

УДК 533.9.082.7.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.3.4

## ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРНОСТИ И СКОРОСТИ РОСТА ТОКА ВАКУУМНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

© В. А. Кокшенев\*, Н. Е. Курмаев, А. А. Жерлицын

Институт сильноточной электроники  
Сибирское отделение РАН  
Россия, Томская обл., 634055 г. Томск, пр. Академический, 2/3.

\*Email: vak@oit.hcei.tsc.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования плазменных потоков, сформированных высоковольтным сильноточным вакуумным разрядом, инициированным напряжением 50–70 кВ по поверхности диэлектрической вставки из корунда. Схемные модификации емкостных накопителей и диапазон рабочих напряжений позволяли изменять амплитуду тока колебательного разряда от 5 до 18 кА с полупериодами 630, 900, 1 250 и 2 500 нс. Измерение скорости плазменного потока с помощью двойных зондов с опорным электродом по времяпролетной методике позволило установить, что плазменный поток имеет максимальную скорость в начальной стадии формирования разряда на участке фронта до половины амплитуды тока. Это означает, что плазменная струя формируется в области максимальной скорости нарастания тока и ее скорость возрастает с 5 см/мкс до 12 см/мкс при увеличении средней скоростью нарастания тока от 6 до 50 А/нс. Для электродов из меди и алюминия протестировано влияние полярности центрального электрода на характеристики плазменного потока. При отрицательной полярности центрального электрода скорость плазмы на 10–15% ниже, чем при положительной полярности. Это связано с лучшей фокусировкой плазменной струи при положительной полярности за счет сжатия плазмы собственным магнитным полем тока разряда. Установленный экспериментальный факт является подтверждением важности роли электродинамического механизма ускорения токонесящей плазмы сильноточного вакуумного разряда.

**Ключевые слова:** сильноточный вакуумный разряд, плазменный поток.

### Введение

Импульсные плазменные ускорители нашли разнообразное применение как инжекторы плазмы в термоядерных устройствах, при формировании плазменных лайнеров, создании плазмодинамических систем и т.д. [1–3]. Их широкое применение объясняется высокими параметрами плазменных сгустков и конструктивной простотой. Распространены плазменные пушки (ПП) на основе сильноточного разряда в диэлектрическом капилляре [4–7], поверхностные источники плазмы (flashboard) [8], коаксиальные плазменные пушки с диэлектрической вставкой [9]. В этих устройствах, как правило, значительная часть плазменного потока состоит из ионов материала диэлектрика, что не всегда соответствует поставленной задаче, например, генерации плазмы из ионов металлов [2]. Этой цели более соответствует дуговой вакуумный разряд, где плазменный поток формируется испаренным и ионизованным материалом электродов. Для вакуумных разрядов различных типов и геометрий разрядного промежутка скорость плазменной струи определяется в основном материалом электродов и составляет ~ 2 см/мкс [10]. В то же время для сильноточных разрядов в десятки килоампер получены скорости ~10 см/мкс [11–13]. В этих экспериментах разряд инициировался непосредственно высоковольтным импульсом амплитудой 30–50 кВ с фронтом ~ 30 нс, поданным на центральный электрод плазменной пушки. Плазменная струя формируется с задержкой порядка сотен нс и при своем разлете в вакууме доускоряется частью протекающим по плазме разрядным током [12].

Амплитуду разрядного тока можно регулировать как изменением (величиной) напряжения на емкостном накопителе, так и изменением параметров разрядного контура ( $I_m \sim U_0/\rho$ , где  $\rho = (L/C)^{1/2}$ ). Важно знать, чем определяется (величина) скорость плазменного потока – амплитудой тока разряда ( $I_m$ ) или скоростью нарастания тока ( $dI/dt \cong U_0/L \sim I_m/(LC)^{1/2}$ ). Получение максимальных скоростей плазменного потока связано с пониманием процесса формирования и ускорения разрядной плазмы. В работе проверены оба способа достижения равных амплитуд тока разряда. Исследовано влияние полярности центрального электрода на характеристики плазменной струи для электродов из меди и алюминия.

