$  Тл, температура газа в разряде  $T = 10^4$  К, электропроводность газа  $\sigma = 3 \cdot 10^3$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>, теплопроводность  $\lambda = 1$  Вт/(м·К) [3], коэффициент поглощения, осредненный по Планку,  $k_P = 6,3$  м<sup>-1</sup> [4].

Численная модель включает три блока: газодинамический, электродинамический и радиационный. Для математического описания течения газа в канале использована система двумерных уравнений газовой динамики в эйлеровых координатах:

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

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

$$E_t = \rho((u^2 + v^2)/2 + e), \quad p = p(\rho, e), \quad T = T(\rho, e), \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность газа;  $u, v$  — компоненты вектора скорости;  $p$  — давление;  $E_t$  — полная энергия единицы объема газа;  $e$  — внутренняя энергия единицы массы газа;  $T$  — температура газа;  $f_x, f_y$  — компоненты вектора электродинамической силы, действующей на газ вдоль оси  $x$  и  $y$  соответственно;  $Q$  — объемная мощность источников и стоков энергии.

В данной задаче учитывается объемное изменение энергии за счет радиационного переноса излучения  $Q_R$  и джоулевой диссипации  $Q_J$ , влияние теплопроводности ввиду ее малости не учитывалось. Проведем оценку мощности теплопроводностного механизма по величине  $Q_T = \lambda d^2 T / dR^2 \approx \lambda \Delta T / R^2$ , а излучения — по формуле для случая оптически прозрачной среды  $Q_R = 4k_P \sigma_R T^4$ . Здесь  $\sigma_R = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) — постоянная Стефана — Больцмана. Для характерных параметров процесса получим значения  $Q_T \approx 4 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>3</sup>,  $Q_R \approx 10^{10}$  Вт/м<sup>3</sup>. Расчет переноса излучения для плоского слоя с учетом поглощения при подобных условиях дает в области температурных градиентов величину  $Q_R \approx 10^9$  Вт/м<sup>3</sup> [5].

Для уравнений (1)–(3) в качестве начальных условий задаются распределения температуры  $T(x, y)|_{t=0} = T_0(x, y)$ , давления  $p(x, y)|_{t=0} = p_0(x, y)$  и скорости  $\mathbf{v}(x, y)|_{t=0} = 0$ . Граничные условия на входе и боковых стенках канала определяются как условия на непроницаемой стенке методом зеркального отражения. На выходе задаются условия  $\partial T(y, t) / \partial x|_{x=1} = 0$ ,  $\partial p(y, t) / \partial x|_{x=L} = 0$ ,  $\partial v(y, t) / \partial x|_{x=L} = 0$ , где  $L$  — длина канала.

В экспериментах значение тока определялось внешним источником, поэтому в численной модели при описании электродинамических параметров задавалась временная зависимость тока, при этом учитывались только  $z$ -составляющие напряженности электрического поля и плотности тока. Оценим величину магнитного числа Рейнольдса  $Re_m = \mu_0 u \sigma \delta$ , где магнитная постоянная  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $\delta = 2R$ . Поскольку  $Re_m \approx 0,06 \ll 1$ , в модели было использовано безындукционное приближение.

Магнитное поле в канале имеет две составляющие:

$$\mathbf{B}(x, y) = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_{ind}(x, y),$$

где  $\mathbf{B}_{ext} = (0, B_y, 0)$  — постоянное внешнее магнитное поле;  $\mathbf{B}_{ind}$  — индуцированное разрядом магнитное поле. Значение индуцированного магнитного поля  $\mathbf{B}_{ind}$  оценим по формуле для прямолинейного бесконечного проводника:

$$B_{ind} = \mu_0 I / (2\pi R) \approx 0,3 \text{ Тл.}$$

Полученное значение сравнимо с внешним магнитным полем, поэтому в модели рельсового ускорителя влияние индуцированного магнитного поля учитывалось.

