

ФИЗИКА PHYSICS

УДК 537.527

Урусова Индира Руслановна,*к.ф.-м.н., доцент***Урусова Индира Руслановна,***ф.-м.и.к., доцент**Urusova Indira Ruslanovna,**Ph.D., Associate Professor***Урусова Толкун Эсеновна,***д.ф.-м.н., профессор***Урусова Толкун Эсеновна,***ф.-м.и.д., профессор**Tolkun Esenovna Urusova,**doctor of physical and mathematical sciences, professor*

*Кыргызский национальный университет им. Ж. Баласагына
Национальная академия наук Кыргызской Республики*

*Ж.Баласагын атындагы Кыргыз улуттук университети
Кыргыз Республикасынын Улуттук илимдер академиясы*

*Kyrgyz National University named after. Zh. Balasagyn
National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic*

**СХЕМНЫЙ АНАЛОГ ФЛУКТУАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ КАК
МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВИНТОВОЙ ФОРМЫ
ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ ВО ВНЕШНЕМ АКСИАЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**ТЫШКЫ ОКТУК МАГНИТ ТАЛААСЫНДА ЭЛЕКТР ЖААСЫНЫН
СПИРАЛДЫК МЕЙКИНДИК ФОРМАСЫН САНДЫК МОДЕЛДӨӨ
ЫКМАСЫ КАТАРЫ ЭЛЕКТРОНДУН ТЕМПЕРАТУРАСЫНЫН ТЕРМЕЛҮҮ
СХЕМАСЫНЫН АНАЛОГУ**

CIRCUIT ANALOG OF ELECTRON TEMPERATURE FLUCTUATIONS AS A METHOD OF NUMERICAL SIMULATION OF THE HELICAL SHAPE OF AN ELECTRIC ARC PLASMA IN AN EXTERNAL AXIAL MAGNETIC FIELD

Аннотация. Представлено описание схемного аналога флуктуаций температуры электронов как метода численного моделирования винтовой пространственной формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле. Схемный аналог флуктуаций генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов и, как следствие, других характеристик дуговой плазмы. Возникающая асимметрия распределения характеристик дуги «подхватывается» внешним аксиальным магнитным полем и может способствовать формированию винтовой структуры дугового столба.

Ключевые слова: электрическая дуга постоянного тока, внешнее аксиальное магнитное поле, винтовая форма столба дуги, схемный аналог флуктуации температуры электронов.

Аннотация. Тышкы октук магнит талаасында электр жаасынын спиралдык мейкиндик формасын сандык моделдөө ыкмасы катары электрондун температурасынын термелүү схемасынын аналогунун сүрөттөлүшү берилген. Термелүүлөрдүн схемасынын аналогу кокусунан электрондун температурасын бөлүштүрүүдө асимметрияны жана анын натыйжасында дога плазмасынын башка мүнөздөмөлөрүн жаратат. Жаа мүнөздөмөлөрүн бөлүштүрүүдө пайда болгон асимметрия тышкы октук магнит талаасы тарабынан «тартып алынат» жана жаа мамычасынын спираль түзүлүшүнүн пайда болушуна салым кошо алат.

Негизги сөздөр: туруктуу токтуун электр жаасы, тышкы октук магнит талаасы, электр мамычасынын спираль формасы, электрондун температурасынын өзгөрүшүнүн схемасынын аналогу.

Abstract. A description of a circuit analog of electron temperature fluctuations as a method of numerical simulation of the helical spatial shape of an electric arc in an external axial magnetic field is presented. The circuit analog of fluctuations generates randomly an asymmetry of the electron temperature distribution and, as a consequence, other characteristics of the arc plasma. The resulting asymmetry in the distribution of arc characteristics is “picked up” by an external axial magnetic field and can contribute to the formation of the helical structure of the arc column.

Keywords: DC electric arc, external axial magnetic field, helical shape of the arc column, circuit analog of electron temperature fluctuations.

Введение. Электрическая дуга во внешних магнитных полях находит широкое применение в технологических процессах и привлекает большое внимание исследователей [1-5]. В частности, большой интерес вызывает винтовая форма дуги постоянного тока, которая реализуется во внешнем аксиальном магнитном поле (ВАМП) [6-18].

