

УДК 537.527

Моделирование электрической дуги при локализованном воздействии внешнего аксиального магнитного поля

Урусова Индира Руслановна, кандидат физико-математических наук, и.о. доцента
 Султанова Фируза Рустамовна, кандидат физико-математических наук, и.о. доцента
 Нам Инна Эроновна, кандидат физико-математических наук, доцент
 Сапаралиева Алтынай Надырбековна, кандидат физико-математических наук,
 преподаватель
 Институт фундаментальных наук при КНУ им. Ж.Баласагына

DOI: 10.5281/zenodo.3242085

Выполнен численный расчет открытой электрической дуги постоянного тока во внешнем однородном аксиальном магнитном поле. Рассмотрено влияние локализованного воздействия внешнего аксиального магнитного поля, когда магнитное поле приложено не только по всей длине дуги, но также к некоторой части столба дуги. Установлено, что в случае локализованного воздействия внешнего магнитного поля винтовая форма столба дуги не формируется. При воздействии ВАМП на определенные участки столба дуги можно формировать локальную винтовую форму участка дуги.

Введение. Электрическая дуга, горящая во внешних магнитных полях, широко используется в науке и технике [1, 2]. В результате воздействия внешнего аксиального магнитного поля (ВАМП) протяженная дуга может отклоняться от цилиндрической симметрии и принимать винтовую форму [3, 4].

Вместе с тем, до настоящего времени отсутствуют исследования случаев, когда внешнее аксиальное магнитное поле приложено не по всей длине дуги, а только лишь к некоторой части столба дуги. Вместе с тем, возможность формировать отдельные участки столба дуги винтовой формы при локализованном воздействии ВАМП представляет определенный практический интерес.

Отдельно следует отметить некоторые трудности экспериментальных исследований винтовой дуги (см., например, [5, 6]). В экспериментальных установках электрическая дуга на протяжении всей длины помещается внутрь соленоида, с помощью которого создается внешнее аксиальное магнитное поле. В этом случае электрическая дуга закрыта соленоидом и, как следствие, визуальный доступ к столбу дуги ограничен. Подобные ограничения создают определенные трудности для диагностики характеристик дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле.

В качестве примера на рис.1 показана фотография [5] винтовой дуги в канале, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле. Фотография сделана через витки обмотки соленоида. Продольная темная полоса на оси изображения – реперная линия, задающая положение оси рабочей трубки. Поперечные светлые полоски представляют собой витки обмотки соленоида, которые намотаны шагом 10 витков/см. Видимые более узкими зоны *M* винтовой дуги вблизи реперной линии находятся за осью системы, видимые более широкими зонами *N* – находятся перед ней.



Рис.1. Фотография [5] винтовой дуги в канале, снятой через витки обмотки соленоида.

Если локализованное воздействие ВАМП позволит сформировать винтовую форму дуги по всей длине, тогда экспериментальные установки и методику исследований можно существенно упростить. Это значительно облегчит проведение опытных наблюдений.

Целью настоящей работы является проведение численных исследований характеристик электрической дуги, когда внешнее аксиальное магнитное поле приложено не по всей длине дуги, а только лишь в некоторой части столба дуги.

Формулировка задачи и математическая модель. Рассмотрим открытую электрическую дугу постоянного тока I длиной L , которая горит в аргоне атмосферного давления в однородном внешнем аксиальном магнитном поле H^{ext} . Численное моделирование выполняется в рамках нестационарных трехмерных МГД-уравнений, записанных в приближении частичного локального термодинамического равновесия электродуговой плазмы [7 – 9]:

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 баланса энергии газа электронов

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

уравнение баланса энергии газа тяжелых частиц:

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

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

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} u) = \text{div}(\mu \text{grad} u) - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_x + s_x + (\rho - \rho_0) \mathbf{g}, \quad (5)$$

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

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

уравнения Максвелла:

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

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

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

Полагается, что плазма аргона атмосферного давления однократно ионизована, квазинейтральна, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкая диссипация энергии мала, процессы в приэлектродных областях не рассматриваются.

