

УДК 629.78.064.52:621.314.671

К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ НАПРЯЖЕНИЯ ОБРАТНОГО ДУГОВОГО ПРОБОЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ТЕРМОЭМИССИОННОГО ДИОДА И ЕГО ПРЕДЕЛЬНОЙ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ

© 2023 г. Е. В. Онуфриева¹ *, В. В. Онуфриев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

*e-mail: onufryev@bmstu.ru

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.

После доработки 16.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Вопросы создания мощных энергодвигательных установок (ЭДУ) на основе термоэмиссионного реактора-преобразователя (ТРП) и электроракетных двигательных установок (ЭРДУ) связаны с разработкой компактных высокотемпературных радиационно-стойких систем преобразования тока (СПТ), использующих в своем составе приборы плазменной электроэнергетики – сеточные ключевые элементы (СКЭ) и высоковольтные плазменные термоэмиссионные диоды (ВПТД). Основной проблемой разработки СКЭ и ВПТД является определение их рабочего напряжения (или напряжения обратного дугового пробоя в запертом состоянии), которое в совокупности с плотностью тока в проводящем состоянии характеризует плотность электрической мощности вентиля и является его основным параметром. В рамках данной работы авторами на основе исследования запертого состояния численным и аналитическим методом получены новые зависимости для расчета напряжения обратного дугового пробоя и определены предельные величины плотности электрической мощности ВПТД.

Ключевые слова: высоковольтный плазменный термоэмиссионный диод, напряжение обратного дугового пробоя, область возбужденных атомов, тепловой поток, плотность электрической мощности, межэлектродный зазор

DOI: 10.31857/S0002331023020048, EDN: JYWCNH

ВВЕДЕНИЕ

Определение электрической прочности газоразрядных вентилях к обратному дуговому пробоя необходимо для расчета их вентилях свойств, рабочей температуры, давления рабочего тела в межэлектродном зазоре (МЭЗ) и плотности электрической мощности, передаваемой на нагрузку. Паронаполненные вентиля – СКЭ и ВПТД [1, 2] обладают повышенными выходными электрическими характеристиками по сравнению с газоразрядными в проводящем состоянии. В этой связи знание зависимости их электропрочностных свойств к обратному дуговому пробоя от тепловых параметров состояния позволит создать методики проектирования и оптимизации теплоэлектрических и массоэнергетических характеристик СКЭ и ВПТД.

К настоящему времени проектирование указанных вентилях возможно с использованием результатов экспериментальных исследований обратного дугового пробоя в ВПТД с цезиевым и бариевым наполнением [3–8]. Вместе с тем авторами данной работы в [9] найдено аналитическое решение относительно определения величины напряжения обратного дугового пробоя в ВПТД с неэмиттирующим анодом и цезиевым

наполнением в виде формулы, которая в дальнейшем модифицирована для прямого расчета напряжения пробоя в режиме обратного тока.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА В КАТОДНОМ СЛОЕ В РЕЖИМЕ ОБРАТНОГО ТОКА ДИОДА ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ

Авторами данной статьи ранее было получено аналитическое выражение для расчета напряжения зажигания обратного дугового разряда в межэлектродном зазоре высоковольтного термоэмиссионного диода с цезиевым наполнением [9]. В основе новой энергетической модели был рассмотрен режим токопереноса ионами с учетом энергообмена с атомами в катодной части плотного (аномального) тлеющего разряда – ионном слое, на основании чего было получено уравнение энергии для тяжелой компоненты (атомов) в катодном слое, выраженное через напряженность электрического поля $E(x)$, температуру атомов $T_a(x)$:

$$\frac{e}{n_a} \left(\frac{n_i}{Q_{ia}} + \frac{n_e}{Q_{ea}} \right) \frac{dE(x)}{dx} + k n_a \frac{dT_a(x)}{dx} \equiv -\epsilon_0 E(x) \frac{dE(x)}{dx}, \quad (1)$$

где m_a – масса атома цезия; e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; n_a , n_i , n_e – концентрация атомов, ионов и электронов соответственно в ионном слое у отрицательного электрода; Q_{ia} – сечение перезарядки; Q_{ea} – сечение столкновений электрон–атом.

Решение уравнения (1) показало, что распределение электрического поля в катодном слое носит гиперболический характер [9].

