

**SIMULATION OF HIGH CURRENT VACUUM ARC  
WITH HYBRID CATHODE ATTACHMENT***Dmitry Leonidovich Shmelev<sup>1, 2a</sup>, Sergei Aleksandrovich Barengolts<sup>3</sup>, Igor Vladimirovich Uimanov<sup>1</sup>*<sup>1</sup> Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Amundsen str. 106, Yekaterinburg, 620016, Russia<sup>2</sup> Ural Federal University, Mira str. 19, Ekaterinburg, 620002, Russia<sup>3</sup> Prokhorov General Physics Institute RAS, Vavilova str. 38, Moscow, 119991, Russia<sup>a</sup> shmelev@iep.uran.ru

---

**ABSTRACT**

A model of the hybrid cathode attachment of a high-current vacuum arc with a characteristic average current density at the cathode of  $10^5$ – $10^6$  A/cm<sup>2</sup>, in which multiple rapidly moving cathode spots and a quasi-stationary thermal spot coexist, is proposed. The numerical simulation of the formation and expansion of a plasma jet with a hybrid cathode attachment showed that the model can explain the sharp increase in the mass of the plasma jet and cathode erosion observed in experiments on magnetic implosion. Characteristic evidence for the onset of hybrid cathode attachment is predicted and can be verified experimentally.

**KEYWORDS**

Vacuum arc; cathode spot; cathode erosion; numeric simulation.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ  
С ГИБРИДНОЙ КАТОДНОЙ ПРИВЯЗКОЙ***Дмитрий Леонидович Шмелев<sup>1, 2a</sup>, Сергей Александрович Баренгольц<sup>3</sup>,  
Игорь Владимирович Уйманов<sup>1</sup>*<sup>1</sup> Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, Россия, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19<sup>3</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38<sup>a</sup> shmelev@iep.uran.ru

---

**АННОТАЦИЯ**

Предложена модель гибридной катодной привязки сильноточной вакуумной дуги с характерной средней плотностью тока на катоде  $10^5$ – $10^6$  А/см<sup>2</sup>, в которой сосуществуют множественные быстро перемещающиеся катодные пятна и квазистационарное термопятно. Проведенное

численное моделирование формирования и разлета плазменной струи с катодной гибридной привязкой показало, что модель позволяет объяснить резкое увеличение массы плазменной струи и эрозии катода, наблюдаемое в экспериментах по магнитной имплозии. Предсказаны характерные свидетельства возникновения гибридной катодной привязки, которые могут быть проверены экспериментально.

## КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Вакуумная дуга; катодное пятно; катодная эрозия; численное моделирование.

### Введение

Вакуумные дуги (ВД) используются в различных электрофизических устройствах, таких как вакуумные прерыватели тока, источники ионов, устройства для напыления и т.д. [1–5]. Проводящая среда (плазма) в межэлектродном промежутке ВД создается за счет эрозии электродов. В слабotoчной (ток дуги до 1 кА) ВД эрозия происходит только с катода, анод является пассивным коллектором электронов и ионов. В сильноточной дуге (десятки килоампер) существенный вклад в эрозию может давать и анод [3, 4].

Протекание тока и катодная эрозия в ВД происходит через микроскопические (радиусом несколько микрон) катодные пятна (КП), хаотически перемещающиеся по поверхности катода [1]. КП испускают сверхзвуковые струи сильно ионизированной плазмы. Ток на одно КП в слабotoчной дуге примерно постоянен, увеличение тока дуги приводит к пропорциональному увеличению количества КП [5–8]. Масса эродированной плазмы в этом случае пропорциональна току дуги. Коэффициент пропорциональности, который называется коэффициентом удельной эрозии (КУЭ), варьируется в зависимости от материала катода в диапазоне ~15–170 мкг/Кл [9]. В слабotoчной вакуумной дуге КУЭ не зависит от тока дуги.

При увеличении тока до некоторой пороговой величины (зависит от размера катода) пропорционально увеличивается количество катодных пятен на поверхности катода. Большое количество КП хаотически перемещаются по всей поверхности катода. В этом

случае можно считать, что катодная привязка (область через которую проходит ток) вакуумной дуги совпадает с поверхностью катода [6–8]. При этом можно говорить о средней плотности тока катодной привязки (СПТКП). Это полный ток дуги, деленный на площадь поверхности катода.

