

КОМПЬЮТЕРНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ДВОЙНОГО ШУНТА МЕЖДУ ВИТКАМИ ВИНТОВОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

И.Р. Урсова, Э.М. Бакирова, А.Н. Сапаралиева

Институт фундаментальных наук при КНУ им. Ж.Баласагына, Бишкек, Кыргызстан

E-mail: moon4ik_29@mail.ru, elizabeth_83@mail.ru, saparaliev1980@mail.ru

В рамках нестационарной трехмерной математической модели в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы выполнены расчеты открытой электрической дуги постоянного тока в однородном внешнем аксиальном магнитном поле. При некоторых значениях силы тока, межэлектродного расстояния и внешнего магнитного поля обнаружен режим двойного шунтирования между витками спирали столба дуги. Причиной шунтирования являются конвективный теплоперенос потоками плазмы и скольжение теплового поля дуги. В результате воздействия указанных факторов формируется тепловое поле, которое создает новую локальную электропроводящую область, где происходит электрический пробой.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, открытая электрическая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле, винтовая форма столба дуги.

Введение. В различных технологических процессах и научных исследованиях находит применение электрическая дуга, горящая во внешнем магнитном поле [1-4]. Установлено, что в результате воздействия внешнего аксиального магнитного поля дуговой столб может приобретать винтовую пространственную форму [5-9].

В ходе численных экспериментов [10] было обнаружено также явление шунтирования дуги между витками спирали, когда происходил электрический пробой между витками спирали винтовой дуги. В настоящей работе приводится описание явления двойного шунтирования дуги между витками спирали.

Полученные результаты позволяют расширить знания о протекающих процессах в электрической дуге во внешнем аксиальном магнитном поле и могут быть использованы с целью оптимизации и разработки новых плазменных технологий.

Постановка задачи и математическая модель. Рассчитывается электрическая дуга постоянной силы тока I , межэлектродным расстоянием L , горящая в аргоне атмосферного давления в однородном внешнем аксиальном магнитном поле (ВАМП) величиной H^{Ext} . Расчеты проводятся на основе нестационарных 3-D уравнений электрической дуги, записанных в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы. В декартовой системе координат (x, y, z) уравнения могут быть записаны в следующем виде [11, 12]:

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

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

(3)

уравнение баланса энергии газа тяжелых частиц

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

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

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

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

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

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

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

Отметим, что в алгоритме расчета напряженность внешнего аксиального магнитного поля H^{Ext} добавляется к x -компоненте собственного магнитного поля дуги H_x , т.е. $H_x + H^{Ext}$. В соответствии с оценками [11] в математической модели принято, что плазма является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкая диссипация энергии и приэлектродные процессы не рассматриваются.

При записи уравнений (1–10) использованы следующие 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; 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, определяемые 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 [11].

Электромагнитная часть задачи решается в переменных φ, A , где φ – скалярный потенциал электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi$, A – векторный потенциал магнитного поля [12]. Температура неплавящихся графитовых электродов определяется из уравнения теплопроводности. Диаметр электродов принят равным 1 мм.

Метод решения уравнений, постановка граничных и начальных условий. В соответствии с методикой [13] систему уравнений (1–10) представим в форме обобщенного дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial \alpha \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \beta v_i \rho \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_j \rho \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \beta v_k \rho \Phi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \delta, \quad (11)$$

здесь Φ является одной из неизвестных (N_e , T_e , T , u , v , w , φ , A_x , A_y , A_z). Для каждой переменной Φ имеются свои коэффициенты α , β , γ , δ .

Численное решение уравнения (11) проводим методом контрольного объема на основе конечных разностей. Используется неявная разностная схема, неизвестные переменные (скорость и давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [13]. Полученная система алгебраических уравнений решена итерационным методом Зейделя–Гаусса с использованием нижней релаксации.

