

И.В. Баженова<sup>2</sup>, Е.Н. Васильев<sup>1</sup>, В.А. Деревянко<sup>1</sup>,  
Н.Н. Лазарева<sup>2</sup>, В.А. Сапожников<sup>2</sup>

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск, Россия (1)  
Красноярский государственный университет, Красноярск, Россия (2)

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ИНИЦИИРОВАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ В ПОТОКЕ ГАЗА

### АННОТАЦИЯ

На основе численного решения системы нестационарных двумерных уравнений магнитной газодинамики проведено моделирование процесса инициирования токового слоя в потоке газа при импульсном подводе энергии от внешнего источника. Исследована динамика процесса, определены составляющие энергетического баланса при различных скоростях энергоподвода. Отмечено, что в отсутствие механизма вязкости при взаимодействии с магнитным полем наблюдается развитие гидродинамической неустойчивости, приводящей к разделению токового слоя на две части.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Характеристики МГД-течения с самоподдерживающимся токовым слоем (Т-слоем) в значительной степени зависят от распределения физических параметров в высокотемпературной плазменной области, т.к. именно эта электропроводная зона потока взаимодействует с магнитным полем. Процесс инициирования токового слоя определяет начальную структуру плазменной области и, тем самым, влияет на дальнейшую эволюцию Т-слоя и эффективность его взаимодействия с магнитным полем и газовым потоком. Инициирование токового слоя происходит за счет энергии внешнего источника в отсутствие внешнего магнитного поля. Концентрированное Джоулево тепловыделение приводит к расширению начального, тонкого токопроводящего канала, образованного в результате искрового пробоя межэлектродного промежутка. При этом часть энергии внешнего источника идет на увеличение внутренней энергии газа, часть уносится из области разряда излучением, часть переходит в кинетическую энергию газа. Динамика процесса инициирования и соотношение составляющих энергобаланса зависят от следующих физических факторов: скорости подвода энергии, параметров газового потока, геометрии канала, теплофизических свойств газа. Дальнейшая эволюция токового слоя в МГД-канале определяется его взаимодействием с внешним магнитным полем.

Целью работы является определение основных факторов, влияющих на характеристики процесса инициирования токового слоя, и исследование особенностей взаимодействия электропроводного плазменного образования с поперечным магнитным полем.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

#### 2.1. Физическая постановка задачи

При рассмотрении процесса инициирования токового слоя и его взаимодействия с внешним магнитным полем в канале постоянного сечения, имеющем два параллельных электрода, использовались следующие допущения.

- Влияние индуцированного магнитного поля не учитывалось, т.к. его силовое воздействие увеличивает давление в зоне разряда существенно меньше ( $\sim 0,1$  МПа), чем газодинамический перепад давления, возникающий вследствие интенсивного и концентрированного Джоулева тепловыделения ( $\sim 1$  МПа и выше).
- Радиационные потери энергии рассчитывались в приближении объемного излучателя, т.к. при рассматриваемом поперечном размере зоны разряда оптическая толщина составляет величину  $< 0,1$ .
- Подвод энергии от внешнего источника моделировался заданием импульса напряженности электрического поля, приложенного к межэлектродному промежутку.

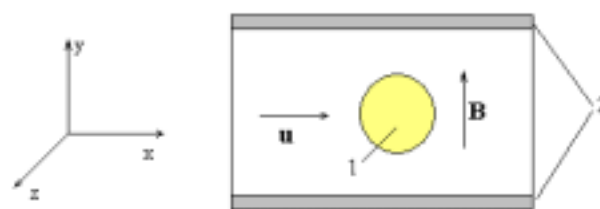


Рис.1. Сечение канала, являющееся расчетной областью задачи (1 – область разряда, 2 – боковые стенки канала).

Как известно из экспериментальных исследований [1], сильноточные разряды за пределами приэлектродных областей имеют максимальные изменения физических величин (вплоть до разрывов) в поперечном сечении и достаточно однородное распределение параметров в осевом направлении, причем ось разряда направлена вдоль линий электрического поля и, соответственно, перпендикулярно плоскости электродов. Поэтому для моделирования данного процесса закономерно использование дву-

мерной постановки задачи в среднем поперечном сечении разряда (плоскость  $x, y$ ), равноудаленном от плоскости электродов (Рис. 1).

## 2.2. Математическая формулировка задачи

Задача иницирования Т-слоя решалась на основе нестационарной системы уравнений газовой динамики в эйлеровой системе координат на плоскости пространственных переменных  $(x, y)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial x} &= j_z \cdot B_0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial \rho \Sigma u}{\partial x} + \frac{\partial \rho \Sigma v}{\partial y} + \frac{\partial P u}{\partial x} + \frac{\partial P v}{\partial y} &= j_z E_z - q_{\text{изл}}, \end{aligned}$$

Здесь использованы стандартные обозначения:  $\rho$  - плотность,  $P$  - давление,  $\Sigma$  - удельная полная энергия,  $w=(u,v,0)$  - вектор скорости,  $j=(0,0,j_z)$  - вектор плотности тока,  $E=(0,0,E_z)$  - вектор напряженности электрического поля,  $B=(0,B_0,0)$  - вектор индукции магнитного поля,  $q_{\text{изл}}$  - мощность радиационных потерь энергии.