Напряженность электрического поля в разряде складывается из следующих составляющих:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{ext} + \mathbf{E}_{ind} + \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

где  $\mathbf{E}_{ext}$  создается внешним источником;  $\mathbf{E}_{ind}$  связано с нестационарностью индуцированного магнитного поля. Оценим вклад слагаемых в этом выражении для характерных параметров экспериментов, при этом  $E_{ext} \approx 10^4$  В/м,  $\mathbf{v} \times \mathbf{B} \approx u B_{ext} \approx 300$  В/м,  $E_{ind} \approx B_{ind} R / \tau_I \approx 50$  В/м (где  $\tau_I = 10^{-4}$  с — время нарастания тока, а следовательно, и магнитного поля). Вклад слагаемых  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  (3 % от  $\mathbf{E}_{ext}$ ) и  $\mathbf{E}_{ind}$  (0,5 % от  $\mathbf{E}_{ext}$ ) сравнительно мал, и при моделировании их влияние не учитывалось. Малое значение  $\mathbf{E}_{ind}$  является

дополнительным подтверждением обоснованности применения в модели безындукционного приближения.

Электромагнитные параметры вычислялись по величине разрядного тока  $I$  и текущему распределению  $\sigma(x, y)$  из следующих соотношений:

$$E = I / \iint \sigma(x, y) dx dy; \quad (4)$$

$$\mathbf{B}_{ind}(x, y) = \frac{\mu_0}{2\pi} \iint_S \frac{\mathbf{j}(x_1, y_1) \times \mathbf{r}}{r^2 \sqrt{1 + 4r^2/H^2}} dx_1 dy_1; \quad (5)$$

$$j(x, y) = \sigma(x, y)E, \quad Q_J(x, y) = j(x, y)E; \quad (6)$$

$$f_x = -jB_y, \quad f_y = jB_x, \quad (7)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля;  $\mathbf{j} = (0, 0, j)$  — вектор плотности тока;  $\mathbf{r} = (x_1 - x, y_1 - y)$  — радиус-вектор между точкой интегрирования  $(x_1, y_1)$  и точкой  $(x, y)$ ;  $r = |\mathbf{r}|$ ;  $H$  — расстояние между электродами.

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

$$\mathbf{a} \cdot \text{grad } I_\nu = k_\nu(I_{\nu p} - I_\nu), \quad \mathbf{W} = \int_0^\infty d\nu \int \mathbf{a} I_\nu d\Omega, \quad Q_R = \text{div } \mathbf{W}, \quad (8)$$

где  $I_\nu$  — интенсивность излучения с частотой  $\nu$ ;  $I_{\nu p} = 2h\nu^3/[c^2(\exp\{h\nu/(kT)\} - 1)]$  — интенсивность равновесного излучения;  $k_\nu(\nu, T, p)$  — коэффициент поглощения;  $\mathbf{a}$  — единичный вектор в направлении полета фотона;  $\mathbf{W}$  — поток энергии излучения;  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка. Граничные условия для уравнений (8) определяются из равенства нулю падающего извне излучения:  $I_\nu|_\Gamma = 0$ , где  $\Gamma$  — граница расчетной области.

**Вычислительный алгоритм.** Численное решение системы уравнений (1)–(8) на каждом временном шаге проводилось в три этапа: по значениям температуры и давления с текущего временного слоя из уравнений (8) в каждой точке сетки вычисляется распределение  $Q_R$ ; из электродинамических соотношений (4)–(7) и распределения электропроводности определяются значения  $f_x, f_y, Q_J$  и рассчитываются правые части уравнений (1)–(3); решение газодинамических уравнений (1)–(3) дает распределение физических параметров на следующем временном слое.

Для реализации первого шага решаются уравнения переноса с использованием многогруппового приближения, при этом весь спектр частот делится на группы, в каждой из которых коэффициент поглощения считается постоянным. Для решения уравнений переноса использован метод характеристик ( $S_n$ -метод) [6, 7]. Поскольку эта процедура занимает большую долю расчетного времени, для сокращения временных затрат эти уравнения решаются только для горячей области потока и ближайшей окрестности, где излучение оказывает реальное влияние на течение процесса.

Для решения газодинамических уравнений (1)–(3) использована явная схема Мак-Кормака с применением расщепления по пространственным координатам [8]. Данный подход позволяет свести решение многомерной задачи к последовательному решению набора одномерных задач. Течение содержит области с большими градиентами физических параметров (границы разряда и ударные волны), поэтому для устранения осцилляций и увеличения точности расчетов используется FCT-метод коррекции потоков [9, 10].