Такой подход применяется при анализе вакуумных прерывателей с продольным магнитным полем, для которых характерны размеры катодов в несколько сантиметров, а прерываемые токи в несколько десятков килоампер. Характерная величина СПТКП при этом порядка 1 кА/см<sup>2</sup> [4, 8]. Напомним, что плотность тока в КП порядка 10<sup>8</sup> А/см<sup>2</sup> [1, 2]. Из чего ясно, что КП занимают незначительную часть поверхности катода. Однако за счет быстрого хаотического перемещения, КП создают у катода квазиоднородную плазму, ионная плотность которой оценивается по СПТКП и КУЭ [6, 8]. Другие параметры плазмы (скорость, заряд иона, температура) в прикатодной области принимаются идентичными параметрам, характерным для одиночного КП. В вакуумных прерывателях с продольным магнитным полем проявляются коллективные эффекты, которые приводят к существенному изменению параметров плазмы, по сравнению с плазмой катодного пятна, но не влияют на КУЭ.

В устройствах другого типа – прерывателях тока с поперечным магнитным полем описанный выше подход неприменим. В этом случае, под действием пинч-эффекта, дуга становится контрагированной. Катодная привязка занимает лишь небольшую часть поверхности катода, а оценка вели-

чины СПТКП при этом достигает  $10^6$  А/см<sup>2</sup> [10–12]. В настоящее время не существует экспериментальных данных, которые позволили бы определить, что в данном случае представляет собой катодная привязка. Это все еще множество отдельных микроскопических катодных пятен [6] или одно сплошное, относительно большое (радиусом больше ста микрон) и медленное термопятно [10]. Косвенные экспериментальные данные [10] и многочисленные модели [11–14] указывают на то, что в данном случае может существовать одно сплошное квазистационарное термопятно. Модели [11, 12] предсказывают, что КУЭ термопятна является нелинейной функцией тока и может быть значительно больше, чем КУЭ микроскопического КП. Экспериментальных данных по КУЭ катодных привязок в прерывателях с контрагированной дугой нет.

Относительно недавно сильноточные ВД стали применяться для накачки плазменных лайнеров с целью изучения последующей имплозии магнитным полем [15]. В применяемых для этого вакуумно-дуговых пушках ток достигал сотен ампер, а СПТКП достигала величин  $10^5$ – $10^6$  А/см<sup>2</sup>. В ходе этих экспериментов двумя разными методами определялась масса плазмы в плазменном лайнере. Было надежно доказано, что КУЭ в сильноточных дугах как минимум в десятки раз должны превосходить КУЭ обычных КП, чтобы накачать массу плазменных лайнеров до величин, полученных в экспериментах [15–18]. Резкое увеличение КУЭ в сильноточных дугах свидетельствует об изменении типа катодной привязки с привязки в виде множественных микроскопических КП на привязку в виде одного сплошного термопятна. Возможность самосогласованного функционирования эмиссионно-эрозионного термопятна была продемонстрирована ранее [11–13]. Остается открытым вопрос – как происходит переход от одного типа катодной привязки (множественные быстрые КП) к другому типу (термопятно). Логично предположить, что смена

типа катодной привязки не происходит одно-моментно и в некотором диапазоне параметров оба типа привязки сосуществуют. Такой тип катодной привязки будем называть гибридной катодной привязкой. Данная статья посвящена моделированию возникновения и развития данного – гибридного типа катодной привязки в сильноточной ВД.

## 1. Описание модели

Будем моделировать дугу в т.н. системе открытого типа, которая представляет собой стержневой алюминиевый катод (диаметр 1,5 мм), охватывающий катод кольцевой изолятор (полиэтилен, внешний диаметр 6 мм) и охватывающий изолятор кольцевой анод. Поверхности катода, изолятора и анода находятся в одной плоскости. Данная конфигурация удобна как для моделирования, так и для экспериментов [19, 20]. На рис. 1 показано схематическое изображение гибридной катодной привязки. Электрический ток на границе катод-плазма протекает через катодные пятна ( $J_{spot}$ ) и посредством электронно-эмиссионного тока ( $J_{em}$ ) с катода между пятнами и ионного тока из плазмы на катод ( $J_i$ ) между пятнами. Плотность тока между пятнами много ниже, чем плотность тока в КП. Однако при характерной СПТКП на уровне  $10^5$  А/см<sup>2</sup> КП занимают порядка 0,1% поверхности катода, поэтому интегрированный вклад от разных компонент в общий ток дуги может быть сравним.