Для рассчитываемых переменных постановка граничных условий проведена по периметру расчетной области $ABCDEFGH$ (рис. 1). Начальные условия задаются в некоторый условный момент времени $t = 0$.

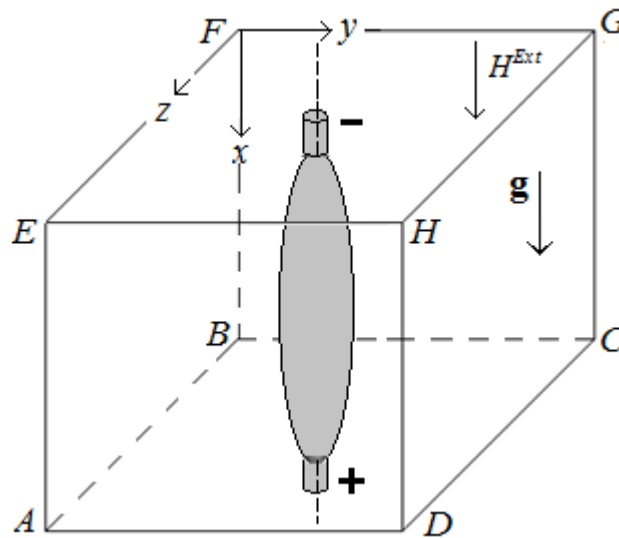


Рисунок – 1. Схема расчетной области в декартовых координатах x , y , z .
Пунктирная линия - - - – центральная ось дуги

На внешних границах прямоугольной расчетной области значения температуры и концентрации электронов равны значениям температуры T_e^{\min} и концентрации N_e^{\min} «холодного» не ионизованного газа: $T_e = T_e^{\min} = 3$ кК, $N_e = N_e^{\min} = 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Температура тяжелых частиц принята равной температуре холодного газа $T = 300$ К.

При отсутствии электрического тока потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия $\partial \varphi / \partial n = 0$, где 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 электрический ток 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 $\partial A / \partial n = 0$ по нормали к границе.

Давление P полагается равным относительному значению $P = 1$ Па. Компоненты скорости u , v , w определяются из условия равенства нулю $\partial^2 V / \partial n^2 = 0$.

В начальный момент между электродами задаётся высокотемпературная ($T = 9$ кК) зона с неподвижным газом в форме цилиндра.

Расчет характеристик в нерегулярной области, включающей в себя дуговую плазму и электроды, проводится в рамках метода фиктивных областей [14], адаптированного для расчета электрической дуги [15].

Для моделирования винтовой формы дуги во внешнем аксиальном магнитном поле используется схемный аналог флуктуаций температуры электронов [16].

Обсуждение результатов расчета.

1. Рассмотрим расчетные характеристики дуги при значениях $L = 50$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 5$ кА/м. Отметим, что вначале, до выхода характеристик дуги на стационарный режим, расчет проводится без внешнего аксиального магнитного поля, т.е. $H^{Ext} = 0$. Начиная с момента времени $t = 30$ мс принято, что дуга горит во внешнем аксиальном магнитном поле $H^{Ext} = 5$ кА/м, и «схемный» аналог флуктуации температуры электронов [14] «включён» в вычислительный алгоритм.

Как отмечалось выше, в ходе численных экспериментов было обнаружено явление шунтирования между витками спирали [10]. В качестве примера на рис. 2 показано развитие шунтирования на интервале времени $t = 134 \div 136$ мс. Из рисунка видно, что между витками спирали винтовой дуги происходит электрический пробой в аксиальном направлении.

