

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ И КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ОТКРЫТОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ ВО ВНЕШНЕМ АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Урусова Индира Руслановна, к.ф.-м.н., и.о.доцента КГЮА, Кыргызстан, 720001, г.Бишкек, пр. Чуй 180А. Тел: 0700 54-02-02, e-mail: moon4ik_29@mail.ru, ORCID ID 0000-0003-2898-1069

Аннотация. В рамках нестационарной трехмерной модели проведено моделирование открытой электрической дуги, которая горит во внешнем аксиальном однородном магнитном поле. Предложен модифицированный «схемный» аналог флуктуаций для температуры электронов. «Схемный» аналог позволяет численно реализовать винтовую пространственную форму открытой электрической дуги постоянного тока, горячей во внешнем аксиальном магнитном поле. По результатам расчетов установлено, что столб открытой электрической дуги принимает винтовую пространственную форму и совершает вращение вокруг продольной оси. Направление вращения плазмы вблизи катода и анода является противоположным друг другу.

В поперечных сечениях дуги скорость вращения плазмы неодинаковая, а величина отклонения одного и того же участка дуги от центральной оси изменяется во времени.

Если направление внешнего аксиального магнитного поля совпадает с аксиальным направлением течения электрического тока, тогда пространственная ориентация винтовой дуги как целого является правовинтовой. Правовинтовая структура дуги формируется направлением вращения потоков плазмы.

Винтовая форма открытой дуги не является постоянной и изменяется во времени. По-видимому, открытая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле не может сохранять стабильную и неизменную винтовую форму.

Ключевые слова: открытая электрическая дуга, внешнее аксиальное магнитное поле, численное моделирование, винтовая форма столба дуги.

PECULIARITIES OF HYDRODYNAMICS AND CONVECTIVE HEAT TRANSFER IN OPEN ELECTRIC ARC IN EXTERNAL AXIAL MAGNETIC FIELD

Urusova Indira Ruslanovna, PhD (Physics), Associate Professor of KSLA, Kyrgyzstan, 720001, c.Bishkek, Chui Avenue 180A. Phone: 0700 54-02-02, e-mail: moon4ik_29@mail.ru, ORCID ID 0000-0003-2898-1069

Abstract. In the framework of a nonstationary three-dimensional model, an open electric arc is simulated, which burns in an external axial magnetic field. A modified "schematic" analog of the fluctuations for the electron temperature is proposed. The "schematic" analog allows numerically to realize the helical spatial form of an open electric arc of a direct current burning in an external axial magnetic field. According to the results of calculations it is established that the column of the open electric arc assumes a helical spatial form and rotates about the longitudinal axis. The direction of rotation of the plasma near the cathode and the anode is opposite to each other.

In the cross sections of the arc, the rotation speed of the plasma is not the same, and the magnitude of the deviation of the same section of the arc from the central axis changes with time.

If the direction of the external axial magnetic field coincides with the axial direction of the current flow, then the spatial orientation of the helical arc as a whole is right-handed. The right-handed structure of the arc is formed by the direction of rotation of the plasma streams.

The helical shape of the open arc is not constant and varies with time. Apparently, an open arc in an external axial magnetic field can not maintain a stable and unchanged helical shape.

Keywords: open electric arc, external axial magnetic field, numerical modeling, helical shape of arc.

Введение. Электродуговой разряд во внешнем аксиальном магнитном поле находит широкое применение в различных областях науки и техники [14, 10, 7] и вызывает научный и практический интерес [5, 12, 6, 2, 1]. Известно, что протяженная электрическая дуга длиной в несколько сантиметров и более может отклоняться от цилиндрической симметрии и принимать винтовую форму [8, 9, 4].

В работах [3, 13] выполнен численный расчет характеристик электрической дуги постоянного тока, горящей в цилиндрическом канале в однородном внешнем аксиальном магнитном поле.

Целью настоящей работы является численное моделирование открытой электрической дуги постоянного тока, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле.

Постановка задачи и математическая модель. Рассчитывается открытая электрическая дуга постоянного тока I длиной L в аргоне атмосферного давления в однородном внешнем аксиальном магнитном поле H_x^{Ext} (рис.1). Катодом и анодом являются цилиндрические графитовые стержни одинаковым радиусом $r_c = r_a$.

