

УДК 533.9.01: 533.9.072

Сарычев В.Д., Грановский А.Ю., Невский С.А., Громов В.Е., Темлянцеv М.В.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОВО ПЛАЗМЕННОВО ПОТОКА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОДНИКОВ В ПЛАЗМЕННОВО УСКОРИТЕЛЕ С КООКСИАЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ЭЛЕКТРОДОВ

Получены и проанализированы экспериментальные данные по разлету продуктов электрического взрыва проводников при коаксиальной геометрии электродов. Методом скоростной киносъемки установлена структура гетерогенного плазменного потока на начальных стадиях формирования. Скоростная киносъемка разлета плазменного потока осуществлялась перпендикулярно оси ускорителя через окошко в прижимном кольце, что позволяло фиксировать начальные этапы зарождения плазменного потока. Результаты киносъемки показали, что плазменный поток можно разбить на три зоны. Первая зона — плазменный фокус, во второй зоне происходит разворот течения на 90 градусов, в третьей зоне течение плазмы параллельно диэлектрической шайбе. Предложена модель, объясняющая движение плазменного потока в третьей зоне. Она основана на предположении о том, что разлет происходит под действием магнитного и газодинамического давлений. Модель включает в себя уравнения законов сохранения массы, импульса, а также первое и второе правило Кирхгофа. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Для описания процесса формирования и эволюции плазменного потока в целом была разработана численная одножидкостная магнитогидродинамическая модель. В ее основу положены уравнения Навье-Стокса и Максвелла. Полученные картины распределения линий тока плазмы удовлетворительно согласуются с результатами скоростной киносъемки. Они показывают, что в центральной части электрода наблюдается струя, которая по мере удаления от его поверхности распадается. Распределение линий электрического тока показывает, что предположение, положенное в основу модели формирования гетерогенных плазменных потоков модели является правильным.

Ключевые слова: гетерогенный плазменный поток, магнитогидродинамическая модель, высокоскоростная съемка.

Sarychev V.D., Granovskii A.Yu., Nevskii S.A., Gromov V.E., Temlyantsev M.V.

THE MODEL OF THE FORMATION OF A HETEROGENEOUS PLASMA FLOW IN THE ELECTRIC EXPLOSION OF CONDUCTORS IN A PLASMA ACCELERATOR WITH COAXIAL ELECTRODE ARRANGEMENT

Experimental data for scattering of products of electrical explosion of conductors in coaxial geometry of electrodes are obtained and analyzed. A method of high-speed filming of a structure of a heterogeneous plasma flow in the initial stages of formation. High-speed filming of the expanding plasma flow was carried out perpendicular to the axis of the accelerator through an opening in the clamping ring, which allowed to record the initial stages of the origin of the plasma flow. The results of the filming showed that the plasma flow can be divided into three zones. The first zone — the plasma focus, in the second zone occurs a reversal of flow of 90 degrees in the third zone of the plasma flow parallel to the dielectric puck. The proposed zero-dimensional model explaining the movement of the plasma stream in the third zone. It is based on the assumption that the scattering occurs under the influence of magnetic and gas-dynamic pressures. The model includes the equations of conservation laws of mass, momentum, and the first and second rule of Kirchhoff. The simulation results showed good agreement with experimental data. To describe the process of formation and evolution of plasma flow in General was homogeneities developed a numerical MHD model. It is based on the Navier-Stokes equations and Maxwell. The resulting distribution of the flow lines of the plasma are in good agreement with results of high-speed filming. They show that in the Central part of the electrode jet is observed that as the distance from its surface breaks up. The distribution of lines of electric current shows that the assumption underlying of model of heterogeneous plasma flows formation is correct.

Keywords: heterogeneous plasma flow, magneto hydrodynamics model, high-speed filming.

Введение

Явление электрического взрыва проводников давно привлекает внимание исследователей. Это обусловлено как требованиями науки, так и практики. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный и теоретический материал, который указывает на сложный характер этого явления [1-15]. При электрическом взрыве проводников происходят такие процессы как электрические разряд и образование металлической плазмы, разлет плазмы под действием теплового и магнитного давлений, ускорение продуктов взрыва плазмой, формирование гетерогенного плазменного потока и его взаимодействие с поверхностью мишени. Среди многообразия способов подведения напряжения к проводнику выделяется способ, при котором электроды расположены коаксиально, а взрываемый проводник в виде круглой фольги или полоски замыкает эти электроды – торцевой коаксиальный электрический взрыв проводников [12]. Такая геометрия электродов использовалась для формирования плазменных пучков для упрочнения и разрушения материалов [13, 14]. Описаны особенности работы торцевого ускорителя плазмы, инициируемые электрическим взрывом фольги [15]. Становление и развитие метода гетерогенных плазменных потоков (ГПП), образованных при торцевом коаксиальном электрическом взрыве проводников, описан в [16]. Основы технологии ГПП приводятся в [17, 18]. Предложены механизмы поверхностно периодического рельефа в микро- и нанодиапазонах, основанные на термокапиллярной неустойчивости [19] и развитии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [20]. Совокупность моделей по воздействию ГПП и электронных пучков рассмотрена в [21], где анализируются тепловые поля, растворение фаз, термоупругие волны и коротковолновая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца.