Вместе с тем, в отличие от существующих представлений о формировании области возбужденных атомов в катодном слое тлеющих разрядов, разработанная модель токо- и энергопереноса указывает на иной механизм возбуждения атомов пара, а именно – за счет перезарядки ионов на атомах в сильных полях и упругого рассеяния “быстрых” атомов. Эта область наблюдается в экспериментальных исследованиях по газовому разряду [10–14]. Существование резкой границы этой области обусловлено тем, что вынос энергии потерь разряда происходит в направлении движения ионов к отрицательному электроду, при этом скорость ионов в этой области на два порядка превышает тепловую скорость атомов. Нагрев атомов, согласно выражению (3) [9]:

$$\frac{dT_a(x)}{dx} \equiv \frac{2\epsilon_0}{5\chi_a} \left(\frac{2^{1/2}e}{m_a n_a \Omega_{ia}} \right)^{1/2} \left[E^{5/2}(x) - E^{5/2}(0) \right] \quad (2)$$

наблюдается только при значительных электрических полях – 10^6 В/м и более [9].

Нагрев атомов пара цезия у поверхности отрицательного электрода (неэмиттирующего анода) при напряженности электрического поля у отрицательного электрода $E(d_k) = 10^6 \dots 10^7$ В/м, d_k – протяженность прикатодного слоя, концентрации атомов цезия $n_a = 10^{20} \dots 10^{21}$ м⁻³ может достигать 3500...5500 К.

Аналогичный результат был получен авторами при решении системы уравнений (1) и (2) для катодного слоя (режим обратного тока) численным методом в программном комплексе “Matlab/Simulink” [15], схема и алгоритм решения приведены на рис. 1.

На рис. 2–3 представлены результаты численного расчета распределений напряженности электрического поля, температуры пара цезия в катодном ионном слое (в режиме обратного тока ВПТД).

Расчеты теплофизических и электрических характеристик в приэлектродном слое показали, что при давлениях пара цезия 10^{-2} Торр (1.33 Па) и характерной его длине $d_k \sim (250\text{--}300) \lambda_{aa}$ [10–13], где λ_{aa} – длина свободного пробега атома цезия при упругих столкновениях, электрическое поле сосредоточено в узкой области – порядка $0.1 d_k$, рис. 2. Именно в этой области наблюдается разогрев атомной компоненты (рассеяние