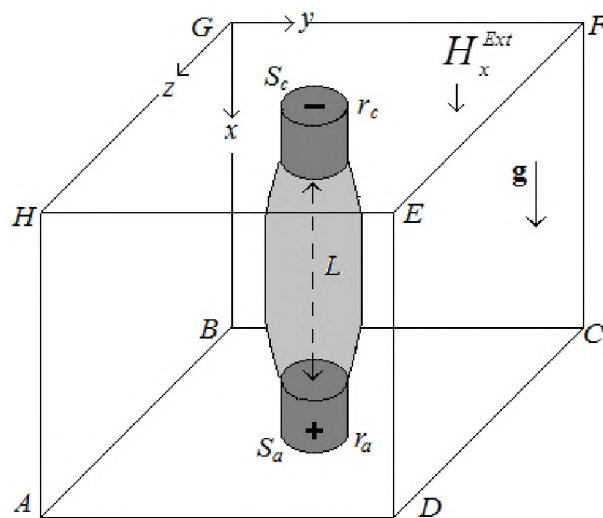


Рис.1. Схема расчетной области в виде прямоугольного параллелепипеда $ABCDEFGH$ в декартовых координатах x, y, z для открытой электрической дуги с цилиндрическим катодом (-) и анодом (+). Пунктирная линия - - - центральная ось дуги.

Нестационарную трехмерную систему уравнений электрической дуги в приближении модели ЧЛТР плазмы запишем в виде [3, 13]:

уравнение непрерывности газа тяжелых частиц

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

уравнение непрерывности газа электронов

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div}(N_e \mathbf{V}_e) = R_e, \quad (2)$$

уравнение сохранения энергии газа электронов

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} k_B T_e N_e \right) + \text{div} \left(\frac{5}{2} k_B T_e N_e \mathbf{V}_e \right) = \text{div}(\lambda_e \text{grad} T_e) + \mathbf{j}^2 / \sigma - \psi - B(T_e - T) - U_i R_e, \quad (3)$$

уравнение сохранения энергии газа тяжелых частиц:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{3}{2} k_B T (N_i + N_a) + \text{div} \left[\frac{5}{2} k_B T (N_i + N_a) \mathbf{V} \right] = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + B(T_e - T), \quad (4)$$

уравнение баланса импульса газа вдоль осей координат x, y, z :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} u) = \text{div}(\mu \text{grad} u) - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_x + s_x + (\rho - \rho_\infty) \mathbf{g}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} v) = \text{div}(\mu \text{grad} v) - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_y + s_y, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} w) = \text{div}(\mu \text{grad} w) - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_z + s_z, \quad (7)$$

уравнения Максвелла:

$$\text{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0, \quad (8)$$

закон Ома в обобщенной форме

$$\mu_0 (\mathbf{V}_e \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} = \mathbf{j} / \sigma + (\mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) - \text{grad} P_e) / q_e N_e, \quad (9)$$

закон Дальтона

$$P / k_B T = N_i + N_a + N_e T_e / T. \quad (10)$$

Принято, что электродуговая плазма является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкой диссипацией энергии пренебрегается, приэлектродные процессы не рассматриваются. При записи уравнений использованы общепринятые обозначения [3, 13].

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [15].

Электромагнитная часть задачи решается в переменных $\varphi - \mathbf{A}$, где φ – скалярный потенциал электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi$, \mathbf{A} – векторный потенциал магнитного поля, связанный с \mathbf{H} соотношением $\text{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}$.

Метод численного решения уравнений. Следуя методике [11] система уравнений (1–10) после несложных преобразований записывается в виде обобщенного уравнения, дифференциальная форма записи которого имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \alpha \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \beta r u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \beta r v \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \beta r w \Phi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \delta \quad (11)$$

где Φ – одна из неизвестных: $N_e, T_e, T, u, v, w, \varphi, A_x, A_y, A_z$. Значения коэффициентов $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ зависят от смысла переменной Φ .

Численное решение обобщенного дифференциального уравнения (11) проводится методом конечных разностей, конечно-разностная аппроксимация осуществляется методом контрольного объема по неявной разностной схеме, динамические переменные «скорость–давление» рассчитываются в рамках алгоритма SIMPLE'R [11]. Граничные и

начальные условия для решения уравнений детально изложены в [3, 13].

В настоящей работе для расчета открытой электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле используется модифицированный «схемный» аналог флуктуаций для температуры электронов [13]. Для каждой узловой точки и окружающих ее четырех соседних точках в плоскости $y-z$ «схемный» аналог флуктуаций температуры электронов дуговой плазмы определяется следующими условиями:

$$\begin{cases} \text{если } T_s < T_\sigma & \text{тогда } T_s = T_s^{\min} \\ \text{если } T_s \geq T_\sigma & \text{тогда } T_s = T_s \end{cases} \quad (15)$$

В настоящей работе используются значения $T_\sigma = 3,5$ кК и $T_e^{\min} = 3$ кК.

