

04

## Генерирование ионов изотопов водорода в вакуумном дуговом разряде с композиционным катодом из дейтерида циркония

© С.А. Баренгольц,<sup>1,2</sup> Д.Ю. Карнаухов,<sup>1</sup> А.Г. Николаев,<sup>3</sup> К.П. Савкин,<sup>3</sup> Е.М. Окс,<sup>3,4</sup>  
И.В. Уйманов,<sup>5</sup> В.П. Фролова,<sup>3</sup> Д.Л. Шмелев,<sup>5</sup> Г.Ю. Юшков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055, Томск, Россия

<sup>4</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
634050, Томск Россия

<sup>5</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия  
e-mail: sb@nsc.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 20 ноября 2014 г.)

Проведены экспериментальное и теоретическое исследования масс-зарядового состава плазмы вакуумной дуги с массивными и пленочными циркониевыми катодами, содержащими дейтерий и водород. В случае массивного катода показано, что такая система обеспечивает эффективную генерацию ионов дейтерия, интегральная доля которых за импульс тока дуги составляет приблизительно 60% и его содержание максимально в начальной стадии горения дуги. В случае пленочного катода такое содержание изотопов водорода может быть достигнуто при токах более 400 А и длительностях горения дуги на уровне нескольких десятков микросекунд. Окклюдирование дейтерия в катоде приводит к дополнительным затратам энергии на его ионизацию и, как следствие, уменьшению среднего заряда ионов материала катода в дуговой плазме. Дейтерий в катодном пятне полностью ионизуется, а дрейфовая скорость движения его ионов практически совпадает со скоростью ионов катодного материала из-за высокой частоты ион-ионных столкновений в прикатодной области. Взаимодействие плотной ( $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) плазмы катодного пятна с микронеоднородностями поверхности катода приводит к развитию в них тепловой неустойчивости за времена, не превышающие десятков наносекунд.

### Введение

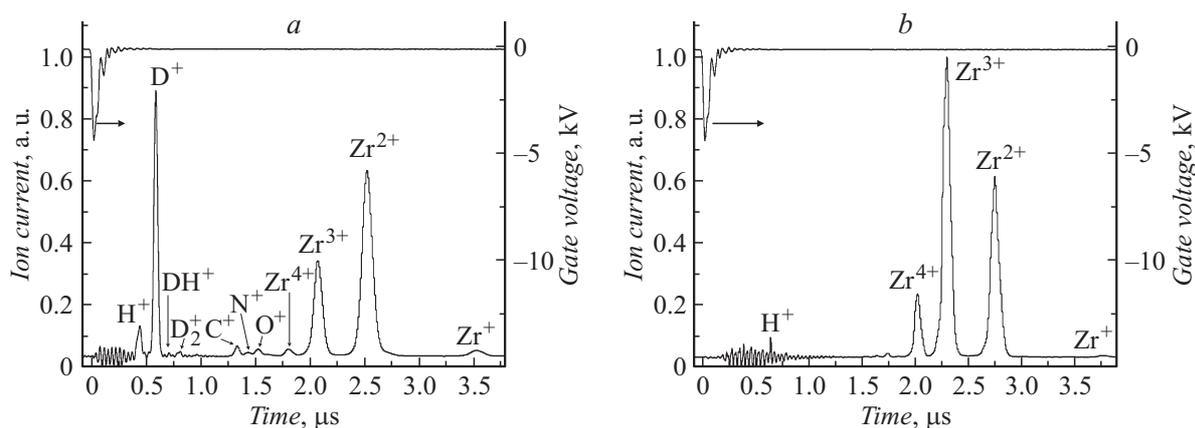
Электроды, содержащие изотопы водорода в окклюдированном состоянии, являются источником рабочего газа в вакуумных нейтронных источниках, функционирующих в искродуговой стадии вакуумного разряда при его длительности в единицы микросекунд [1]. Масс-зарядовый состав плазмы разряда, динамика его изменения во многом определяют эффективность работы нейтронных источников данного типа, поскольку наряду с изотопами водорода продуктами эрозии электродов являются также и ионы металлической основы. Повышение длительности генерации нейтронов в устройствах такого типа связано с увеличением времени функционирования разряда в дуговой стадии. В настоящей работе приведены результаты исследований масс-зарядового состава плазмы вакуумной дуги с циркониевыми массивными и тонкопленочными катодами, содержащим дейтерий и водород.

Изучение вакуумно-дуговых свойств металлических катодов, насыщенных изотопами водорода, имеет и самостоятельный научный интерес, связанный с отсутствием общепризнанной модели катодного пятна вакуумной дуги. Внедренные в металлическую основу атомы водорода представляют собой по сути „меченые атомы“, широко

используемые в различных областях науки, с тем отличием, что в случае вакуумной дуги они способны изменить свойства самого разряда.

Особенности горения килоамперной вакуумной дуги с катодами, насыщенными водородом и дейтерием, исследовались авторами [2,3]. Эти исследования, результаты которых обобщены в работе [4], показали следующее. В случае катодов, насыщенных водородом и дейтерием, дуга горит стабильно при пониженных по сравнению с основным материалом катода напряжениях, уменьшается величина тока на единичное катодное пятно, снижаются также скорость эрозии и размеры капель, эмитируемые пятном, а сами пятна движутся с большей скоростью по поверхности катода. В то же время свойства катодной плазмы, а именно масс-зарядовый состав и влияние на него насыщения катода изотопами водорода исследованы не были. На это были направлены представленные в работе исследования, предварительные результаты которых обсуждались нами ранее в работах [5,6].

Структура работы следующая. В первой части описана методика и техника эксперимента по исследованию масс-зарядового состава плазмы вакуумной дуги с катодами из циркония, насыщенного дейтерием и водородом. Далее приводятся экспериментальные дан-



**Рис. 1.** Масс-зарядовый спектр ионного пучка для катода из дейтерида циркония (*a*) и из чистого циркония (*b*). Ток дуги 160 А. Ускоряющее напряжение — 30 кВ. Остаточное давление —  $4 \cdot 10^{-6}$  Торр. Момент измерения —  $100 \mu\text{s}$  после начала импульса разряда.

ные, полученные при использовании массивных и тонкопленочных циркониевых катодов в зависимости от тока и длительности горения дуги. Полученные результаты сравниваются с результатами экспериментов с чистыми циркониевыми катодами. В третьей части работы приведены результаты моделирования влияния дейтерия на характеристики плазмы струи из катодного пятна на циркониевом катоде. И в заключительной части работы анализируется влияние насыщения катода дейтерием на механизм самоподдержания вакуумного дугового разряда.

## 1. Методика и техника эксперимента

В экспериментах использовался катод из дейтерида циркония  $\text{ZrD}_{0.66}$  с атомной долей дейтерия 66% относительно атомной доли циркония. Катод представлял собой шайбу с внешним диаметром 23.5 мм, внутренним диаметром 9.2 мм, толщиной 1.8 мм. Для сравнения в ряде экспериментов использовался идентичный по размерам катод из того же циркония, который не подвергался насыщению дейтерием. Тонкопленочный катод представлял собой  $15 \mu\text{m}$  слой насыщенного водородом циркония, нанесенный на подложку из меди.

