

УДК 537.527

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИНТОВОЙ ФОРМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ. ВЛИЯНИЕ СЕТОЧНОГО ШАГА РАЗНОСТНОЙ ЗАДАЧИ

Урусова Индира Руслановна

кандидат физико-математических наук, доцент,

Кыргызский государственный юридический университет,

Бишкек, пр. Чуй, 180.

0700 54-02-02, e-mail: moon4ik_29@mail.ru, ORCID ID 0000-0003-2898-1069

Выполнены расчёты открытой электрической дуги в однородном внешнем аксиальном магнитном поле при различных значениях сеточного шага $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм. Установлено, что численная реализация винтовой формы дуги не зависит от величины сеточного шага и формируется в результате воздействия схемного аналога флуктуаций.

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

Введение. Электрическая дуга во внешнем магнитном поле широко используется в научных исследованиях и технологических процессах [1–3]. Из опыта известно, что в однородном внешнем аксиальном магнитном поле (ВАМП) протяженная электрическая дуга может отклоняться от цилиндрической симметрии и принимать винтовую пространственную форму [4–6]. Подобные режимы горения дуги во внешнем аксиальном магнитном поле имеют большое прикладное значение и вызывают научный интерес [7–10]. В частности, в теоретических работах [11–14] в рамках нестационарной трехмерной математической модели в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы предложен алгоритм численной реализации винтовой формы электрической дуги. Указанный алгоритм основан на применении в итерационном процессе схемного аналога флуктуаций температуры электронов.

Вместе с тем известно, что численные методы обладают рядом особенностей по сравнению с аналитическими методами решения дифференциальных уравнений. Так, например, результаты численного расчета могут зависеть от величины сеточного шага Δ разностной задачи [14–17]. Известны примеры, когда для различных значений сеточного шага получали качественно различные результаты расчёта.

На рисунке 1 показан пример [16] расчета течения изотермической жидкости в каверне в виде изолиний функции тока ψ . Расчеты проведены при различных значениях безразмерного сеточного шага: $\Delta = 1$ и вдвое меньшем значении $\Delta = 0,5$, при этом количество узлов сеточной области составляло (20×17) и (39×33) соответственно. Из рисунка видно, что при более крупном сеточном шаге $\Delta = 1$ в каверне наблюдаются основной и вторичный вихрь в нижней части каверны. Однако на более мелкой сетке шагом $\Delta = 0,5$ вторичный вихрь практически исчезает, смещаясь в нижний правый угол каверны. Теперь всю область каверны занимает основной вихрь.

На рисунке 2 представлена расчетная форма столба дуги в отсутствие ВАМП ($H^{Ext} = 0$) и при его наличии величиной $H^{Ext} = 5$ кА/м [13]. Результаты приведены для открытой электрической дуги постоянного тока межэлектродным расстоянием $L = 50$ мм, силой тока $I = 40$ А на равномерной сетке шагом $\Delta = 0,5$ мм.

Из рисунка 2а видно, что в отсутствие внешнего аксиального магнитного поля столб дуги обладает цилиндрической симметрией.

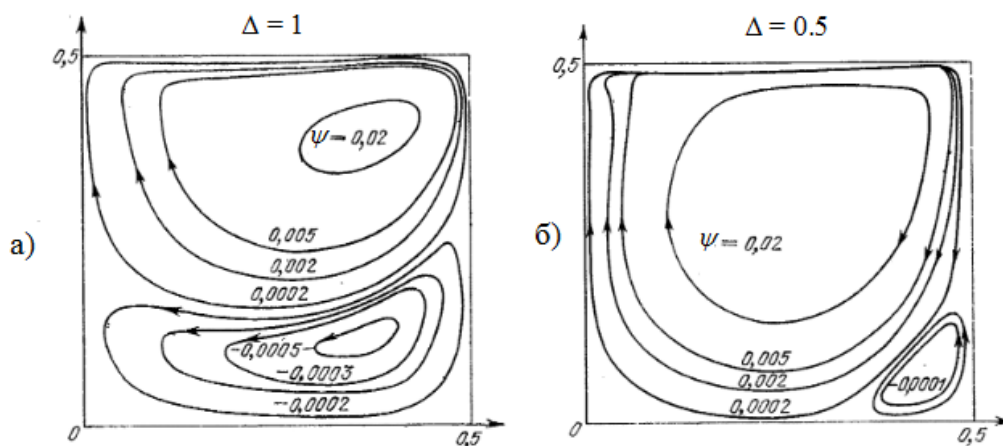


Рисунок 1– Расчетная картина течения изотермической жидкости в каверне при различных значениях сеточного шага: а) – $\Delta = 1$, б) – $\Delta = 0,5$ [16]

Однако при наличии внешнего аксиального магнитного поля H^{Ext} цилиндрическая симметрия столба дуги нарушается, и в некоторый момент времени столб дуги принимает четко выраженную винтовую пространственную форму (рис.2б).