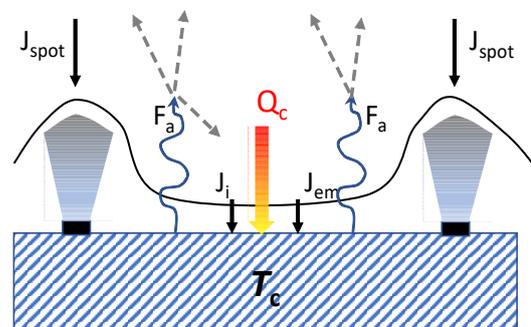


Рис. 1. Схематическое изображение гибридной катодной привязки

Fig. 1. Sketch of hybrid cathode attachment

В нашей модели предполагается, что в каждой точке поверхности катода выполняется следующее соотношение для плотностей тока:

$$J = J_{spot} + J_{em} + J_i, \quad (1)$$

где  $J$  это СПТКП – т.е. полный ток дуги деленный на площадь поверхности катода,  $J_{spot}$  – здесь это не плотность тока в катодном пятне, а средняя плотность тока через катодные пятна. Кроме того, предполагаем, что в каждой точке поверхности катода выполняется следующее соотношение для плотностей потока энергии:

$$Q_c = J_{spot} \cdot U_{eff} + Q_i + Q_a + Q_{rad} + Q_{vap} + Q_{em}, \quad (2)$$

где обозначены следующие плотности потока энергии на катод:  $Q_c$  – полный;  $Q_i$  – нагрев ионами;  $Q_a$  – нагрев нейтралами;  $Q_{rad}$  – радиационный нагрев;  $Q_{vap}$  – охлаждение испарением;  $Q_{em}$  – эмиссионное охлаждение. Первое слагаемое в правой части (2) – это нагрев катода от КП, а  $U_{eff}$  – эффективный вольтаж, характеризующий нагрев катода посредством КП [21] (6 В в нашем случае). При расчете  $Q_i$  предполагается, что падение напряжения на прикатодном плазменном слое 20 В.

По аналогии с [6, 8] предполагаем, что за счет быстрого хаотического перемещения по катоду плазма, испускаемая КП, эффективно перемешивается, так что вблизи катодной поверхности создается однородная плазма с ионной плотностью  $n_{ci} = J_{spot} \cdot g / (u_i \cdot m_i)$ , где  $g$  – КУЭ обычных КП (20 мкг/Кл в нашем случае);  $u_i$  – скорость ионов ( $2,5 \times 10^6$  см/с для Al);  $m_i$  – масса ионов. Плазма, возникающая за счет ионизации испаренных атомов, дает дополнительный вклад в ионную плотность. В модели ионы, поступившие из КП и в результате ионизации испаренных атомов, считаются частицами разных типов. В силу большой разницы начальных скоростей прикатодной области эти два типа ионов разделены в фазовом пространстве. Под действием ион-ионного трения эти две группы ионов смешиваются на некотором расстоянии от катода. Таким образом, в нашей модели

пространственное разделение быстрых ионов из КП и медленных ионов из испаренных атомов (рис. 1) заменено на разделение этих ионов в фазовом пространстве.

Разлет плазмы в нашей модели рассчитывается при помощи гибридного подхода, разработанного ранее в [22]. В гибридном подходе ионы и атомы моделируются методом частицы-в-ячейках, а электроны моделируются безмассовой МГД жидкостью при сохранении квазинейтральности. Методами Монте-Карло рассчитывается ионизация, рассеяние нейтралов, кулоновское рассеяние ионов.