В правой части системы уравнений в соответствии с выбранной физической моделью учитывается сила Лоренца ( $j \times B$ ), джоулева диссипация ( $j \cdot E$ ) и излучение ( $q_{\text{изл}}$ ).

Система уравнений замыкается уравнением состояния идеального газа

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon,$$

где  $\gamma$  - показатель адиабаты, а  $\varepsilon$  - удельная внутренняя энергия. Удельная полная и внутренняя энергия связаны соотношением

$$\Sigma = \varepsilon + 0,5(u^2 + v^2).$$

Для определения плотности тока использовался закон Ома

$$j_z = \sigma E_z.$$

Здесь напряженность электрического поля  $E_z$  имеет два слагаемых. Первое описывает индуцированное поле, возникающее при движении электропроводного газа в магнитном поле, второе - от внешнего источника

$$E_z = (K - 1)uB_0 + E_i.$$

Уравнения газодинамики дополнены граничными условиями: на входе поток постоянный, на стенках задаются условия непротекания, на выходе поток свободно вытекает.

Начальным условием задачи является сверхзвуковое течение газа с локальным температурным возмущением, размеры которого малы по сравнению с шириной канала.

В расчетах использовалась схема Мак-Кормака второго порядка точности. Для данной задачи характерно наличие ударных волн и контактных раз-

рывов, поэтому для решения дополнительно применялся метод локальной диссипации [2], который относится к классу FCT-методов и позволяет рассчитывать ударные волны и контактные разрывы с минимальным размазыванием.

Основная идея метода локальной диссипации заключается в том, что в области разрыва (определяемой анализатором) осуществляется переход от интегрирования "через разрыв" к левосторонним и правосторонним разностям. Такой переход позволяет полностью подавить схемную дисперсию с одной стороны от разрыва, там, где базовая схема приводит к осцилляциям решения. С другой же стороны от разрыва путем коррекции потоков устраняется влияние положительной схемной диффузии, иницирующей размазывание решения.

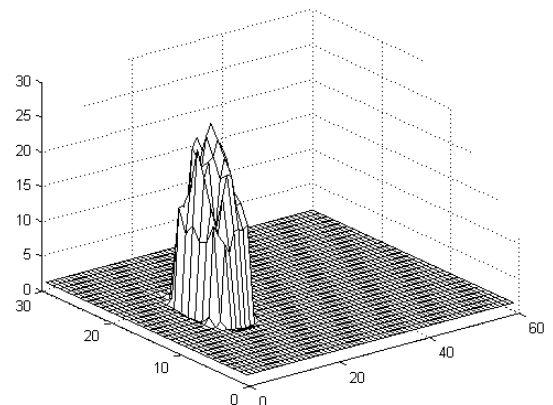
Теплофизические свойства газа вводились в программу в виде табличных зависимостей от давления и температуры.

В ходе математического моделирования проводилось исследование как процесса иницирования разряда в отсутствие внешнего магнитного поля, так и дальнейшей эволюции сформированного токового слоя при его взаимодействии с магнитным полем.

## 2.3. Обсуждение результатов

Численное моделирование задачи проводилось в расчетной области с размерами 0.3 м и 0.15 м на разностной сетке 60\*30 ячеек. В качестве рабочего тела рассматривался воздух ( $\gamma=1.4$ ). Газодинамические параметры в начальный момент принимались однородными по всему каналу (кроме начальной области разряда)  $P=10^5$  Па,  $u=1500$  м/с,  $v=0$  м/с,  $T_\phi=1000$  К. В разрядной области задавались температура  $T=8000$  К и давление  $P=8 \cdot 10^5$  Па (область: квадрат со стороной 0.025 м).

Рис. 2. Характерное распределение давления (масштаб



$10^5$  Па) при иницировании.

Результаты моделирования показывают, что концентрированное выделение энергии в узкой, локальной области потока приводит к резкому повышению температуры и давления, что вызывает обра-

зование ударной волны и радиальный разлет газа. При этом на начальной стадии процесса границы токопроводящей области практически совпадают с фронтом ударной волны (Рис. 2 и 3). Здесь и далее на рисунках по координатным осям  $x$  и  $y$  отложены номера расчетных точек.