Эксперименты проводились в Лаборатории плазменных источников Института сильноточной электроники СО РАН, Томск, с использованием вакуумного дугового источника ионов Mevva-V.Ru. Принцип действия этого устройства основан на формировании пучка ионов металлов при отборе частиц с развитой поверхности плазмы, распространяющейся из области катодного пятна к эмиссионной сетке. Распределение каждого из типов ионов по зарядовым состояниям определялось по результатам измерений масс-зарядового состава ионного пучка, извлеченного из плазмы дуги. Для этих измерений использовался времяпролетный спектрометр. Ионный источник Mevva-V.Ru и времяпролетный спектрометр более подробно описаны в [7].

В экспериментах ток дуги варьировал в пределах от 80 до 400 А. Длительность импульса тока дуги и частота их повторения составляли  $250 \mu\text{s}$  и  $0.5 \text{ s}^{-1}$  соответственно. Выбор столь малой скважности импульсов был обусловлен необходимостью предотвращения интегрального нагрева катода и соответственно выхода из объема катода дейтерия. Простые оценки показывают, что в этом случае при напряжении горения разряда 25–30 В средняя мощность, выделяемая в катодной области разряда, не превышала 2 Вт и нагрев катода был незначителен. Специально проведенные тестовые эксперименты показали, что заметная деградация катода, насыщенного дейтерием, наблюдалась лишь при частотах свыше  $10 \text{ s}^{-1}$ .

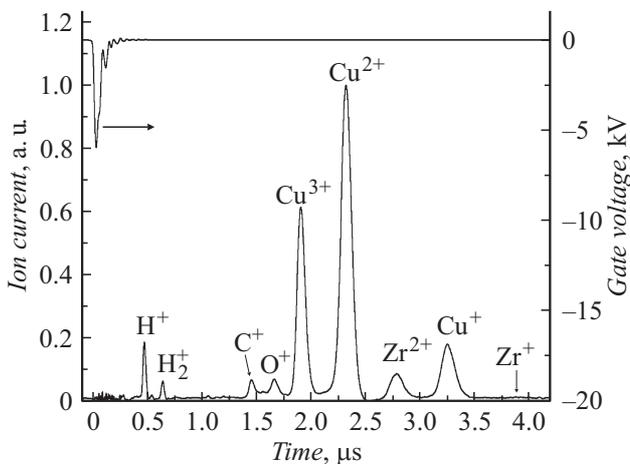
## 2. Результаты экспериментов

Типичный спектр элементного состава ионного пучка вакуумной дуги с дейтерированным катодом представлен на рис. 1, *a*. Как видно из рисунка, в спектре пучка, кроме ионов циркония ( $\text{Zr}^+$ ,  $\text{Zr}^{2+}$ ,  $\text{Zr}^{3+}$ ,  $\text{Zr}^{4+}$ ), присутствовало значительное количество ионов дейтерия ( $\text{D}^+$ ), причем пик ионов  $\text{D}^+$  был максимальным по сравнению с пиками других типов ионов. В спектре также наблюдались ионы молекулярного дейтерия ( $\text{D}_2^+$ ) и протодейтерия ( $\text{HD}^+$ ) в количестве менее 1/50 от количества ионов  $\text{D}^+$ . Помимо основных элементов, входящих в состав катода, — ионов D и Zr, также присутствуют ионы примесей, в число которых входят ионы  $\text{H}^+$  и типичная группа атомарных одно- и двузарядных ионов C, N, O в суммарном количестве порядка 5–20% от пика ионов  $\text{D}^+$ . Такой тип примесей характерен для катодов, подвергаемых нагреву с последующим охлаждением. Причина появления таких примесей — диффузия в поверхность катода газов и паров воды из атмосферы. Небольшое количество этих примесей (на уровне 1%) может быть следствием попадания в плазму разряда атомов со стенок разрядной системы и вакуумной камеры.

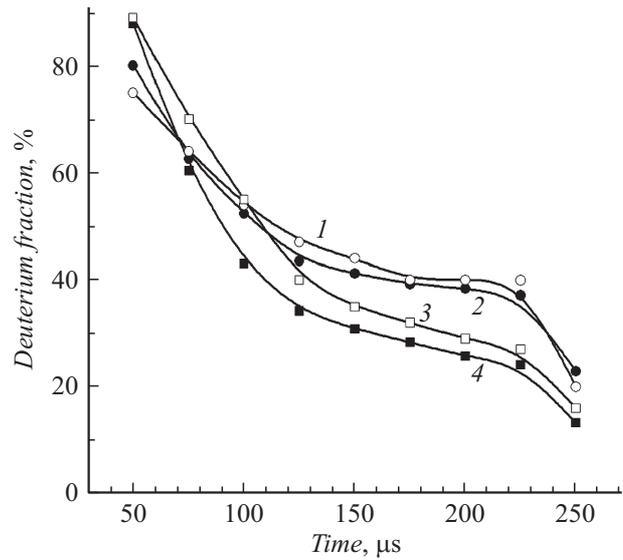
Масс-зарядовый состав плазмы для катода из чистого циркония приведен на рис. 1, *b*. Естественно, что для катода из чистого циркония наблюдаются только пики ионов атомарного и молекулярного водорода. Важным моментом является экспериментально обнаруженный факт, что средний заряд ионов циркония в случае катода из дейтерированного циркония снижается по сравнению с катодом из циркония. Максимальный пик спектра смещается с  $Zr^{3+}$  на  $Zr^{2+}$ , а доля ионов  $Zr^{4+}$  заметно уменьшается. В экспериментах по сравнению с катодом из чистого циркония средний заряд ионов  $Zr$  дейтерированного катода снижался с 2.6 до 2.28. Следует отметить, что во всем диапазоне исследуемых токов дугового разряда с дейтерированным катодом (80–320 А) изменение тока разряда практически не влияло на средний заряд ионов, несмотря на то, что интегральное за импульс содержание ионов водорода и дейтерия варьировалось в достаточно широких пределах ( $H^+$  от 5 до 15%,  $D^+$  от 52 до 63%).

В случае тонкопленочного катода, насыщенного водородом, в плазме вакуумной дуги присутствуют ионы подложки (меди) в большом количестве, что говорит об активном участии медной подложки в процессе горения вакуумной дуги (рис. 2).

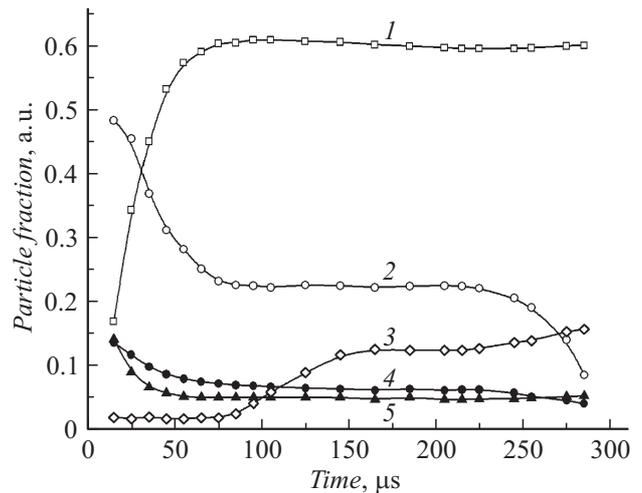
Важным с практической точки зрения является исследование изменения доли ионов дейтерия по длительности импульса вакуумного дугового разряда. Такие зависимости для циркониевого катода, насыщенного дейтерием, при двух значениях тока дуги и двух ускоряющих напряжениях, представлены на рис. 3. Из приведенных на рисунке графиков видно, что содержание атомарных ионов дейтерия максимально вблизи переднего фронта импульса разряда, затем после примерно  $100 \mu s$  их относительное количество меняется слабо и снова уменьшается на заднем фронте импульса. Такое поведение зависимости может быть связано с большей интенсивно-



**Рис. 2.** Масс-зарядовый спектр ионного пучка для тонкопленочного катода (насыщенный водородом цирконий на медной подложке). Ток дуги 300 А. Ускоряющее напряжение — 30 кВ. Остаточное давление —  $4 \cdot 10^{-6}$  Торр. Момент измерения —  $115 \mu s$  после начала импульса разряда.