Описание вычислительного алгоритма для газодинамических уравнений и уравнения переноса излучения, а также результатов тестовых расчетов приведено в [5].

Данные по коэффициентам электропроводности и поглощения воздуха введены в программу в виде табличных зависимостей  $\sigma(T, p)$  [3] и  $k_\nu(\nu, T, p)$  [4].

**Моделирование теплообмена в канале рельсового ускорителя.** Расчет процесса формирования разряда в рельсовом ускорителе проводился для канала шириной 6 см и длиной 45 см. При пространственном шаге 3 мм количество узлов составило  $21 \times 151$ . Для расчета  $B_{ind}$  высота канала  $H$  задавалась равной 5 см.

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования течения при следующих параметрах процесса: температура газа  $T = 300$  К, давление  $p = 80$  кПа, индукция внешнего магнитного поля  $B = 0,4$  Тл, значение тока в течение 0,1 мс линейно нарастает от нуля до 10 кА, а затем остается постоянным. Начало вычислительного эксперимента соответствует моменту формирования первоначального токопроводящего канала непосредственно после фазы пробоя межэлектродного промежутка. В соответствии с этим на центральной оси расчетной области была задана локальная высокотемпературная область в виде ромба ( $2 \times 2$  разностные точки) с температурой  $1,2 \cdot 10^4$  К (рис. 2, а).

Протекание тока приводит к изменению силового и энергетического балансов в разряде. Под действием электродинамической силы плазменная область начинает ускоряться и на ней устанавливается перепад давления (вправо распространяется ударная волна, слева от разряда формируется область разрежения). Вначале, когда поперечное сечение разряда мало, а плотность тока высока, скорость разряда составляла 1,1 км/с ( $t = 0,055$  мс), к моменту выхода разряда из канала скорость снизилась до 300 м/с ( $t = 1,4$  мс). Изменение поперечного сечения разряда обусловлено действием энергетических механизмов. Джоулева диссипация обеспечивает подвод энергии в зону разряда, а радиационный теплоперенос не только ограничивает рост температуры, но и способствует увеличению поперечного сечения разряда за счет прогрева холодного газа в ближайшей окрестности. К моменту времени  $t = 0,45$  мс поперечное сечение разряда перекрывает более половины ширины канала (рис. 2, б), значение температуры составляет примерно  $2 \cdot 10^4$  К. Последующему росту размера разряда препятствует обтекающий поток, который деформирует разрядную область и уносит с краев часть нагретого газа.

В дальнейшей эволюции взаимодействие разряда с потоком приобрело существенно нестационарный характер (рис. 2, в, г, д). На переднем фронте к разряду приложена сила газодинамического давления со стороны холодного газа с существенно большей плотностью (отношение плотностей холодного и горячего газа более 50). Сочетание этих факторов является условием для развития здесь гидродинамической неустойчивости типа рэлей-тейлоровской, которая проявляется в том, что под действием силы в легкую среду проникают “языки” более плотной среды. Проникновение холодного газа в плазменную область отделяет от разряда части различного размера. Периодическое развитие неустойчивости приводит к образованию нескольких разрядных областей, которые в результате взаимодействия с магнитным полем и холодным газом формируют вихревую структуру течения (см. рис. 3).

Эволюция каждой из разделившихся разрядных областей определяется энергетическим балансом, и прежде всего излучением, поскольку величина радиационных энергопотерь сильно зависит от параметров разряда. В частности, увеличение давления и уменьшение поперечных размеров приводят к повышению энергопотерь. Условия по величине джоулевой диссипации меняются в меньшей степени из-за слабой зависимости электропроводности от давления (при  $T \approx 10^4$  К) и однородности распределения потенциала на сплошных электродах. В данном режиме, пока головная часть разряда (лидер) сохраняла большие размеры, подводимой энергии было достаточно для ее поддержания в электропроводном состоянии, а отставшие более мелкие разрядные области постепенно остывали. К моменту времени  $t = 0,7$  мс после отрыва ряда небольших кусков очередная развившаяся