### Техника и методика эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Исследовался сильноточный вакуумный разряд при остаточном давлении ~  $2 \cdot 10^{-5}$  Торг. Электродная система представляла собой сборку из центрального электрода в виде трубки с диаметрами 8/5 мм, вставленную заподлицо в керамическую трубку с диаметрами 12/8 мм, обжатую зазем-

ленным кольцевым внешним электродом. Исследованы электродные системы из меди и алюминия при обеих полярностях центрального электрода. Сменяемые емкостные накопители позволяли реализовывать режимы разряда с изменяемой частотой колебаний. Разрядный ток измерялся поясом Роговского по схеме трансформатора тока, установленного у плазменной пушки в месте подключения кабеля РК-50-9, соединяющего емкостный накопитель с плазменным источником. Разрядные токи имели форму затухающей синусоиды с полупериодами 630, 900, 1 250 и 2 500 нс. Отметим, что декремент колебаний  $\Delta$ , характеризующий быстроту затухания тока, не превышал значения 1.3–1.4, что указывает на незначительное влияние величины активного сопротивления  $r$  на максимальный ток разряда, определяемый как  $I_m \cong U_0/\rho$  ( $r \ll \rho$ ,  $r \leq 0.1\rho$ ). Амплитуда тока разряда регулировалась как зарядным напряжением на емкостном накопителе (30–70 кВ), так и количеством кабелей РК-50-9 (от 1 до 3), подключаемых к одной плазменной пушке.

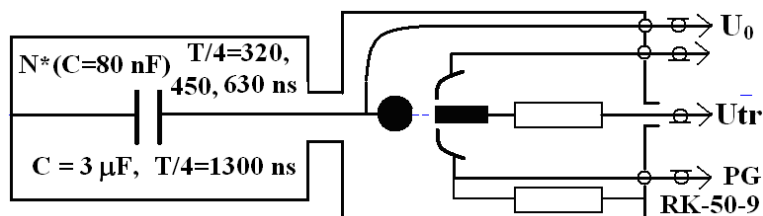


Рис. 1. Схема эксперимента.

Измерение скорости плазменного потока производилось времяпролетным способом по временному сдвигу характерных частей сигналов с двух зондов. Для измерения использованы двойные зонды с опорным электродом. Схема измерения и характерные осциллограммы тока разряда и сигналов с зондов K1 и K2 приведены на рис. 2. Зонды имели коаксиальную конструкцию, внешний электрод из медной трубки был опорным электродом, относительно него на внутренний электрод подавалось напряжение смещения  $U_{см} = -(30-60)$  В. Сигналы K1 и K2 с нагрузочных сопротивлений  $R = 75$  Ом подавались на 4-х каналный цифровой осциллограф TDS 640 (500 МГц). Зонды устанавливались на расстоянии 60 и 110 мм от торца плазменного источника. Плазменная струя, генерируемая пушкой, проходила через заземленную диафрагму с отверстием диаметром 18 мм закрытым сеткой с прозрачностью  $\sim 70\%$ , установленной на расстоянии 25 мм от пушки, и расширялась в направлении зондов. Подробно методика измерения средней скорости плазменного потока описана в работе [12]. В данном случае отметим, что перед началом измерений в каждом варианте эксперимента производилось несколько зарядных выстрелов (до 3), в которых, как правило, имел место прекурсор амплитудой до 30% от амплитуды основного импульса и скоростью распространения не менее 10 см/мкс. Средняя скорость для каждого режима являлась результатом обработки не менее 3 выстрелов (5 и более выстрелов).

### Результаты эксперимента

Для определения влияния параметров разрядного контура на характеристики плазменной струи в эксперименте использованы четыре варианта емкостных накопителей. Три варианта накопителей собирались из конденсаторных блоков для ЛТД-генераторов [14–16] и имели емкости 0.24, 0.48 и 0.96 мкФ. Время до максимума первой полуволны тока составляли соответственно 320, 450 и 630 нс. Напряжение зарядки варьировалось в диапазоне 50–70 кВ. В четвертом варианте использован конденсатор ИК 50-3 емкостью 3 мкФ с временем нарастания до максимума тока  $\sim 1300$  нс и рабочим напряжением 30–50 кВ.