Одним из наиболее важных процессов является формирование гетерогенных плазменных потоков. От протекания этого процесса будет зависеть распределение легирующих элементов в поверхностных слоях обрабатываемого изделия, а также качество сформированного покрытия. Несмотря на важность этих процессов, они практически не анализировались для ГПП. Однако в параллельных областях: плазменные ускорители [22, 23], формирование устойчивых токовых шнуров [24], плазматрона

Арцимовича [25], пушки Маршала [26] и плазменного фокуса [27-34] эти процессы изучены достаточно подробно.

Теоретические исследования процессов в плазменных ускорителях показали, что они характеризуются сложным комплексом гидродинамических, тепловых и электромагнитных явлений, поэтому для математического моделирования необходимо привлекать систему уравнений нестационарной магнитной газовой динамики излучающей плазмы. Решение этих уравнений в силу своей сложности возможно только численными методами, которые позволяют детально описать для плазменного ускорителя механизмы формирования плазменного фокуса. Постановка и численное решение такой задачи является предметом специального исследования. С другой стороны, известные численные модели ускорителей содержат различные серьезные допущения, которые могут значительно исказить интегральные параметры плазменных потоков. Поэтому при моделировании плазменных потоков сложились определенные приемы и модели, связанные с упрощением исходной системы уравнений и позволяющие связать параметры установки с параметрами плазменных потоков. Такие модели в [25, 29] отнесены к моделям первого уровня. В качестве примера можно привести модель шайбы и модель снегоочистителя. Модели второго уровня описывают внутренние явления в плазме, на основе магнитной гидродинамики со специальными уравнениями состояния. В настоящее время усилия исследователей направлены на усовершенствование существующих моделей [31, 32] путем их обобщения на трехмерный случай.

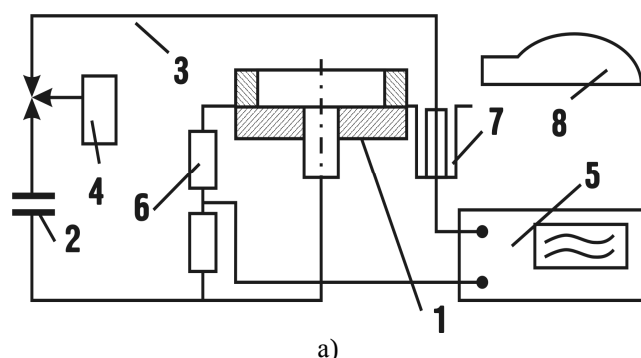
Целью работы является установление механизмов формирования гетерогенного плазменного потока в торцевом плазменном ускорителе с коаксиальным расположением электродов. Для достижения поставленной цели в работе необходимо решить следующие задачи: методами скоростной киносъемки установить стадии образования гетерогенного плазменного потока; разработать упрощенную модель разлета плазмы и провести численные расчеты магнитогидродинамического течения плазмы.

1. Материал и методика эксперимента

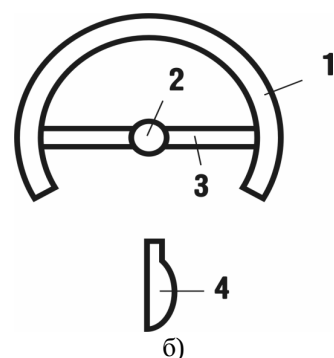
Для получения исходных данных математической модели необходимы сведения о ста-

дях формирования гетерогенного плазменного потока. Наиболее информативным экспериментальным методом изучения формирования и эволюции плазменных потоков является метод скоростной киносъемки в оптическом диапазоне. На рис.1а приведена принципиальная оптическая схема установки, включающая сверхскоростной фоторегистратор (СФР) с разверткой процесса по кадрам, разрядное устройство, позволяющее синхронизировать начало разлёта и съёмки. Съёмка разлёта плазменного потока осуществлялась перпендикулярно оси ускорителя через окошко в прижимном кольце (рис.1б). Поле зрения составляло $60 \times 60 \text{ мм}^2$. В известных экспериментах [14-17] СФР съёмка производилась при вылете плазмы из сопла или через прижимную шайбу. Это не позволяло зарегистрировать начало формирования потока. Разработанная методика отличается от известных возможностью наблюдать процесс разлёта плазмы с начального момента формирования разряда. Это достигается тем, что наряду с круглыми фольгами, прижатыми по периметру кольцом, толщина которого ограничивает поле зрения, в наших экспериментах использовались фольги в виде полоски, которые зажимались кольцом с прорезью (рис.1б). С помощью разработанной схемы можно проследить процесс разлёта плазмы с момента начала формирования разряда. Для устранения электрических помех был изготовлен медный цилиндрический бандаж толщиной 0.9 мм, соединяющий крышку затворного устройства с корпусом. Сопротивление участка бандажа, на котором измерялось напряжение, составляло $4.4 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}$. Изме-