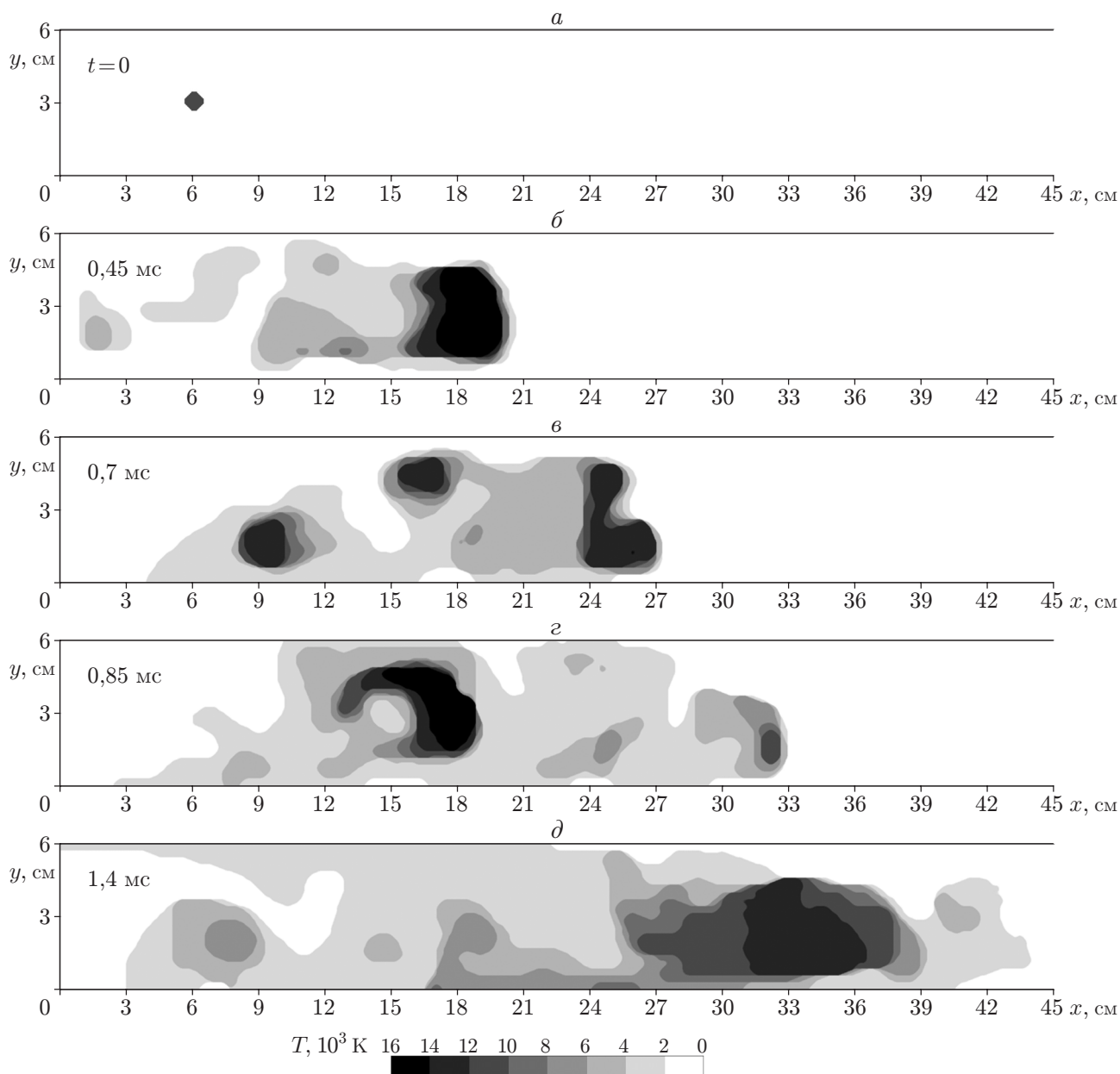


Рис. 2. Распределение температуры в канале ускорителя в различные моменты времени при  $I = 10$  кА,  $p = 80$  кПа,  $B = 0,4$  Тл (на шкале приведено соответствие оттенков серого цвета температуре в  $10^3$  К)

