УДК 537.523

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМОТРОНА

А. Н. Власов, д.т.н., профессор кафедры ОиЭФ РГРТУ, Рязань, Россия; orcid.org/0000-0002-6298-0433, e-mail: oief@rsreu.ru А. В. Николаев, старший преподаватель кафедры ОиЭФ РГРТУ, Рязань, Россия; orcid.org/0000-0001-7603-7094, e-mail: oief@rsreu.ru

Сформулирована электродинамическая модель, описывающая индукционный разряд в импульсном плазмотроне с точки зрения плотности индуцируемого тока в плазменном сгустке при действии импульсного магнитного поля. Проведены численные расчёты с использованием модели плазмы в виде цилиндра, демонстрирующие процесс формирования токового слоя в плазме. Цель работы заключается в численном исследовании динамики распределения плотности индуцируемого тока в плазменном сгустке, находящемся в магнитном поле, при быстром спаде этого поля.

Ключевые слова: импульсный плазмотрон, плазменный сгусток, импульсное магнитное поле, индукционный разряд, токовый слой.

DOI: 10.21667/1995-4565-2024-88-129-135

Введение

Импульсные плазмотроны используются для формирования плазменных вихрей с высокой светимостью в свободной атмосфере [1, 2]. Это представляет интерес для создания импульсных источников мощного оптического излучения, плазмохимии, для испытания грозозащитных устройств, а также для моделирования явления шаровой молнии, поскольку плазменные вихри в воздухе атмосферного давления представляют собой автономные плазменные образования (АПО) [3]. В работе [4] рассмотрен импульсный плазмотрон, в котором плазменный вихрь формировался в сильном импульсном магнитном поле, способном инициировать индукционный разряд в плазме, что позволило получить результаты по времени жизни АПО лучше, чем в указанных выше работах [1-3], однако эти результаты (десятки миллисекунд) были ниже ожидавшихся (на уровне единиц секунд). Это связано с тем, что в рассматриваемом случае происходят как газодинамические, так и электродинамические явления и процессы, которые пока недостаточно изучены.

При изучении газовых разрядов атмосферного давления удобно использовать численные исследования [5], позволяющие прогнозировать параметры разрядов в зависимости от внешних условий. Цель настоящей работы заключается в численном исследовании динамики распределения плотности тока индукционного разряда в плотной плазме при действии быстроспадающего магнитного поля для выработки рекомендаций по модернизации импульсного плазмотрона с индукционным разрядом [4].

Теоретическая часть

Если внутри плазмы происходит изменение магнитного поля, то индуцируется вихревое электрическое поле, силовые линии которого представляют собой замкнутые окружности, и это электрическое поле может поддерживать газовый разряд, причём токи также замкнуты и протекают вдоль линий электрического поля. Такой разряд является безэлектродным, и его называют индукционным или *H*-типа, буква *H* символизирует определяющую роль магнитного поля [6]. Одной из возможностей получения плазменного сгустка и возбуждения внутри его индукционного разряда может служить использование электрического взрыва свёрнутых в тор медных спиралей [7], рисунок 1. Здесь приняты следующие обозначения: *l* – проволоч-

ная спираль (впоследствии взрывается); 2 – тороидальный плазменный сгусток, формирующийся из материала распавшейся проволочки (стрелками показано направление вращения слоёв плазмы); 3 – тороидальное магнитное поле; 4 – индукционный разряд в тороидальном сгустке плазмы; I_{sp} – ток спирали, имеющей N витков; I_{pl} – индуцированный ток в плазме; t – время; I – стадия предварительного прогрева спирали; II – стадия интенсивного прогрева; III – стадия электрического взрыва, IV – стадия быстрого спада тока спирали, создающей магнитное поле.