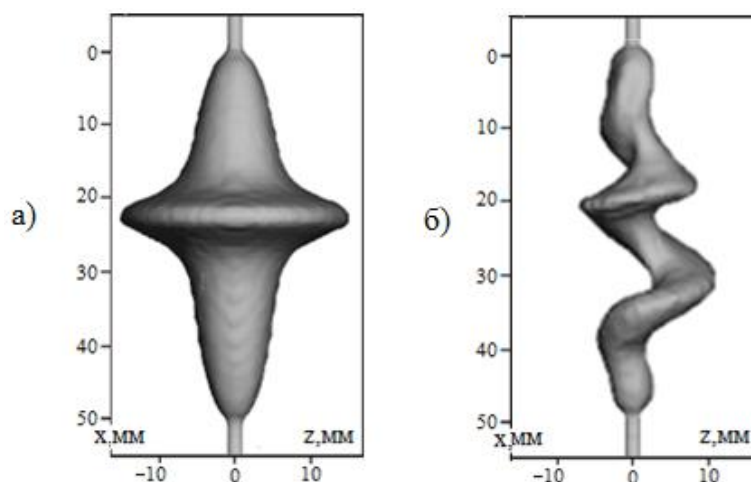


Рисунок 2 – а) расчетная форма столба дуги в отсутствие внешнего аксиального магнитного поля $H^{Ext} = 0$, б) $H^{Ext} = 5$ кА/м [13]

Правомерным является следующий вопрос – будет ли формироваться винтовая пространственная форма дуги при более мелком по сравнению с $\Delta = 0,5$ мм сеточном шаге, например, при значениях $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм. Сказанное выше таким образом обуславливает необходимость тестирования вычислительного алгоритма и исследования влияния сеточного шага на формирование винтовой формы дуги.

В работах [11–14] приведены результаты расчетов винтовой формы дуги на разностной сетке с постоянным и одинаковым шагом $\Delta = 0,5$ мм во всех направлениях. Следует сказать, что величина сеточного шага $\Delta = 0,5$ мм для указанных значений межэлектродного расстояния является достаточно большой, т.е. сетка является грубой. Такой грубый сеточный шаг является вынужденной мерой и обусловлен ограниченными возможностями вычислительной техники при решении трёхмерных нестационарных задач, которые требуют большого числа сеточных узлов.

Так, например, для задач [11–14] наибольшее число узловых точек расчетной области в направлениях осей (x, y, z) составляет соответственно $n_x = 140$, $n_y = 120$, $n_z = 120$. Таким образом, общее число узловых точек составляет $N = 140 \cdot 120 \cdot 120 \approx 2 \cdot 10^6$.

При этом необходимое время вычислений для получения результата нестационарной задачи достигает нескольких сотен часов. И уменьшение сеточного шага, например, в два раза по трём направлениям декартовой системы координат (x, y, z) влечёт за собой увеличение количества сеточных узлов в $2^3 = 8$ раз, т.е. почти на порядок. Соответственно это время, необходимое для проведения расчёта, значительно возрастает – до нескольких тысяч часов.

Очевидно, что проведение численных исследований в этом случае является практически нереальным. По этой причине в настоящее время приходится, во-первых, использовать достаточно грубый сеточный шаг $\Delta = 0,5$ мм и, во-вторых, ограничиваться общим числом узловых точек расчетной области около $N \approx 2 \cdot 10^6$.

Отметим, что вычисления выполняются на персональном компьютере с характеристиками CPU Intel i7, 3.2 GHz, 4×Cores, DDR 8 GB.

В свете сказанного выше следует убедиться, что численная реализация винтовой пространственной формы дуги [11–14] обусловлена не относительно грубым сеточным шагом $\Delta = 0,5$ мм, а формируется в результате воздействия именно схемного аналога флуктуаций. Необходимо показать, что винтовая форма дуги может быть получена и на более мелком сеточном шаге, например $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм. При этом внешние параметры задачи L , I и H^{Ext} могут быть как одинаковыми, так и различными.

Подчеркнём, что целью работы является получение численного решения винтовой формы дуги при значениях сеточного шага $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм. Подробное обсуждение физики процессов выходит за рамки статьи и не проводится.

В настоящей работе приведены результаты тестирования вычислительного алгоритма [11–14] при значениях сеточного шага $\Delta = 0,2$ и $0,1$ мм. Сеточный шаг принят одинаковым по координатам (x, y, z) .