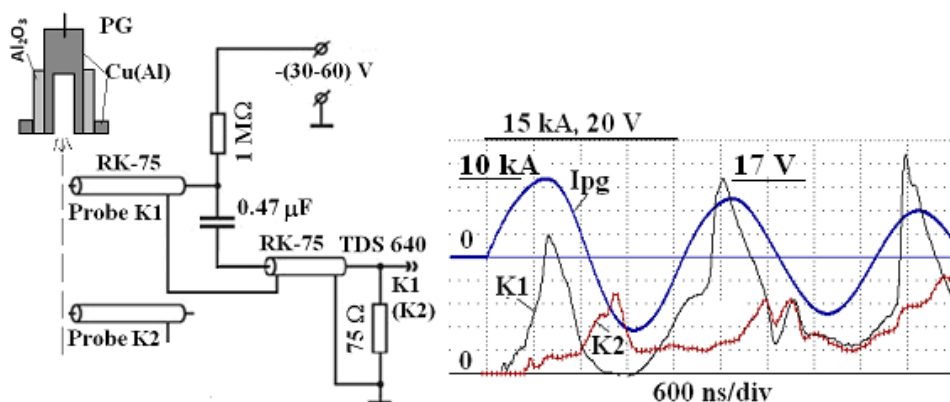


Рис. 2. Схема измерения и характерные осциллограммы тока разряда и сигналов с зондов K1 и K2.

Измерения показали значительный разброс скоростей плазменного потока (до 10%) от разряда к разряду (интервал 3–5 мин.), который имеет тенденцию к увеличению с ростом амплитуды тока. Особенно значительно это проявлялось при увеличении тока с ростом зарядного напряжения на емкостном накопителе. Как ранее отмечалось в работе [12] и в данном эксперименте (см. осциллограммы на *рис. 2*), формирование направленного потока запаздывает относительно начала тока разряда на  $\sim 100$  нс при условии, что средняя скорость плазменного сгустка на участке между разрядным промежутком и зондами меняется незначительно. При этом плазменный поток имеет максимальную скорость в начальной стадии формирования дуги на участке фронта до половины амплитуды тока сильноточного разряда. В связи с этим зависимость скорости плазменного потока от амплитуды разрядного тока не является представительной (однозначной) и имеет качественный характер. В то же время скорость плазменного потока в сильноточном разряде зависит от величины тока, и чем больше величина тока за конкретный промежуток времени, тем выше может быть скорость токнесущей плазмы [12]. Еще одним фактором является амплитуда и фронт импульса напряжения, прикладываемого к межэлектродному промежутку. В эксперименте при срабатывании управляемого разрядника высоковольтный импульс амплитудой  $U_0$  с фронтом 30 нс по отрезку кабеля РК-50-9 непосредственно подавался на 2 мм зазор по поверхности керамики. Высокая скорость нарастания напряжения (в нашем случае до  $2 \cdot 10^{12}$  В/с и средняя напряженность поля до 350 кВ/см) обеспечивала раннее перекрытие 2 мм зазора. Дальнейший переходной процесс в разрядном контуре практически соответствовал режиму короткого замыкания с малыми активными потерями ( $r \ll \rho$ ). Высокая плотность тока стимулирует интенсивное плазмообразование на поверхности электродов. Количество этой плазмы может влиять на скорость сгустка при равном импульсе ускоряющей силы. С учетом вышесказанного были предприняты усилия по получению зависимости скорости плазменного потока от параметров разряда при неизменной величине одного либо двух из влияющих факторов:  $U_0$ ,  $I_m$ ,  $dI/dt$ .

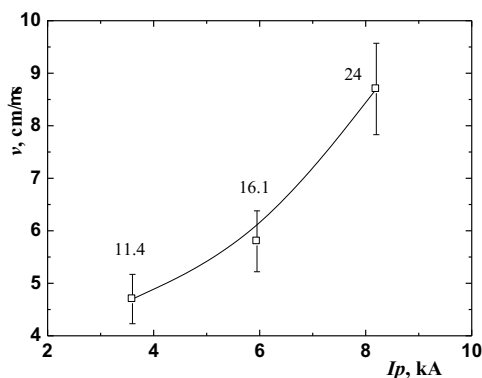


Рис. 3. Зависимость скорости плазмы от амплитуды тока  $I_{mp}$  ( $U_0 = 50$  кВ,  $T/4 \sim 340$  нс) для медных электродов при отрицательной полярности центрального электрода, над экспериментальными точками цифрами указаны усредненные величины  $dI/dt - A/нс$ .