В этом случае спираль (рисунок 1, *a*) является индуктором, выполняющим функцию индуктивного накопителя энергии и одновременно – прерывателя цепи первичного тока, обеспечивающего резкий задний фронт импульсного магнитного поля (в момент электрического взрыва). Это позволяет передать накопленную энергию магнитного поля в нагрузку, роль которой выполняет тороидальный плазменный виток в тороидальном плазменном сгустке, сформировавшемся из материала взорвавшейся спирали. В этом плазменном витке индуцируется ток $I_{\rm pl}$ (рисунок 1, δ).



Рисунок 1 – Метод электрического взрыва свёрнутой в тор проволочной спирали: а – схематическое изображение спирали и формирующегося плазменного сгустка при электрическом взрыве этой спирали, б – эпюры токов спирали и плазмы Figure 1 – Method of electric explosion of wire spiral rolled into a torus: a is schematic representation of spiral and forming plasma toroidal vortex during electric explosion, b is diagrams of spiral and plasma currents

При достаточно большом отношении большого и малого радиусов в тороидальной конфигурации (рисунок 1, *a*) для расчётов удобно использовать цилиндрическое приближение в виде фрагмента плазменного сгустка, как показано на рисунке 2, *a*. На рисунке 2, *б* показано распределение температуры во фрагменте плазменного сгустка (непосредственно после электровзрыва спирали) и абсолютное значение напряженности вихревого электрического поля в зависимости от расстояния от оси фрагмента плазменного сгустка. Здесь линии магнитного поля направлены перпендикулярно к плоскости чертежа, а линии электрического поля образуют окружности в плоскости чертежа (не показаны на рисунке).

Процессы, сопровождающие резкий спад сильного магнитного поля в горячей плазме, являются многоступенчатыми и требуют, вообще говоря, комплексного подхода в решении электродинамической и газодинамической задач. Однако одновременный учёт электродинамических и газодинамических параметров плазмы по всему объёму развития индукционного разряда представляет трудноразрешимую задачу, поэтому было принято решение ограничиться решением электродинамической задачи в локальной зоне формирования токового слоя на основе предположения о том, что формирование токового слоя происходит достаточно быстро, так, что газодинамические процессы внутри объёма магнитогидродинамической конфигурации не успевают оказать существенного влияния на первоначальное формирование токового слоя. Далее рассматривается численная модель формирования токового слоя в локализованной зоне преимущественного распространения тока индукционного разряда.



Рисунок 2 – Плазменный сгусток: а – цилиндрический фрагмент; б – температура T(x)и абсолютное значение напряженности вихревого электрического поля E(x) в зависимости от расстояния x от оси плазменного сгустка, T_0 – начальное значение температуры Figure 2 – Plasma clot: a is a cylindrical fragment; b is temperature T(x) and absolute value of vortex electric field strength E(x) depending on the distance x from plasma clot axis, T_0 is initial temperature value

Для расчётов было задано некоторое начальное распределение температуры T(x) в радиальном направлении x цилиндрического фрагмента тороидального плазменного сгустка на основе экспериментальных данных для плазмы с индукционным ВЧ нагревом [6], показанное на рисунке 2, δ . Это распределение аппроксимировано в рассматриваемой численной модели формулой:

$$T(x) = \frac{T_{0m}}{1 + (x/x_0)^{10}},$$
(1)

где T_{0m} – начальная температура (рисунок 2, δ); m = 1, 2, 3 – индексы, соответствующие различным значениям начальных температур. В формуле (1) учтено то, что вблизи оси цилиндрического фрагмента плазменного сгустка температура должна иметь некое определённое начальное значение T_{0m} , а к краям расчётной области (x = 1) эта температура уменьшается до значений, примерно в 10 раз меньших, чем при $x = x_0 = 0,8$. Далее расчёт проводился для следующих начальных температур:

 $T_{01} = 5000 \text{ K } (m = 1),$ $T_{02} = 7500 \text{ K } (m = 2),$ $T_{03} = 10000 \text{ K } (m = 3).$

Индуцированное напряжение U в плазменном контуре с площадью πx^2 при постоянной скорости спада магнитной индукции $\partial B/\partial t = const$ составляет – $U = -\pi x^2 \partial B/\partial t$ $U = -\pi x^2 \partial B/\partial t$, и абсолютное значение напряжённости вихревого электрического поля в зависимости от x в этом случае является линейной функцией:

$$E = \left| \frac{U}{2\pi x} \right| = \frac{\pi x^2 \left| \partial B / \partial t \right|}{2\pi x} = kx.$$
⁽²⁾

Исходя из экспериментальных значений напряжённости *E*, возникающих в камере, где происходит электровзрыв, коэффициент в (2) был принят равным $k = 10^3$ B/м².