Поясним выбор численных значений величины межэлектродного расстояния L , силы тока I и внешнего магнитного поля H^{Ext} . Как уже отмечалось выше, для получения численного результата нестационарной задачи за реальное время общее число узловых точек расчетной области не должно значительно превышать $N \approx 2 \cdot 10^6$.

Для сеточного шага $\Delta = 0,2$ мм использовалась расчётная область с числом узловых точек $140 \cdot 120 \cdot 120$ по координатам (x, y, z) соответственно. Таким образом, протяженность расчетной области в направлении координатной оси x будет равна $n_x \cdot \Delta = 140 \cdot 0,2$ мм = 28 мм. С учётом длины катода $l_c = 4$ мм и анода $l_a = 4$ мм (рис.1) межэлектродное расстояние задаётся $L = 20$ мм. Задавать межэлектродное расстояние L значительно больше в данном случае не представляется возможным из-за ограниченных ресурсов компьютера. Радиальные размеры расчётной области в направлениях z, y также ограничены и составляют $n_z \cdot \Delta = n_y \cdot \Delta = 120 \cdot 0,2$ мм = 24 мм.

Для такой сравнительно короткой дуги и небольшими радиальными размерами следует задавать сравнительно небольшое значение силы тока. В самом деле, при больших токах $I > 50$ А собственные электромагнитные силы дуги в результате пинч-эффекта будут формировать высокоскоростные ($u > 100$ м/с) потоки плазмы со стороны катода и анода [1-4]. Потоки плазмы способствуют устойчивости столба дуги, и столб дуги будет слабо реагировать на воздействие ВАМП. Как следствие, винтовая форма дуги будет весьма незначительной. Кроме этого, вследствие джоулевого тепловыделения радиальные размеры столба дуги будут достаточно большими, соизмеримыми с размерами расчетной области. Т.е. столб дуги, образно говоря, не поместится в расчетную область. По этим причинам для короткой дуги следует задавать сравнительно небольшое значение силы тока.

Из сказанного следует, что для сеточного шага $\Delta = 0,2$ мм рассчитать характеристики дуги при значениях параметров $L = 50$ мм, $I = 40$ А, как было сделано в работах [11–14] для $\Delta = 0,5$ мм, в настоящее время не представляется возможным. Этого не позволяют сделать ограниченные возможности компьютерной техники.

Таким образом, предварительные тестовые расчёты показали, что при сеточном шаге $\Delta = 0,2$ мм для реализации винтовой формы дуги с межэлектродным расстоянием $L = 20$ мм силу тока следует задавать в диапазоне $I = 20 \div 30$ А.

Величина внешнего аксиального магнитного поля H^{Ext} также выбирается по результатам предварительных расчётов из следующих требований. Величина H^{Ext} должна быть достаточно большой для формирования винтовой формы дуги, но не настолько большой, чтобы вызывать разрушение столба дуги на начальном интервале времени. Предварительные расчёты показали, что при указанных выше параметрах L и I для реализации винтовой формы дуги величина H^{Ext} должна составлять около 10 кА/м.

Итак, при сеточном шаге $\Delta = 0,2$ мм можно задавать примерно следующие значения внешних регулируемых параметров дуги: $L = 20$ мм, $I = 20 \div 30$ А и $H^{Ext} = 10$ кА/м. Заметим, что указанные значения параметров дуги L , I и H^{Ext} не являются строго обязательными, а только лишь ориентировочными для проведения расчётов.

Из таких же изложенных выше соображений задаются внешние параметры дуги при сеточном шаге $\Delta = 0,1$ мм, для которого расчеты выполнены при следующих значениях: $L = 10$ и 15 мм, $I = 15$ А и $H^{Ext} = 10$ кА/м.

Необходимо сказать, что при значениях сеточного шага $\Delta = 0,2$ и $0,1$ мм размеры расчетной области являются недостаточно протяженными. Так, для значения $\Delta = 0,1$ мм при числе узловых точек в поперечных направлениях $n_y = 120$ и $n_z = 120$ размер расчетной области составляет $D = n_z \cdot \Delta = n_y \cdot \Delta = 120 \cdot 0,1$ мм = 12 мм. Эта величина D соизмерима с межэлектродным расстоянием $L = 10 \div 15$ мм.

Вместе с тем из теории численных методов [2, 15–18] известно, что боковую границу расчетной области следует располагать на достаточном удалении от высокотемпературного столба открытой дуги. Это обусловлено тем, чтобы на боковой границе выполнялись условия гладкого сопряжения характеристик дуги с характеристиками окружающей среды. Вычислительная практика показывает, что величина D должна быть примерно в 2 – 3 больше межэлектродного расстояния L . Но при значениях $\Delta = 0,2$ и $0,1$ мм это условие выполняется недостаточно строго, и поэтому получить решение на достаточно большом временном интервале времени не представляется возможным. Как показали тестовые расчеты, начиная с некоторого момента времени поперечные размеры столба дуги превышают размеры расчетной области. В этих случаях расчет останавливался. По этой причине результаты выполненных расчетов носят в большей степени модельный характер.