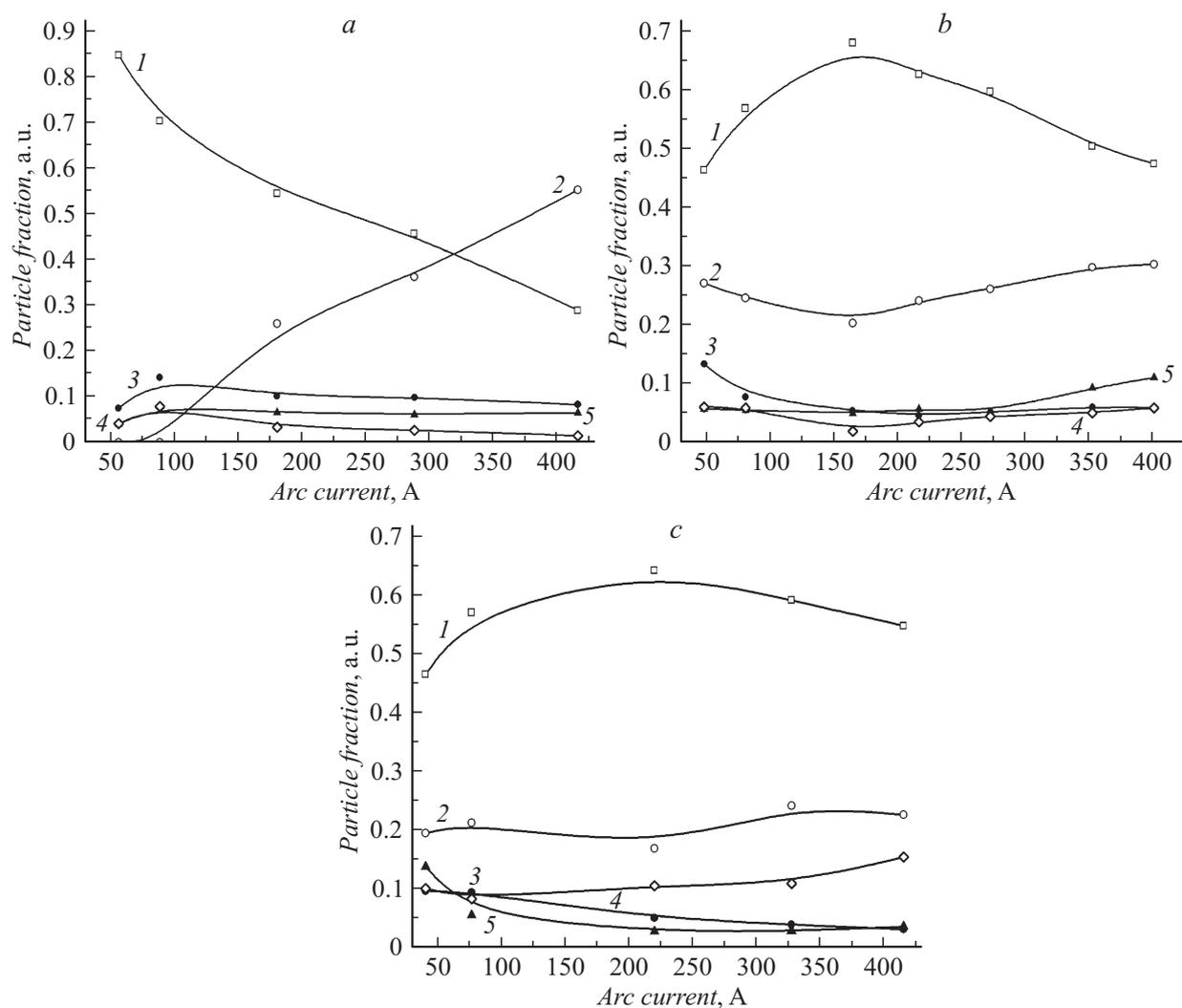


**Рис. 3.** Временная зависимость долевого содержания ионов дейтерия в ионном пучке в течение длительности импульса тока дуги. Ток дуги, А: 1, 2 — 160; 3, 4 — 280 А. Ускоряющее напряжение 1, 3 — 30 кВ, 2, 4 — 20 кВ. Давление  $4 \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст.



**Рис. 4.** Зависимость элементного состава ионного пучка от времени с момента инициирования вакуумного дугового разряда (ток разряда — 300 А, длительность импульса „до основания“ —  $300 \mu s$ , частота следования импульсов —  $0.2 s^{-1}$ , ускоряющее напряжение — 30 кВ, давление —  $4 \cdot 10^{-6}$  Торр): 1 — медь, 2 — водород, 3 — цирконий, 4 — кислород, 5 — углерод.

стью взрывоэмиссионных процессов на переднем фронте при размножении катодных пятен в новых местах привязки. При этом источником дейтерия могут быть не только катодные пятна, но и их следы, а также близкие к ним области катода [4]. Расстояние от катода до анодной сетки в экспериментах составляло 14 см. Это расстояние ионы дейтерия с энергиями в несколько десятых электрон-вольт преодолевают за время, меньшее  $50 \mu s$ . В дальнейшем при формировании плазмы



**Рис. 5.** Зависимость элементного состава ионного пучка от тока вакуумной дуги при различных значениях времени с момента инициирования разряда (ускоряющее напряжение — 30 kV, давление —  $4 \cdot 10^{-6}$  Torr): 1 — медь, 2 — водород, 3 — цирконий, 4 — кислород, 5 — углерод; *a* — 45  $\mu$ s, *b* — 115  $\mu$ s, *c* — 175  $\mu$ s.

разряда обратный поток заряженных частиц из нее очищает поверхность вблизи катодного пятна, приводя к снижению доли атомов примесей на поверхности катода, в том числе и нейтралов дейтерия. Таким образом, изменение характера зависимости относительного содержания дейтерия обусловлено, по-видимому, переходом от катодных пятен первого типа к пятнам второго типа. Все это приводит к уменьшению доли ионов дейтерия в плазме разряда, а следовательно, и в извлекаемом пучке ионов. Сценарий качественно подтверждается сравнением зависимостей для различных токов разряда. Так, при большем токе разряда доля ионов  $D^+$  в пучке выше в начале импульса (выше скорость размножения катодных пятен), быстрее спадает со временем (выше скорость генерации плазмы разряда), а значения при выходе зависимости в насыщение ниже (больше концентрация плазмы, а следовательно, и обратный поток заряженных частиц из нее).