Проводимость среды при этом рассчитывалась по закону «степени трёх вторых» (что типично для горячей плазмы):

$$\gamma_m = \gamma_{0m} \left(T/T_{0m} \right)^{3/2}, \tag{3}$$

где коэффициент γ_{03} (m = 3) для начальной температуры $T_{03} = 10000$ К был принят порядка 10^3 , а для других начальных температур – рассчитывался по формуле:

$$\gamma_{0m} = \gamma_{03} \left(T_{0m} / T_{03} \right)^{3/2}.$$
 (4)

В каждой точке расчётной области, находящейся на некотором расстоянии *x* от оси, выделялась тепловая мощность, плотность которой находилась по формуле:

$$\omega(x) = \gamma(x) \cdot E^{2}(x).$$
⁽⁵⁾

С другой стороны, эта тепловая мощность в некотором участке пространства объёмом dV и в некоторый момент времени, лежащий в промежутке от t до t + dt, может быть выражена как

$$\omega(x) = \frac{\partial^2 Q(x,t)}{\partial V \partial t}.$$
(6)

При этом количество теплоты $\partial^2 Q$ может быть записано как

$$\partial^2 Q = C_p \cdot \partial v \cdot \partial T = \frac{(i+2)}{2} R \cdot \partial v \cdot \partial T, \qquad (7)$$

где *i* – число степеней свободы молекулы рассматриваемого газа; *dv* – количество вещества газа в объёме *dV*; *R* – универсальная газовая постоянная.

На основе соотношений (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7) получаем:

$$\frac{(i+2)}{2} \cdot \frac{\partial v}{\partial V} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \gamma_{0m} \left(\frac{T}{T_{0m}}\right)^{3/2} \cdot E^2.$$
(8)

Отношение $\frac{\partial v}{\partial V}$ можно найти из уравнения Менделеева – Клапейрона, записанного для

элементарного объёма dV: p dV = RdvT, и соответственно

$$\frac{\partial v}{\partial V} = \frac{p}{RT}.$$
(9)

Подставив соотношение (9) в соотношение (8), получим уравнение, показывающее скорость изменения температуры при протекании рассматриваемых процессов:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2 \cdot \gamma_{0m}}{(i+2) \cdot p \cdot T_{0m}^{3/2}} \cdot E^2 \cdot T^{5/2} \,. \tag{10}$$

Решение дифференциального уравнения (10) в итоге даёт формулу для температуры:

$$T(t) = \left(\frac{1}{C - K \cdot E^2 t}\right)^{2/3},\tag{11}$$

где коэффициент $K = \frac{3 \cdot \gamma_0}{(i+2) \cdot p \cdot T_0^{3/2}}$.

Поскольку при t = 0 распределение температуры должно удовлетворять начальному условию (1), то для коэффициента *C* получаем соотношение:

$$C = \left(\frac{1 + (x/x_0)^{10}}{T_0}\right)^{3/2}$$

Изменение температуры (11) с учётом коэффициентов *К* и *С*, в свою очередь, приводит к изменению проводимости плазмы (3), что с учётом соотношения (2) позволяет рассчитать изменение плотности тока в плазме в зависимости от температуры от времени по формуле:

$$j_m = \gamma_m(x,t) \cdot E(x). \tag{12}$$

С учётом формулы (12) были произведены расчёты изменения распределения плотности тока в радиальном направлении *x* в зависимости от времени. Блок-схема использованной программы приведена на рисунке 3.