рения зависимости напряжения от времени проводились при помощи запоминающего осциллографа. Абсолютное значение тока рассчитывалось делением напряжения на сопротивление участка бандажа. При коротком замыкании в первом полупериоде зависимость силы тока от времени является синусоидой, а при переходе во второй полупериод происходит резкое уменьшение максимальной амплитуды, что связывается со скачкообразным изменением сопротивления форвакуумного разрядника (рис.2). Последнее обстоятельство доказывается зависимостью производной тока от времени, измеренной с помощью пояса Роговского, которая имеет скачок при переходе во второй полупериод. При коротком замыкании разрядного контура основное сопротивление сосредоточено в форвакуумном разряднике и в первом полупериоде пренебрежимо мало ($R = 10^{-7} \text{ Ом}$). Это позволило, используя формулы идеального колебательного контура провести расчеты параметров установки: ёмкость $C = 2,7 \text{ мФ}$, индуктивность $L = 0,084 \text{ мГн}$ и полупериода разряда $T_{1/2} = 47 \pm 1,5 \text{ мкс}$. Имея ёмкость и индуктивность одного конденсатора ИМ-5-150: $C_0 = 150 \text{ мкФ}$, $L_0 = 600 \text{ нГн}$, можно определить индуктивность батареи 30 нГн и подводящих шин 54,7 нГн. Полученные данные используются для расчетов параметров математической модели. Максимальные значения тока составляют 170 кА и 85 кА. Такое различие объясняется тем, что часть тока в виде плазменного фокуса выносится из области разряда.



1 – плазменный ускоритель; 2 – батарея конденсаторов;
3 – форвакуумный разрядник; 4 – поджигающее устройство; 5 – запоминающий осциллограф; 6 – делитель напряжения; 7 – коаксиальный шунт; 8 – СФР.



1 – прижимное кольцо; 2 – центральный электрод; 3 - взрывающаяся полоска; 4 – СФР.

Рис.1. Схема установки (а) и фоторегистрации (б)

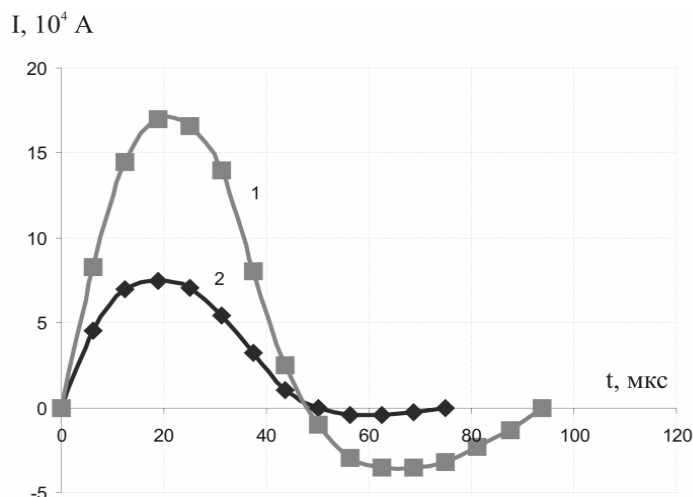


Рис.2. Зависимость силы тока от времени (осциллограммы): 1 – короткое замыкание; 2 – пробой через плазму

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.3а приведены результаты скоростной киносъемки. Из полученных кинограмм видно, что в начальный момент времени (до 10 мкс) в области центрального электрода образуется сферически расширяющаяся зона и в то же время происходит разряд между электродами. При $t \geq 10$ мкс образуется квазистационарная конфигурация, имеющая струю в центре и основание параллельное диэлектрической шайбе. Анализ съемки позволил выделить три

характерные зоны в формировании потока (рис.3б). В первой зоне течение параллельно оси. Во второй зоне происходит разворот течения на 90° . В третьей зоне линии электрического тока параллельны диэлектрической шайбе. Полученные данные позволяют охарактеризовать плазму как структуру, состоящую из двух характерных зон: высокоскоростной струи – типа плазменного фокуса с низкой плотностью и высокоплотную шайбу с низкой скоростью. Таким образом, при разработке математической модели необходимо рассматривать движение плазмы в первой и третьей зоне.

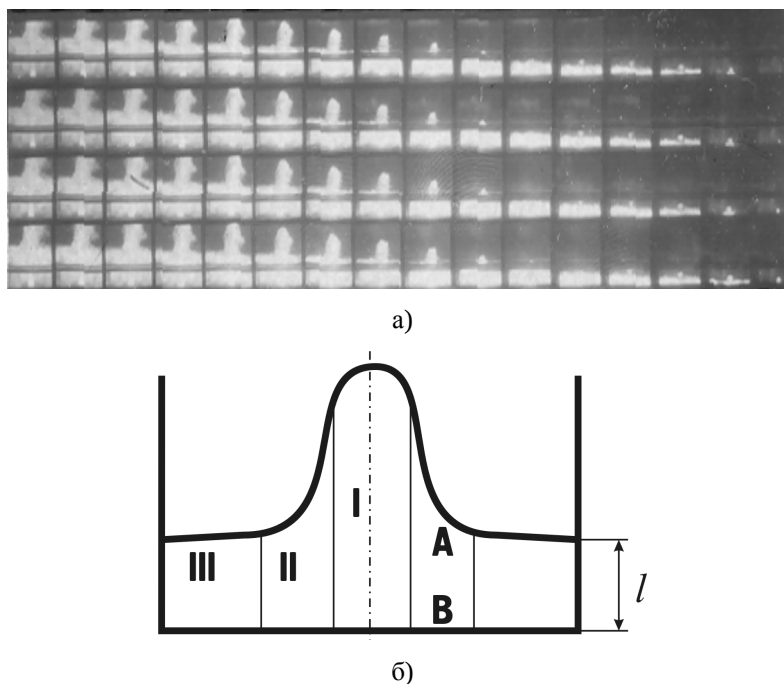


Рис.3. Результаты скоростной киносъемки (а); схема разлета плазмы (б)

3. Модель формирования гетерогенных плазменных потоков

Рассмотрим упрощенную задачу движения потока и разряда для торцевого ускорителя. На эту роль подходит исследование динамики зоны вне электродов (зоны III на рис.3б). Исследуем движение плазменного кольца-шайбы, внутренний диаметр которого коммутирует со струей, а внешний – с периферийным электродом установки (рис.4). Задача состоит в расчете параметров плазменной перемычки, движущейся между коаксиальными электродами под действием собственного магнитного поля и газодинамического давления. Ниже получим уравнения движения и уравнение Кирхгофа, а начальные условия выберем с учетом специфики нашей ситуации.