В уравнениях (1–10) используются обозначения: t – время, ρ , λ_e , λ , μ , σ , ψ – соответственно плотность газа, теплопроводность электронного газа и газа тяжелых частиц, вязкость, электропроводность, излучение, m – масса атома плазмообразующего газа, N_i , N_a , N_e – концентрации ионов, атомов и электронов соответственно, $R_e = N_e(N_a K_i - N_e N_i K_r)$ – скорость генерации электронов, где K_i , K_r – константы ударной ионизации и трехчастичной рекомбинации соответственно, U_i – потенциал ионизации плазмообразующего газа, $P_e = N_e k T_e$ – парциальное давление электронов, k – постоянная Больцмана, $B = 3m_e / m k v_e N_e$ коэффициент обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами при упругих столкновениях, m_e – масса электрона, v_e – частота столкновений, \mathbf{g} – вектор ускорения свободного падения, q_e – элементарный заряд, μ_0 – магнитная постоянная, \mathbf{V} , \mathbf{E} , \mathbf{j} , \mathbf{H} – соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности собственного магнитного поля дуги, T , T_e – температура тяжелых частиц и электронов, P – давление, u , v , w – соответственно компоненты вектора скорости в направлениях осей координат x, y, z , \mathbf{V}_d , \mathbf{V}_t , \mathbf{V}_a – векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии, которые определяются по формулам: $\mathbf{V}_d = \mathbf{j} / (q_e N_e)$, $\mathbf{V}_t = -D_a / T_e \text{grad} T_e$, $\mathbf{V}_a = -D_a / N_e \text{grad} N_e$, где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, $\mathbf{V}_e = \mathbf{V} + \mathbf{V}_d + \mathbf{V}_t + \mathbf{V}_a$ – суммарная скорость электронов, s_x , s_y , s_z – дополнительные к $\text{div}(\mu \text{grad} u)$, $\text{div}(\mu \text{grad} v)$, $\text{div}(\mu \text{grad} w)$ вязкие слагаемые.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [7].

Электромагнитная часть задачи решается в рамках известной методики 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 $\text{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}$. Используя обобщенный закон Ома, условие сохранения электрического тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$ и уравнения Максвелла, приведем уравнения для расчета φ и компонент A_x , A_y , A_z к следующему виду:

$$\text{div}(\sigma \text{grad} \varphi) = \text{div}[\sigma \mu_0 (\mathbf{V}_e \times \mathbf{H}) - \sigma (\mu_0 \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad} P_e) / q_e N_e], \quad (11)$$

$$\text{div}(\text{grad} A_x) = -j_x, \text{div}(\text{grad} A_y) = -j_y, \text{div}(\text{grad} A_z) = -j_z \quad (12)$$

По рассчитанным значениям φ , A_x , A_y , A_z путем численного дифференцирования вычисляются компоненты векторов плотности тока и напряженности магнитного поля. Температура неплавящихся графитовых электродов определяется из нестационарного уравнения теплопроводности.

Методика численного решения уравнений. Граничные и начальные условия. Следуя известной методике [10], система уравнений (1–12) после несложных преобразований может быть записана в виде обобщенного уравнения, дифференциальная форма записи которого имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \beta \rho v \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \beta \rho w \Phi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \delta \quad (13)$$

где Φ — одна из неизвестных: N_e , T_e , T , u , v , w , φ , A_x , A_y , A_z . Значения коэффициентов α , β , ν , δ зависят от смысла переменной Φ .

Численное решение обобщенного дифференциального уравнения (13) 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 [10]. В результате интегрирования по контрольному объему исходная система дифференциальных уравнений приводится к системе алгебраических уравнений, которая затем решается итерационным методом Зейделя–Гаусса с применением нижней релаксации.

Для рассчитываемых переменных граничные условия задаются по периметру расчетной области $ABCDEFGH$ (рис. 2) и начальные условия в момент времени $t = 0$.