Похожая зависимость относительного содержания ионов водорода и циркония была получена при анализе масс-зарядовых спектров, измеренных в различные моменты времени относительно момента инициирования вакуумного дугового разряда с тонкопленочными катодами (рис. 4). Как видно из рисунка, кривая, отражающая содержание водорода в спектре, практически совпадает по форме с кривой, отражающей содержание ионов дейтерия (рис. 3), но с меньшим относительным содержанием, обусловленным наличием большого количества ионов материала подложки (меди). При этом радикально по сравнению с массивными катодами меняется зависимость содержания водорода от тока (рис. 5). Обращает на себя внимание практически полное отсутствие ионов водорода при малых токах в начальной стадии горения разряда. Большое количество меди в начале импульса связано, по-видимому, с поджигом разряда, пленка в этом месте выгорает и при малых токах пятно горит

практически на чистой меди. С ростом тока включается большая площадь катода, поэтому содержание ионов водорода растет практически линейно, а содержание ионов меди также линейно падает (рис. 5, *a*). При увеличении длительности горения разряда доля меди тоже снижается, хотя поведение зависимости содержания элементов от тока сложнее из-за неравномерного выгорания пленки уже в процессе разряда (рис. 5, *b*). При больших длительностях идет равномерная выработка пленки и подложки, поскольку содержание ионов меди, водорода и циркония в плазме разряда практически не меняется с ростом тока (рис. 5, *c*). При этом доля ионов водорода в масс-зарядовом спектре существенно превышает содержание ионов циркония при любом токе вплоть до длительностей горения дуги на уровне 250  $\mu$ s. Очевидно, что в течение длительности импульса также производится дегазация поверхности катода, что сопровождается снижением доли ионов водорода, при возрастании долей циркония и меди.

Сравнение результатов экспериментов с массивными дейтерированными катодами из циркония и тонкопленочными катодами позволяет сделать вывод о том, что на процесс выхода изотопов водорода из катода может оказывать влияние также и поджиг разряда. С увеличением длительности горения разряда и очистки поверхности от примесей и переходом к пятнам второго типа содержание дейтерия в плазме примерно соответствует их содержанию в катоде. Таким образом, как показали результаты наших экспериментов, катод вакуумной дуги, насыщенный дейтерием, обеспечивает эффективную генерацию ионов дейтерия, интегральная доля которых за импульс тока дуги составляет приблизительно 60%. Содержание ионов дейтерия в дуговой плазме максимально в начальной стадии горения разряда и заметно спадает в течение первых 150  $\mu$ s импульса тока дуги. Дейтерирование катода также приводит к снижению среднего заряда ионов металлической подложки в плазме вакуумно-дугового разряда. В случае тонкопленочного катода активное участие в горении дуги принимает плазма материала подложки. Однако и в этом случае выход изотопов водорода составляет более 50% для коротких импульсов (на уровне десятков микросекунд) и токов свыше 400 А.

### 3. Модель для оценки содержания дейтерия в плазме вакуумной дуги

Для оценки влияния дейтерирования катода на параметры вакуумно-дуговой плазмы нами предложена модель, основанная на эктонном механизме функционирования катодного пятна вакуумной дуги [8–11]. Подробное описание модели приведено в работе [5].

В модели предполагается, что в катодном пятне дейтерированного циркониевого электрода дейтерий и цирконий эродируют совместно, причем относительная скорость эрозии компонент соответствует степени насыщенности электрода дейтерием и не меняется со време-

нем. Разлет плазмы сферически симметричен, следовательно, можно ограничиться одномерным приближением. В этом случае поведение трехкомпонентной плазмы (электроны, цирконий и дейтерий) в плазменной струе катодного пятна описывается при помощи следующих уравнений гидродинамики [12]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 n_i u_i = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 n_d u_d = 0, \quad (2)$$

$$m_i n_i \frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial P_i}{\partial r} - \frac{n_i}{n_e} \frac{\partial P_e}{\partial r} + \alpha m_e v_{ei} (n_e - z n_i) (u_e - u_i) - \alpha m_e z n_i v_{ed} (u_e - u_d) + m_d n_d v_{id} (u_d - u_i), \quad (3)$$

$$m_d n_d \frac{du_d}{dt} = -\frac{\partial P_d}{\partial r} - \frac{n_d}{n_e} \frac{\partial P_e}{\partial r} + \alpha m_e v_{ed} (n_e - n_d) (u_e - u_d) - \alpha m_e n_d v_{ei} (u_e - u_i) - m_d n_d v_{id} (u_d - u_i), \quad (4)$$

$$n_i \frac{dT_i}{dt} + \frac{2P_i}{3r^2} \frac{\partial r^2 u_i}{\partial r} = \frac{2m_e z n_i v_{ei}}{m_i} (T_e - T_i) + \frac{2m_d n_d v_{id}}{m_i} (T_d - T_i), \quad (5)$$

$$n_d \frac{dT_d}{dt} + \frac{2P_d}{3r^2} \frac{\partial r^2 u_d}{\partial r} = \frac{2m_e z n_d v_{ei}}{m_d} (T_e - T_d) - \frac{2m_d n_d v_{id}}{m_i} (T_d - T_i) + \frac{2}{3} m_d n_d v_{id} (u_d - u_i)^2, \quad (6)$$

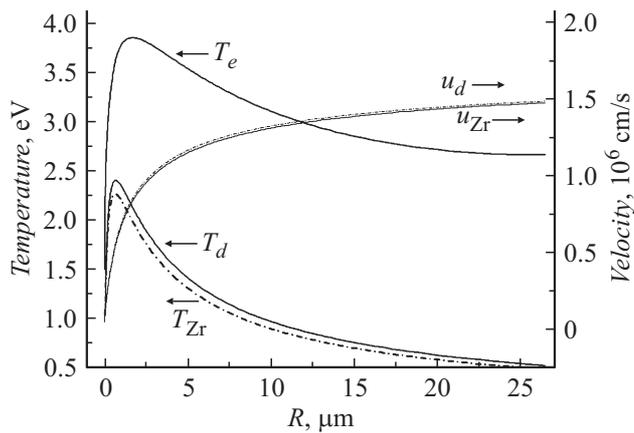
$$n_e = z n_i + n_d; \quad u_e = (z n_i u_i + n_d u_d - J/e)/n_e, \quad (7)$$

$$n_e \frac{dT_e}{dt} + \frac{2P_e}{3r^2} \frac{\partial r^2 u_e}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \gamma n_e T_e \frac{\partial T_e}{\partial r} = -U_{ioniz} + \frac{2m_e z n_i v_{ei}}{m_i} (T_i - T_e) + \frac{2m_e n_d v_{ed}}{m_d} (T_d - T_e) + \frac{2}{3} \alpha m_e (z n_i v_{ei} (u_e - u_i)^2 + n_d v_{ed} (u_e - u_d)^2), \quad (8)$$

где индексы  $i, d, e$  обозначают параметры, относящиеся соответственно к ионам циркония, дейтерия и электронам. Параметры  $n, u, T, P$  — соответственно плотность, дрейфовая скорость, температура и давление компоненты плазмы;  $\alpha, \gamma$  — коэффициенты Брагинского [12],  $\nu$  — частота столкновения компонент, соответствующих индексу,  $J$  — плотность тока;  $z$  — среднее зарядовое число ионов циркония.  $U_{ioniz}$  — энергия, расходуемая на ионизацию.

Для определения ионизационного состава плазмы и  $z$  в дополнение к уравнениям (1)–(8) решалась система уравнений для парциальных концентраций вида

$$\frac{dc_j}{dt} = n_e (\alpha_{j-1} c_{j-1} - \beta_j c_j n_e - \alpha_j c_j + \beta_{j+c} c_{j+1} n_e), \quad (9)$$



**Рис. 6.** Зависимости температуры электронов  $T_e$ , ионов циркония  $T_{Zr}$ , дейтерия  $T_d$  и скоростей ионов циркония  $u_{Zr}$ , дейтерия  $u_d$  от расстояния,  $k = 1$ .