Схема разлета плазменной шайбы представлена на рис.4, где указано на разделение тока батареи на два направления вдоль шайбы, который замыкается на батарею и вдоль оси, который вылетает из ускорителя. Тогда силу тока батареи можно представить $I_0 = I_1 + I_2$, где I_1 , I_2 – токи соответственно по шайбе и вдоль оси. На этом предположении основано объяснение различия в амплитудных значениях тока через взрывающуюся фольгу и деформируемую пла-

стину. Поэтому это предположение может быть использовано в построении приближенной математической модели. Для простоты принимаем треугольный профиль скорости, давление при $z = 0$ зависит от средних значений температуры и плотности, а сила сопротивления движению пропорциональна квадрату скорости.

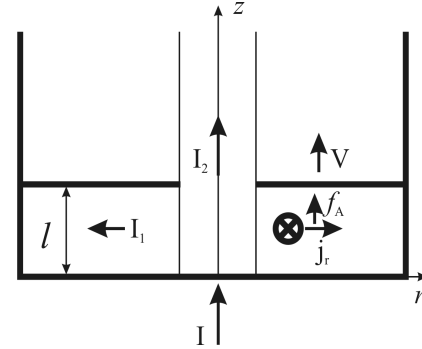


Рис.4. Схема распределения электрического тока в плазме. I_1 , I_2 – токи по шайбе и вдоль оси соответственно, I – сила тока через батарею, V – скорость вдоль оси z , f_A – объемная плотность силы Ампера

В качестве исходных уравнений модели выбираем законы изменения импульса и массы и закон Кирхгофа:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = -\frac{\partial r V}{\partial z}, \quad \frac{\partial r V}{\partial t} = -\frac{\partial r V^2}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} + f_A, \quad (1)$$

$$Q / C_0 + \frac{d}{dt} (L_0 I + F) + (R_0 I + R_p I_1 + U_E) = 0.$$

где V – скорость вдоль оси z , ρ – плотность плазмы, p – давление, f_A – объемная плотность силы Ампера, Q – заряд на батарее во время разряда, I – сила тока через батарею, I_1 – сила тока через плазменную шайбу, параметры задачи: C_0 , L_0 , R_0 – емкость батареи, индуктивности и сопротивления батареи, Φ , R_p – магнитный поток плазменной шайбы и ее сопротивление, U_0 , U_E – напряжение на батарее, индуцированное в плазме напряжение.

Усредняя первые два уравнения (1) по пространству, получим уравнения движения и изменения массы для всей шайбы как целого:

$$\frac{dP}{dt} = F_A - r_0 V^2 S + RT \frac{dM}{dm}, \quad \frac{dM}{dt} = 0. \quad (2)$$

При выводе уравнений (2) воспользовались: $V(0, t) = 0$, уравнением идеального газа $p(0, t) = RT\rho/\mu$, и законом сопротивления в виде

$p(l, t) = \rho_0 V^2$. Здесь ρ_0 , T , μ , R – соответственно плотность окружающей среды, температура и молярная масса плазмы, универсальная газовая постоянная. Выражения для давления отражают характер сопротивления движению плазменного сгустка и газодинамическое давление за счет высокой температуры. Из (2) следует, что масса шайбы остается постоянной. Принимая, что распределение скорости по оси будет треугольным с максимумом V при $z = l$, то из (2) следует $P = MV/2$.

Выразим силу Ампера F_A через силу тока в контуре. Считаем, что токи по зонам I и III пропорциональны току батареи $I_1 = kI$, $I_2 = (1-k)I$, и они однородны, тогда учитывая, что $B_j = m_0 \cdot I_2 / 2p \cdot r$ и $j_r = I_1 / 2prl$ получим $F_A = I_1 I_2 A$, где $A = m_0 \cdot \ln(a/b) / 2p$, a и b –

геометрические размеры соответственно периферийного и центрального электродов.

Вводя обозначения: $A_1 = 2k(1-k)A/M$, $A_2 = RT/m$, $a = 2r_0 S/M$ систему уравнений (2) можно свести к системе:

$$\frac{d}{dt}(L_0 I + l \cdot A I_1) + (R_0 I + (R_p + VA)I_1) + Q/C = 0, \quad \frac{dQ}{dt} = I_0. \quad (4)$$

где $R_p = (\ln(b/a))/(2p \cdot ls) = A/(m_0 s l)$ — омическое сопротивление плазмы. Следовательно, математическая модель включает в себя уравнения (3) и (4), которые решаются при естественных граничных условиях:

$$I(0) = V(0) = I_0 = 0, \quad Q(0) = U_0 C_0. \quad (5)$$

Здесь U_0 — начальное напряжение на батарее конденсаторов. Оценки величин, входящих в (3) — (5), по данным таблицы показывают, что все члены, входящие в уравнение движения (3), имеют один порядок, а в системе уравнений (4) можно оставить слагаемые, связанные только с батареей. Тогда её решение станет не зависимым от движения плазмы и может быть представлено в виде: $I = I_m \sin(\omega t)$, где $\omega = 2\pi/T$ и

$$\frac{dV}{dt} = A_1 \cdot I^2 + A_2 / l - a \cdot V^2, \quad \frac{dl}{dt} = V. \quad (3)$$