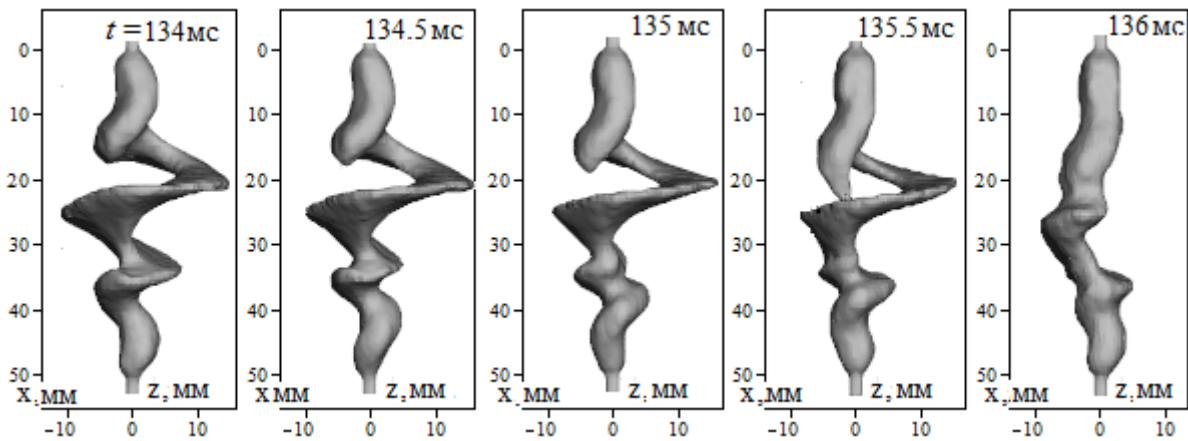


Рисунок – 2. Шунтирование в аксиальном направлении со стороны катода;
 $L = 50$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 5$ кА/м

Вследствие этого происходит разрушение регулярной винтовой структуры. Вычислительный эксперимент показал, что шунтирование может быть как со стороны катода, так и со стороны анода (рис. 3).

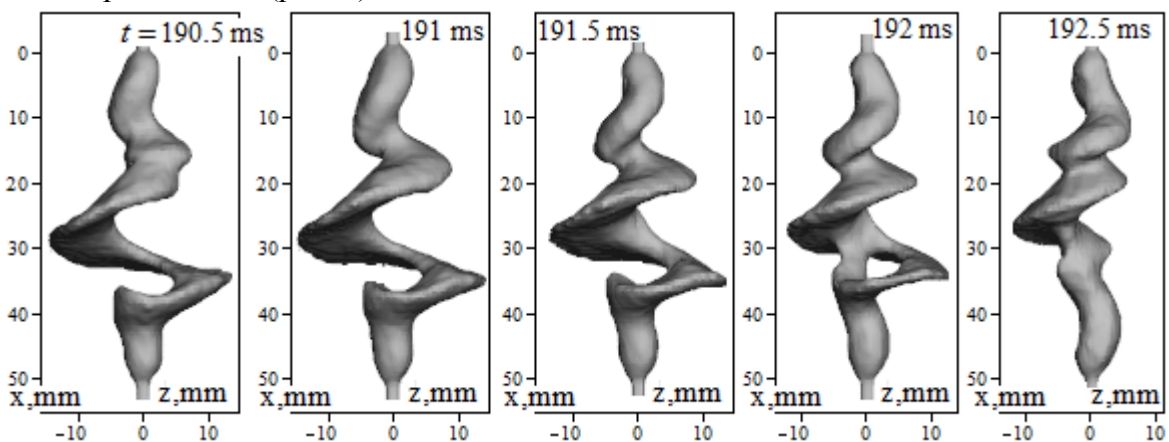


Рисунок – 3. Шунтирование в аксиальном направлении со стороны анода;
 $L = 50$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 5$ кА/м

Катодный и анодный потоки плазмы стремятся выпрямить столб дуги и способствуют теплопереносу в аксиальном направлении в приосевой области. Возникающее новое тепловое поле формирует зону электрической проводимости, и в этой зоне происходит пробой. 2. Увеличение ВАМП от 5 до $H^{Ext} = 7$ кА/м при тех же значениях $L = 50$ мм, $I = 40$ А приводит к разрыву столба дуги (рис. 4).