Отметим, что настоящая работа является продолжением исследований [19], где были представлены результаты расчетов при других значениях внешних параметров.

Математическая модель и метод численного решения уравнений. Рассчитывается открытая электрическая дуга постоянного тока I , межэлектродным расстоянием L , горящая в аргоне при атмосферном давлении. Дуга горит в однородном внешнем аксиальном магнитном поле H^{Ext} . Нестационарная трехмерная система МГД-уравнений электрической дуги в приближении модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы имеет вид [2, 11]:

уравнение непрерывности газа тяжелых частиц

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

уравнение непрерывности газа электронов

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

уравнение баланса энергии газа электронов

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

уравнение баланса энергии газа тяжелых частиц

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

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

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

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

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

уравнения Максвелла

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

закон Ома в обобщенной форме

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

закон Дальтона

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

В уравнениях (1–10) использованы общепринятые обозначения. Принято, что дуговая плазма является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; приэлектродные процессы не рассматриваются, катод и анод являются охлаждаемыми и неплавящимися.

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

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [2].

Система уравнений (1–10) путём преобразований приводится к обобщенному дифференциальному уравнению [17]. Численное решение обобщенного уравнения проводится методом контрольного объема на основе конечных разностей. Динамические переменные (скорость и давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [17]. Полученная система алгебраических уравнений решается итерационным методом Зейделя–Гаусса. Используется неявная разностная схема, временной шаг принят равным $\tau = 10^{-4}$ с.

Граничные и начальные условия. Для рассчитываемых переменных граничные условия задаются по периметру прямоугольной расчетной области (рис. 1).

На боковых границах $ABCD, EFGH, DHGC, AEFB, AEHD$ и $BFGC$ расчетной области значения температуры и концентрации электронов равны значениям для «холодного» не ионизованного газа: $T_e = T_e^{\min} = 3$ кК, $N_e = N_e^{\min} = 10^{17}$ м⁻³. Температура тяжелых частиц равна температуре окружающего газа $T = 300$ К.

При отсутствии электрического тока 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 используется для φ на границе «катод–плазма». Вне катода и анода электрический ток отсутствует.

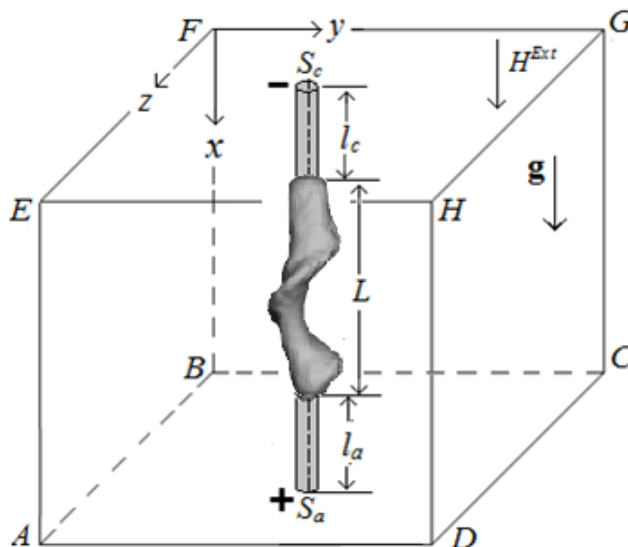


Рисунок 3 – Схема расчетной области в декартовых координатах (x, y, z)

Отметим, что в математической модели направлением электрического тока является 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 $\partial\mathbf{A}/\partial\mathbf{n} = 0$ по нормали к границе.

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

Начальные условия задаются в некоторый условный момент времени $t = 0$. В модели принято, что в начальный момент между электродами существует высокотемпературная ($T = 9$ кК) зона с неподвижным газом в форме цилиндра.

Для численной реализации винтовой формы дуги в итерационном процессе применяется схемный аналог флуктуаций температуры электронов плазмы [11–14].

Анализ результатов расчета. Сеточный шаг $\Delta = 0,1$ мм. Выполнен расчет открытой электрической дуги при значении сеточного шага $\Delta = 0,1$ мм и внешних параметрах разряда $I = 15$ А, $L = 10$ мм, $H^{Ext} = 10$ кА/м, диаметр электродов принят равным $d = 0,2$ мм. Число узловых точек в направлениях координат (x, y, z) составляет $n_x=140, n_y = n_z=120$. Напомним, что выбор численных значений внешних параметров разряда сделан согласно соображениям, рассмотренным выше (см. введение).