Уравнение Кирхгофа можно записать в виде системы уравнений:

$I_m = U_0 C_0 \omega$ однозначно выражаются через параметры установки и начальное напряжение батареи. Такое представление количественно не согласуется с экспериментальными данными по току, так как максимальное значение тока в разряде через фольгу составляет 50% от I_m (рис.3). Однако из него следует, что зависимость силы тока от времени в первом полупериоде близка к синусоиде, но с другим значением I_m . Поэтому рассмотрим упрощенную модель с целью изучить её возможность в моделировании зависимости координаты третьей зоны от времени при условии, что амплитудное значение тока будет подгоночным параметром.

Таблица. Характеристики материала и параметры установки

Характеристика	Значение
плотность алюминия и воздуха	2700 кг/м ³
плотность воздуха	1.3 кг/м ³
удельная проводимость плазмы	$3.3 \cdot 10^7$ См/м
толщина фольги	10 мкм
масса фольги	$4 \cdot 10^{-5}$ кг
характерная скорость сгустка плазмы	1 км/с
характерная длина сгустка плазмы	50 мм
размеры электродов	$a = 5$ мм, $b = 25$ мм; $S = 2 \cdot 10^{-3}$ м ²
сопротивление батареи	10^{-7} Ом
индуктивность батареи	$0.84 \cdot 10^{-7}$ Гн
ёмкость батареи	3 мФ
амплитудное значение тока	10^5 А
время полупериода	$5 \cdot 10^{-5}$ с

Для решения системы (3), (4) перейдем к безразмерным переменным:

$$x = t/t_0, \quad z = l/l_0, \quad y = V \cdot t_0/l_0, \quad q = Q/(C_0 \cdot U_0). \quad (6)$$

Тогда система уравнений модели примет вид:

$$\frac{dy}{dx} = k f_1 \cdot \left(\frac{dq}{dx} \right)^2 + f_2 / z - y^2, \quad \frac{dz}{dx} = y, \quad (1 + k f_3 z) \frac{d^2 q}{dx^2} + f_3 \left(\frac{dq}{dx} \right) y + q = 0 \quad (7)$$

$$y(0) = z(0) = \frac{dq}{dx}(0) = 0, \quad q(0) = 1,$$

где $f_1 = 2k(1-k)A(C_0 U_0)^2 / (M \cdot l_0)$, $f_2 = 2RT / (T_{1/2})^2 / m l_0$, $f_3 = 2k(1-k)A \cdot l_0 / L_0$.

Как следует из оценок $f_3 \approx 0$. Тогда появляются только два безразмерных параметра f_1, f_2 , которые определяют зависимость координаты третьей зоны от времени для различных значений напряжений. Система уравнений решается численно. Полученные решения системы для различных параметров f_1, f_2 представлены на рис.5. Теоретическая зависимость $\ln(z)$ от $\ln(x)$ имеет линейные участки и близка к экспериментальным данным. Следовательно, предложенная математическая модель позволяет адекватно описать экспериментальные данные, с помощью вариации двух параметров и указать на совместное действие теплового и газодинамического давлений.

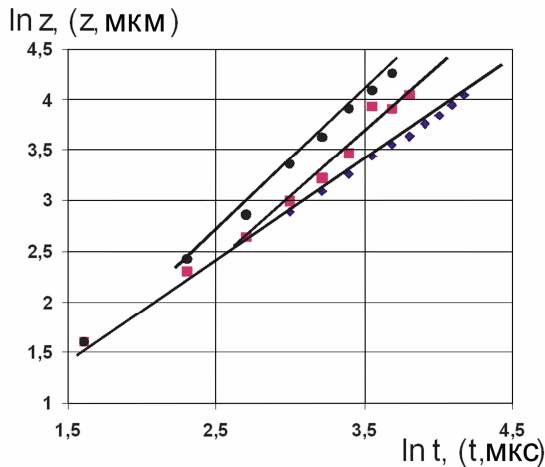


Рис.5. Сравнение результатов моделирования движения плазменного потока и эксперимента. Точками обозначены экспериментальные данные при $\diamond - U_0 = 1.0$ кВ; $\blacksquare - U_0 = 1.2$ кВ; $\bullet - U_0 = 1.6$ кВ

Таким образом, полученные в данной работе экспериментальные данные по движению плазмы в зоне III гетерогенного плазменного потока получили адекватную интерпретацию в рамках математической модели, учитывающей механизмы теплового и магнитного давлений.