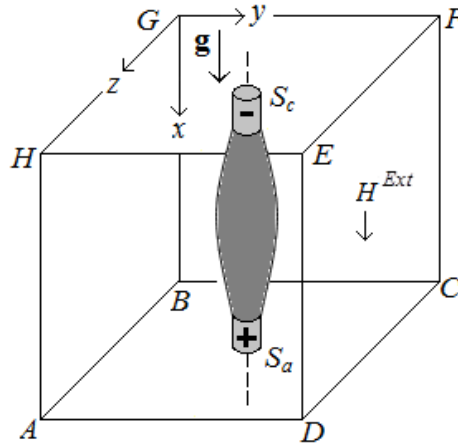


Рис. 2. Схема расчетной области $ABCDEFGH$ в декартовых координатах x, y, z . «-» катод, «+» анод. Пунктир - - - центральная ось дуги.

Аналогично модели [9], на внешних границах прямоугольной расчетной области в сечениях $ABCD, EFGH, ABGF, DCHE, CBGH, ADEF$ (см. рис.2) значения температуры и концентрации электронов равны значениям температуры T_e^{\min} и концентрации N_e^{\min} «холодного» не ионизованного газа: $T_e = T_e^{\min} = 3 \text{ кК}$, $N_e = N_e^{\min} = 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Температура тяжелых частиц полагается равной температуре холодного газа $T = 300 \text{ К}$.

Течение электрического тока отсутствует и потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия $\partial\varphi/\partial\mathbf{n} = 0$, где \mathbf{n} – нормаль к поверхности границы. На внешней токоведущей торцевой поверхности катода S_c и анода S_a потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия протекания электрического тока I по нормали к поверхности. Такое же условие для φ используется на границе «катод–плазма». Вне катода и анода течение электрического тока отсутствует. Отметим, что в настоящей работе за направление электрического тока I выбрано направление движения электронов от катода (-) к аноду (+).

Компоненты векторного потенциала A_x, A_y, A_z магнитного поля определяются из условия равенства нулю первой производной $\partial A/\partial\mathbf{n} = 0$ по нормали к границе. Давление P полагается равным относительному значению $P = 1 \text{ Па}$. Компоненты скорости u, v, w определяются из условия $\partial^2 V/\partial\mathbf{n}^2 = 0$.

Принято, что в начальный момент времени между электродами существует токопроводящая высокотемпературная ($T = 9 \text{ кК}$) зона с неподвижным газом в форме цилиндра диаметром, равным диаметру электродов.

Численная реализация винтовой формы электрической дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле, проводится на основе схемного аналога флуктуаций температуры электронов [9].

В расчетной области, которая включает в себя дуговую плазму и твердую фазу катода «-» и анода «+», решение уравнений проводится на основе метода фиктивных областей, разработанного в [11, 12] для задач гидродинамики, и который адаптирован для расчета электрической дуги в нерегулярных областях [13].

Обсуждение результатов. Рассчитывается открытая электрическая дуга силой тока $I = 40 \text{ А}$ и межэлектродным расстоянием $L = 50 \text{ мм}$ (см. рис.2), горящая в однородном внешнем аксиальном магнитном поле величиной $H^{\text{Ext}} = 5 \text{ кА/м}$. Дуга горит между графитовыми электродами радиусом $r = 0,5 \text{ мм}$ с торцевой токоведущей поверхностью. Сеточный шаг во всех направлениях принят одинаковым и равен $0,5 \text{ мм}$, шаг по времени равен $\tau = 10^{-4} \text{ с}$. Размер сеточной области в направлениях координатах x, y, z составляет соответственно $121 \times 101 \times 101$ узловых точек.

Рассмотрим расчетные характеристики дуги во внешнем магнитном поле, которое воздействует целиком на весь дуговой столб. Эти результаты будут использоваться в качестве своеобразного эталона, с которым проводится сравнение результатов расчета дуги при локализованном воздействии внешнего аксиального магнитного поля.

Вначале до момента времени $t = 30 \text{ мс}$ численный расчет проводится без внешнего магнитного поля ($H^{\text{Ext}} = 0$), пока характеристики дуги не достигнут стационарного распределения. После этого, начиная с момента времени $t = 30 \text{ мс}$ полагается, что дуга горит во внешнем магнитном поле величиной $H^{\text{Ext}} = 5 \text{ кА/м}$, которое воздействует на всю длину дуги, а также на различные участки столба дуги.