Рисунок 3 – Алгоритм программы Figure 3 – Program algorithm

Результаты численных расчётов

Распределение плотностей тока в цилиндрическом фрагменте плазменного сгустка по пространству расчётной области для трёх значений начальных температур 5000 К, 7500 К, 10000 К, рассчитанных по программе (рисунок 3), нормированных на максимальное значение плотности тока, показано на рисунке 4. Линии с тонким шрифтом отображают эволюцию распределения плотности тока через определённые промежутки времени, а линии с жирным шрифтом – конечное значение после действия индукционного разряда.

Видно, что после инициации процесса индукционного разряда плотность тока локализуется в некоторой области, находящейся на расстоянии в пределах от 0,6 до 0,7 от максимального размера расчётной области (который в нашем случае принят равным 1 см). Линия, выделенная жирным шрифтом, показывает, что область, в которой происходит повышение плотности тока, сужается при повышении начальной температуры плазмы.



Рисунок 4 – Нормированное распределение плотности тока по оси x в плазме индукционного разряда в зависимости от времени при начальных температурах плазмы: a – T₀₁=5000 K; б – T₀₂=7500 K; в – T₀₃=10000 K Figure 4 – Normalized distribution of current density along x axis in induction discharge plasma as a function of time at initial plasma temperatures:

 $a - T_{01}$ =5000 K; $b - T_{02}$ =7500 K, $c - T_{03}$ =10000 K

Заключение

Для получения достаточно большого времени плазменных сгустков необходимо обеспечить формирование токового слоя при индукционном разряде, как показано в [7]. Проведенные численные расчёты показали, что для получения узкой области распределения тока (в пределе токового слоя) критически важным параметром плазмы является начальная температура плазменного сгустка. Эта температура на оси цилиндрического фрагмента плазменного сгустка должна быть на уровне 10000 К и выше. В то же время достичь такой температуры при электровзрыве представляется проблематичным, следовательно, перед осуществлением индукционного разряда в импульсном плазмотроне [4] необходим дополнительный начальный нагрев плазмы, например, с помощью ВЧ разряда или дополнительного импульсного индукционного разряда.

В данной работе использованы материалы, полученные при выполнении государственного контракта № 14.518.11.7002 от 19 июля 2012 г. Министерства науки и высшего образования РФ [8].

Библиографический список

1. Буланов С.С., Есиев Р.У., Камруков А.С., Козлов Н.П., Морозов М.И., Росляков И.А. Взрывные плазменно-вихревые источники оптического излучения // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. Вып. 11. С. 87-94.

2. Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Юсупалиев У. Плазменный тороидальный вихрь в воздухе // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26. № 4. С. 639-643.

3. Фуров Л.В. Получение автономных долгоживущих плазменных образований в свободной атмосфере // Журнал технической физики. 2005. Т. 75. Вып. 3. С. 98-101.

4. Власов А.Н., Дубков М.В., Черкасова Ю.В., Николаев А.В. Создание и исследование импульсного плазмотрона с индукционным разрядом для получения автономных плазменных образований // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2021. № 78. С. 153-161.

5. Сайфутдинова А.А., Тимеркаев Б.А., Сайфутдинов А.И. Численное исследование поверхностного барьерного разряда в воздухе атмосферного давления // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т.62. № 11. С. 50-54.

6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб. руководство. М.: Наука, 1987. 592 с.

7. Власов А.Н. Индукционный разряд для получения долгоживущих плазмоидов // Вестник Рязанского радиотехнического университета. 2012. № 39-2. С. 108-121.

8. Власов А.Н., Дубков М.В., Буробин М.А., Маношкин А.Б., Николаев А.В. и др. (всего 10 человек). Проведение исследований индукционного разряда при быстром спаде сильного магнитного поля в горячей плазме с использованием установки типа «ИНГИР-Мега», имеющей индуктивный накопитель для генерирования индукционного разряда при накачке мегаваттными импульсами // Отчет о НИР (заключ.): 28-12 / Рязан. гос. радиотехн. ун-т; рук. А.Н. Власов – Рязань. – 2013. № ГР 01201272674. Инв. № 02201450296.

