

03.3

Трехмерная структура течения в окрестности импульсного поверхностного дугового разряда в магнитном поле

© П.Н. Казанский¹, А.Я. Котвицкий^{1,2}, И.А. Моралев¹¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

E-mail: fokko@yandex.ru

Поступило в Редакцию 25 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 3 февраля 2021 г.

Принято к публикации 25 февраля 2021 г.

Описана структура течения, возникающая при движении импульсного поверхностного дугового разряда в поперечном магнитном поле. Показано, что движение плазменного канала приводит к формированию торoidalного вихря. При этом характерная скорость подсоса газа к стенке модели в аэродинамическом следе дуги составляла 30–50 м/с и соответствовала величине до 40% от максимальной скорости расширения газа в фазе нагружения.

Ключевые слова: плазменный актуатор, магнитная гидродинамика, дуговой разряд.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.11.50998.18631

Электрические дуговые разряды в магнитном поле довольно часто используются в различных технических приложениях: плазмотронах [1,2], дуговых размыкателях [3], плазменных актуаторах [4–7]. Большая часть исследований в этой области сфокусирована на параметрах плазмы дугового канала и приэлектродных явлениях. Структуре течения в окрестности плазменного канала уделяется гораздо меньше внимания, при этом именно она отвечает за теплообмен между дугой и внешним газом, а также за индуцированный магнитогидродинамическим (МГД) взаимодействием конвективный перенос во внешней среде.

Существующая литература по структуре течения в окрестности дуги посвящена стабилизированным (между силой Ампера и силой аэродинамического сопротивления) дугам, для которых расчеты принципиальной структуры течения [8,9] проведены еще в 80-х годах прошлого века. Известно, что благодаря тому, что сила Ампера не потенциальна, на границе проводящей области формируется пара вихрей [8,10]. Обтекание этой замкнутой циркуляционной области вместе с каналом дуги приводит к возникновению резкой границы между набегающим потоком и нагретым газом [9] и позволяет использовать „аэродинамические“ модели дугового канала [11]. Экспериментальные исследования структуры течения, подтверждающие эти расчеты, также проводились для стационарной конфигурации, при этом структура течения восстанавливалась по распределению температуры в дуговом канале [12,13]. Прямые измерения структуры течения до последнего времени отсутствовали.

Структура течения в окрестности импульсного дугового разряда в магнитном поле исследована экспериментально и теоретически в [14] в рамках двумерного подхода. Показано, что за стадией теплового расшире-

ния, вызванной импульсным энергоподводом в разряд, формируется течение, аналогичное случаю стабилизированной дуги. При этом дуговой канал вместе с парой ассоциированных вихрей и границей дуговой каверны движется в направлении силы Ампера. Структура течения в этот момент времени определяется как тепловым расширением газа, так и действием пондеромоторной силы. После окончания импульса тока происходит релаксация распределения давления с формированием асимметричной волны разрежения. В области взаимодействия остается вихрь, который обеспечивает достаточно длительное (до единиц ms) перемешивание среды со скоростями в десятки м/с и теоретически может быть использован для управления смещением или отрывом потока.

На данный момент за рамками теоретических и экспериментальных исследований осталось влияние конечной длины проводящего канала. При достаточно больших задержках, когда расстояние, на которое выносятся дуга, становится сопоставимым с межэлектродным, течение становится трехмерным. Этот фактор, очевидно, будет оказывать существенное влияние на структуру вихревых возмущений, созданных импульсной дугой.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование трехмерной структуры течения вблизи импульсного дугового разряда в магнитном поле.

Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. Эксперименты проводились в безвихревой камере размером 400 × 400 × 400 мм. Дуговой разряд формировался между парой тонких вольфрамовых электродов, расположенных на поверхности керамической пластины. Расстояние между электродами $z_{gap} = 7$ мм, разряд инициируется между парой треугольных обострителей, разделенных промежутком в 1 мм.