На рис.3 показана эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60 \text{ мс}$, когда ВАМП воздействует на всю длину столба дуги. Видно, что в результате воздействия внешнего аксиального магнитного поля дуга отклоняется от цилиндрической симметрии и принимает винтовую про-

странственную форму. Физика процессов винтовой формы дуги во внешнем магнитном поле $H^{Ext} = 5 \text{ кА/м}$ обсуждается в работе [9] и поэтому в настоящей статье не приводится. Результаты на рис.3, как отмечалось выше, используются только лишь для сравнения.

Далее рассмотрим влияние локализованного воздействия магнитного поля на формирование винтовой формы электрической дуги.

Результат воздействия ВАМП на столб дуги только вблизи электродов приводится на рис.4, где показана эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60 \text{ мс}$, а также указаны размеры области воздействия ВАМП.

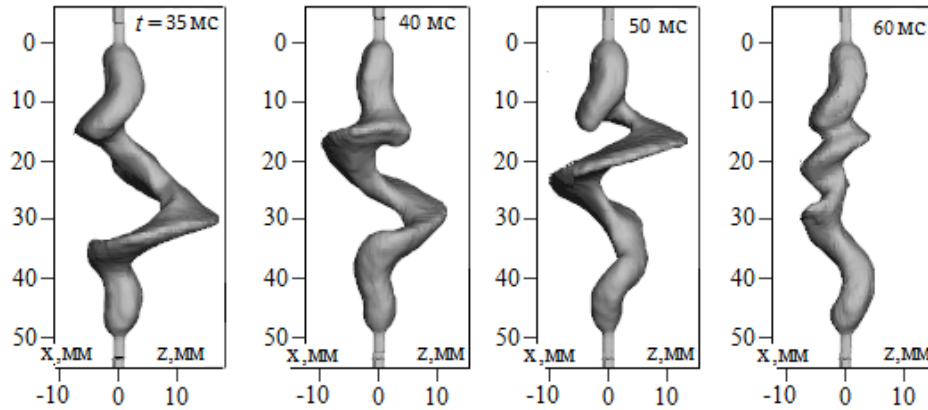


Рис.3. Эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60 \text{ мс}$. ВАМП воздействует на всю длину столба дуги.

Сравнение с результатами на рис.3 показывает существенное различие. Из рис.4 видно, что при воздействии ВАМП только на участки дуги вблизи электродов столб дуги слабо реагирует на внешнее магнитное поле и четко выраженной винтовой структуры столба дуги не наблюдается.

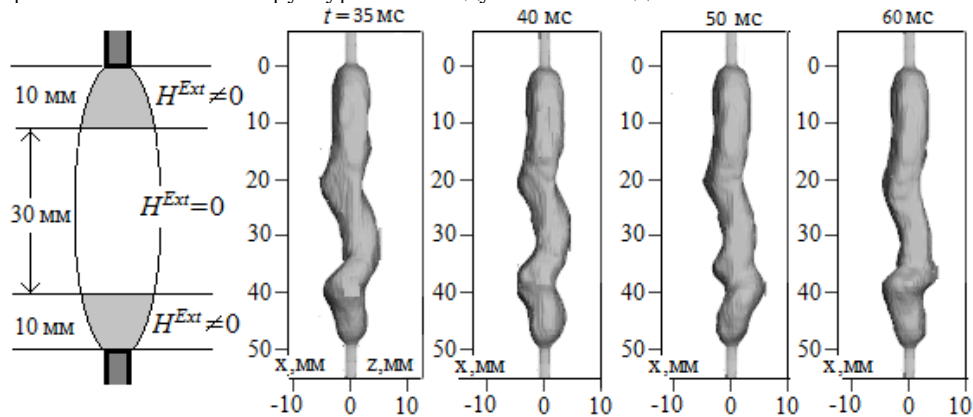


Рис.4. Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60 \text{ мс}$. ВАМП воздействует на столб дуги вблизи электродов (затемненные участки).

Эволюция пространственной формы столба дуги в случае воздействия ВАМП только на середину столба показана на рис.5.