где  $c_j$  — парциальная концентрация ионов с зарядом  $j$  ( $c_j = n_j/N$ ,  $N$  — полная плотность ионов),  $\alpha_j$  и  $\beta_j$  — коэффициенты ударной ионизации и тройной рекомбинации соответственно [13]. Уравнения вида (9) записывались для компонент  $Zr^n$  и  $D^m$ , где  $n = 0, 1, \dots, 4$ ,  $m = 0, 1$ .

Расчеты проводились в соответствии с эктонной моделью для единичной ячейки катодного пятна, поэтому радиус пятна принимался равным  $1 \mu\text{m}$ , плотность тока в пятне  $10^8 \text{ A/cm}^2$  [8–11]. Поток частиц определялся из заданной удельной эрозии. Удельная эрозия циркония  $g_{Zr} = 3.6 \cdot 10^{-5} \text{ g/Q}$  [14], плотность потока циркония  $f_{Zr} = Jg_{Zr}/m_i$ , плотность потока дейтерия  $f_D = k \cdot f_{Zr}$ , где  $k$  — относительное содержание дейтерия в электроде, его значение варьировало в диапазоне 0–2.

Температура электронов на катодной границе —  $1.5 \text{ eV}$ , температура ионов циркония и дейтерия —  $1 \text{ eV}$ . Эти величины получены из решения кинетической модели [15], в которой эти температуры непосредственно вычисляются. На внешней границе конуса граничные условия сверхзвуковые, электронный тепловой поток отсутствовал.

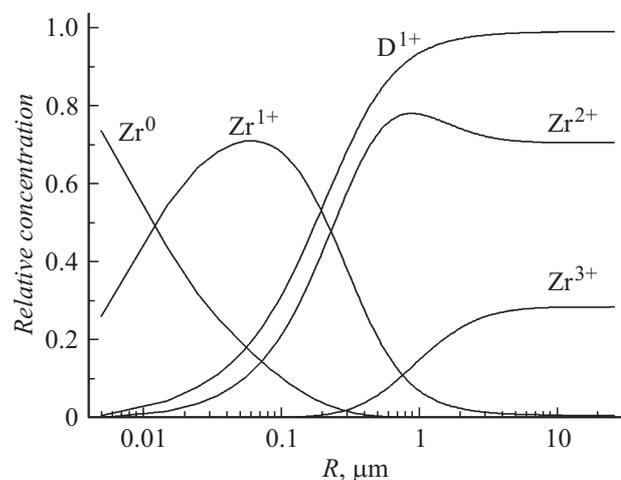
Длина расчетного домена (образующей сферического конуса) —  $30 \mu\text{m}$ . Ее выбор связан с тем, что закалка ионизационного состава плазмы происходит на расстояниях до  $10 \mu\text{m}$  от катода, следовательно, расчет на большие расстояния в рамках данной модели смысла не имеет. Угол раствора сферического конуса выбирался из сравнения результатов тестовых расчетов с  $k = 0$  с зарядовым составом и средним зарядовым числом ионов при горении дуги на чистом циркониевом катоде [16]. Было получено, что полуугол раствора разлета струи должен быть равен  $\sim 54.5^\circ$ . Этот угол оставался неизменным при всех  $k$ .

Система (1)–(9) с описанными выше граничными условиями решалась численно методом конечного объема до получения стационарного решения. На рис. 6

показаны характерные распределения температур и скоростей ионов вдоль струи для плазмы с относительным содержанием дейтерия  $k = 1$ . Температура электронов достигает максимума  $\sim 3.85 \text{ eV}$  на расстоянии  $1.5 \mu\text{m}$  от катода и далее монотонно уменьшается, нагрев электронов обусловлен эффектом Джоуля. Температуры ионов также имеют максимум вблизи  $1 \mu\text{m}$ , нагрев ионов обусловлен частыми электрон-ионными столкновениями в области плотной плазмы. Охлаждение электронов и ионов происходит за счет работы сил давления. Скорости ионов достигают характерной для вакуумных дуг с циркониевыми катодами величины  $1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  [17]. Из рисунка видно, что дрейфовые скорости ионов циркония и дейтерия практически совпадают, что объясняется частыми ион-ионными столкновениями в области плотной плазмы катодного пятна. Следует отметить, что в недавних экспериментах по исследованию параметров плазмы дуги постоянного тока для Ti–C, Ti–Al и Ti–Si катодов скорости ионов различных элементов также практически совпадали и не зависели при этом от зарядового состояния [18]. В то же время превышение скорости ионов легкой компоненты над скоростью тяжелой наблюдалось нами ранее для импульсной дуги [7], поэтому характер распределения ионов различных компонент по скоростям, его эволюция во времени требуют дополнительного детального исследования.

На рис. 7 показаны зависимости парциальных концентраций ионов циркония и дейтерия от расстояния от катодного пятна. Из представленных на рисунке графиков видно, что цирконий становится полностью ионизованным уже на расстоянии  $\sim 0.3 \mu\text{m}$ , дейтерий на расстоянии  $\sim 1 \mu\text{m}$ . На расстоянии  $\sim 10 \mu\text{m}$  относительные концентрации ионов циркония перестают меняться с расстоянием — наступает „закалка“ ионного состава.

С увеличением относительного содержания дейтерия  $k$  в катоде уменьшаются среднее зарядовое число ионов циркония и температура электронов в плазменной струе (рис. 8). Происходит это из-за увеличения полной



**Рис. 7.** Относительные концентрации атомов и ионов циркония и дейтерия в зависимости от расстояния от катодного пятна,  $k = 1$ .

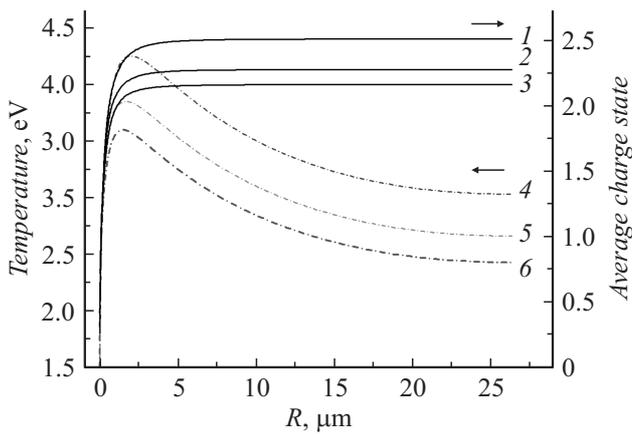


Рис. 8. Средний заряд ионов циркония (1 —  $k = 0$ , 2 — 1, 3 — 2) и электронная температура (4 —  $k = 0$ ; 5 — 1; 6 — 2) в зависимости от расстояния от катодного пятна.

Зарядовый состав ионов циркония

$k$	$Zr^{+1}$	$Zr^{+2}$	$Zr^{+3}$	$Zr^{+4}$	$Z$
0	0.002	0.49	0.502	0.006	2.512
0.5	0.003	0.612	0.382	0.003	2.385
1	0.007	0.707	0.285	0.001	2.28
1.5	0.011	0.765	0.223	0.001	2.214
2	0.016	0.802	0.181	0.001	2.167

плотности частиц в катодной струе, что приводит к увеличению доли энергии, затрачиваемой на ионизацию. Поэтому относительное увеличение потока дейтерия приводит к уменьшению концентрации в основном трехзарядных ионов циркония и соответствующему уменьшению среднего зарядового числа ионов циркония в катодной струе вакуумной дуги. Результаты моделирования для различных  $k$  приведены в таблице. Измерения, проведенные на установке Mevva-V.Ru, показали, что средний заряд ионов циркония в плазме дуги на дейтериде циркония равен  $\sim 2.28$  при потоке ионов дейтерия, незначительно превышающем полный поток ионов циркония. Таким образом, данные расчеты при  $k = 1$  хорошо коррелируют с данными эксперимента.