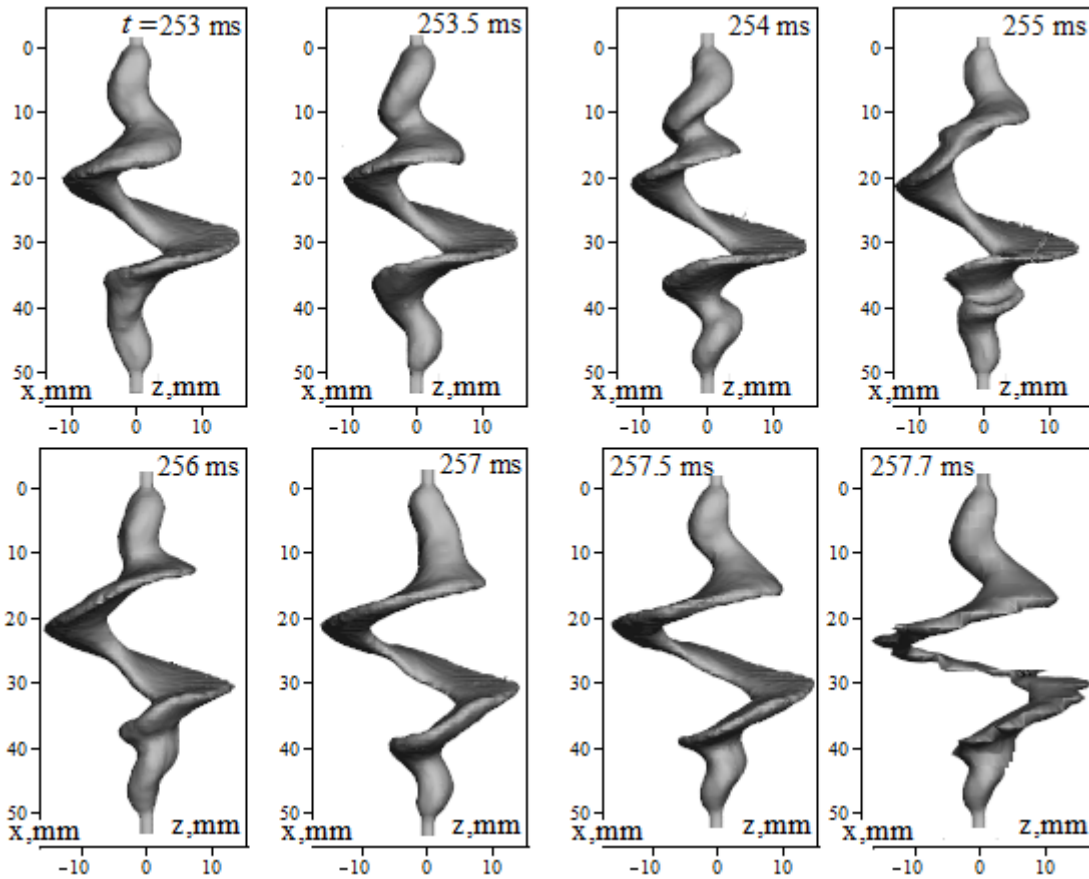


Рисунок – 4. Фрагмент эволюции формы дуги перед разрывом, $L = 50$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 7$ кА/м

На рис. 4 показано изменение формы дуги, когда с момента времени $t = 253$ мс значение ВАМП в вычислительном алгоритме увеличено с 5 до 7 кА/м. Из рисунка видно, что столб дуги превращается в один большой виток, диаметр которого возрастает во времени. К моменту $t = 257.7$ мс практически происходит разрыв дуги. Разрыв обусловлен увеличением силы Ампера $F_A \sim (j_r \times H^{Ext})$, которая ещё больше деформирует столб дуги. Таким образом, в сравнительно больших внешних магнитных полях шунтирования не будет происходить, а будет происходить разрыв столба дуги.