Обсуждение результатов расчета. Рассчитывается открытая электрическая дуга силой тока $I = 40$ А и длиной $L = 30$ мм, горящая в однородном внешнем аксиальном магнитном поле величиной $H_x^{Ext} = 10$ кА/м (см. рис.1). Рассматриваются графитовые электроды с торцевой токоведущей поверхностью одинакового радиуса $r_c = r_a = 1$ мм.

Расчеты проводятся на прямоугольной сетке с постоянным и одинаковым шагом во всех направлениях $\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,5$ мм, значение временного шага равно $\tau = 10^{-4}$ с.

Вначале до выхода характеристик дуги на стационарный режим, расчет проводится без внешнего аксиального магнитного поля, т.е. $H_x^{Ext} = 0$. На рис.2а показана картина течения плазмы в вертикальной плоскости $x-z$ к моменту времени $t = 35$ мс, когда уже достигнут стационарный режим горения дуги. На рис.2б. приведено расчетное распределение пространственной формы столба дуги.

Поясним, что для графического изображения расчетных характеристик используется пакет Wolfram Mathematica. Отсчет в направлении оси x ведется от поверхности катода (-), отсчет в направлениях осей y, z ведется от центральной оси (см. рис. 1).

На рис.2б и последующих рисунках форма столба дуги является 3D-поверхностью, ограниченной значением температуры $T = 3$ кК. Направление обзора 3D-столба дуги выбрано перпендикулярным плоскости $x-z$. Из рисунка видно, что столб дуги является осесимметричным, и имеет плазменный диск в среднем сечении при $x \approx 15$ мм.

В дальнейшем, начиная с момента времени $t = 35$ мс принято, что дуга горит в однородном внешнем аксиальном магнитном поле величиной $H_x^{Ext} = 10$ кА/м. На рис.3 показана эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35,5 \div 37$ мс. Видно, что столб дуги деформируется и за относительно короткий промежуток времени $\Delta t \approx 2$ мс принимает четко выраженную винтовую форму. При этом участки дуги, прилегающие к электродам на расстоянии около 5 мм, деформируются весьма незначительно. Этот результат согласуется с экспериментом [9], что в продольном магнитном поле сам столб дуги является неустойчивым.