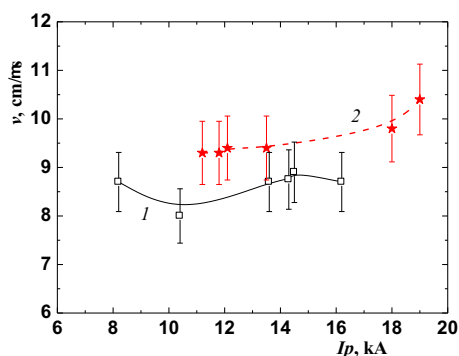


Рис. 4. Зависимость скорости плазмы от амплитуды тока  $I_{mp}$  при постоянной скорости нарастания тока для медных электродов:  
1 – центральный электрод отрицательной полярности,  $dI/dt \cong 24 \pm 0.5$  А/нс,  $U_0 = 60-65$  кВ,  $T/4 \sim 320, 450$  и  $630$  нс;  
2 – полярность плюс,  $dI/dt \cong 31 \pm 1$  А/нс,  $U_0 = 65-70$  кВ,  $T/4 \sim 450$  и  $630$  нс.

На *рис. 3* приведена зависимость скорости плазмы от амплитуды тока для медных электродов при  $U_0 = \text{const} = 50$  кВ для режима с  $T/4 \sim 340$  нс. Увеличение амплитуды тока достигалось изменением количества подключаемых к источнику плазмы кабелей РК-50-9. Рост амплитуды тока при практически постоянном фронте ведет и к росту усредненной скорости нарастания тока (цифры над экспериментальными точками в А/нс). Анализ результатов экспериментов со всеми вариантами емкостных накопителей позволил получить влияние одно-

го из факторов на скорость плазмы при постоянстве двух других. На *рис. 4* приведена зависимость скорости плазменного потока от амплитуды тока  $I_m$  при близких к постоянным скорости роста тока и зарядном напряжении источника питания для обеих полярностей центрального электрода. Из приведенных зависимостей видно, что влияние фактора  $I_{mp}$ , амплитуды тока разряда, если и есть, то незначительное. Очевидно, это связано с тем, что формирование основного максимума сигнала на зондах, как это уже отмечалось выше, не коррелирует напрямую с максимумом тока разряда. Пик ионного потока формируется до максимума тока. Определить однозначно величину тока разряда, которой соответствует момент формирования максимума сигнала на зонде в данном случае проблематично: нужны дополнительные диагностики.

Для исследуемой геометрии разрядного промежутка (см. *рис. 2*) с керамической вставкой из корунда для обоих материалов протестировано влияние полярности центрального электрода (и параметров разрядного контура) на характеристики плазменного потока. Результаты исследования приведены на *рис. 5*. При отрицательной полярности центрального электрода скорость плазмы, как правило, на 10–15% ниже, чем при положительной полярности, и для меди (*рис. 5a*), и для алюминия. Это может быть связано с лучшей фокусировкой плазменной струи при положительной полярности за счет сжатия плазмы собственным магнитным полем тока разряда, как это имеет место в коаксиальных ускорителях плазмы [9], либо при транспортировке в поперечном магнитном поле [17]. Влияние параметров разрядного контура в виде усредненной скорости нарастания тока разряда на скорость плазмы приведено на *рис. 5b*. Даны обобщенные кривые для алюминия (график 1) и меди (график 2), где изменение фактора  $dI/dt$  достигалось как изменением зарядного напряжения, так и схемными модификациями исследуемых вариантов емкостных накопителей. Изменение фактора  $dI/dt$  взаимосвязано с изменением амплитуды тока разряда. Для объяснения приведенных на *рис. 5b* зависимостей необходимо знать ионный состав разрядной плазмы. В работе [13] указано, что в вакуумно-искровом разряде с токами  $\sim 10$  кА плазменный поток содержит 10–20% многозарядных ионов материала катода (меди), а в [18] показано повышение зарядности ионов в переходном режиме от вакуумных искр к сильноточным вакуумным дугам с возможным формированием многозарядных ионов металлической плазмы [19]. В экспериментах [20] приведены результаты формирования плазменных потоков ионов алюминия, меди, тантала и молибдена при амплитуде тока вакуумной дуги 25 кА и длительности полупериода тока 120 мкс. В наших экспериментах (остаточный вакуум  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр, интервал между разрядами  $\sim 3$  мин.) с высокочастотными сильноточными разрядными контурами, на фронте плазменного потока могут быть и ионы десорбированных с поверхности электродов и керамики газов. Определение ионного состава плазменной струи для исследуемых параметров сильноточного вакуумного разряда является нашей ближайшей задачей.