Приближенно схему моделирования можно описать следующим образом. Задаем форму импульса тока (здесь используется импульс тока из [19]), вычисляем  $J$ , сначала катод холодный, ток протекает только через катодные пятна. Далее рассчитываем разлет плазмы. Гибридная модель позволяет нам вычислить потоки ионов и нейтралов на катод. Определяем  $Q_c$ , решаем уравнение теплопроводности для катода. В начале импульса нагрев катода происходит только за счет катодных пятен. С течением времени поверхность катода нагревается. После превышения температуры кипения поток испаренных атомов становится сравним с эрозией ионов из катодных пятен. Испаренные атомы ионизуются, плотность ионов у катода резко возрастает, появляется заметный вклад ионного тока и потока тепла. По формуле Маккоуна вычисляется напряженность поля на катоде и плотность термоэмиссионного тока с учетом эффекта Шоттки, далее обновляем по (1) и (2) граничные условия на катоде и рассчитываем следующий временной шаг.

## 2. Результаты моделирования

В ходе моделирования в двумерной осесимметричной геометрии рассчитывается разлет плазмы с поверхности катода и поверхности изолятора в цилиндрический объем размерами  $1,2 \times 1,2$  см. Примеры распределения электронной плотности в промежутке показаны на рис. 2.

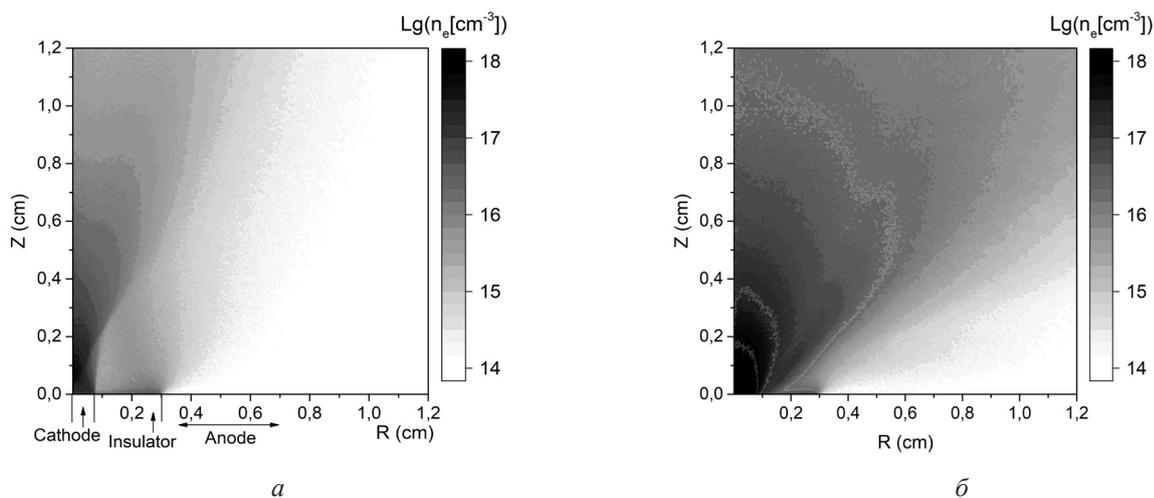


Рис. 2. Электронная плотность  $t = 2 \mu\text{s}$  (а); электронная плотность  $t = 15 \mu\text{s}$  (б)

Fig. 2. Electron density  $t = 2 \mu\text{s}$  (a); electron density  $t = 15 \mu\text{s}$  (b)

На рис. 3 и 4 показаны изменения различных компонент тока и интегрированных по поверхности катода потоков тепла с течением времени. Сравнивая их с рис. 5, видно, что до тех пор, пока поверхность катода не нагреется до  $\sim 3 \text{ кК}$ , основной вклад в протекание тока и нагрев катода вносят КП. Связано это с тем, что поток испаренных атомов с поверхности катода мал по сравнению с потоком из КП. Плотность потока испаренных атомов зависит от температуры катода

экспоненциально, поэтому уже при температуре катода  $3,5 \text{ кК}$  за счет быстрого роста испарительного охлаждения прекращается рост теплового потока на катод, несмотря на продолжающийся рост полного тока дуги. Из рис. 3 видно, что при  $t = 10 \mu\text{s}$ , ток КП сравним с суммой ионного и эмиссионного токов с поверхности катода между пятнами. СПТКП в этот момент порядка  $5 \times 10^5 \text{ А/см}^2$ , т.е. КП занимают  $\sim 0,25\%$  поверхности катода.