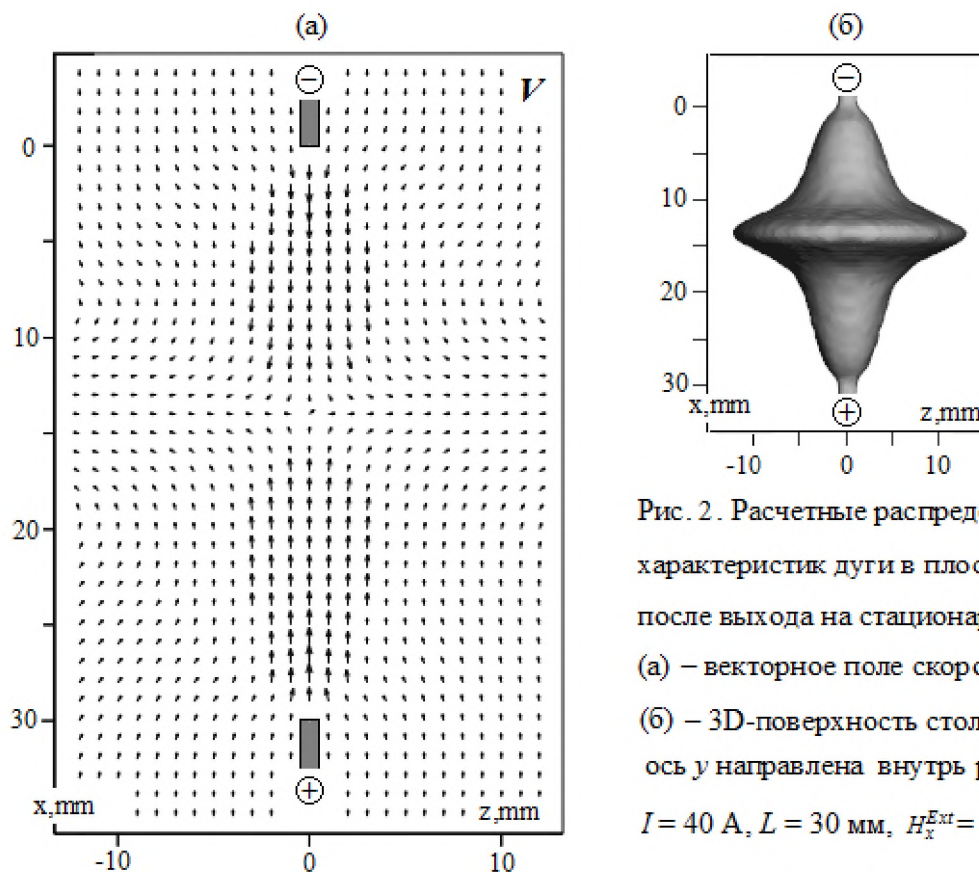


Рис. 2. Расчетные распределения характеристик дуги в плоскости $x-z$ после выхода на стационарный режим: (а) – векторное поле скорости V , (б) – 3D-поверхность столба дуги, ось y направлена внутрь рисунка. $I = 40 \text{ А}$, $L = 30 \text{ мм}$, $H_x^{Ext} = 0$.

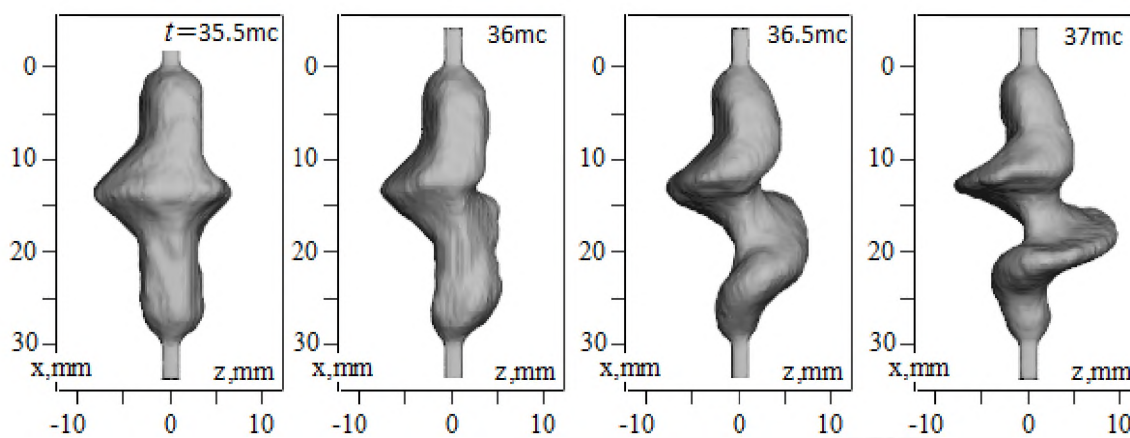


Рис. 3. Изменение формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35.5 \div 37 \text{ мс}$. $I = 40 \text{ А}$, $L = 30 \text{ мм}$, $H_x^{Ext} = 10 \text{ кА/м}$.

Анализ результатов показывает, что винтовая форма дуги формируется особенностями конвективного переноса тепла потоками плазмы. Векторное поле скорости V плазмы в вертикальном сечении $x-z$, а также вблизи катода и анода в поперечном сечении $y-z$ показано на рис.4. Видно, что наряду с аксиальным потоком плазмы (рис.4а) имеет место вращательное движение плазмы вокруг продольной оси дуги (рис.4б,в). При этом само вращение плазмы в поперечных сечениях дуги не является осесимметричным. Вращательное движение происходит в результате воздействия силы Ампера $F_A \sim (\mathbf{j} \times \mathbf{H})$ на токопроводящую плазму. Линейная скорость вращательного движения соизмерима со скоростью аксиального потока и достигает около 35 м/с. Отсутствие осевой симметрии гидродинамического течения плазмы обусловлено воздействием «схемного» аналога флуктуаций (15), который генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов и

других характеристик дуги. При этом в различных поперечных сечениях дуги скорости вращения плазмы отличаются друг от друга. В результате воздействия этих факторов возникает не осесимметричная деформация столба дуги, и дуга принимает винтовую форму.