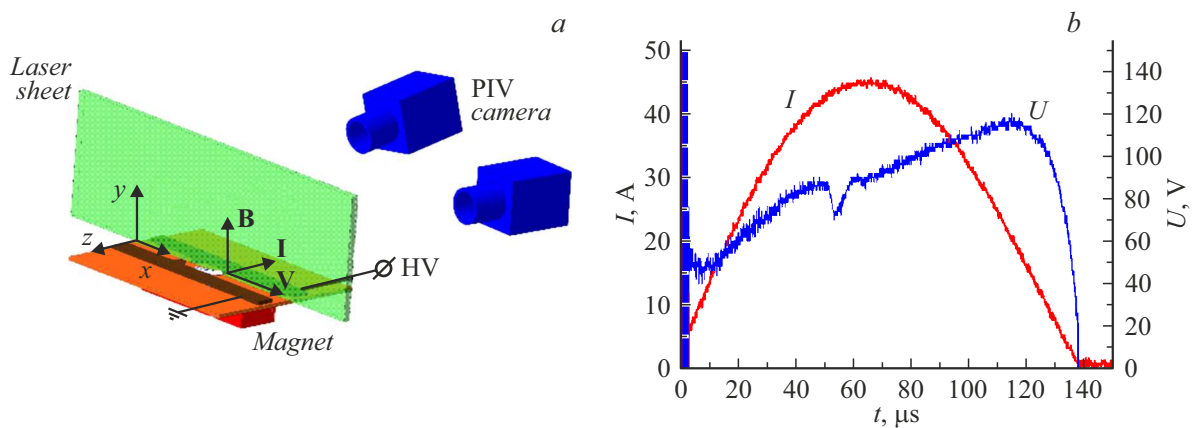


Рис. 1. Схема измерения поля скоростей методом PIV вблизи поверхностного дугового разряда в магнитном поле (а), а также типичная осциллограмма тока и напряжения плазменного актуатора (б).

Дуга питалась импульсом тока синусоидальной формы длительностью $130 \mu\text{s}$ и амплитудой 47 A (рис. 1, б). По мере движения плазменного шнура вдоль обострителей рельсовых электродов длина шнура росла, что в конечном счете приводило к некоторому росту напряжения на электродах (рис. 1, б). Разрядный промежуток помещался в однородное магнитное поле с индукцией 0.2 T , направленное перпендикулярно поверхности пластины.

Поле скоростей исследовалось с помощью системы Stereo PIV LaVision FlowMaster. Поток засеивался частицами масла диаметром $\sim 1 \mu\text{m}$ с временем динамической релаксации порядка $1\text{--}2 \mu\text{s}$. Частицы подсвечивались двумя последовательными лазерными импульсами, сформированными в лазерный нож толщиной 0.5 mm , задержка между которыми составляла $\sim 2 \mu\text{s}$. Изображения регистрировались с помощью пары камер с разрешением 4 Mpix , установленных под углом 20° друг к другу. Камеры были укомплектованы объективами Micro-Nikkor f 105 с удлиненным задним рабочим отрезком и Шаймпфлюг-адаптерами. Обработка изображений велась кросс-корреляционным методом с размером окна $32 \times 32 \text{ pix}$ и перекрытием 50% . Результирующее разрешение векторных полей составило 0.2 mm в плоскости лазерного ножа. Для получения трехмерного поля скорости снималось 30 двумерных распределений компонент (v_x, v_y, v_z) , отстоящих друг от друга на расстояние $\Delta z = 1 \text{ mm}$. Результирующее поле скоростей получалось при осреднении 70 мгновенных кадров.

Исследование структуры течения в окрестности дуги методом PIV (Particle Image Velocimetry) впервые позволило получить трехмерную картину течения в окрестности дуги (рис. 2). В момент пробоя в межэлектродном промежутке происходит формирование токопроводящего канала, сопровождающееся распространением в окружающем разряд газе цилиндрической ударной волны, которая достаточно быстро диссипирует в сферическую волну сжатия-разрежения. Аналогичные

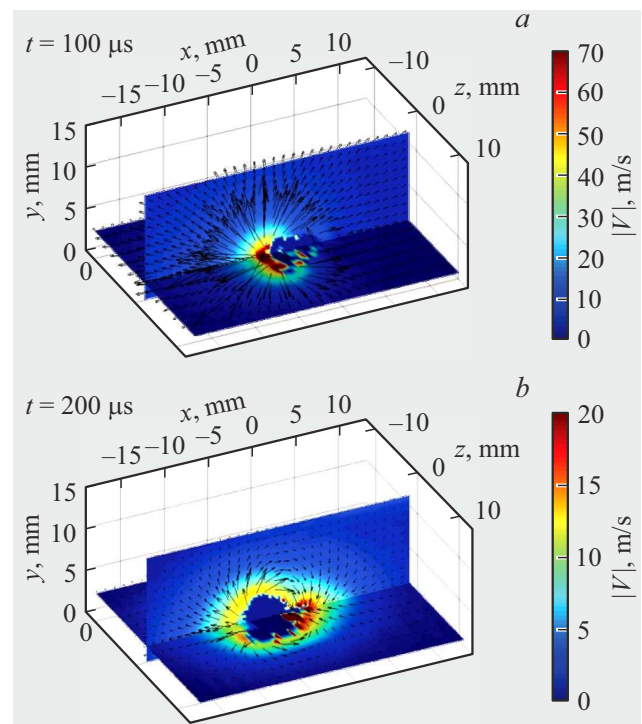


Рис. 2. Трехмерные поля скоростей течения, индуцированного приповерхностной дугой во внешнем магнитном поле.