Поясним, что на представленных рисунках форма столба электрической дуги является 3D-поверхностью, ограниченной изотермой $T = 3$ кК. Направление обзора столба дуги перпендикулярно плоскости $x-z$, отсчет в направлении оси x ведется от поверхности катода (–), отсчет в направлениях осей y, z ведется от центральной оси. Графическая визуализация результатов расчетов сделана на основе приложения *Wolfram Mathematica 11*.

На рисунке 2 приведена эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 7 \div 47$ мс. Вначале, до выхода расчетных характеристик дуги на стационарное распределение к моменту времени $t = 7$ мс, численный расчет выполняется без внешнего магнитного поля, т.е. принято $H^{Ext} = 0$.

Затем, начиная с момента времени $t = 7$ мс, задается внешнее аксиальное магнитное поле величиной $H^{Ext} = 10$ кА/м. Анализ результатов показывает, что уже через несколько миллисекунд цилиндрическая симметрия столба дуги нарушается. Начиная примерно с момента времени $t > 10$ мс, столб дуги приобретает чётко выраженную винтовую форму.

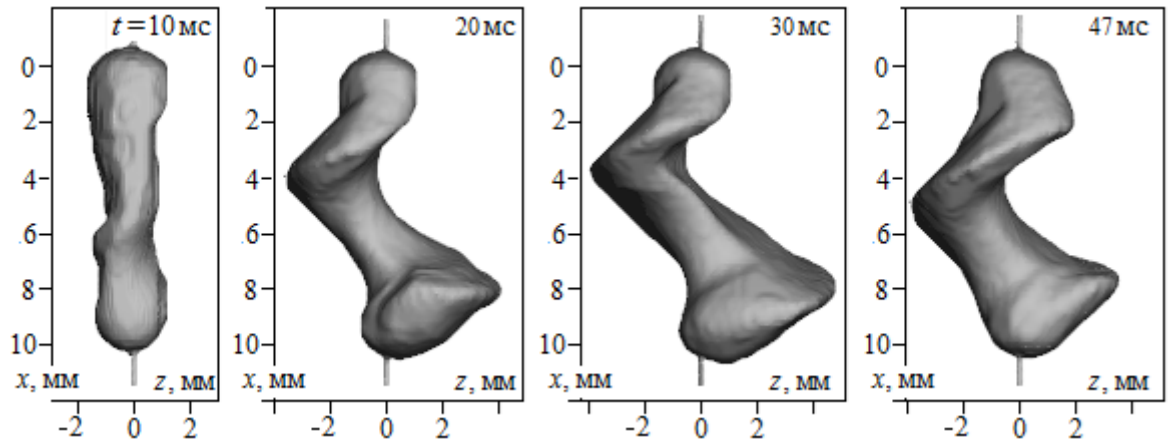


Рисунок 4 – Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 10 \div 47$ мс.

$$\Delta = 0,1 \text{ мм}, L = 10 \text{ мм}, I = 15 \text{ А}, H^{Ext} = 10 \text{ кА/м}$$

Также выполнен расчет для дуги при большем значении межэлектродного расстояния $L = 15$ мм. Число узловых точек в направлениях координат (x, y, z) составляет $n_x=190, n_y = n_z=110$. Остальные внешние параметры разряда остаются неизменными. До выхода расчетных характеристик дуги на стационарное распределение к моменту времени $t = 10$ мс численный расчет выполняется без внешнего магнитного поля, затем налагается ВАМП величиной $H^{Ext} = 10$ кА/м. Расчетная эволюция формы столба дуги показана на рисунке 3.

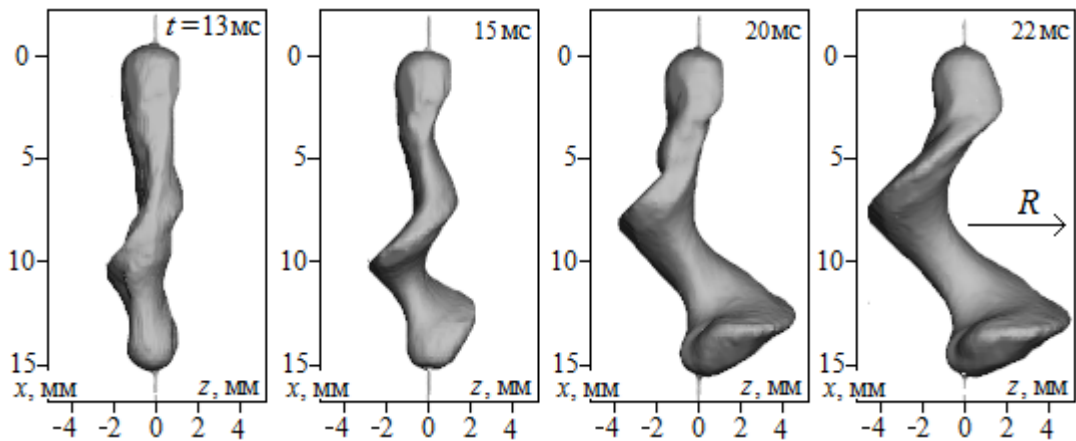


Рисунок 5 – Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 13 \div 22$ мс.