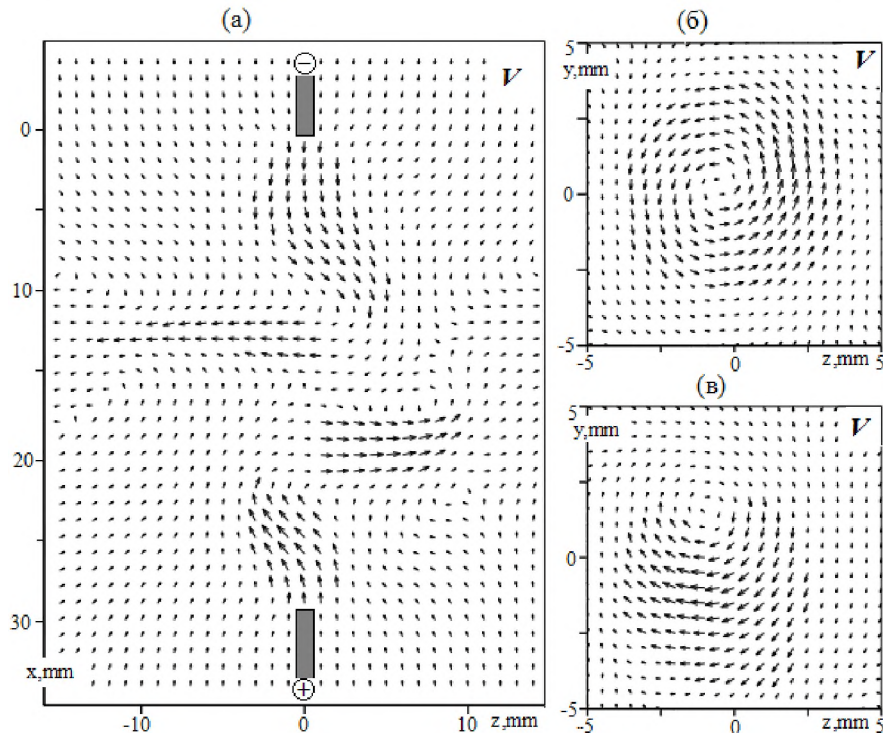


Рис.4. Центральные фрагменты векторного поля скорости V газа: (а) – в вертикальном сечении x - z . (б) – в поперечном сечении y - z на расстоянии 5 мм от катода (-), (в) – в поперечном сечении y - z на расстоянии 5 мм от анода (+) (ось x направлена внутрь рисунка). $t = 37$ мс.

Если направление внешнего аксиального магнитного поля совпадает с аксиальным направлением течения электрического тока, тогда пространственная ориентация винтовой дуги как целого (см. рис.3) является правовинтовой (по часовой стрелке). Правовинтовая структура дуги формируется направлением вращения потоков плазмы.

В области катода столб дуги вниз по потоку несколько расширяется (см. рис.2). В этом случае радиальная компонента плотности электрического тока \mathbf{j} направлена от центральной оси дуги к периферии (рис.5а). Напомним, что в математической модели за направление электрического тока принято направление движения электронов от катода (-) к аноду (+).

Взаимодействие радиальной компоненты плотности тока с внешним аксиальным магнитным полем порождает силу Ампера F_A , направленную в поперечном сечении y - z по касательной к столбу дуги против часовой стрелки (рис.5б) (правило левой руки). В результате аксиальный поток дуговой плазмы совершает вращательное движение против часовой стрелки (см. рис.4б). Такой характер течения плазмы вблизи катода и направление теплопереноса обуславливает правовинтовую ориентацию дуги.