Вместе с тем, причины формирования именно винтовой формы дуги, а не какой-либо иной формы, до конца не изучены. На сегодняшний день предполагается, что воздействие малых флуктуаций характеристик дуги приводит к их отклонению от цилиндрически симметричного распределения. При этом электромагнитные силы формируют потоки плазмы, которые ещё более усиливают отклонение и, тем самым, способствуют формированию винтовой формы столба дуги. Дальнейшему отклонению столба дуги препятствуют тепловые потоки, в том числе, скольжение дуги.

В связи с тем, что точные причины формирования именно винтовой формы дуги до конца не известны, при теоретическом анализе (см., например, [6, 9, 13-17]) заранее принимается, что столб дуги уже обладает винтовой формой. Далее проводится исследование физических процессов на основе линейной теории возмущений.

Впервые численная реализация винтовой формы дуги постоянного тока во внешнем аксиальном магнитном поле представлена в работах [19, 20], где предложен схемный аналог флуктуаций температуры электронов. Результаты получены в рамках нестационарной трехмерной математической модели в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы.

Рассчитывалась электрическая дуга в аргоне атмосферного давления в канале с параметрами, близкими к условиям эксперимента [6]. Показано, что результаты численного расчета удовлетворительно согласуются с опытными данными.

Необходимо подчеркнуть, что винтовая форма дугового столба [19, 20] получена в результате численного решения исходной системы дифференциальных уравнений электрической дуги. В отличие от теоретических работ [6, 9, 13-17], математическая модель [19, 20] заранее не предполагает существование винтовой формы дуги.

Результаты расчета открытой электрической дуги при наличии ВАМП приведены в работах [21, 22]. На основе анализа результатов впервые выявлен механизм формирования именно винтовой формы столба дуги. В рамках вычислительного эксперимента обнаружено шунтирование витков спирали между собой [23].

Настоящая работа посвящена описанию схемного аналога флуктуаций температуры электронов (далее САФ) как метода численного моделирования винтовой формы электрической дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле.

Схемный аналог флуктуации температуры электронов.

Выше отмечалось, что причиной формирования винтовой формы дуги в реальных условиях являются, предположительно, малые флуктуации характеристик дуги. Однако, в математической модели не учитываются физические флуктуации, и этой связи предложен схемный аналог флуктуаций температуры электронов.

Схемный аналог флуктуаций температуры электронов основан на использовании схемных эффектов, которые обусловлены особенностями численных методов решения нелинейных дифференциальных уравнений. Например, численным методам присущи возмущения, вызванные ошибками аппроксимации производных конечными разностями, геометрией разностной сетки расчетной области, ошибками округления, приближенными значениями входной информации и другими факторами [24-30]. Так, одним из широко известных примеров схемных эффектов является «схемная вязкость».

В следствие указанных выше факторов, задача численного решения нелинейных дифференциальных уравнений электрической дуги относится к классу не корректно поставленных задач [24-26].

Вначале дадим описание схемного аналога флуктуаций температуры электронов, как это сделано в работах [21, 22]. Определим некоторую граничную температуру проводимости электронов T_σ , ниже значения которой $T_e < T_\sigma$ газ является практически не проводящим электрический ток. Далее определим некоторую минимальную температуру T_e^{\min} , ниже которой плазмообразующий газ является не ионизованным, т.е. электроны практически отсутствуют. Очевидно, что всегда $T_e^{\min} < T_\sigma$.

Численные значения T_σ и T_e^{\min} для плазмы дуги задаются из следующих соображений. В математической модели коэффициенты переноса и теплофизические свойства аргона (как функции температуры) определяются на основе экспериментальных измерений и вычислений в рамках кинетической теории газов (см., например, [18]). Очевидно, что результаты экспериментальных измерений и вычислений обладают некоторой погрешностью и являются приближенными. Как следствие, численные значения T_e^{\min} и T_σ также будут приближенными. С учетом сказанного, согласно данным [18] для аргона атмосферного давления значение минимальной температуры электронов составляет около $T_e^{\min} \approx 3.0 \div 3.5$ кК. Значение T_σ находится в диапазоне $T_\sigma \approx 3.5 \div 4$ кК.