$$\Delta = 0,1 \text{ мм}, L = 15 \text{ мм}, I = 15 \text{ А}, H^{Ext} = 10 \text{ кА/м}. R \text{ – внешний радиус винтовой дуги}$$

Как и в предыдущем варианте расчёта, видно, что столб дуги во внешнем аксиальном магнитном поле также теряет цилиндрическую симметрию и принимает винтовую пространственную форму. Таким образом, анализ результатов показывает, что при соответствующем выборе внешних параметров дуги численное решение для винтовой формы столба дуги реализуется при величине сеточного шага $\Delta = 0,1$ мм.

Сравнение результатов (см. рис.2, 3) показывает, что эволюция расчетных характеристик соответствует физическим закономерностям дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле.

В самом деле, известно [1,4–6], что в результате воздействия ВАМП электрическая дуга с большим межэлектродным расстоянием является менее устойчивой по сравнению с более короткой дугой при прочих одинаковых параметрах.

Действительно, анализ результатов расчета показывает, что, в отличие от дуги при значении $L = 10$ мм (см. рис.2), дуга при значении $L = 15$ мм подвергается большей деформации под воздействием ВАМП. Так, начиная с момента времени $t > 22$ мс, радиус R винтовой дуги возрастает настолько, что столб дуги уже выходит за боковые границы расчетной области (см. рис.3). В этой связи численный расчет был остановлен. О причинах недостаточного радиального размера расчетной области для сравнительно малых значений сеточного шага уже было сказано выше (см. введение). При этом более короткая дуга при значении $L = 10$ мм остаётся в пределах расчетной области на протяжении всего времени расчёта (см. рис.2).

Результаты расчета при сеточном шаге $\Delta = 0,2$ мм. Выполнен расчет открытой электрической дуги для значений $I = 20$ А, $L = 20$ мм, $H^{Ext} = 10$ кА/м. Диаметр электродов принят равным $d_e = 0,4$ мм. Число узловых точек в направлениях координат (x , y , z) соответственно составляет $n_x=140$, $n_y = n_z=120$.

С начала процесса вычислений, до выхода расчетных характеристик дуги на стационарное распределение к моменту времени $t = 12$ мс численный расчет выполняется без внешнего магнитного поля, т.е. принято $H^{Ext} = 0$. Затем, начиная с момента времени $t = 12$ мс, задается внешнее аксиальное магнитное поле величиной $H^{Ext} = 10$ кА/м. На рисунке 4 показана эволюция пространственной формы столба дуги на начальном интервале времени $\Delta t = 20 \div 35$ мс при наложении ВАМП.

Анализ показывает, что с момента времени примерно $t > 20$ мс столб электрической дуги отклоняется от цилиндрической симметрии и принимает винтовую пространственную форму. Затем, с момента времени $t > 35$ мс, столб дуги выходит за радиальные границы расчетной области, и численный расчет был остановлен.

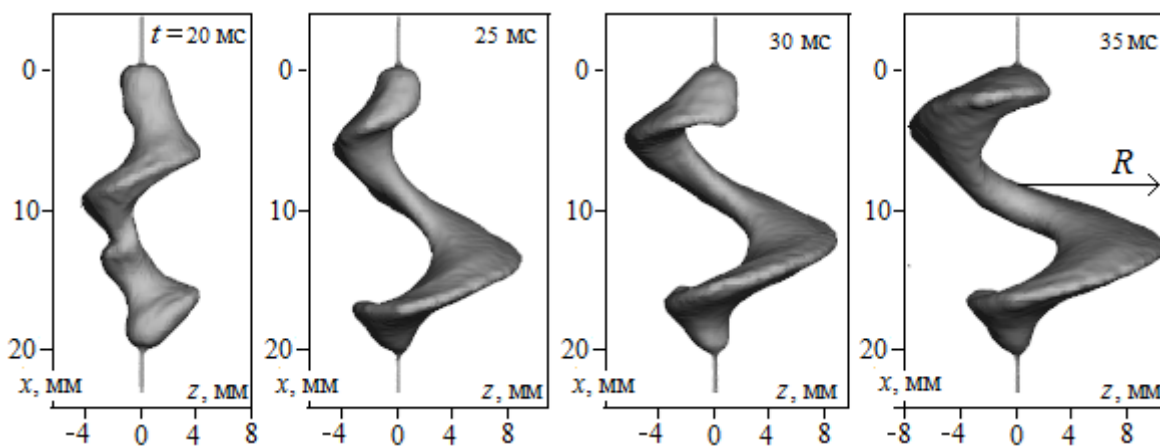


Рисунок 6 – Эволюция формы столба дуги на интервале времени $\Delta t = 20 \div 35$ мс.