3. Далее рассмотрим результаты расчета при значениях параметров $L = 70$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 1,1$ кА/м. По сравнению с предыдущими вариантами (см. п.1, 2) увеличено межэлектродное расстояние от 50 до 70 мм при одинаковой силе тока 40 А. Однако при этом уменьшена величина ВАМП до 1,1 кА/м. Известно, что аксиальные потоки плазмы со стороны электродов способствуют стабилизации дугового столба. Вместе с тем увеличение межэлектродного расстояния (при одинаковой силе тока) уменьшает стабилизирующее влияние аксиальных потоков плазмы.

В этом случае столб дуги является более чувствительным к воздействию ВАМП. По этой причине величина ВАМП уменьшена до $H^{Ext} = 1,1$ кА/м. В противном случае в численном расчете происходит разрыв дуги.

Анализ результатов (рис. 5) показывает, что в данном случае тоже наблюдается шунтирование витка спирали. Отметим, что при заданных параметрах дуги формируется только один виток спирали. Физика процессов здесь аналогичная варианту п.1. – катодный и

анодный потоки плазмы стремятся выпрямить столб дуги и способствуют теплопереносу в аксиальном направлении в приосевой области. Возникающее тепловое поле формирует зону электрической проводимости и происходит пробой.

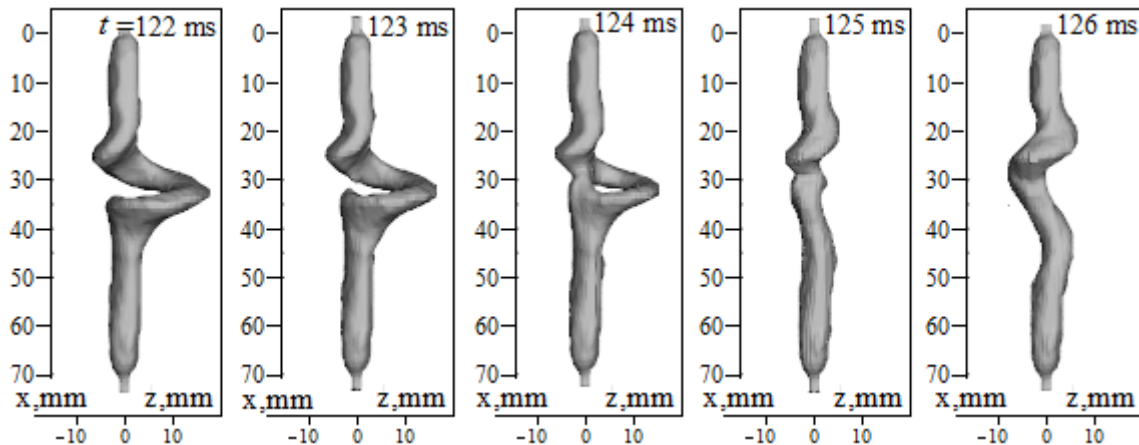


Рисунок – 5. Фрагмент эволюции формы столба дуги $L = 70$ мм, $I = 40$ А, $H^{Ext} = 1,1$ кА/м

Результаты расчетов показали, что увеличение ВАМП от 1,1 до 1,3 кА/м приводит уже к разрыву столба дуги. Качественно процесс разрыва столба дуги является аналогичным, как показано на рис. 4.

4. Рассмотрим результаты расчета при $L = 70$ мм, $I = 60$ А. По сравнению с предыдущим вариантом (см. п.3) сила тока увеличена с 40 до 60А. Была проведена серия численных расчетов для различных значений $H^{Ext} = 1; 1,5; 2; 3$ и 4 кА/м.

Анализ результатов показал, что при значениях $H^{Ext} = 1$ и 1,5 кА/м столб дуги принимает винтовую форму, однако шунтирования не наблюдается. Шунтирование происходит с увеличением ВАМП до значений $H^{Ext} = 2 - 3$ кА/м.