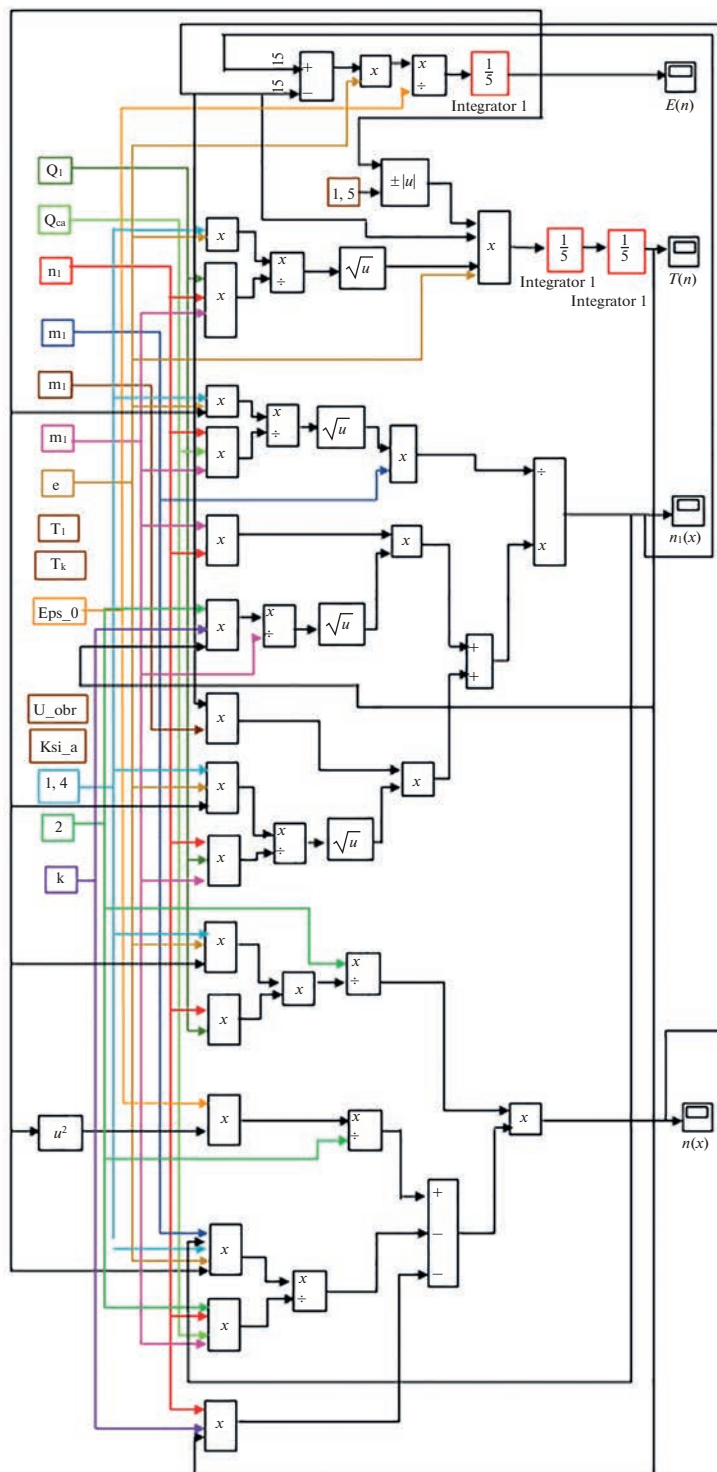


Рис. 1. Алгоритм решения системы дифференциальных уравнений, описывающих катодный ионный слой плотного тлеющего разряда (режим обратного тока) в программном комплексе “Matlab/Simulink”.

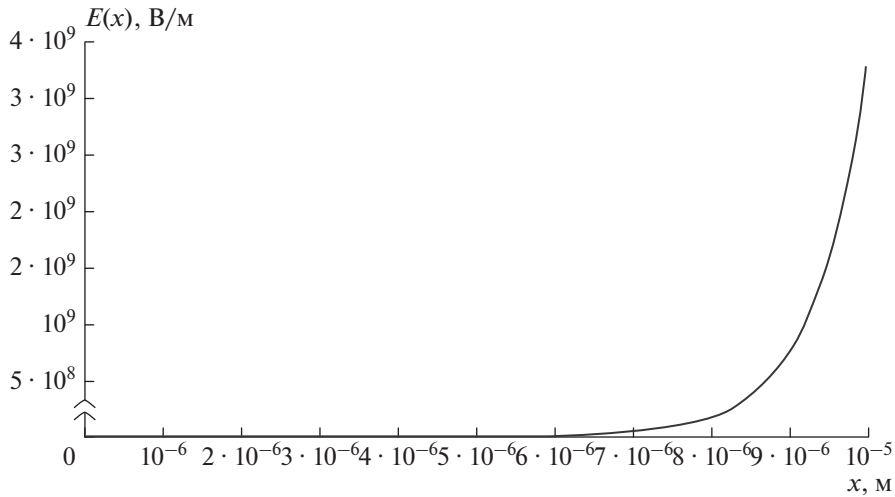


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля в катодном ионном слое. $n_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_{a0} = 600 \text{ К}$.