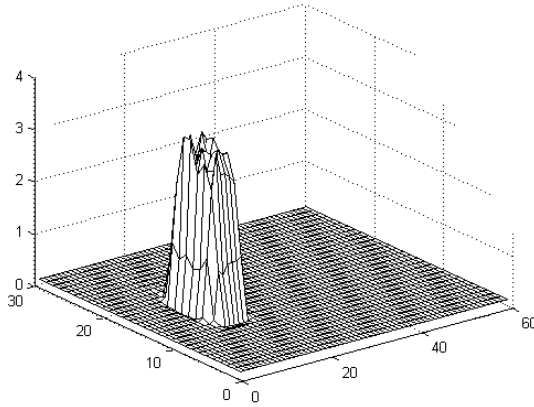


Рис. 3. Характерное распределение температуры (масштаб  $10^4$  К) при иницировании.

При увеличении площади поперечного сечения разрядной области ударная волна отходит от зоны проводимости. В дальнейшем отражение ударной волны от стенок канала и взаимодействие отраженных ударных волн и волн разрежения приводят к тому, что от токового слоя вниз и вверх по потоку распространяются две ударные волны, а давление в зоне разряда выравнивается (Рис. 4). В итоге процесса иницирования в потоке газа создается высокотемпературная плазменная область с достаточно однородным распределением давления.

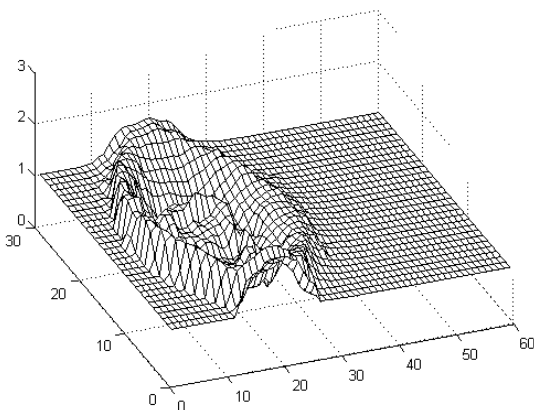


Рис.4. Распределение давления (масштаб  $10^5$  Па) после завершения подвода внешней энергии.

В ходе вычислительного эксперимента определялись энергетические характеристики процесса иницирования. На рис. 5 и 6 приведены временные зависимости всех составляющих энергобаланса:

изменение кинетической энергии газа (кривая 1), энергия, унесенная из области разряда излучением (2), прирост внутренней энергии газа (3), суммарная энергия поступившая от внешнего источника (4). Приведенные зависимости отличаются амплитудой ( $E_0=6 \cdot 10^4$  В/м - рис. 5,  $E_0=2,4 \cdot 10^4$  В/м – рис. 6) и продолжительностью импульса напряженности электрического поля.

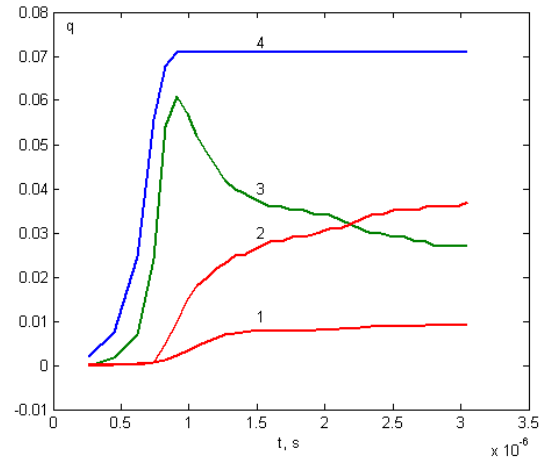


Рис. 5. Временные зависимости составляющих энергобаланса (масштаб  $10^5$  Дж) при значении  $E_0=6 \cdot 10^4$  В/м.

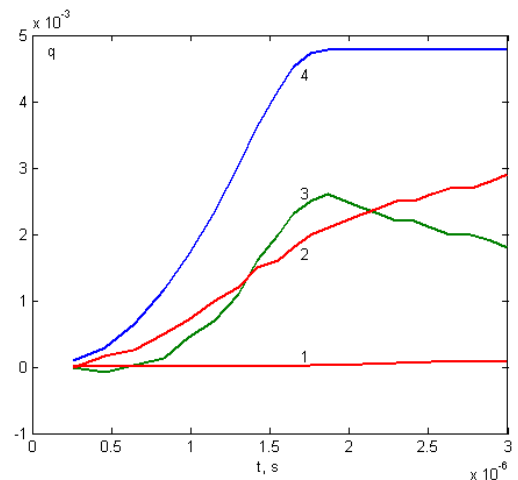


Рис. 6. Временные зависимости составляющих энергобаланса (масштаб  $10^5$  Дж) при значении  $E_0=2,4 \cdot 10^4$  В/м.