Отметим, что при проведении численных расчетов существует некоторый произвол в выборе значений T_e^{\min} и T_σ . Это один из характерных признаков не корректно поставленных задач, для которых входные данные известны лишь приближенно.

Величины T_e^{\min} и T_σ используются в вычислительном алгоритме расчета следующим образом. Если в процессе вычислений значение температуры электронов T_e в какой-либо точке расчетной области окажется меньше значения T_e^{\min} , тогда значение T_e приравнивается значению T_e^{\min} . В противном случае рассчитанное значение температуры электронов T_e остается неизменным. Например, пусть в качестве входной информации задано значение $T_e^{\min} = 3.0$ кК. Если при вычислении температура электронов T_e в какой-либо точке расчетной области окажется равной, например, $T_e = 2.93$ кК, тогда значение T_e будет приравнено значению $T_e = 3.0$ кК.

Величина T_σ используется в вычислительном алгоритме расчета аналогичным образом. Если в процессе вычислений значение температуры электронов T_e в какой-либо точке расчетной области окажется меньше значения T_σ , тогда в этой точке расчетной области плотность электрического тока \mathbf{j} приравнивается нулю.

Таким образом, в вычислительном алгоритме в каждой точке расчетной области проверяются следующие условия:

$$\begin{cases} \text{если } T_e < T_e^{\min} \text{ тогда } T_e = T_e^{\min} \\ \text{если } T_e < T_\sigma \text{ тогда } \mathbf{j} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Необходимость применения условий (1) обусловлена не корректностью задачи, о чем говорилось выше. Для решения подобных задач следует использовать методы регуляризации [24-26]. Например, если априори известно, что в какой-либо области рассчитываемая функция ограничена некоторым значением, эту информацию следует использовать при вычислениях. Попытка непосредственно рассчитать функцию может вызвать чрезмерно большие возмущения и привести к расходимости разностной задачи. Таким образом, условия (1) являются методом регуляризации не корректной задачи.

Схемный аналог флуктуаций температуры электронов определяется следующим образом. Рассмотрим фрагмент разностной сетки в направлениях декартовых осей координат $y(j)$ и $z(k)$, показанный на рис. 1.

Пусть в процессе вычислений в какой-либо узловой точке с индексами (i, j, k) температура электронов T_e оказывается меньше температуры проводимости плазмы, т.е. выполняется условие $T_e < T_\sigma$. Тогда температура электронов в данной узловой точке (i, j, k) и прилегающих к ней четырех соседних узловых точках с индексами $(i, j-1, k)$; $(i, j+1, k)$; $(i, j, k-1)$; $(i, j, k+1)$ (рис. 1) приравнивается минимальному значению $T_e = T_e^{\min}$. В противном случае при выполнении условия $T_e \geq T_\sigma$ вновь рассчитанное значение T_e в узловой точке с индексами (i, j, k) сохраняется неизменным.

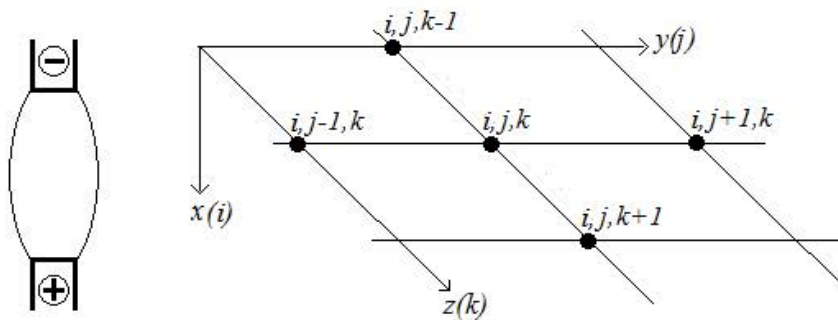


Рис. 1. Схема электрической дуги и фрагмент разностной сетки в плоскости $y - z$.

Проверка условия проводится только для четырех соседних узловых точек в плоскости $y - z$. В аксиальном направлении по оси $x(i)$ проверка указанного выше условия не проводится.