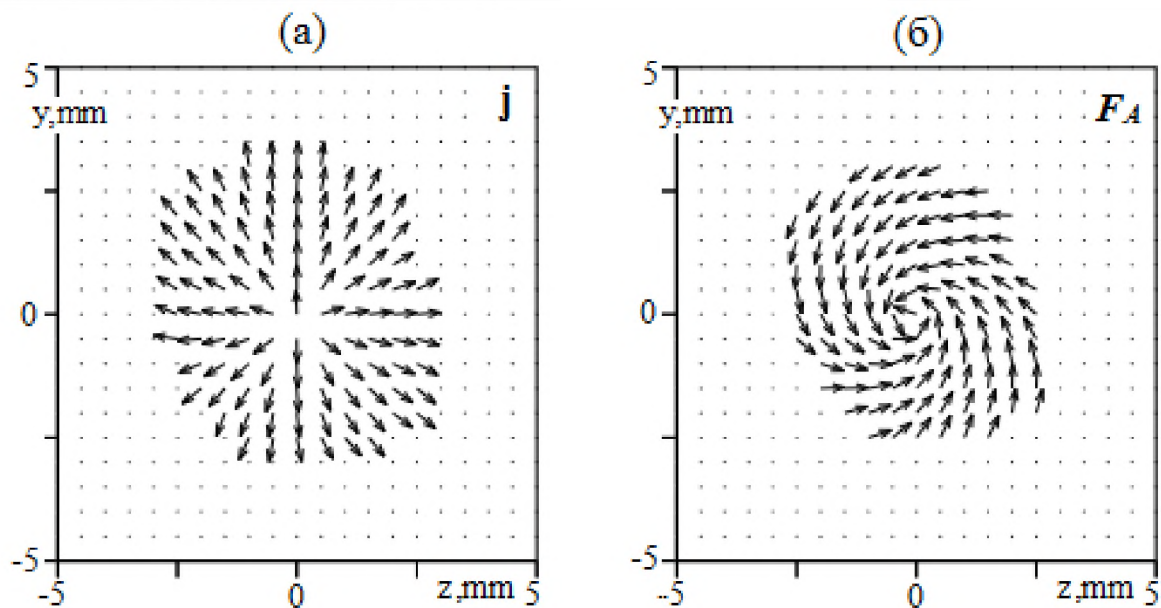


Рис.5. Векторные поля: (а) – плотности электрического тока \mathbf{j} , (б) – силы Ампера F_A в поперечном сечении y - z на расстоянии 5 мм от катода. (ось x направлена внутрь рисунка). $t = 37$ мс.

По мере приближения к аноду столб дуги и радиальная компонента плотности электрического тока направлена от периферии к центральной оси дуги. Воздействие силы Ампера приводит дуговую плазму во вращательное движение по часовой стрелке (см. рис.4в). Подобный характер течения и направление теплопереноса вблизи анода формирует правовинтовую ориентацию дуги.

Анализ результатов показывает, что вращение плазмы вблизи электродов (см. рис.4б,в) сопровождается конвективным теплопереносом и обуславливает вращение теплового поля дуги. На рис.6. показано распределение температуры T плазмы в различные моменты времени t в различных поперечных сечениях дуги. Видно, что вращательное движение дуговой плазмы обладает рядом особенностей. Во-первых, направление вращения плазмы вблизи электродов является противоположным друг другу. Вращение теплового поля дуги на расстояниях 5 мм и 10 мм от катода происходит против часовой стрелки (см. рис.6а,б). Однако вблизи анода наблюдается противоположное направление вращения – по часовой стрелке (см. рис.6в,г). Такое направление теплопереноса вблизи электродов обусловлено характером течения плазмы (см. рис.4б,в) в результате силы Ампера.

Вторая особенность состоит в том, что в поперечных сечениях дуги скорость вращения плазмы неодинаковая. Например, на интервале времени $\Delta t = 58 \div 60$ мс на расстоянии 5 мм от катода (см. рис.6а) тепловое поле дуги совершает примерно один оборот. Однако, на расстоянии 10 мм от катода (см. рис.6б) период обращения уже несколько меньше. Примерно такая же ситуация с различной скоростью вращения наблюдается на участке дуги со стороны анода (см. рис.6в,г).