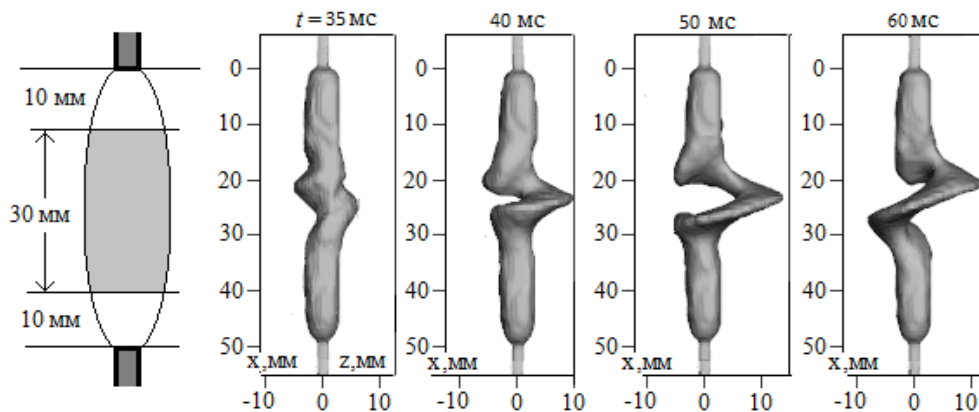


Рис.5. Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60 \text{ мс}$. Воздействие ВАМП на середину столба дуги (затемненный участок).

Сравнение с результатами на рис.3 также показывает существенное различие. Из рис.5 видно, что прилегающие к электродам участки столба дуги протяженностью около 15 мм имеют практически цилиндрическую форму. Только в середине столба дуги протяженностью около 20 мм наблюдается один виток спирали.

Результат воздействия ВАМП только на верхнюю половину столба дуги представлен на рис.6. Видно, что верхняя половина столба дуги со стороны катода в результате воздействия ВАМП принимает винтовую форму. Однако винтовая структура верхней половины столба дуги не распространяется на нижнюю половину столба. Из рис.6 видно, что нижняя половина столба дуги сохраняет практически цилиндрическую пространственную форму. Сравнение с результатами на рис.3 показывает по-прежнему существенное различие.

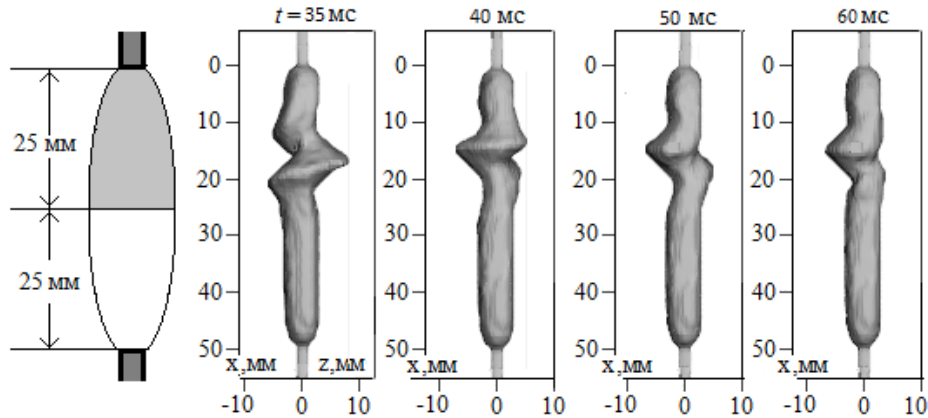


Рис.6. Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60$ мс. Воздействие ВАМП на верхнюю половину столба дуги (затемненный участок).

Результат воздействия ВАМП только на продольную половину столба дуги приведен на рис.7. Анализ показывает, что полноценной винтовой структуры столба дуги, аналогично тому, как на рис.3, в данном случае не происходит. Со стороны электродов участки столба дуги протяженностью около 20 мм сохраняют цилиндрическую форму, и только лишь в средней части дугового столба протяженностью около 10 мм наблюдается половина витка спирали.