структуры наблюдались в работе [15]. После ухода волны у поверхности пластины остается горячая область с низкой плотностью. Продолжающийся джоулев нагрев приводит к практически симметричному расширению тепловой каверны (рис. 2, а), что объясняется почти тридцатикратной разностью между работой теплового расширения и величиной пондеромоторной силы для рассматриваемых параметров импульса.

В результате действия силы Ампера расширение дуговой каверны со временем все же становится асим-

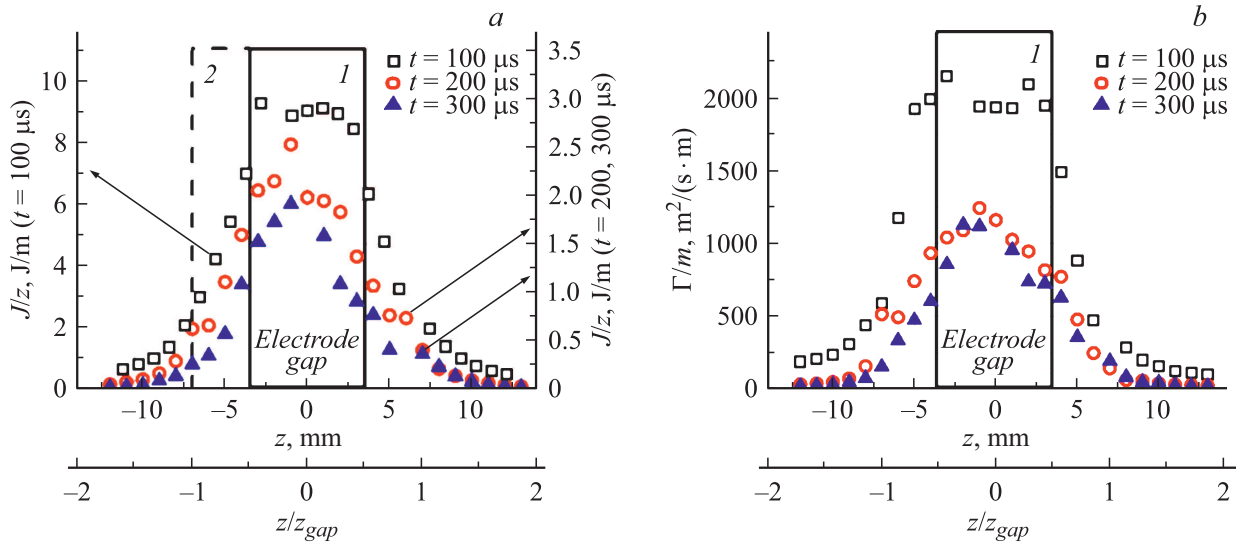


Рис. 3. Зависимость линейной плотности кинетической энергии газа (а) и циркуляции (б) в разных сечениях трехмерной структуры возмущения.

метричным. В окрестности дугового канала формируется вытянутая пара противоположно вращающихся вихрей, которые замыкаются в приэлектродных областях. По завершении токового импульса от каверны распространяется волна разрежения, которая уносит с собой сферически-симметричную часть импульса. В области взаимодействия остается асимметричное вихревое кольцо (рис. 2, б), в донной части которого наблюдается подсос газа к обтекаемой стенке. Максимальная скорость подсоса газа может достигать 30–50 m/s и составляет до 40% от максимальной скорости расширения газа (или движения дуги) в момент энергоподвода.

Для оценки степени трехмерности течения были использованы кинетическая энергия возмущения J

$$J = \sum_i \sum_j \frac{\rho \Delta V (v_x^2 + v_y^2)_{ij}}{2} \quad (1)$$

и z -компонента циркуляции поля скоростей Γ_z

$$\Gamma_z = \sum_i \sum_j \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)_{ij}, \quad (2)$$

полученные в различных плоскостях, нормальных токовому каналу. Плотность засеянной области воздуха ρ в рассматриваемом элементарном объеме ΔV принималась равной 1.3 kg/m³.