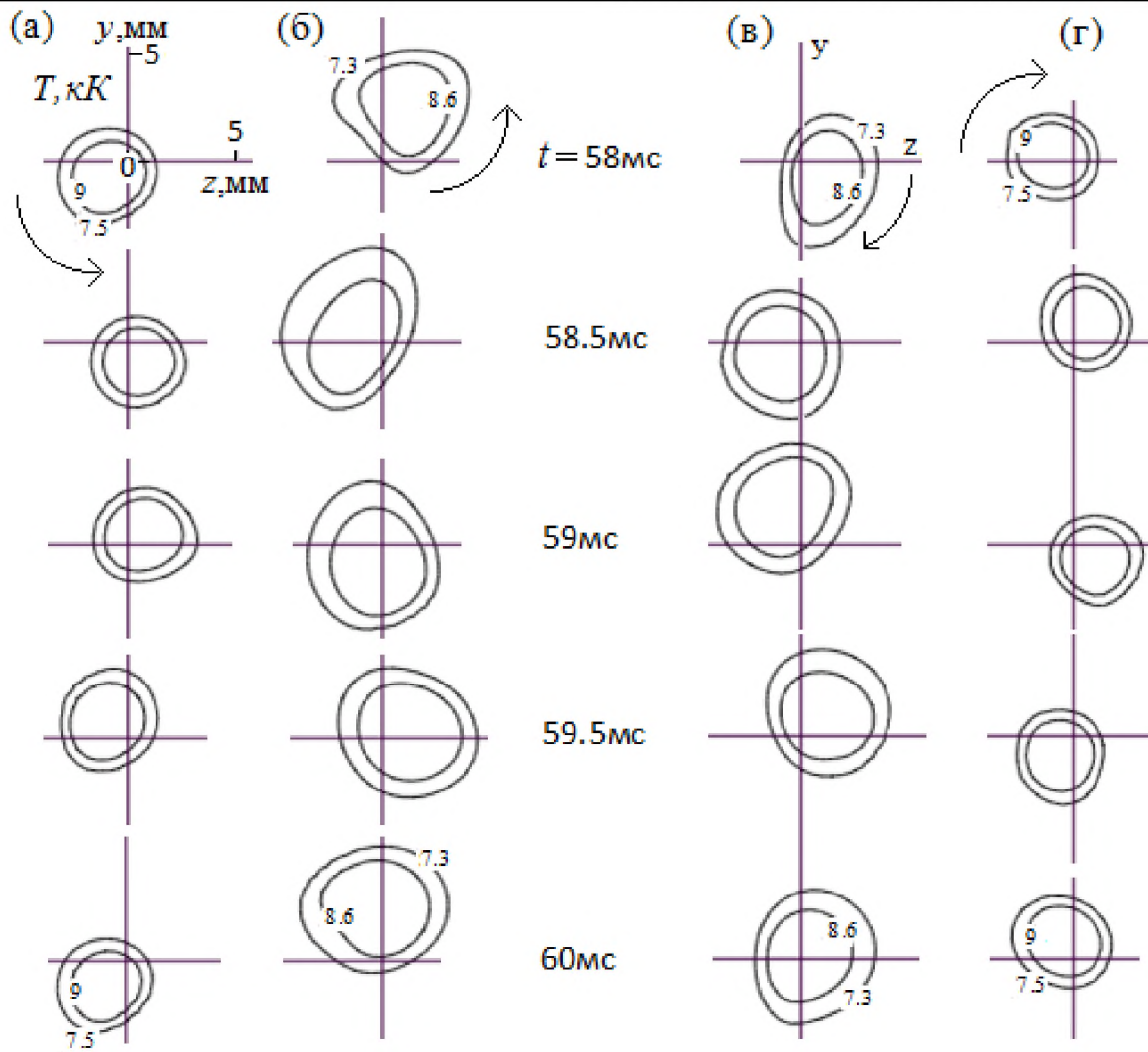


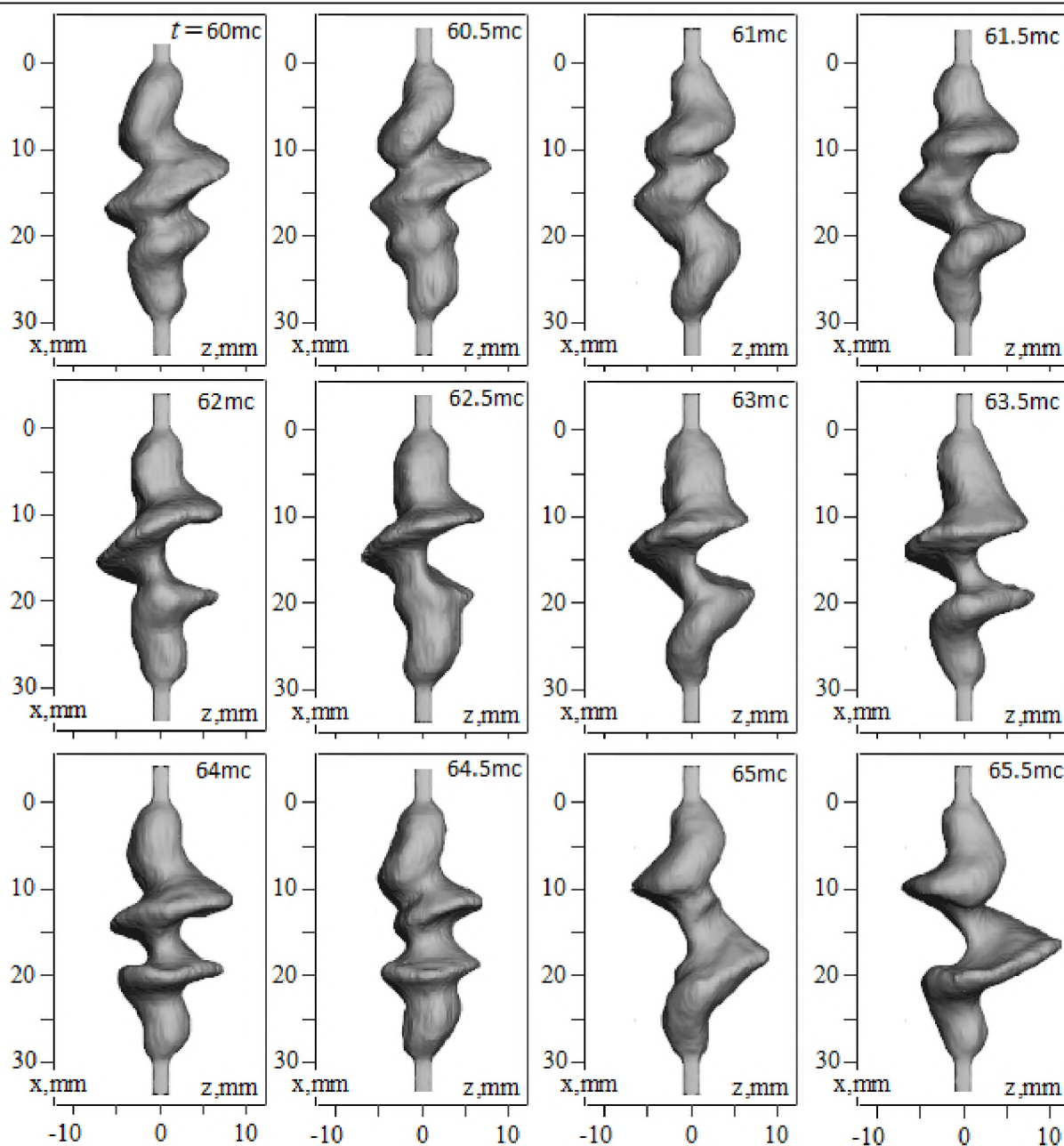
Рис.6. Распределение температуры T дуги в различные моменты времени t в различных поперечных сечениях y - z : столбец (а) – 5мм от катода, (б) – 10мм от катода, (в) – 10мм от анода, (г) – 5мм от анода. Стрелками указано направление вращения.