На рис. 6 показан фрагмент эволюции пространственной формы столба дуги для следующих значений: $L = 70$ мм, $I = 60$ А, $H^{Ext} = 3$ кА/м.

Как и в предыдущих вариантах, пространственная форма дуги не является постоянной и меняется во времени. На интервале времени $\Delta t = 173 \div 174,7$ мс показан процесс шунтирования витка спирали дуги. Шунтирование между витками спирали, как уже отмечалось выше, вызвано конвективным теплопереносом катодным потоком плазмы в аксиальном направлении.

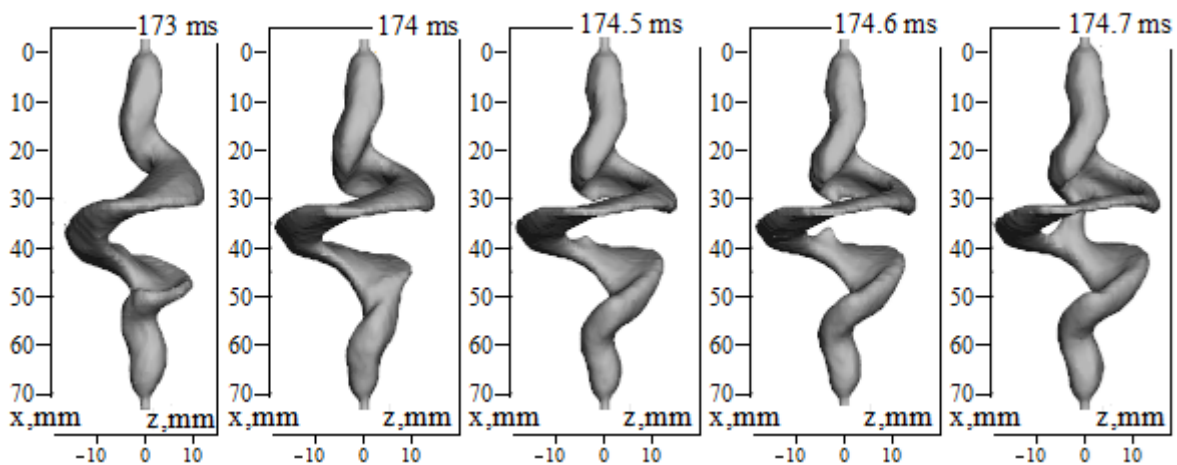


Рисунок – 6. Фрагмент эволюции формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 170,5 \div 174,7$ мс. $L = 70$ мм, $I = 60$ А, $H^{Ext} = 3$ кА/м

Для дуги при значениях параметров $L = 70$ мм, $I = 60$ А, $H^{Ext} = 3$ кА/м выявлена особенность – наблюдается одновременно двойное шунтирование (рис. 7). Пробой происходит одновременно в двух местах.

Аналогично одиночному шунтированию при двойном шунтировании наряду с конвективным теплопереносом дополнительно возникает кондуктивный теплоперенос, обусловленный скольжением теплового поля дуги [17, 18]. Вслед за новым тепловым полем формируется локальная зона электропроводности, где происходит пробой.