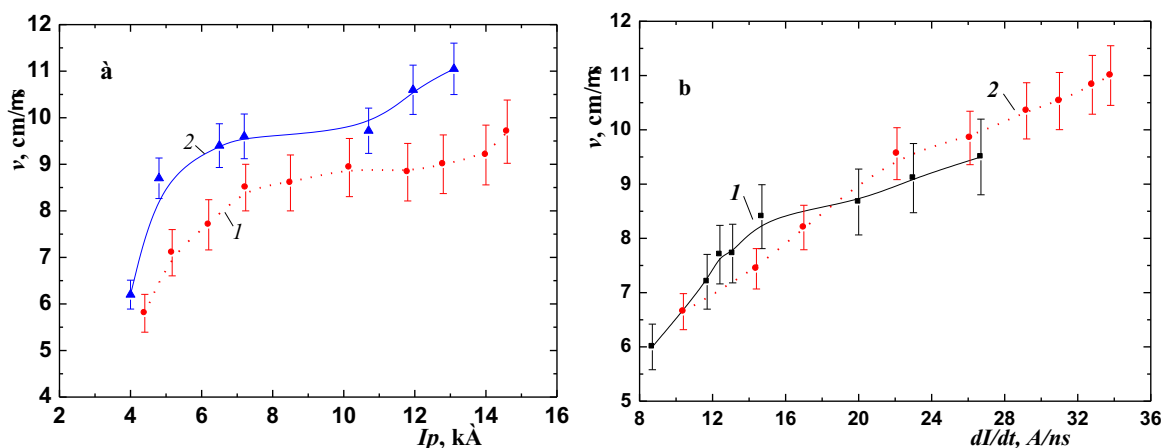


Рис. 5. а – зависимость скорости плазменного потока от амплитуды тока разряда с полупериодом 1250 нс для медных электродов, 1 – центральный электрод – катод, 2 – анод; б – зависимость скорости плазменного потока при отрицательной полярности центрального электрода вакуумно-дуговой плазменной пушки от усредненной скорости нарастания тока ( $dI/dt$ ): 1 – Al, 2 – Cu.

### Выводы

Исследованы источники плазмы на основе высоковольтного и сильноточного вакуумного разряда. Емкостные источники питания при зарядном напряжении 30–70 кВ позволяли реализовать 4 режима колебательного разряда тока с амплитудами 5–18 кА и временами нарастания 320, 450, 630 и 1 300 нс. Измерение скорости плазменного потока производилось времяпролетным способом с использованием двойных зондов с опорным электродом. Для электродов из меди и алюминия при отрицательной полярности центрального электрода скорость плазмы на 10–15% ниже, чем при положительной полярности. Исследованные режимы разряда позволили установить, что плазменный поток имеет максимальную скорость в начальной стадии формирования дуги на