4. Численная магнитогидродинамическая модель

Предложенная выше, модель формирования гетерогенного плазменного потока дает качественное объяснение поведению гетерогенного плазменного потока в зоне, где линии тока параллельны диэлектрической шайбе. Для получения более полной картины, как показывают работы [8-10], необходимо прибегнуть к численным магнитогидродинамическим моде-

лям. В качестве примера можно привести модель течения плазмы в установке Филиппова [23, 27]. В этой работе предложена одножидкостная модель течения токовой плазменной оболочки, которая показала хорошее согласие с экспериментальными данными. В нашей работе мы также применим одножидкостную магнитогидродинамическую модель. На рис.6 представлена расчетная схема. В области $0 < r < r_1$ задается входной электрический ток, плотность

которого равна $j_0 = \frac{I_0}{pr_1^2} \sin\left(\frac{pt}{T}\right)$, где T – полу-

период импульса, I_0 – амплитуда тока. В области $r_2 < r < r_3$ будем считать потенциал V равным нулю. Для расчета течения плазмы на нижней границе ставилось условие равенства нулю скорости, а на остальных считалось равным нулю давление. Система уравнений модели имеет вид:

$$\begin{aligned} r \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + m D \mathbf{v} + \mathbf{F}_v; \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0; \\ \nabla \cdot \left(s \nabla V + s \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= 0; \\ s \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{1}{m_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) + s \nabla V &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

где $\mathbf{v}$ – вектор скорости, p – давление, ρ – плотность, μ – динамическая вязкость, $\mathbf{F}_v$ – объемные силы, которые задаются суммой силы Лоренца и силы тяжести: $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + r_0 \mathbf{g}$. Распределение температур в расчетной области определялось, исходя из уравнения конвективной теплопроводности с объемным источником тепла.

$$r C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_v. \quad (9)$$

где T – температура, C_p – удельная теплоемкость, k – коэффициент теплопроводности, S_v – объемные источники тепла. Объемным источником тепла является только эффект Джоуля $S_v = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$. Система уравнений (8) и (9) решалась методом конечных элементов. Данные для расчетов приведены в таблице. Результаты моделирования представлены на рис.7 и рис.8. Рис.7а демонстрирует распределение электрического тока в момент времени 11 мкс. Из данного рисунка видно, что существуют две

характерные области. В первой области линии тока перпендикулярны плазменной шайбе, а во второй соответственно параллельны. Это подтверждает правильность предположений о течении тока при построении модели движения плазмы в зоне III. Анализ полей силы Лоренца (рис.7б) показал, что вблизи оси перпендикулярной поверхности электрода она будет стягивать плазменный поток в пинч. На рис.8 представлены линии тока плазмы и поле скоростей.

Действительно в центральной части электрода наблюдается струя, которая по мере удаления от его поверхности распадается, что подтверждается результатами высокоскоростной киносъемки. В области вне электродов (зона III) течение плазмы приобретает вихревой характер. Похожая картина наблюдается в устройстве типа плазменный фокус [27] и устройствах с плазменными устойчивыми шнурами [24, 28].