$$\Delta = 0,2 \text{ мм}, L = 20 \text{ мм}, I = 20 \text{ А}, H^{Ext} = 10 \text{ кА/м}$$

Как отмечалось выше, значения внешних параметров дуги L , I и H^{Ext} являются в определенной степени ориентировочными. То есть допустимо их сравнительно небольшое изменение. В этой связи представляет интерес провести дополнительные расчёты с другими значениями внешних параметров дуги и убедиться, что полученное решение для винтовой формы дуги не является случайным.

На рисунке 5 показаны результаты при следующих значениях внешних параметров дуги: $L = 20$ мм, $I = 30$ А, $H^{Ext} = 10$ кА/м, $d_e = 0,4$ мм. По сравнению с предыдущим вариантом (см. рис. 4) значение силы тока I увеличено от 20 до 30 А.

До выхода расчетных характеристик дуги на стационарное распределение к моменту времени $t = 7$ мс численный расчет выполняется без внешнего магнитного поля, затем налагается ВАМП величиной $H^{Ext} = 10$ кА/м.

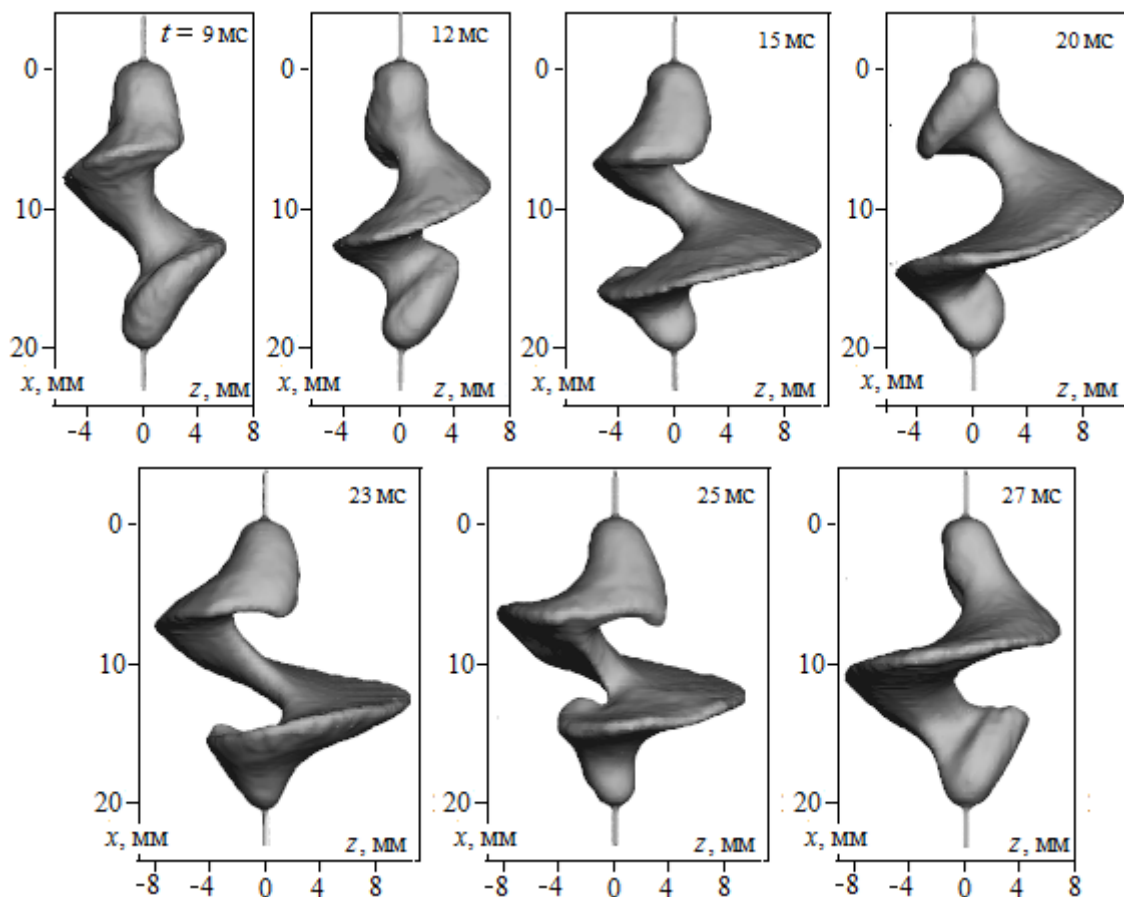


Рисунок 7 – Эволюция пространственной формы столба дуги.