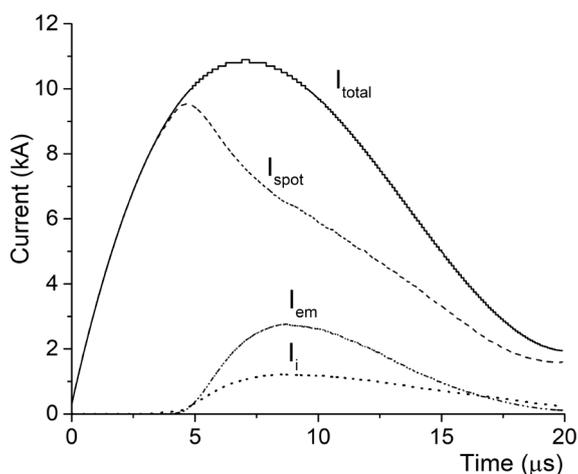


Рис. 3. Компоненты тока

Fig. 3. Current components

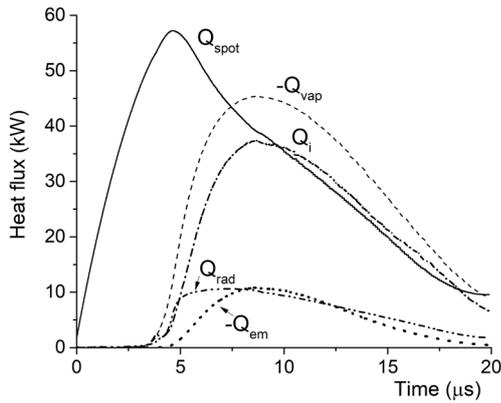


Рис. 4. Компоненты теплового потока  
 Fig. 4. Heat flux components

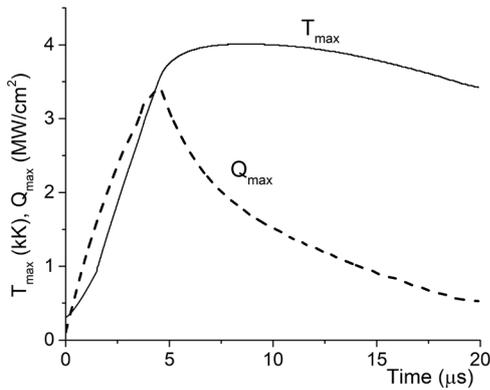


Рис. 5. Максимальная температура и максимальный поток тепла на катоде  
 Fig. 5. Maxima of temperature and heat flux to cathode

На рис. 6 показаны изменения удельной эрозии и массы плазмы в расчетном промежутке с течением времени. Видно, что примерно до момента 3,5 мкс эрозия остается постоянной. Масса плазмы при этом выходит на некоторый уровень насыщения, что говорит о том, что поток массы, входящий в расчетную область, примерно равен выходящему из этой области потоку. Температура поверхности катода в этом временном промежутке остается ниже температуры кипения и поступление плазмы в расчетную область обеспечивается катодными пятнами. Когда температура катода достигает 3 кК и выше, основной вклад в эрозию дает ионизация испаренных атомов.

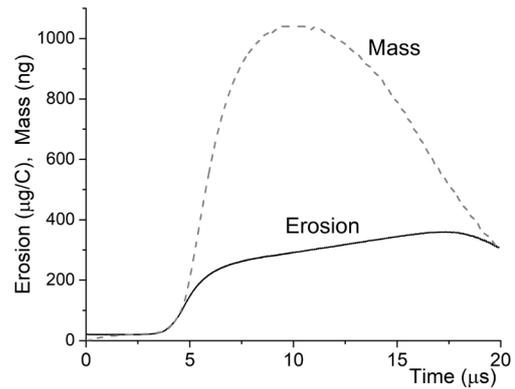


Рис. 6. Катодная эрозия и масса плазмы в расчетном промежутке  
 Fig. 6. Cathode erosion and plasma mass in calculation domain