#### 4. Влияние дейтерирования катода на самоподдержание вакуумного дугового разряда

При теоретическом анализе масс-зарядового состава плазмы с дейтерированным катодом мы предполагали, что в основе функционирования ячейки катодного пятна лежат взрывоэмиссионные процессы. Сегодня можно утверждать, что взаимодействие плотной прикатодной плазмы с микро неоднородностями на катоде неизбежно приводит к инициированию взрывной электронной эмиссии [8,15,19,20]. В то же время исследование вли-

яния дейтерирования катода на процесс инициирования взрывной электронной эмиссии проведено не было.

В данной модели мы предполагаем, что над поверхностью микровыступа катода находится плазма катодного пятна с концентрацией ионов на границе слоя пространственного заряда  $n_i$  и температурой электронов  $T_e$ . Форма поверхности микровыступа задается функцией Гаусса  $z_s = h \exp(-(r/d)^2)$ , где  $h$  — высота,  $d$  определяет радиус основания  $r_m$ , который соответствовал  $z_s = 0.1h$ .

Расчет температурного поля в катоде проводился путем решения уравнения теплопроводности:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{j^2}{\sigma},$$

$$-\lambda \nabla T|_S = q_s, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0, r \rightarrow \infty} = 0, \quad T|_{z \rightarrow -\infty} = T_0, \quad (10)$$

где  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $\lambda$  — теплопроводность,  $\rho$  — плотность,  $\sigma$  — проводимость,  $j$  — плотность тока в катоде. Параметры  $c_p$ ,  $\lambda$  и  $\sigma$  зависят только от температуры  $T(r, z, t)$  в расчетной точке. Основное граничное условие для (10) определялось как сумма доминирующих потоков тепла через поверхность катода  $q_s = q_{em} + q_i + q_{ep}$  вследствие эффекта Ноттинггама  $q_{em}$ , ионной бомбардировки  $q_i$  и потока тепла, приносимого электронами из плазмы  $q_{ep}$ . Вклад процесса испарения в тепловой баланс поверхности пренебрежимо мал и не влияет существенным образом на результаты расчетов [19]. Здесь  $T_0 = 300$  К — начальное значение однородного температурного поля при  $t = 0$ .

Омическое электрическое поле  $U$  и плотность тока в катоде  $\mathbf{j} = -\sigma \nabla U$  определялись на основе решения уравнения непрерывности:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0,$$

$$-\nabla U|_S = j_s / \sigma, \quad \sigma \frac{\partial U}{\partial r} \Big|_{r=0, r \rightarrow \infty} = 0, \quad U|_{z \rightarrow -\infty} = 0. \quad (11)$$

Здесь  $j_s = j_{em} + j_i - j_{ep}$  — суммарная плотность тока на поверхности катода,  $j_{em}$  — плотность тока электронной эмиссии,  $j_i$  — плотность тока ионов, двигающихся из плазмы катодного пятна на катод, и  $j_{ep} = Z n_i \sqrt{k T_e} / 2 \pi m_e \exp(-e V_c / k T_e)$  — плотность тока электронов, двигающихся из плазмы на катод.

Аналогичным образом находилось распределение электрического потенциала в плазме:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sigma_p \frac{\partial U_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_p \frac{\partial U_p}{\partial z} \right) = 0,$$

$$-\nabla U_p|_S = j_s^p / \sigma_p, \quad \sigma_p \frac{\partial U_p}{\partial r} \Big|_{r=0, r \rightarrow \infty} = 0, \quad U_p|_{z=z_c} = U_c, \quad (12)$$

где  $\sigma_p = 1.96 \sigma_1 T_e^{3/2}$ ,  $\sigma_1 = \frac{0.9 \cdot 10^{13}}{(\lambda/10) Z} [\text{s} \cdot \text{eV}^{-3/2}]$ .  $\lambda = 23.4 - 1.15 \lg n_i + 3.45 \lg T_e$  [12].

Здесь  $j_s^p = j_s$  — суммарная плотность тока на границе „бомовского“ слоя со стороны плазмы,  $z_c$  —  $z$ -координата внешней границы прикатодной плазмы, на которой задано катодное падение потенциала  $U_c$ . Уравнения (11) и (12) позволяют самосогласованно рассчитать падение потенциала на бесстолкновительном слое пространственного заряда („бомовском“ слое), возникающем при контакте плазмы с катодом  $V_c = U_p - U|_s$ . Ввиду того, что толщина слоя пространственного заряда много меньше характерных размеров микровыступа, параметры слоя рассматриваются в одномерном (локальном) приближении. Для расчета  $j_i$  предполагалось, что ионы представляют собой моноэнергетические частицы, поступающие с границы слоя пространственного заряда с „бомовской“ скоростью. При этом все ионы рекомбинируют на поверхности катода. Тогда  $j_i = Zen_i\sqrt{kT_e/m_i}$ , где  $Z$  — средний заряд ионов,  $m_i$  — масса иона. Этому току ионов из плазмы, согласно [21], соответствует плотность потока энергии:  $q_i = j_i\bar{U}$ , где  $Ze\bar{U} = ZeV_c + eV_i - Ze\epsilon_m$ . Здесь  $V_i$  — средний потенциал ионизации,  $\epsilon_m$  — средняя энергия, приходящаяся на один эмитированный электрон (эффект Ноттингама). Плотность потока тепла, приносимого электронами из плазмы  $q_{ep}$ , и потока тепла, выделяемого при электронной эмиссии  $q_{em}$ , определялась следующими выражениями:  $q_{ep} = (|j_{ep}|/e)(2kT_e + \epsilon_m)$ ,  $q_{em} = (|j_{em}|/e)\epsilon_m$ . Характеристики термоавтоэлектронной эмиссии ( $j_{em}$ ,  $\epsilon_m$ ) вычислялись численно в приближении Миллера-Гуда [22]. Для расчета электрического поля на поверхности катода использовалось обобщенное уравнение Маккоуна [23] с учетом объемного заряда электронов,двигающихся из плазмы на катод:

$$E_c^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \left[ j_i(n_i, T_e) \sqrt{\frac{m_i V_c}{2Ze}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{T_e}{2ZeV_c}} - \sqrt{\frac{T_e}{2ZeV_c}} - \sqrt{\frac{T_e}{2ZeV_c}} \left( 1 - \exp\left(-\frac{eV_c}{T_e}\right) \right) \right\} - j_{em}(E_c, T_s) \sqrt{\frac{m_e V_c}{2e}} \right], \quad (13)$$

где  $T_s$  — температура поверхности катода.