$$\Delta = 0,2 \text{ мм}, L = 20 \text{ мм}, I = 30 \text{ А}, H^{Ext} = 10 \text{ кА/м}$$

Из рисунка 5 видно, что столб дуги также отклоняется от цилиндрической симметрии и принимает винтовую пространственную форму. Отметим, что в данном случае при $I = 30$ А столб дуги не выходит за боковые границы расчетной области, как это наблюдалось при $I = 20$ А. Это обусловлено тем, что с увеличением силы тока возрастает интенсивность потоков плазмы со стороны электродов, что способствует пространственной устойчивости столба дуги. Как следствие, столб дуги меньше отклоняется от центральной оси.

Таким образом, при соответствующем выборе внешних параметров дуги численное решение для винтовой формы столба дуги реализуется при величине сеточного шага $\Delta = 0,2$ мм. Анализ результатов расчётов при различных значениях сеточного шага $\Delta = 0,1, 0,2, 0,5$ мм показал, что если отключить воздействие схемного аналога флуктуаций температуры электронов (11), тогда винтовая форма дуги не формируется. Следовательно, численная реализация винтовой формы дуги обусловлена именно воздействием схемного аналога флуктуаций температуры электронов.

Заключение. Для электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле выполнены численные расчеты при значениях сеточного шага $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм. Расчеты проведены в диапазоне межэлектродного расстояния $L = 10 \div 20$ мм, силы тока $I = 15 \div 30$ А и внешнего аксиального магнитного поля $H^{Ex} = 10$ кА/м. Для значений сеточного шага $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм численно реализована винтовая форма столба дуги.

По сравнению с результатами расчётов при значении сеточного шага $\Delta = 0,5$ мм, для меньших значений $\Delta = 0,1$ и $0,2$ мм какие-либо «схемные» эффекты, обусловленные малой величиной сеточного шага, не выявлены.

Таким образом, численная реализация винтовой формы дуги не зависит от величины сеточного шага в диапазоне значений $\Delta = 0,1 \div 0,5$ мм. Винтовая форма дуги формируется в результате воздействия именно схемного аналога флуктуаций температуры электронов дуговой плазмы. Проведение численных расчетов [11–14] при значении сеточного шага $\Delta = 0,5$ мм вполне правомерно и позволяет получить физически достоверный результат.

Список литературы

1. Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. – М.: Иностран. лит., 1961. – 370 с.
2. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 374 с.
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. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. – Л.: Энергия, 1978. – 160 с.
5. Недоспасов А.В. Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // УФН. – 1975. – Т.16. – №4. – С.643– 661.
6. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги // Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1977. – 182 с.
7. Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // ТВТ. – 1980. – Т. 18. – № 1. – С. 9–18.
8. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // ДАН. 1985. – Т. 280. – № 1. – С. 99–101.
9. Sinkevich O.A. Instabilities, waves, and nonequilibrium structures in a dense low-frequency plasma, High Temperature, 2013. – V. 51. – № 3. – P. 306.
10. Глинов А. П., Головин А. П., Шалеев К. В. Влияние внешнего магнитного поля на устойчивость протяженного дугового разряда и формирование многоканальных токовых структур // Прикладная физика. – 2018. – № 2. – С. 21– 28.
11. 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– 668.
12. I.R. Urusova, T.E Urusova «Evolution of space open electric arc burning in the external axial magnetic field», Physics of Plasmas 25, 063511 (2018);
13. Урусов Р.М., Урусова И.Р. О механизмах формирования винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // Теплофизика высоких температур. – 2019. – Т. 57. – № 3. – С. 328– 337.
14. R. M. Urusov and I. R. Urusova Shunting the electric arc helical spiral turns (numerical simulation) // Phys. Plasmas 27, 103510 (2020).
15. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
16. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: 1983. – 616 с.
17. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 146 с.

18. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепломассообмена. – М.: Наука. 1984. – 288 с.

19. Компьютерное моделирование винтовой формы электрической дуги при различных значениях сеточного шага / Т. Э. Урусова, И. Р. Урусова, Э. М. Бакирова, А. Н. Сапаралиева // Проблемы автоматизации и управления. – 2021. – № 2(41). – С. 4-10. – EDN ZWYMXX.