UDC 537.523

NUMERICAL STUDY OF CURRENT DENSITY IN INDUCTION DISCHARGE OF PULSED PLASMATRON

A. N. Vlasov, Doctor in Technical sciences, full professor, department of general and experimental physics, RSREU, Ryazan, Russia;

orcid.org/0000-0002-6298-0433, e-mail: oief@rsreu.ru

A. V. Nikolaev, lecturer, department of general and experimental physics, RSREU, Ryazan, Russia; orcid.org/0000-0001-7603-7094, e-mail: oief@rsreu.ru

An electrodynamic model has been formulated describing induction discharge in pulsed plasmatron in terms of induced current density in a plasma clot under the action of pulsed magnetic field. Numerical calculations have been performed using a plasma model in the form of a cylinder, demonstrating the process of current layer formation in plasma. **The aim of the work is to** numerically study the dynamics of density distribution of induced current in a plasma clot located in a magnetic field with rapid decline of this field.

Keywords: pulsed plasmatron, plasma clot, pulsed magnetic field, induction discharge, current layer.

DOI: 10.21667/1995-4565-2024-88-129-135

References

1. Bulanov S.S., Esiev R.U., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Morozov M.I., Roslyakov I.A. Vzryvnye plazmenno-vihrevye istochniki opticheskogo izlucheniya. *Zhurnal tekhnicheskoj fiziki*. 2010, vol. 80, no. 11, pp. 87-94. (in Russian).

2. Aleksandrov A.F., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Yusupaliev U. Plazmennyj toroidal'nyj vihr' v vozduhe. *Teplofizika vysokih temperatur*. 1988, vol. 26, no. 4, pp. 639-643. (in Russian).

3. Furov L.V. Poluchenie avtonomnyh dolgozhivushchih plazmennyh obrazovanij v svobodnoj atmosphere. *ZHurnal tekhnicheskoj fiziki*. 2005, vol. 75, no. 3, pp. 98-101. (in Russian).

4. Vlasov A.N., Dubkov M.V., Cherkasova Yu.V., Nikolaev A.V. Sozdanie i issledovanie impul'snogo plazmotrona s indukcionnym razryadom dlya polucheniya avtonomnyh plazmennyh obrazovanij. *Vestnik Ryazanskogo gosudarstvennogo radiotekhnicheskogo universiteta*. 2021, no.78, pp. 153-161. (in Russian).

5. Sajfutdinova A.A., Timerkaev B.A., Sajfutdinov A.I. Chislennoe issledovanie poverhnostnogo bar'ernogo razryada v vozduhe atmosfernogo davleniya. *Izvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. Fizika.* 2019, vol.62, no. 11, pp. 50-54. (in Russian).

6. **Rajzer Yu.P.** *Fizika gazovogo razryada: Ucheb. Rukovodstvo* (Physics of a gas discharge: Textbook. manual). Moscow: Nauka, 1987. 592 p.

7. Vlasov A.N. Indukcionnyj razryad dlya polucheniya dolgozhivushchih plazmoidov. Vestnik Ryazanskogo radiotekhnicheskogo universiteta. 2012, no. 39-2, pp. 108-121. (in Russian).

8. Vlasov A.N., Dubkov M.V., Burobin M.A., Manoshkin A.B., Nikolaev A.V. i dr. Provedenie issledovanij indukcionnogo razryada pri bystrom spade sil'nogo magnitnogo polya v goryachej plazme s ispol'zovaniem ustanovki tipa «INGIR-Mega», imeyushchej induktivnyj nakopitel' dlya generirovaniya indukcionnogo razryada pri nakachke megavattnymi impul'sami. Otchet o NIR (zaklyuch.): 28-12 / Ryazan. gos. radiotekhn. un-t; ruk. A.N. Vlasov – Ryazan'. 2013. № GR 01201272674. Inv. № 02201450296. (in Russian).