В первом случае к моменту окончания энергоподвода доля энергии, идущая на нагрев газа, примерно в три раза выше радиационных потерь. В дальнейшем газ в разрядной области продолжает излучать, теряя свою тепловую энергию, и расширяться, причем доля кинетической энергии не превышает величины  $\sim 10\%$ . Во втором случае прирост внутренней энергии газа примерно на 20% больше излученной энергии. Из сопоставления результатов очевидно, что в более быстром процессе эффективность подвода энергии, определяемая как отношение прироста внутренней энергии газа ко всей подведенной энергии, существенно выше. Однако при

этом время подвода энергии должно быть достаточным для формирования токового слоя необходимого поперечного размера.

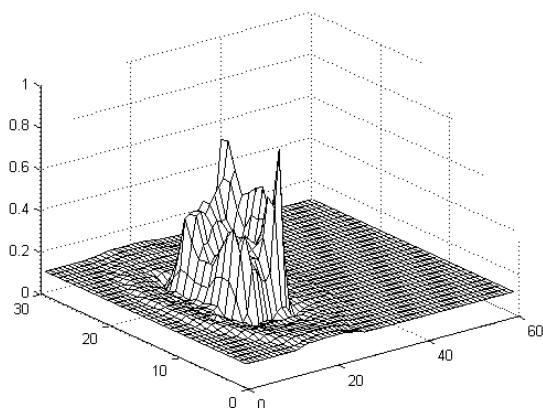


Рис. 7. Характерное распределение температуры (масштаб  $10^4$  K) при МГД-взаимодействии.

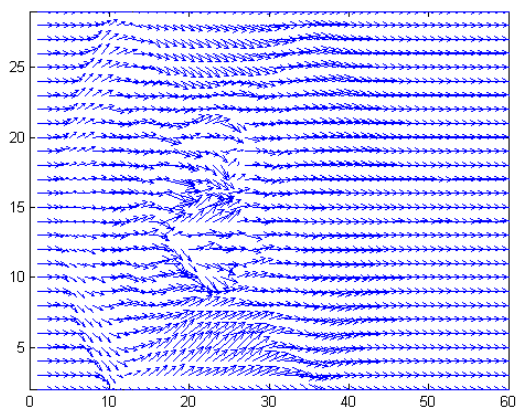


Рис. 8. Векторное поле скоростей в канале при МГД-взаимодействии.

Исследовано также МГД-взаимодействие сформированного токового слоя с газовым потоком при постоянном магнитном поле ( $B_0=2$  Т). Взаимодействие плазменной области с магнитным полем приводит к ее торможению, что вызывает дальнейшую перестройку структуры течения. При торможении электропроводной части потока формируется волна сжатия,двигающаяся вверх по потоку, а в обратном направлении - волна разрежения. Структура токового слоя также перестраивается вследствие как силового взаимодействия с магнитным полем, так и энергетических механизмов: тепловыделения, вызванного индуцированным электрическим полем, конвективного и лучистого теплообмена. При этом максимум температуры перемещается к границе токового слоя, примыкающей к волне разрежения. Несмотря на то, что область токового слоя не покрывает полностью сечения канала, в центре слоя развивается гидродинамическая неустойчивость,

приводящая к разделению Т-слоя на две части (Рис. 7), которые обтекаются газовым потоком (Рис. 8).

Причиной развития гидродинамической неустойчивости типа Релей-Тейлора на границе раздела "неэлектропроводный газ - плазма" являются наличие градиента плотности и перепад газодинамического давления на Т-слое, а препятствуют этому - вязкость и процессы теплопереноса. Влияние вязкости, которое в данной математической модели не учитывалась, должно привести к замедлению развития гидродинамической неустойчивости.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, математическая модель процесса инициирования Т-слоя позволяет изучить физическую суть явления и определить соотношение основных составляющих энергобаланса, таких как доля энергии внешнего источника, затраченная на нагрев газа, потери на излучение и кинетическая энергия, которую приобрел газ при расширении. Математическая модель позволяет также определить динамику формирования структуры Т-слоя в МГД-канале.

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\rho, p, T$  - плотность, давление, температура, соответственно;

$u, v$  - компоненты вектора скорости;

$t$  - время;

$x, y, z$  - пространственные координаты;

$j$  - плотность тока;

$B$  - индукция внешнего магнитного поля;

$\epsilon$  - внутренняя энергия;

$\Sigma$  - полная энергия;

$E$  - напряженность электрического поля;

$K$  - коэффициент нагрузки;

$q_{изл}$  - объемная мощность радиационных потерь энергии;

$\gamma$  - показатель адиабаты;

$\sigma$  - электропроводность газа;

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987, 592 с.
2. Зелинский Н.И., Лазарева Н.Н., Охотников Н.Д., Сапожников В.А. Метод локальной диссипации для произвольных стационарных сеток // Препринт ВЦ СО РАН Красноярск. 1993, <sup>1</sup> 1, 20стр.