Результаты таких интегральных оценок для задержек в 100, 200 и 300 μs представлены на рис. 3. Максимум кинетической энергии газа находится в плоскости симметрии электродного промежутка. В момент времени 100 μs после пробоя линейная плотность кинетической энергии холодного газа одинакова во всем межэлектродном промежутке (область 1) и составляет 10 J/m. Скорость расширения быстро падает вне токового канала

в области 2 (z/z_{gap} от -1 до -0.5) и симметричной области z/z_{gap} от 0.5 до 1. Несмотря на доминирующую роль теплового расширения в формировании профиля скоростей на стадии энерговыклада, циркуляция в рассматриваемой области отлична от нуля (рис. 3, б). Поскольку характерная длина дуги на данном этапе больше характерного диаметра тепловой каверны, циркуляция оказывается также сосредоточена в межэлектродном промежутке.

При больших задержках происходит увеличение высоты каверны и формирование вихревого кольца. Через 200 μs после пробоя линейная плотность кинетической энергии падает в плоскости оси симметрии модели до 2.5 J/m, что объясняется уносом энергии волной разгрузки в конце импульса тока.

Таким образом, исследована трехмерная структура течения, индуцированного импульсным дуговым разрядом конечной длины в поперечном магнитном поле. Показано, что в результате МГД-взаимодействия формируется деформированный тороидальный вихрь, характерные скорости в котором достигают 20-40% от скорости передней границы каверны (или самого дугового канала) в активной части импульса.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00740).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Saito, H. Matsumoto, T. Fujino, J. Therm. Spray Technol., **29** (3), 333 (2020). DOI: 10.1007/s11666-020-00983-1
- [2] I.B. Klementyeva, V.A. Biturin, B.N. Tolkunov, I.A. Moralev, High Temp., **49** (6), 788 (2011). DOI: 10.1134/S0018151X11060149
- [3] R. Ma, M. Rong, F. Yang, Y. Wu, H. Sun, D. Yuan, H. Wang, C. Niu, IEEE Trans. Plasma Sci., **41** (9), 2551 (2013). DOI: 10.1109/TPS.2013.2273832
- [4] Д.С. Мунхоз, В.А. Битюрин, А.И. Климов, П.Н. Казанский, И.А. Моралев, Л.Б. Поляков, Б.Н. Толкунов, ЖТФ, **87** (7), 997 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2021.11.50998.18631 [Пер. версия: 10.1134/S1063784217070155].
- [5] P.N. Kazanskiy, I.A. Moralev, V.A. Bityurin, A.V. Efimov, J. Phys.: Conf. Ser., **774** (1), 012153 (2016). DOI: 10.1088/1742-6596/774/1/012153
- [6] B. Pafford, Y.-J. Choi, J. Sirohi, L.L. Raja, in *44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf.* (San Diego, CA, 2013), AIAA 2013-2886. DOI: 10.2514/6.2013-2886
- [7] S.B. Leonov, I.V. Adamovich, V.R. Soloviev, Plasma Sources Sci. Technol., **25** (6), 63001 (2016). DOI: 10.1088/0963-0252/25/6/063001
- [8] M.D. Cowley, *A boundary-layer model for balanced arcs* (Cambridge, MA, 1967).
- [9] W.T. Lord, J. Fluid Mech., **35** (4), 689 (1969). DOI: 10.1017/S0022112069001388
- [10] V. Bityurin, A. Bocharov, in *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001), AIAA-2001-0793. DOI: 10.2514/6.2001-793
- [11] T.W. Myers, W.C. Roman, AIAA J., **5** (11), 2011 (1967). DOI: 10.2514/3.4354
- [12] N. Sebald, Appl. Phys., **21** (3), 221 (1980). DOI: 10.1007/BF00886172
- [13] Z. Guo, Int. J. Heat Mass Transf., **27** (3), 383 (1984). [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(84\)90285-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(84)90285-0)
- [14] I. Moralev, P. Kazanskiy, V. Bityurin, A. Bocharov, A. Firsov, E. Dolgov, S. Leonov, J. Phys. D: Appl. Phys., **53** (42), 425203 (2020). DOI: 10.1088/1361-6463/ab9d5a
- [15] Ф.Н. Глазырин, И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, Д.С. Наумов, Н.Н. Сысоев, Письма в ЖТФ, **42** (2), 16 (2016). [Пер. версия: 10.1134/S1063785016010223].