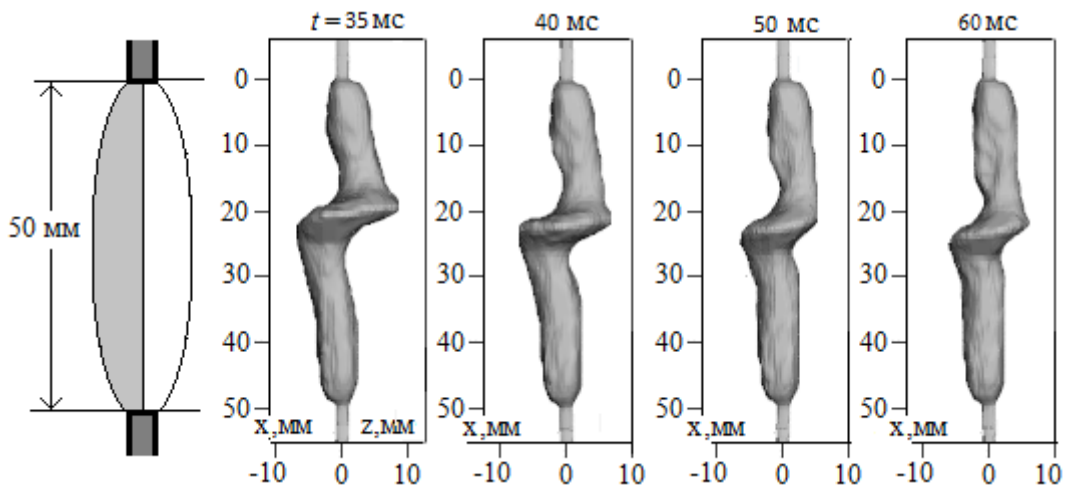


Рис.7. Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 35 - 60$ мс. Воздействие ВАМП только на продольную половину дуги (затемненный участок).

Анализ результатов расчета на рис.5, 6, 7 показывает также, что при воздействии ВАМП на определенный участок столба дуги можно формировать локальную винтовую форму этого участка дуги.

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

Рассмотрено влияние локализованного воздействия внешнего аксиального магнитного поля, когда магнитное поле приложено не по всей длине дуги, а только лишь в некоторой части столба дуги. Проведен анализ результатов расчета при воздействии ВАМП на участки дуги только вблизи электродов, только в середине столба дуги, только на верхнюю половину столба дуги и воздействия ВАМП на продольную половину дуги.

Выполнено сравнение расчетных данных с результатами воздействия ВАМП на всю длину столба дуги. Установлено, что в случае локализованного воздействия внешнего магнитного поля винтовая форма столба дуги не формируется. Для формирования винтовой пространственной формы столба дуги во внешнем аксиальном магнитном поле необходимо воздействие магнитного поля по всей длине дуги.

При воздействии ВАМП на определенные участки столба дуги можно формировать локальную винтовую форму этого участка дуги.

Литература:

1. Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // ТВТ. 1980. Т. 18. № 1. С. 9.
2. Данаев Н.Т. Эффективные методы численного решения уравнений гидродинамики в сложных областях // Дисс. на соиск. уч. степени док. физ.-мат. наук. КазГУ им. Аль-Фараби. – Алматы, 1994.
3. 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.
4. Меккер Г. Причины движения и смещения дуги // ТИИЭР. – 1971. Т. 59, № 4. С.4–14.
5. Мельникова Т.С., Попенко В.Г., Уланов И.М. Влияние аксиального магнитного поля на электрическую дугу // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1979. № 3, вып. 1. С. 21.
6. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги. В кн. Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977. 182 с.
7. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 146 с.
8. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // ДАН. 1985. Т. 280. № 1. С. 99.
9. Смагулов Ш., Сироченко В.П., Орунханов М.К. Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. – Алматы, 2001. – 276 с.
10. Урусов Р.М., Урусова И.Р. О механизмах формирования винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // ТВТ, 2019. Т. 57. № 3.
11. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // М.: Теплофизика высоких температур, 2004. – т.42. – № 3. – С. 374 – 382.
12. Урусова И.Р. Особенности гидродинамики и конвективного теплопереноса в открытой электрической дуге во внешнем аксиальном магнитном поле. Бишкек, Известия КГТУ им. И.Раззакова, 2018, №2(46), с.322-331.
13. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. Новосибирск: Наука, 1990. 374 с.