Третья особенность вращательного движения плазмы состоит в том, что величина отклонения одного и того же участка дуги от центральной оси неодинаковая во времени.

Перечисленные факторы приводят к тому, что винтовая форма дуги как целого не является постоянной и изменяется во времени (рис.7). При этом какая-либо явная закономерность изменения винтовой формы дуги не прослеживается.

Отметим, что по результатам расчета [3] винтовая дуга в канале занимает фиксированное положение и не вращается.

Можно предположить, что для открытой электрической дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле, стабильная винтовая форма на практике не реализуется.

Рис.7. Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 60 \div 65.5$ мс.

Заключение. Выполнено численное моделирование открытой электрической дуги постоянного тока, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле.

По результатам расчетов установлено, что столб открытой электрической дуги принимает винтовую пространственную форму и совершает вращение вокруг продольной оси. Направление вращения плазмы вблизи катода и анода является противоположным друг другу.

В поперечных сечениях дуги скорость вращения плазмы неодинаковая, а величина отклонения одного и того же участка дуги от центральной оси изменяется во времени.

Винтовая форма открытой дуги не является постоянной и изменяется во времени. По-видимому, открытая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле не может сохранять стабильную и неизменную винтовую форму.

Список литературы

1. H.G. Hulsmann and J. Mentel, The helical magnetic instability of arcs in an axial magnetic field treated by a linear time dependent perturbation theory, *Phys. Fluids* 39 (7), 1987. P.2274-2279.
2. M. Baeva and D. Uhrlandt, Non-equilibrium simulation of the spatial and temporal behavior of a magnetically rotating arc in argon, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2011, Vol. 20, No. 3, P. 035008-1–035008-10.
3. R. M. Urusov and I. R. Urusova Numerical simulation of a helical shape electric arc in the external axial magnetic field // *Physics of Plasmas* 23, 103502 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964281>
4. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. М: Московский энергетический институт. 1994. 402 с.
5. Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // *ТВТ*. 1980. Т. 18. № 1. С. 9.
6. Ганефельд Р.В. О винтовой неустойчивости дугового разряда в литиевой плазме // *ТВТ*, 2000. Т. 38. № 3. С. 507.
7. Лебедев А.Д., Урюков Б.А., Энгельшт В.С. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 7. Сильноточный дуговой разряд в магнитном поле. Новосибирск: Наука, 1992. 267 с.
8. Меккер Г. Причины движения и смещения дуги // *ТИИЭР*. – 1971.– Т. 59, № 4. – С. 4–14.
9. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги // *Теория электрической дуги в условиях теплообмена*. – Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1977. – С. 182–204.
10. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. Л.: Энергия, 1978. 160 с.
11. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 146 с.
12. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // *ДАН*. 1985. Т. 280. № 1. С. 99.
13. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // *Теплофизика высоких температур*, 2017, том 55, № 5, с. 661-668.
14. Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: Иностранная литература, 1961. 370 с.
15. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. Новосиб.: Наука, 1990. 374 с.