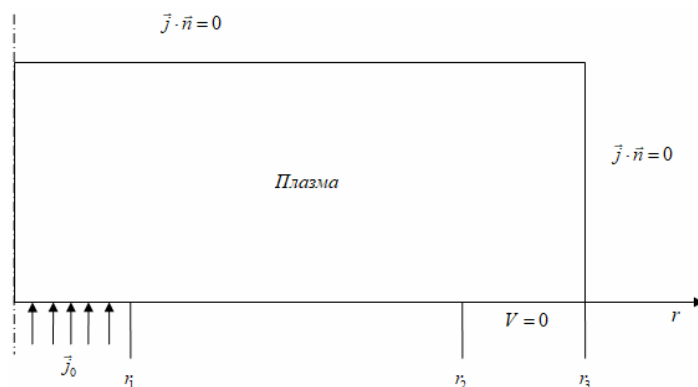


Рис.6. Расчетная схема магнитогидродинамической модели

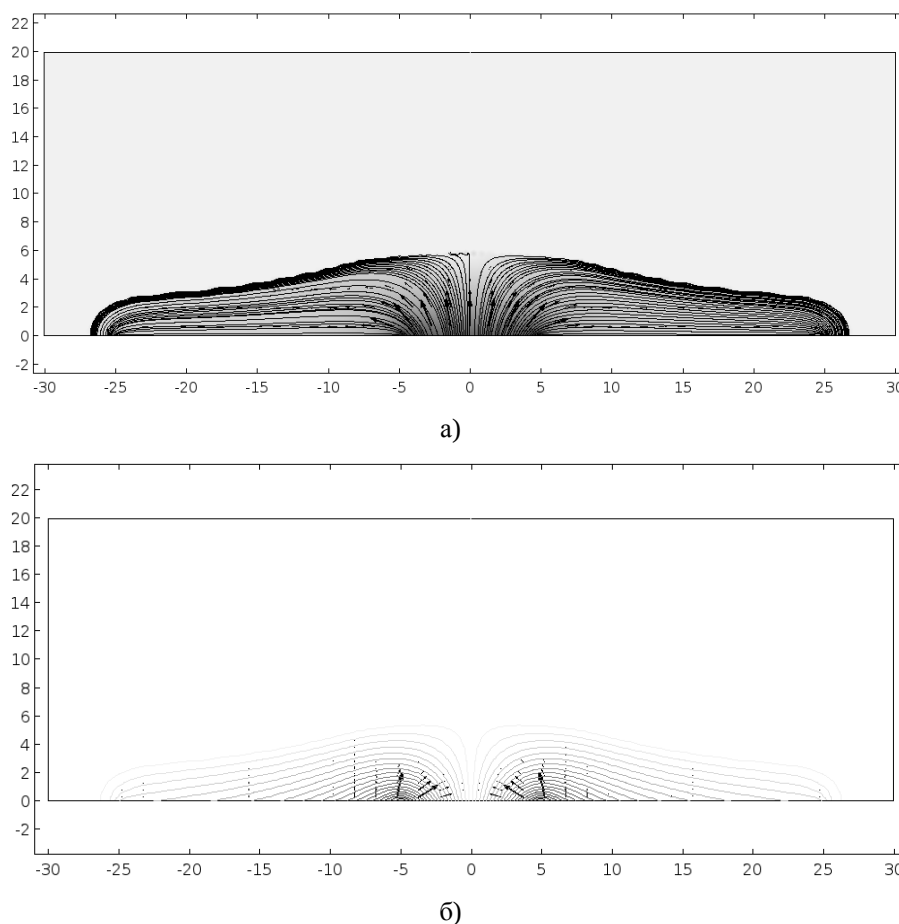


Рис.7. Распределение электрического тока (а), поле силы Лоренца (б)

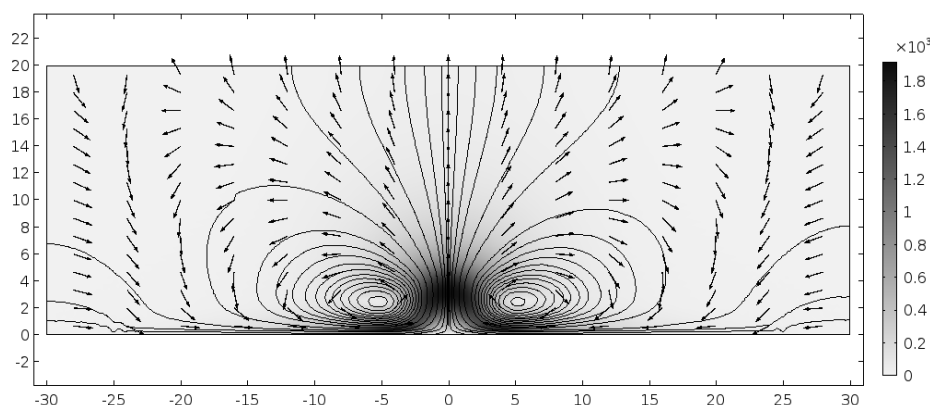


Рис.8. Линии тока плазмы и векторное поле скоростей

Заключение

1. С помощью метода скоростной киносъемки установлено, что гетерогенный плазменный поток в торцевом плазменном ускорителе имеет три характерные зоны. В первой зоне течение параллельно оси z ускорителя. Во второй зоне происходит разворот течения на 90° . В третьей зоне линии электрического тока параллельны диэлектрической шайбе.

2. Исследование движения плазменного потока в зоне III с помощью упрощенной модели показало, что она адекватно описывает движение плазменного потока наблюдавшегося в эксперименте.

Методом конечных элементов получены распределения тока плазмы, электрического тока и поле силы Лоренца. Показано, что параллельное течение в зонах I и III неустойчиво. В зоне I формируется плазменный фокус под действием силы Лоренца, а в третьей зоне – вихревые структуры, по-видимому, обусловлены неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания 3.1283.2017/4.6.

Список используемой литературы

1. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Литуновский В.Н. Электрический взрыв проводников. Л.: Изд-во НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова, 1977. 120 с.
2. Суркаев А.Л., Усачев В.И. Экспериментальное исследование поля давления электрического взрыва плоской кольцевой фольги // Письма в Журнал технической физики. 2013. т.39. в.16. С. 64-71.
3. Суркаев А.Л. Возникновение магнитогидродинамических возмущений в металлических

проводниках при протекании импульса разрядного тока // Журнал технической физики. 2015. т.85. в.7. С. 37-44.

4. Григорьев А.Н., Карнаухов Е.И., Павленко А.В., Седой В.С. Влияние материала фольги на равномерность распределения механического импульса давления при электрическом взрыве металлической фольги // Прикладная механика и техническая физика. 2015. №1. С. 162-170.

5. Yanuka D., Kozlov M., Zinowits H.E., Krasik Ya.E. Convergence of shock waves generated by underwater electrical explosion of cylindrical wire arrays between different boundary geometries // Physics of Plasmas. 2015. V.22. P. 102708.

6. Ильин А.П., Назаренко О.Б., Коршунов А.В., Толбанова Л.О. Особенности физико-химических свойств нанопорошков и наноматериалов. Томск, ТПУ, 2010. 217 с.

7. Назаренко О.Б., Ильин А.П., Тихонов Д.В. Электрический взрыв проводников. Получение нанопорошков металлов и тугоплавких неметаллических соединений. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH&Co/KG, 2012. 274 с.

8. Лернер М.И. Современные технологии получения наноразмерных материалов. Томск: ТПУ, 2007. 76 с.

9. Sedoi V.S., Ivanov Y.F. Particles and crystallites under electrical explosion of wires // Nanotechnology. 2008. V.19. P 145710.

10. Бакшт Р.Б., Ткаченко С.И., Романова В.М., Мингалеев А.Р. и др. Динамика стратообразования и развитие перегретной неустойчивости при электрическом взрыве проводников // Журнал технической физики. 2013. т.83. в.8. С. 43-53.

11. Волков Н.Б., Майер А.Е., Седой В.С., Фенько Е.Л., Яловец А.П. Механизмы генерации наноразмерных металлических частиц при электрическом взрыве проводников // Журнал технической физики. 2010. т.80. в.4. С. 77-80.