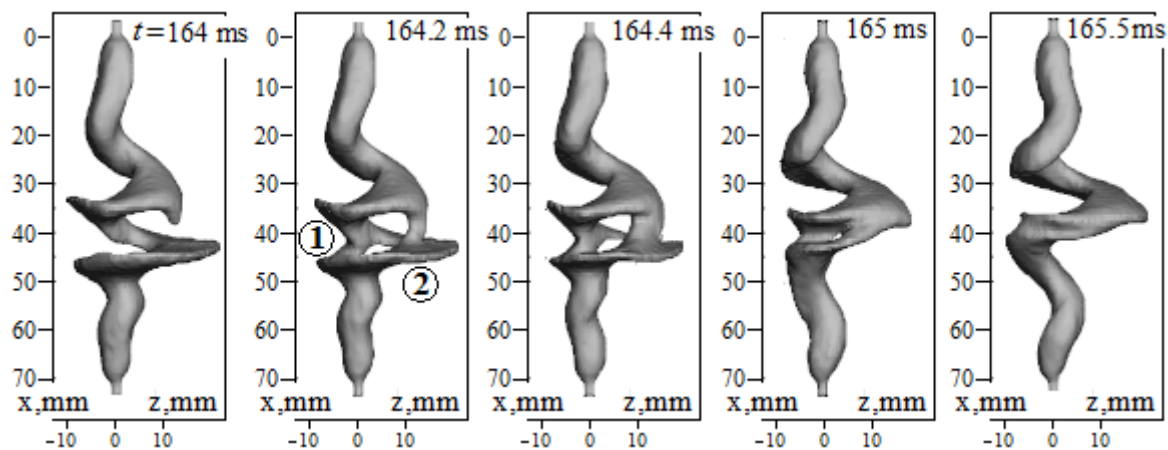


Рисунок – 7. Пример одновременного двойного шунтирования участков дуги.

Цифрами 1 и 2 в момент времени $t = 164,2$ мс указаны участки шунтирования.

$$L = 70 \text{ мм}, I = 60 \text{ А}, H^{Ext} = 3 \text{ кА/м}$$

Дальнейшее увеличение ВАМП до $H^{Ext} = 4$ кА/м приводит к разрыву столба дуги, качественно аналогичное тому, как ранее показано на рис. 4.

Заключение. Выполнено компьютерное моделирование открытой дуги во внешнем аксиальном магнитном поле. Обнаружен режим двойного шунтирования витков спирали между собой, когда пробой происходит одновременно в двух местах. Явление шунтирования обусловлено конвективным теплопереносом потоками плазмы и скольжением теплового поля дуги. При этом зарождающееся новое тепловое поле создает локальную область электропроводности, где наблюдается двойной пробой газа между витками спирали винтовой дуги.

Литература

1. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. – М.: Иностранная литература, 1961. – 370 с.
2. 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.
3. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // ДАН. 1985. – Т. 280. – № 1. – С. 99.
4. Чередниченко В.С., Аньшаков А.С., Кузьмин М.Г. Плазменные электротехнологические установки. – Новосибирск: НГТУ, 2005. – 508 с.
5. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги. В кн. Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1977. – 182 с.
6. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. –Л.: Энергия, 1978. – 160 с.
7. Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // Теплофизика высоких температур. 1980. – Т. 18. – № 1. – С. 9.
8. Ганефельд Р.В. О винтовой неустойчивости дугового разряда в литиевой плазме // ТВТ, 2000. – Т. 38. –№ 3. – С. 507.
9. Недоспасов А.В. Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // УФН. – 1975. – Т.16. –№4. – С.643.

10. Урусова И.Р. Численный эксперимент шунтирования витков спирали винтовой формы электрической дуги // Проблемы автоматки и управления. – №1 (36). – 2019.
11. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 374 с.
12. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Нестационарная трехмерная модель электрической дуги. ч. 1. Математическая модель и результаты тестирования // Теплофизика и аэромеханика, – Новосибирск, 2014, № 1. – С. 121.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. –М.: Энергоатомиздат, 1984. – 146 с.
14. Смагулов Ш., Сироченко В.П., Орунханов М.К. Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. – Алматы: Гылым, 2001. – 276 с.
15. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // Теплофизика высоких температур, 2004. –Т. 42. – № 3. – С. 374.
16. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // Теплофизика высоких температур, 2017. – Т. 55. –№ 5. – С. 661.
17. Меккер Г. Причины движения и смещения дуги // ТИИЭР. 1971. – Т. 59. – № 4. – С. 4.
18. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. – Л.: Энергия, 1978. – 160 с.