Из рис. 6 видно, что эрозия после 3,5 мкс возрастает более чем на порядок. При этом масса плазмы в промежутке возрастает более чем в 50 раз. Процесс накачки плазмы в промежутке нестационарный, с течением времени меняются угол и скорость разлета плазмы. Это хорошо видно на рис. 7–10, где показаны распределения по углу плотностей потоков плазмы и нормальных скоростей плазмы на расстоянии 1,2 см от катода для двух разных моментов времени. Угол отсчитывается от нормали к катоду. На рис. 7 видно, что в начальные моменты времени, когда плазма поставляется только через КП, поток металлической (Al) плазмы с катода сосредоточен в конусе с полууглом 30°. Этому способствует и собственное магнитное поле протекающего тока. Скорость плазмы при этом достигает  $5 \times 10^6$  см/с (рис. 9). Напомним, что начальная скорость ионов алюминия на катоде здесь  $2,5 \times 10^6$  см/с, что соответствует скорости ионов алюминия, истекающих из КП вакуумной дуги [9]. За счет объемного выделения энергии от протекающего в плазме тока ионы алюминия из КП на этом этапе увеличивают скорость почти в два раза. При этом среднее зарядовое состояние ионов алюминия возрастает с двух (из КП) до трех. На рис. 7–10 показаны так

же угловые распределения для ионов водорода и углерода, поступающих с поверхности изолятора. Видно, что на ранних этапах ионы разных типов перемешиваются. Легкие ионы проникают в центр металлической струи. После начала интенсивного испарения катода плотность плазмы возрастает, магнитное поле струю не удерживает, и полуугол конуса разлета увеличивается до  $60^\circ$  (рис. 8). Легкие ионы при этом в плазменную струю алюминия уже не проникают. Скорость ионов алюминия при этом падает до  $10^6$  см/с. Также уменьшается до единицы среднее зарядовое состояние ионов алюминия. Оба эти эффекта (увеличения угла разлета и уменьшение скорости плазмы) приводят к более быстрому росту массы плазмы в расчетном промежутке, чем можно было бы ожидать из роста эрозии. Но очевидно, что это эффект

достаточно краткосрочный, например, для эффективной накачки плазменного лайнера необходимо тщательно выбирать момент начала имплозии.