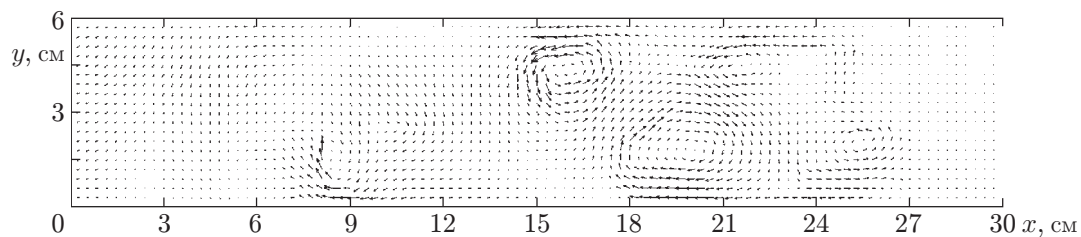


Рис. 3. Поле скоростей в окрестности разряда (параметры соответствуют рис. 2, в)

неустойчивость разделила лидера на две части, близкие по площади поперечного сечения (рис. 2, *б*). Сочетание высокого давления и относительно малых размеров привело к остыванию обеих разделенных частей, в результате чего суммарное электрическое сопротивление газа в канале, разность потенциалов на межэлектродном промежутке и плотность тока в других разрядных областях увеличились. Перераспределение тока обеспечило разогрев и увеличение размеров ближайшей к торцу канала разрядной области, находящейся в зоне наибольшего разрежения и имеющей наименьшие радиационные энергопотери. Эта область начала увеличиваться в размерах и ускоряться (рис. 2, *г*), но в отличие от прежнего лидера она двигалась по возмущенному газу, поэтому из-за взаимодействия с вихрями ее поступательное движение сопровождалось хаотическими перемещениями в поперечном направлении. Поэтому на выходе из канала разряд имеет “размытую” структуру (рис. 2, *д*) с максимальным значением температуры  $T \approx 1,2 \cdot 10^4$  К.

По результатам расчета следует отметить, что при симметричных начальных и граничных условиях течение не имело заметных отклонений от осевой симметрии до момента времени  $t \approx 0,1$  мс, далее малые возмущения величин, вызванные ошибками округления и аппроксимации, нарастают и приводят к нарушению симметрии в распределении физических параметров.

Для исследования влияния начальных условий на динамику течения был проведен вычислительный эксперимент с теми же параметрами процесса, только положение начальной электропроводной области было смещено от центральной оси канала на один расчетный интервал (3 мм). До момента времени  $t = 0,6$  мс этот процесс был близок по характеру к предыдущему. Далее в первом режиме произошел распад лидера на две части и характер течения кардинально изменился. Во втором случае на протяжении всего процесса развитие гидродинамической неустойчивости приводило к отрыву от разрядной области сравнительно небольших частей, которые отставали от лидера и постепенно остывали, при этом головная часть разряда достаточно стабильно существовала без значительных изменений формы и размеров, а ее структура была подобна конфигурациям, изображенным на рис. 2, *б, г*. В рассмотренных выше режимах мощности джоулевой диссипации было достаточно для устойчивого существования только одной разрядной области.

Изменение параметров процесса в рельсовом ускорителе влияет как на средние характеристики, так и на картину течения в целом. Увеличение силы тока ( $I = 20$  кА) и индукции внешнего магнитного поля ( $B = 0,6$  Тл) при  $p_0 = 80$  кПа также повышает нерегулярность структуры разряда в канале рельсового ускорителя. Усилившееся силовое взаимодействие вызывает отрыв большего количества частей от основной разрядной области, при этом возросшая мощность джоулевой диссипации обеспечивает возможность одновременного существования нескольких разрядных областей с высокой температурой (рис. 4), которые рассредоточены по всей длине канала. При этом в данном режиме наибольшее поперечное сечение сохранял головной разряд.

Результаты численного моделирования теплообмена в канале рельсового ускорителя показали, что для процесса характерны существенная нестационарность и нерегулярность течения. Причем динамика формирования структуры разряда в двумерной постановке имеет качественно иной характер по сравнению с процессом, смоделированным в одномерном приближении, когда структура разряда по мере установления энергетического и силового балансов асимптотически стремится к стабилизированному состоянию, которое практически не зависит от размера начального возмущения, а полностью определяется исходными параметрами течения [11]. Качественное отличие в характере процессов обусловлено ограниченностью одномерной модели, в рамках которой невозможно описание процессов обтекания и гидродинамической неустойчивости.