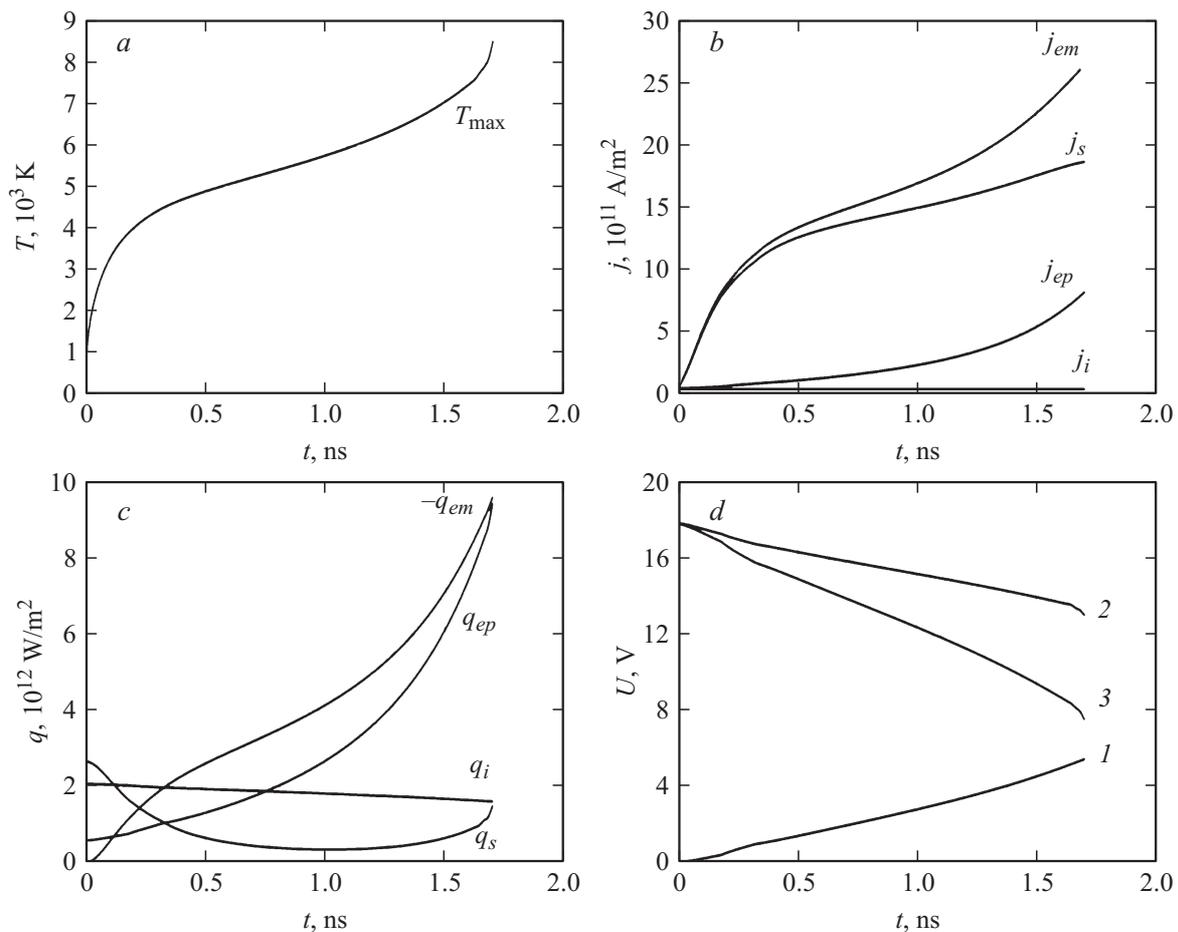
Моделирование проводилось для дейтерированного циркониевого катода с параметрами плазмы катодного пятна, полученными в предыдущем разделе. Согласно расчетам средний заряд плазмы вблизи поверхности катода  $Z \approx 1.2$ , а температура электронов  $T_e \approx 3.6$  eV. Концентрация плазмы на границе слоя  $n_i$  являлась задаваемым параметром задачи, величина которого определяется расстоянием от микровыступа до активного взрывоэмиссионного центра. Согласно расчетам, полученным в модели струи, концентрация плазмы на катоде активного взрывоэмиссионного центра достигает  $\sim 7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и достаточно быстро спадает при удалении от него. В расчетах эта зависимость моделировалась квадратичной зависимостью  $n_i(r) = n_i / (1 + (r/r_0)^2)$ , где  $r_0 = 0.4 \mu\text{м}$ .

Так как  $r_0 > d$ , то характер этой зависимости практически не влияет на процессы в микровыступе. Катодное падение  $U_c = 18$  V для дуги с циркониевым катодом известно экспериментально.

Теплофизические характеристики катода  $c_p(T)$ ,  $\lambda(T)$  и  $\sigma(T)$  для чистого Zr брались из [24], для ZrD<sub>1.6</sub> из [25]. Хотя изменения этих параметров в зависимости от содержания D носят не монотонный характер (например, для  $\sigma$ ), в расчетах использовалась линейная интерполяция теплофизических характеристик между Zr и ZrD<sub>1.6</sub> для промежуточных составов. При этом температурная зависимость для ZrD<sub>x</sub> предполагалась, как для чистого Zr.

В качестве начальных условий задачи задавались характеристики плазмы на границе слоя ( $n_i$ ,  $T_e = 3.6$  eV,  $Z = 1.2$ ,  $U_c = 18$  V) и геометрия микровыступа ( $h = 0.5 - 1 \mu\text{м}$ ,  $d = 0.3 \mu\text{м}$ ). Работа выхода электронов полагалась всегда одинаковой  $\phi = 3.9$  eV. Расчеты велись до момента времени, когда максимальная температура в катоде достигала значения, равного критической температуре циркония  $T_k = 8950$  K. Это условие определяло  $t_{ex}$  как время задержки до рождения нового взрывоэмиссионного центра.

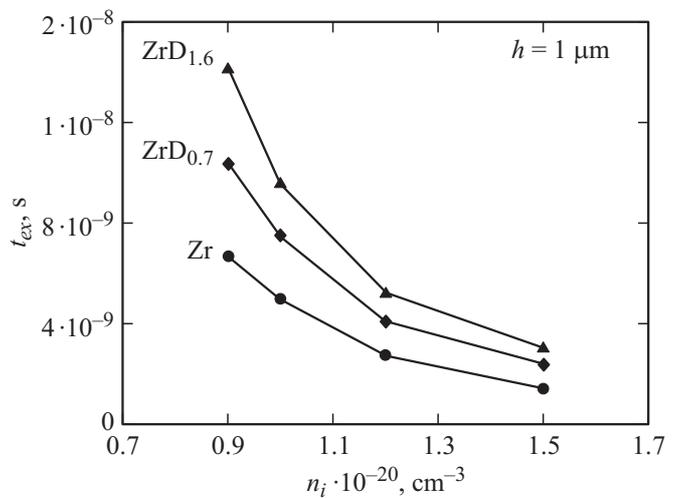
На рис. 9 представлена динамика основных характеристик процесса развития тепловой неустойчивости для микровыступа высотой  $1 \mu\text{м}$ . Моделирование показало, что разогрев микровыступа можно условно разделить на две стадии (рис. 9, а). На первой стадии, когда катод еще сравнительно холодный, преобладает поверхностный нагрев за счет поступающих из плазмы ионов и электронов. При этом микровыступ выступает как собирающая тепловая линза. Так как плотность ионного тока при всех исследуемых параметрах плазмы  $< 10^7$  A/cm<sup>2</sup>, джоулев нагрев на этой стадии не существен. После того как температура поверхности достигнет  $\sim 3500 - 4000$  K, значительно увеличивается плотность тока эмиссии за счет термодобавки (рис. 9, б). Однако рост интенсивности эмиссионных процессов ведет к увеличению охлаждающего потока тепла за счет эффекта Ноттингама, что можно связать с началом второй стадии нагрева (рис. 9, в). Темп нагрева микровыступа падает, так как уменьшается полный поток тепла на микровыступ. С другой стороны, увеличение тока эмиссии вызывает увеличение омического падения потенциала на плазме катодного пятна и соответственно уменьшается разность потенциалов на „бомовском“ слое (рис. 9, д). Уменьшение  $V_c$ , в свою очередь, приводит к увеличению плотности тока обратных электронов из плазмы на катод. Так как электронная температура плазмы больше температуры катода, уменьшение падения на слое приводит к увеличению потока тепла, приносимого электронами из плазмы на катод. К моменту времени, когда плотность тока достигает величины  $10^8$  A/cm<sup>2</sup>, джоулев нагрев также начинает вносить заметный вклад в разогрев микровыступа. Распределение температуры в вершине микровыступа становится более равномерным. Хотя по мере роста плотности тока эмиссионное охлаждение существенно ослабляет темп нагрева