участке фронта до половины амплитуды тока сильноточного разряда. При изменении средней скорости нарастания тока 6–50 А/нс получены плазменные потоки со скоростями от 5 см/мкс до 12 см/мкс.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме №FWRM-2021-0001.*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gorman J. G., Rietjens L. H. Rotating plasma experiments in the B-3 stellarator // *Phys. Fluids*. 1966. Vol. 9. Pp. 2504–2511.
2. Roussikh A. G., Zhigalin A. S., Oreshkin V. I. et al. Use of vacuum arc plasma guns for a metal puff Z-pinch system // *Physics of Plasmas*. Vol. 18(9). 092707-1–092707-7. 2011.
3. Stringfield R., Sincerny P., Wong S.-L. et al. Continuing studies of plasma erosion switches for power conditioning on multiterawatt pulsed power accelerators // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1983. Vol. 11(3). Pp. 200–205.
4. Mendel C. W. et al. Carbon plasma guns // *Rev. Sci. Instrum.* 1980. Vol. 51(12). Pp. 1641–1644.
5. Levin M. et al. High-current capillary discharge with prepulse ablative plasma // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93(2). Pp. 851–854.
6. Kokshenev V. A. Shunting Z-Pinch by Load by Plasma Switch Installed in a Magnetically Isolated Transmission Line // *7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE)*. Tomsk, Russia. 2020. Pp. 279–282. DOI: 10.1109/EFRE47760.2020.9241936.
7. Li R., Li X., Jia S. and Murphy A. B. A two-dimensional capillary discharge model considering the ablation and deposition processes // *J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 110. 093302.
8. Renk T. J. Flashboards as a plasma source for plasma opening switch applications // *J. Appl. Phys.* 1989. Vol. 65(7). Pp. 2652–2663.
9. Thom K., Norwood J., Jalufka N. Velocity limitation of a coaxial plasma gun // *Phys. Fluids*. 1964. Vol. 7. Pp. 67–70.
10. Anders A. and Yushkov G. Y. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 91. Pp. 4824–4832.
11. Hagerman D. C., Osher J. E. Two High Velocity Plasma Guns // *The Review of Scientific Instruments*. 1963. Vol. 34(1). Pp. 56–62.
12. Kokshenev V. A. and Kurmaev N. E. Formation of plasma jets by a high-current discharge in metal vapor // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2064, 012033. IOP Publishing. 2021. DOI: 10.1088/1742-6596/2064/1/012033.
13. Красов В. И., Кринберг И. А., Паперный В. Л. и др. Ускорение ионов при расширении в вакуум сильноточной катодной плазменной струи // *Письма в ЖТФ*. 2007. №33(22). С. 1–8.
14. Kim A. A. et al. Development and tests of fast 1-MA linear transformer driver stages // *Phys. Review ST. Accelerators and Beams*. 2009. Vol. 12, 050402-1–050402-8.
15. Kovalchuk B. M. et al. Capacitor blocks for linear transformer driver stages. // *Rev. Sci. Instrum.* 2014. Vol. 85. 013501.
16. Zherlitsyn A. A. et al. Air insulated LTD for E-beam diode // *Proc. 15th Intern. Symp. High Current Electronics*. Tomsk. 2008. Pp. 296–298.
17. Plechaty C., Presura R. and Esaulov A. A. Focusing of an explosive plasma expansion in a transverse magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111, 185002.
18. Frolova V. P., Nikolaev A. G., Oks E. M. et al. Pulsed vacuum arc plasma source of supersonic metal ion flow // *Rev. Sci. Instrum.* 2020. Vol. 91. 023302. DOI: 10.1063/1.5143503.
19. Yushkov G. Yu., Nikolaev A. G., Frolova V. P. et al. Multiply charged metal ions in high current pulsed vacuum arcs // *Phys. Plasmas*. 2017. Vol. 24. 123501.
20. Yushkov G. Yu. and Anders A. Extractable, elevated ion charge states in the transition regime from vacuum sparks to high current vacuum arcs // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. 041502.

*Поступила в редакцию 17.09.2023 г.*

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.3.4

**INFLUENCE OF POLARITY AND RATE OF CURRENT GROWTH  
OF A VACUUM HIGH-CURRENT DISCHARGE  
ON THE CHARACTERISTICS OF PLASMA JETS**

© V. A. Kokshenev\*, N. E. Kurmaev, A. A. Zherlitsyn

*Institute of High Current Electronics, Siberian branch of Russian Academy of Sciences  
2/3 Akademicheskoy Avenue, 634055 Tomsk, Russia.*

*\*Email: vak@oit.hcei.tsc.ru*

The paper presents the results of an experimental study of plasma flows generated by a high-voltage high-current vacuum discharge initiated by a voltage of 50–70 kV over the surface of a corundum dielectric insert. Circuit modifications of capacitive storages and the range of operating voltages made it possible to change the amplitude of the oscillatory discharge current from 5 to 18 kA with half-periods of 630, 900, 1 250, and 2 500 ns (with an average rise rate of 6–50 A/ns). Measuring the velocity of the plasma flow using double probes with a reference electrode using the time-of-flight technique made it possible to establish that the plasma flow has a maximum velocity in the initial stage of discharge formation in the section of the front up to half the current amplitude. This means that the plasma jet is formed in the region of the maximum rate of current rise and its velocity increases from 5 cm/μs to 12 cm/μs with an increase in the average rate of current rise from 6 to 50 A/ns. For electrodes made of copper and aluminum, the influence of the polarity of the central electrode on the characteristics of the plasma flow was tested. With a negative polarity of the central electrode, the plasma velocity is 10–15% lower than with a positive polarity. This is due to better focusing of the plasma jet at positive polarity due to plasma compression by the discharge current's own magnetic field. The established experimental fact confirms the importance of the role of the electrodynamic mechanism of acceleration of the current-carrying plasma of a high-current vacuum discharge.

**Keywords:** high-current vacuum discharge, plasma flow.

*Received 17.09.2023.*