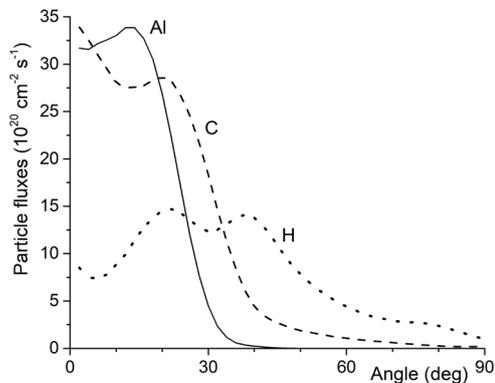


Рис. 7. Угловая зависимость потоков  $t = 2$  мкс

Fig. 7. Plasma fluxes vs angle,  $t = 2 \mu\text{s}$

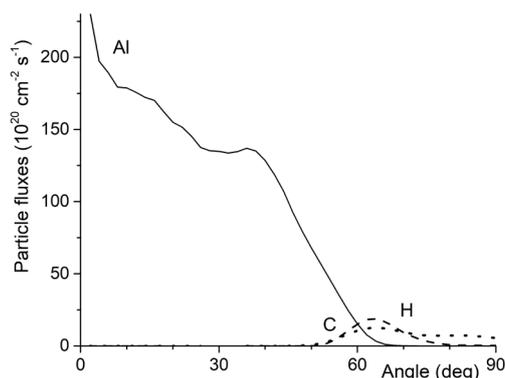


Рис. 8. Угловая зависимость потоков  $t = 15$  мкс

Fig. 8. Plasma fluxes vs angle,  $t = 15 \mu\text{s}$

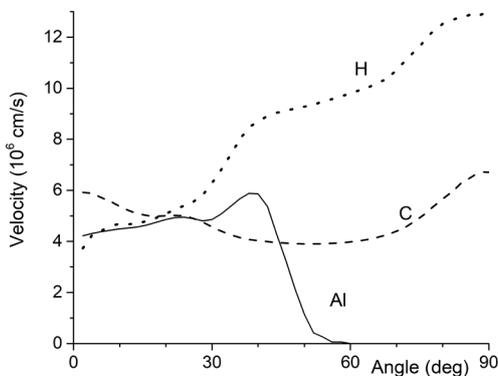


Рис. 9. Угловая зависимость скоростей  $t = 2$  мкс

Fig. 9. Plasma velocities vs angle,  $t = 2 \mu\text{s}$

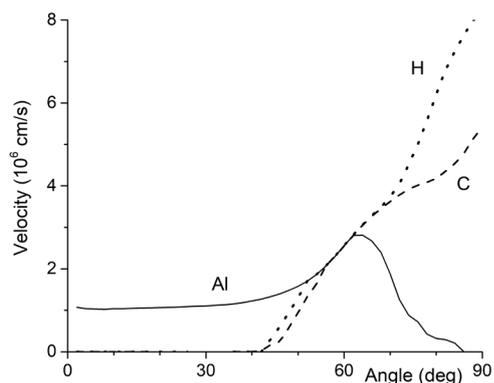


Рис. 10. Угловая зависимость скоростей  $t = 15 \mu\text{s}$

Fig. 10. Plasma velocities vs angle,  $t = 15 \mu\text{s}$

Итак, мы продемонстрировали, что при высоких значениях СПТКП возможно возникновение гибридной катодной привязки, в которой одновременно функционируют множественные быстрые КП и квазистационарное термопятно. Возникновение гибридной привязки – процесс нестационарный, требующий как высоких значений СПТКП на уровне  $10^5\text{--}10^6 \text{ A/cm}^2$ , так и длительности импульса тока порядка единиц или десятков микросекунд. Возникновение гибридной катодной привязки приводит к увеличению эрозии и массы плазменной струи, как наблюдалось в экспериментах [15–18]. Однако измерить это увеличение массы довольно сложно, если у вас нет генератора тока ИМРИ или ГИТ-12. Другие пути изучения развития гибридной привязки – это исследование удельной эрозии взвешиванием [19] и исследования корпускулярных потоков на предмет изменения скорости, угла разлета ионов, изменения среднего зарядового состояния ионов [20]. Таким образом, все основные предсказанные нашей моделью изменения свойств сильноточной дуги в принципе проверяемы на современном уровне экспериментальной техники. Проведение таких экспериментов планируется.

### Выводы

Предложена модель так называемой гибридной катодной привязки сильноточной

вакуумной дуги с характерной средней плотностью тока на катоде  $10^5\text{--}10^6 \text{ A/cm}^2$ , в которой сосуществуют множественные быстро перемещающиеся катодные пятна и квазистационарное термопятно. Проведенное численное моделирование формирования и разлета плазменной струи с катодной гибридной привязкой показало, что модель позволяет объяснить резкое увеличение массы плазменной струи и эрозии катода, наблюдаемое в экспериментах по магнитной имплозии [15–18]. Показаны характерные изменения свойств ионных потоков, которые свидетельствуют о возникновении гибридной катодной привязки и которые могут быть проверены в эксперименте.

### Благодарности / Acknowledgments

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00360, <https://rscf.ru/project/23-19-00360>.*

*The research was carried out with financial support of Russian Science Foundation, grant No. 23-19-00360.*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesyats G. A. Ecton mechanism of the vacuum arc cathode spot // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. P. 879–883. DOI: 10.1109/27.476469.
2. Anders A. Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation. New York: Springer, 2008. P. 517. DOI: 10.1007/978-0-387-79108-1.
3. Slade P. G. The vacuum interrupter: theory, design, and application. CRC press, 2018. P. 497.
4. Schade E. Physics of high-current interruption of vacuum circuit breakers // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 384–390. DOI: 10.1109/TPS.2005.856530.
5. Barendolts S. A., Mesyats G. A., Shmelev D. L. Structure and time behavior of vacuum arc cathode spots // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 809–816. DOI: 10.1109/TPS.2003.818449.
6. Boxman R. L., Goldsmith S., Izraeli I., Shalev S. A model of the multicathode-spot vacuum arc // IEEE Trans. Plasma Sci. 1983. V. PS-11. P. 138–145. DOI: 10.1109/TPS.1983.4316241.
7. Mesyats G. A., Barendolts S. A. The cathode spot of a high-current vacuum arc as a multiection phenomenon // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. V. 29. P. 704–707. DOI: 10.1109/27.964458.