**Рис. 9.** Динамика изменения основных характеристик процесса разогрева микроострия: максимальной температуры (а), плотности тока (б), плотности потока энергии (с) и падения потенциала (д) на микровыступе (1), плазме катодного пятна (2) и „бомбовском“ слое  $V_c$  (3). На рис. b–d представлены графики для вершины острия ( $r = 0$ ).

микровыступа, полный поток тепла через поверхность остается положительным (рис. 9, c) за счет потока тепла, приносимого электронами и ионами из плазмы. Дальнейший рост температуры поверхности вызывает еще большее уменьшение падения на слое, и в основном за счет энергии обратных электронов темп нагрева микровыступа на завершающей стадии процесса резко возрастает.

На рис. 10 представлены зависимости  $t_{ex}$  от концентрации плазмы катодного пятна для микровыступов одинаковой геометрии с различным содержанием дейтерия. В рамках рассматриваемой модели расчетная разницa  $t_{ex}$  определяется лишь различием теплофизических параметров  $c_p$ ,  $\lambda$  и  $\sigma$  катода. Как видно из рисунка, увеличение степени дейтрирования циркония приводит к возрастанию  $t_{ex}$ . Это обусловлено в основном увеличением теплоемкости  $ZrD_x$  и уменьшением его удельного сопротивления. Таким образом, на основе проведенного моделирования показано, что взаимодействие плотной ( $\sim 10^{20}$  см $^{-3}$ ) плазмы катодного пятна дугового источника ионов с дейтрированными электродами с поверхностью катода приводит к развитию тепловой



**Рис. 10.** Зависимость времени инициирования взрывоэмиссионного центра  $t_{ex}$  от концентрации плазмы катодного пятна для катодов с различным содержанием дейтерия. Расчетные параметры:  $T_e = 3.62$  eV,  $Z = 1.2$ ,  $U_c = 18$  V,  $\phi = 3.9$  eV,  $h = 1 \mu\text{m}$ ,  $d = 0.3 \mu\text{m}$ .

неустойчивости в микронеоднородностях поверхности катода высотой до  $1 \mu\text{m}$  за времена, не превосходящие несколько десятков наносекунд. Данный процесс обеспечивает самоподдержание дугового разряда и генерирование плазмы разрядного промежутка взрывоэмиссионным механизмом.

## Заключение

В работе были представлены результаты экспериментального и теоретического исследований масс-зарядового состава плазмы вакуумной дуги с массивными и пленочными циркониевыми катодами, содержащими дейтерий и водород. В случае массивного катода показано, что такая система обеспечивает эффективную генерацию ионов дейтерия, интегральная доля которых за импульс тока дуги составляет приблизительно 60% и его содержание максимально в начальной стадии горения дуги. Для тонкопленочных катодов выход водорода на таком уровне возможен при токах свыше 500 А при длительности горения дуги на уровне нескольких десятков микросекунд. Предложена модель для оценки влияния дейтерирования катода на параметры вакуумно-дуговой плазмы. Установлено, что окклюдирование изотопов водорода в катоде приводит к дополнительным затратам энергии на его ионизацию и, как следствие, уменьшению среднего заряда ионов материала катода в дуговой плазме. Дейтерий в катодном пятне полностью ионизируется, а дрейфовая скорость движения его ионов практически совпадает со скоростью ионов катодного материала из-за высокой частоты ион-ионных столкновений в прикатодной области. Взаимодействие плотной ( $\sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ) плазмы катодного пятна с микронеоднородностями поверхности катода приводит к развитию в них тепловой неустойчивости за времена, не превосходящие несколько десятков наносекунд.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н.Н. Щитову за полезные обсуждения полученных результатов, Д.А. Карпову и Г.С. Румянцеву за предоставленные материалы для исследования.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-19-00083.

## Список литературы

- [1] *Кирьянов Г.И.* Генераторы быстрых нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 224 с.
- [2] *Логачев А.А., Школьник С.М.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 3. С. 53–57.
- [3] *Logatchev A.A., Afanas'ev V.P., Shkol'nik S.M., Juttner B., Pursch H.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 3. P. 894–900.
- [4] *Shkol'nik S.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. Vol. 29. N 5. P. 675–683.
- [5] *Шмелев Д.Л., Баренгольц С.А., Щитов Н.Н.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 18. С. 16–23.
- [6] *Юшков Г.Ю., Николаев А.Г., Фролова В.П., Окс Е.М., Румянцев Г.С., Баренгольц С.А.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 23. С. 74–81.
- [7] *Nikolaev A.G., Yushkov G.Y., Savkin K.P., Oks E.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. N 8. SI. P. 1923–1928.
- [8] *Mesyats G.A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark, and the Arc. М.: Nauka, 2000. 400 p.
- [9] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1227.
- [10] *Barengolts S.A., Mesyats G.A., Shmelev D.L.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. Vol. 31. N 5. P. 809–816.
- [11] *Mesyats G.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. N 4. P. 676–694.
- [12] *Braginskii S.I.* in Reviews of Plasma Physics. NY: Consultants Bureau, 1965. P. 205.
- [13] *Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P.* Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, 2<sup>nd</sup> ed. М.: Nauka, 1966/1966; NY: Academic, 1966. 464 p.
- [14] *Anders A., Oks E.M., Yushkov G.Y., Savkin K.P., Brown I.G., Nikolaev A.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. N 5. Pt. 1. P. 1532–1536.
- [15] *Shmelev D.L., Barengolts S.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41 N 8. Pt. 2. P. 1964–1968.
- [16] *Brown I.G.* // Rev. Sci. Instrum. 1994. Vol. 65. N 10. P. 3061–3081.
- [17] *Anders A.* Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. NY: Springer, 2008. 540 p.
- [18] *Zhirkov I., Eriksson A.O., Rosen J.* // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114. P. 213 302.
- [19] *Uimanov I.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. Vol. 31. N 5. P. 822–826.
- [20] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цветух М.М.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. Вып. 6. С. 1213–1224.
- [21] *Hantzsche E.* in Handbook of Vacuum Arc Science and Technology / Ed. by R.L. Boxman, P.J. Martin, and D.M. Sanders. Park Ridge, NJ: Noyes, 1995. P. 151–256.
- [22] *Modinos A.* Field, Thermionic and Secondary Electron Emission Spectroscopy. NY: Plenum Press, 1984. 375 p.
- [23] *Mackeown S.S.* // Phys. Rev. 1929. Vol. 34. N 4. P. 611–614.
- [24] *Зиновьев В.Е.* Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989. 384 с.
- [25] Гидриды металлов / Под ред. В. Мюллера, Д. Блэкледжа, Дж. Либовица. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1973. 432 с.