12. Косточко Ю.П., Мерзляков В.Д. Электрический взрыв фольги // Известия вузов. Физика. 1967. №6. С. 135-136.
13. Носарев П.С. Упрочнение и разрушение углеродистых сталей под воздействием быстрых плазменных пучков: Автореф. дис. канд. техн. наук. Новокузнецк, 1973. 21с.
14. Финкель В.М., Гурарий В.Н. Об импульсном воздействии плазмы на материалы. Новокузнецк: Сибирс. металлург. ин-т. 1970. 44 с.
15. Гольдберг М.М., Викарук А.Я., Соколов С.В. и др. Исследование особенностей работы торцевого ускорителя плазмы, инициируемого электрическим взрывом фольги // Известия вузов. Физика. 1986. №7. С.8-12.
16. Сарычев В.Д., Громов В.Е., Будовских Е.А. Становление и развитие метода ГПП // Прочность и пластичность материалов при внешних энергетических воздействиях / под ред Громова В.Е. Новокузнецк: Изд-во «Интеркузбасс», 2010. 393 с.
17. Будовских Е.А., Сарычев В.Д., Громов В.Е., Носарев П.С., Мартусевич Е.В. Основы технологии обработки поверхности материалов импульсной гетерогенной плазмой. Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2002. 170 с.
18. Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. Физические основы электро-взрывного легирования металлов и сплавов. Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2007. 131 с.
19. Сарычев В.Д., Петрунин В.А., Будовских Е.А. и др. Особенности поверхностного легирования металлов импульсными потоками плазмы электрически взрывааемых проводников // Известия вузов. Черная Металлургия. 1991. №4. С. 64-67.
20. Сарычев В.Д., Ващук Е.С., Будовских Е.А., Громов В.Е. Образование наноразмерных структур в металлах при воздействии импульсных плазменных струй электрического взрыва // Письма в Журнал технической физики. 2010. №14. С. 41-48.
21. Konovalov S., Chen X., Sarychev V., Nevskii S., Gromov V., Trtica M. Mathematical Modeling of the Concentrated Energy Flow Effect on Metallic Materials // Metals. 2017. No.7(4). P. 1-18.
22. Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Под ред. Н.П. Козлова, А.И. Морозова. М.: Наука, 1984. 297 с.
23. Сивков А.А., Исаев Ю.Н., Васильева О.В., Купцов А.М. Математическое моделирование коаксиального магнитоплазменного ускорителя // Известия Томского политехнического университета. 2010. т.317. №4. С. 74-78.
24. Васильев В.И., Комельков В.С., Скворцов Ю.В., Церевитинов С.С. Устойчивый динамический плазменный шнур // Журнал технической физики. 1960. т.30. в.7. С. 756-768.
25. Арцимович Л.А. Избранные труды. Атомная физика и физика плазмы. М.: Наука, 1978. 304 с.
26. Meyer R.T., DeCarlo R.A., Dickerson J. Energy Transfer Efficiency Optimization in an Electromagnetic Railgun // IEEE Transactions on plasma science. 2017. V.45. P. 702-710.
27. Ананьев С.С., Суслин С.В., Харрасов А.М. Моделирование динамики плазмы в плазменном фокусе типа Филиппова // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2016. т.39. в.2. С. 69-80.
28. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н. и др. Исследование параметров плазменных потоков и их распространения в фоновой плазме в установках типа «плазменный фокус» с различной конфигурацией разрядной системы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. т.38. в.2. С. 19-31.
29. Auluck S.K.H. Re-appraisal and extension of the Gratton-Vargas two-dimensional analytical snowplow model of plasma focus. III. Scaling theory for high pressure operation and its implications // Physics of Plasmas. 2016. V.23. P. 122508.
30. Auluck S.K.H. Re-appraisal and extension of the Gratton-Vargas two-dimensional analytical snowplow model of plasma focus evolution in the context of contemporary research // Physics of Plasmas. 2013. V.20. P. 112501.
31. Escande D.F. Contributions of plasma physics to chaos and nonlinear dynamics // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. V.58. No.11. P. 113001.
32. Lim L.H., Yap S.L., Lim L.K. et al. Comparison of measured and computed radial trajectories of plasma focus devices UMDPF1 and UMDPF0 // Physics of Plasmas. 2015. V.22. P. 092702.
33. Полетаев Г.М., Дмитриенко Д.В., Старостенков М.Д. Атомная структура тройных стыков границ наклона в никеле // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2012. т.9. №3. С. 344-348.
34. Полетаев Г.М., Новоселова Д.В., Старостенков М.Д., Мартынова Е.В., Кайгородова В.М. Исследование условий формирования напряженных тройных стыков границ зерен в никеле // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2014. т.11. №4. С. 495-500.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия.

Подписано в печать 24.08.17.

Сведения об авторах

Сарычев Владимир Дмитриевич, к.т.н., доцент СибГИУ, sarychev_vd@mail.ru
Невский Сергей Андреевич, к.т.н., доцент СибГИУ, nevskiy.sergei@yandex.ru
Грановский Алексей Юрьевич, асп. СибГИУ, legatokub@gmail.com
Громов Виктор Евгеньевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой СибГИУ, gromov@physics.sibsiiu.ru
Темлянец Михаил Викторович, д.т.н., профессор, проректор СибГИУ, uchebn_otdel@sibsiiu.ru