8. Schade E., Shmelev D. L. Numerical simulation of high-current vacuum arcs with an external axial magnetic field // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2003. V. 31. P. 890–901. DOI: 10.1109/TPS.2003.818436.
9. Anders A., Oks E. M., Yushkov G. Yu., Savkin K. P., Brown I. G., Nikolaev A. G. Measurements of the total ion flux from vacuum arc cathode spots // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2005. V. 33. P. 1532–1536. DOI: 10.1109/TPS.2005.856502.
10. Haas W., Hartmann W. Investigation of arc roots of constricted high current vacuum arcs // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1999. V. 27. P. 954–960. DOI: 10.1109/27.782266.
11. Shmelev D. L., Delachaux T. Physical modeling and numerical simulation of constricted high-current vacuum arcs under the influence of a transverse magnetic field // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2009. V. 37. P. 1379–1385. DOI: 10.1109/TPS.2009.2024422.
12. Shmelev D. L., Delachaux T., Schade E. Kinetic numerical simulation of the cathode attachment zone of constricted high-current vacuum arcs // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. V. 41. P. 384–390. DOI: 10.1109/TPS.2012.2234766.
13. Ecker G., Paulus I. Short vacuum arc – II: Model and theoretical aspects // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1988. V. 16. P. 348–351. DOI: 10.1109/27.3841.
14. Nemchinsky V. What Heats the Cathode Spot of a Vacuum Arc? // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2020. V. 48. P. 2571–2576. DOI: 10.1109/TPS.2020.2999418.
15. Rousskikh A. G., Zhigalin A. S., Oreshkin V. I., Chaikovskiy S. A., Labetskaya N. A., Baksht R. B. Use of vacuum arc plasma guns for a metal puff Z-pinch system // *Phys. Plasmas.* 2011. V. 18. Article number 092707. DOI: 10.1063/1.3640535.
16. Rousskikh A. G., Artyomov A. P., Zhigalin A. S., Fedyunin A. V., Oreshkin V. I. Radiographic investigation of metal-puff plasma jets generated by vacuum arcs // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2018. V. 46. P. 3487–3492. DOI: 10.1109/TPS.2018.2849205.
17. Shmelev D. L., Zhigalin A. S., Chaikovskiy S. A., Oreshkin V. I., Rousskikh A. G. Formation of double shell during implosion of plasma metal puff Z-pinches // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27, Iss. 9. Article number 092708. DOI: 10.1063/5.0010853.
18. Cherdizov R. K., Baksht R. B., Kokshenev V. A., Oreshkin V. I., Rousskikh A. G., Shishlov A. V., Shmelev D. L., Zhigalin A. S. Effect of tailored density profiles on the stability of imploding Z-pinches at microsecond rise time megaampere currents // *Plasma Physics and Controlled Fusion.* 2021. V. 64, Iss. 1. Article number 015011. DOI: 10.1088/1361-6587/ac35a5.
19. Morozov P. A., Punanov I. F., Emlin R. V., Muziukin I. L., Chaikovskiy S. A., Uimanov I. V., Shmelev D. L., Zemskov Yu. A., Mikhailov P. S. Study of the ion plasma flow generated by a high-current vacuum arc // *J. Phys.: Conf. Series.* 2019. V. 1393. Article number 156401. DOI: 10.1088/1742-6596/1393/1/012015.
20. Muzyukin I., Uimanov I., Mikhailov P., Shmelev D., Chaikovskiy S., Zemskov Yu. Ion flow parameters of a high-current pulsed vacuum arc // *7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), 2020.* P. 46–49. DOI: 10.1109/EFRE47760.2020.9242166.
21. Zanner F. J., Bertarm L. A. Behavior of sustained high-current arcs on molten alloy electrodes during vacuum consumable arc remelting // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1983. V. PS-11. P. 223–232. DOI: 10.1109/TPS.1983.4316255.
22. Shmelev D. L., Oreshkin V. I., Uimanov I. V. Hybrid numerical simulation of high-current vacuum arc taking into account secondary plasma generation // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019. V. 47. P. 3478–3483. DOI: 10.1109/TPS.2019.2905624.