Таким образом, для каждой узловой точки и окружающих ее четырех соседних точек в плоскости $y-z$ схемный аналог флуктуаций температуры электронов дуговой плазмы определяется следующими условиями:

$$\begin{cases} \text{если } T_e < T_\sigma \text{ тогда } T_e = T_e^{\min} \\ \text{если } T_e \geq T_\sigma \text{ тогда } T_e = T_e \end{cases} \quad (2)$$

Внесем некоторые изменения в схемный аналог флуктуаций температуры электронов по сравнению с работами [21, 22]. Как показала вычислительная практика, вместо величины T_σ удобнее использовать новый параметр, который условно назовем температура флуктуации электронов T^f , и значение которой лежит в диапазоне $T_e^{\min} \leq T^f \leq T_\sigma$. В этом случае численные значения $T_\sigma = 3.5$ кК и $T_e^{\min} = 3.0$ кК будут оставаться всегда неизменными при проведении всех расчетов, что позволит избежать некоторой неоднозначности в результатах численных расчетов.

С учетом нового параметра T^f условие (2) примет следующий вид:

$$\begin{cases} \text{если } T_e < T^f \text{ тогда } T_e = T_e^{\min} \\ \text{если } T_e \geq T^f \text{ тогда } T_e = T_e \end{cases} \quad (3)$$

Разница $(T^f - T_e^{\min})$ является определением схемного аналога флуктуаций температуры электронов. Величина $\Delta T = (T^f - T_e^{\min})$ является количественной мерой схемного аналога флуктуаций температуры электронов. Так, например, при значении температуры флуктуации электронов $T^f = 3.5$ кК величина САФ составляет $\Delta T = 0.5$ кК. При других значениях, например, $T^f = 3.3$ кК, величина САФ будет равна $\Delta T = 0.3$ кК, а при значениях $T^f = 3.7$ кК, величина САФ будет равна $\Delta T = 0.7$ кК.

Поясним на примере расчета электрической дуги результат воздействия САФ. Температуру флуктуации электронов примем равной $T^f = 3.5$ кК. Рассмотрим две соседние узловые точки расчетной области вблизи боковой границы, симметрично расположенные на одинаковом расстоянии от оси дуги.

Очевидно, что в отсутствие схемных эффектов в процессе вычислений были бы получены строго одинаковые численные значения температуры электронов, например $T_e^1 = T_e^2 = 3501$ К.

Однако в результате влияния схемных эффектов строгая цилиндрическая симметрия столба дуги не будет наблюдаться. Будут получены только лишь приблизительно одинаковые значения, например $T_e^1 \approx 3499$ К и $T_e^2 \approx 3501$ К. Отличие этих значений температуры составляет ≈ 2 К, или 0.06 %, что практически не влияет на общий характер распределения характеристик дуги.

Но в результате воздействия САФ в соответствии с условием (3) температура электронов в первой узловой точке T_e^1 изменится. Действительно, так как $T_e^1 < T_f$, тогда температура электронов в этой узловой точке приравнивается минимальному значению $T_e = T_e^{\min}$ и примет значение $T_e^1 = 3000$ К. Во второй точке выполняется условие $T_e^2 > T_f$ и вновь рассчитанное значение температуры электронов сохраняется неизменным, т.е. $T_e^2 = 3501$ К. В этом случае разница значений температуры электронов в двух соседних узловых точках составляет 501 К, или 14 %, то есть заметно отличается друг от друга.

Подчеркнем, что схемный аналог флуктуаций (3) сам по себе не формирует винтовую форму дуги. Схемный аналог флуктуаций только лишь генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов и, как следствие, других характеристик дуговой плазмы. Возникающая асимметрия распределения характеристик дуги «подхватывается» внешним аксиальным магнитным полем и может способствовать формированию винтовой структуры дугового столба.

Необходимо подчеркнуть, что применение САФ позволяет проводить лишь качественные оценки, поскольку параметр T_f задается в определенной степени произвольно.

Заключение. Дано описание схемного аналога флуктуаций температуры электронов как аналога реальных флуктуаций физических характеристик дуги. Как показывают тестовые расчеты, применение в вычислительном алгоритме схемного аналога флуктуаций позволяет моделировать винтовую пространственную форму электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле.