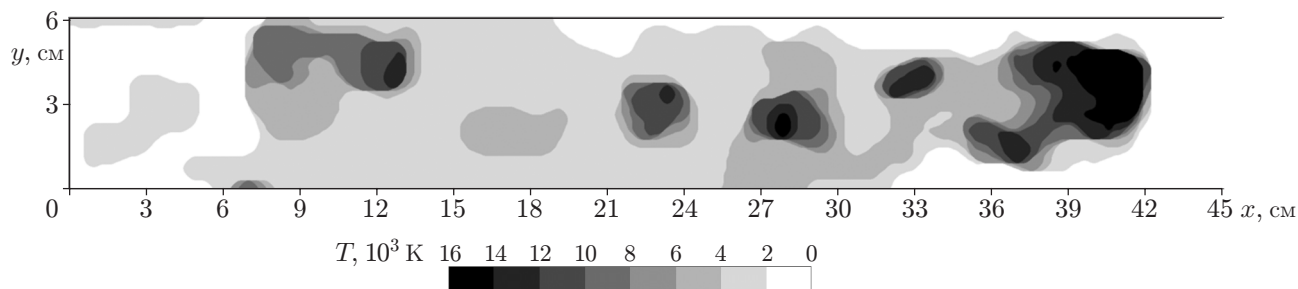


Рис. 4. Распределение температуры в канале ускорителя на момент времени  $t = 0,72$  мс при  $I = 20$  кА,  $p = 80$  кПа,  $B = 0,6$  Тл (на шкале приведено соответствие оттенков серого цвета температуре в  $10^3$  К)

В рассмотренных режимах формировались разрядные области в виде как одного локального образования, так и нескольких токопроводящих каналов, причем переход одной формы в другую может осуществляться даже в течение одного процесса. Такая динамика в канале рельсового ускорителя обусловлена гидродинамической неустойчивостью типа рэлей-тейлоровской, развивающейся на границе раздела областей газа с различной плотностью под действием объемной силы. Развитие неустойчивости происходит в существенно нестационарных условиях, вихревое вращение газа в плазменной области, как правило, перемещает зону неустойчивости на край разряда, по этой причине при моделировании разрыв разряда в центре наблюдался достаточно редко, а размер отделившихся частей варьировался в достаточно широких пределах. Течение в канале ускорителя неустойчиво в том смысле, что малые изменения в исходных параметрах или начальных условий могут приводить к существенным изменениям в динамике процесса.

Полученная с помощью вычислительной модели динамика процессов отражает основные закономерности формирования разряда в канале рельсового ускорителя, выявленные в эксперименте. Для более детального и количественного сопоставления результатов расчета и эксперимента объем экспериментальных данных, приведенных в [1], недостаточен.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кухтецкий С. В., Любочко В. А., Михайленко Л. П., Перцев К. В. Интегральная модель разряда в рельсовом ускорителе с учетом обтекания // ПМТФ. 1986. № 1. С. 40–46.
2. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
3. Соколова И. А. Коэффициенты переноса воздуха в области температур от 3000 до 25000 К и давлений 0,1, 1, 10, 100 атм // ПМТФ. 1973. № 2. С. 80–90.
4. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.
5. Васильев Е. Н., Нестеров Д. А. Численное моделирование радиационно-конвективного теплообмена для МГД-течения с Т-слоем / Ин-т вычисл. моделирования СО РАН. Красноярск, 2004. Деп. в ВИНТИ 09.03.04. № 399-В2004.
6. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.
7. Адрианов В. Н. Сеточный метод исследования радиационного и сложного теплообмена // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1988. № 2. С. 142–150.



8. **Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р.** Вычислительная гидромеханика и теплообмен. В 2 т. М.: Мир, 1990.
9. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей. В 2 т. М.: Мир, 1991.
10. **Book D. L., Boris J. P., Hain K.** Flux-corrected transport II. Generalization of the method // J. Comput. Phys. 1975. N 18. P. 248–283.
11. **Васильев Е. Н., Славин В. С., Ткаченко П. П.** Эффект “скольжения” разряда, стабилизированного стенками магнитогазодинамического канала // ПМТФ. 1988. № 4. С. 10–16.

*Поступила в редакцию 26/IV 2004 г.,  
в окончательном варианте — 3/III 2005 г.*

---