Литература

1. 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.
2. 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.
3. Qiuqin, S. Parameter estimation of extended free-burning electric arc within 1 kA / Qiuqin S., Hao L., Feng W., She C., Yujia Z. // Physics of Plasmas 25, 052117 (2018);
4. О.Д. Размышляев, М.В. Агеева, Характеристики столба дуги при TIG-сварке с действием продольного магнитного поля // Автоматическая сварка. – 2021. – № 11. – С. 12-18.
5. Wang, X. Pinching arc plasmas by high-frequency alternating longitudinal magnetic field / X. Wang, A. Harrison, Y. Chang, and J. Liu // Physics of Plasmas 29, 073506 (2022)
6. Леонтович М.А., Шафранов В.Д. Об устойчивости гибкого провода в продольном магнитном поле // АН СССР, ИАЭ, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. 1958, т. 1, с. 207-213.
7. Меккер, Г. Причины движения и смещения дуги / Г. Меккер // ТИИЭР. – 1971. – Т. 59, № 4. С. 4-12.

8. Недоспасов А.В. Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // УФН. – 1975. –Т.16. – №4. – С.643– 661.
9. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги. В кн. Теория электрической дуги в условиях теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1977. – 182 с.
10. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. – Л.: Энергия, 1978. –160 с.
11. Э.И. Асиновский, А.К. Кузьмин, Е.П. Пахомов. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // ТВТ. – 1980. – Т. 18. № 1. – С. 9-15.
12. Пахомов, Е.П. Пролетная модель влияния расхода газа на развитие винтовой неустойчивости дуги // ТВТ. – 1980. – Т. 18. № 2. – С. 206-207.
13. Xiaogang Wang, Jinyuan Liu, Ye Gong, Guobing Li and Tengcai Ma, An electrostatic magnetohydrodynamics theory for resistive-viscous helical instabilities of arc discharges, *Physics of Plasmas* 4, 2791 (1997)
14. M. Karasik and S. J. Zweben, “Experiments and modeling of an instability of an atmospheric pressure arc”, *Physics of Plasmas* 7, 4326 (2000);
15. Y. Gong, W. Lu, J. Liu, X. Wang, S. Zheng, and J. Gong, Analysis of the effect of external gas flow on helical instabilities of arc plasmas, *Phys. Plasmas* 8(8), 3833–3837 (2001).
16. I. Furno, T. P. Intrator, G. Lapenta, L. Dorf, S. Abbate and D. D. Ryutov, “Effects of boundary conditions and flow on the kink instability in a cylindrical plasma column”, *Physics of Plasmas* 14, 022103 (2007);
17. Синкевич, О. А. Неустойчивости, волны и неравновесные структуры в плотной низкотемпературной плазме // ТВТ, 51:3 (2013), 345–374.
18. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 374 с.

19. 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);
20. Р.М. Урусов, И.Р. Урусова. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // *ТВТ.* – 2017. Т. 55. № 5. – С. 661-669.
21. 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)
22. Р.М. Урусов, И.Р. Урусова. О механизмах формирования винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // *ТВТ.* – 2019. – Т. 57. – № 3. – С. 328-337.
23. R. M. Urusov, I. R. Urusova. Shunting the electric arc helical spiral turns (numerical simulation) // *Phys. Plasmas* 27, 103510 (2020).
24. Годунов С.К. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1971. – 416 с.
25. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1974. – 222 с.
26. Теория и методы решения некорректно поставленных задач и их приложения / Под ред. Лаврентьева М.М. – Новосибирск, 1983. – 193 с.
27. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир. 1980. 616 с.
Computation Fluid Dynamics, by Patrick J. Roache, Hermosa Publishers, Albuquerque, 1976.
28. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: 1983. – 616 с.
29. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 146 с.
Patankar S.V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publ. Corp., New York, 1980.
30. Смагулов Ш., Сироченко В.П., Орунханов М.К. Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. – Алматы: Гылым, 2001. – 276 с.
31. Р.М. Урусов, Т.Э. Урусова. Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // *ТВТ.* – 2004. Т. 42. № 3. – С. 374-382.