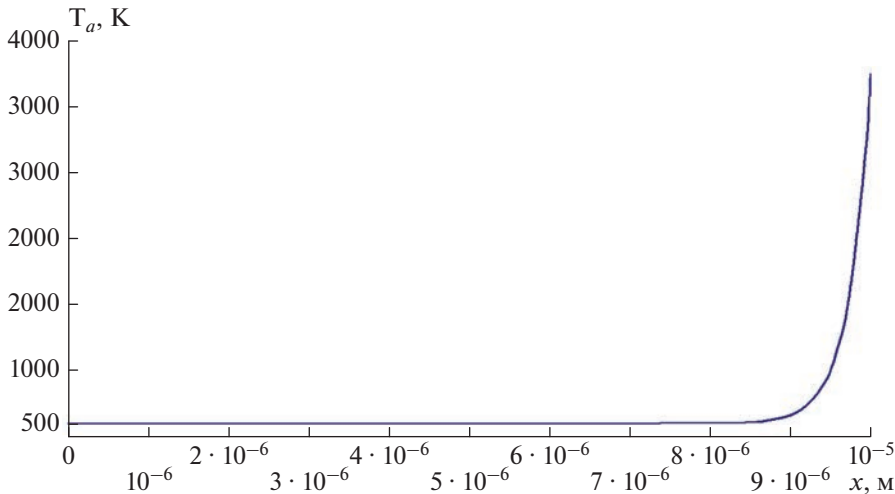


Рис. 3. Распределение температуры пара цезия в катодном ионном слое в режиме обратного тока. $n_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_{a0} = 600 \text{ К}$.

“быстрых” атомов, образующихся вследствие резонансной перезарядки), рис. 3. При-катодное падение потенциала также сосредоточено в этой области.

Таким образом, и результаты численного моделирования показали, что область возбужденных атомов формируется вследствие механизма перезарядки и рассеяния “быстрых” атомов и определяет устойчивость данной формы разряда при соблюдении энергодолговесия между джоулевым энергодолговесием в ионном слое и отводом тепла от слоя возбужденными атомами пара цезия.

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЯ ОБРАТНОГО ДУГОВОГО ПРОБОЯ ДИОДА ПО УТОЧНЕННОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Выполненное численное расчетное исследование режима обратного тока в МЭЗ ВПТД также показало, что устойчивость плотного тлеющего разряда определяется способностью области возбужденных атомов и ионов к отводу энергии джоулевых потерь из слоя (балансом между притоком тепла и отводом — излучением и теплопроводностью ионного слоя) [9].

Исследование рабочего процесса высоковольтного термоэмиссионного диода в режиме обратного тока численно в данной работе позволило подтвердить ранее полученный в [9] новый результат:

- формирование области возбужденных атомов в приэлектродном слое связано с перезарядкой в сильных полях и термализацией быстрых атомов;
- электрическое поле в слое описывается гиперболой (4-го порядка — аналитическое решение);
- накопление внутренней энергии в атомной компоненте и ее отвод (теплопроводностью, излучением, конвекцией) обеспечивают существование аномального тлеющего разряда при повышенных температурах пара.

Значение обратного приложенного напряжения $U_{обр}$, которое выдерживает ионный слой, и остается тлеющая форма разряда, определяется только теплофизическими свойствами пара — теплопроводностью $\chi_a(T_a)$, давлением (концентрацией n_a) атомов пара рабочего вещества (цезия) и практически не зависит от длины МЭЗ.

В [9] авторами на основе предложенной новой модели энергообмена и токопереноса в ионном слое тлеющего разряда (режим обратного тока ВПТД) была получена новая аналитическая зависимость для расчета напряжения зажигания обратного самостоятельного дугового разряда — обратного дугового пробоя, показывающего предельную вентильную способность диода:

$$U_{п} = \left((T_{a\text{кр}} - T_{a0}) \frac{m_a \chi_{ar}^2}{ek\epsilon_0 n_a} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где χ_{ar} — “реактивная” теплопроводность; $T_{a\text{кр}}$ — критическая температура пара в области возбужденных атомов в момент обратного дугового пробоя; T_{a0} — температура пара цезия в МЭЗ.

В выражении (3) неизвестными величинами являются “реактивная” теплопроводность и критическая температура атомов пара в момент пробоя. В момент зажигания обратного самостоятельного дугового разряда теплофизические характеристики пара испытывают скачок (вследствие процессов диссоциации, ионизации), поэтому в формуле (3) учитывается “реактивная” теплопроводность пара — χ_{ar} , связанная с ионизацией и диссоциацией атомов и определяемая формулой [16]:

$$\chi_{ar} = \frac{75}{64} \sqrt{\frac{\pi k^3 T_{a\text{кр}}}{m_a}} \frac{1}{\bar{\Omega}^{(2,2)}}, \quad (4)$$

где $\bar{\Omega}^{(2,2)}$ — столкновительный интеграл, [17]; m_a — масса атома цезия.

Для использования формулы (3) при расчете напряжения обратного дугового пробоя необходимо определить такие величины, как критическая температура атомов в ионном слое — $T_{a\text{кр}}$ и χ_{ar} — величина “реактивной” теплопроводности. Выражение (4) было аппроксимировано по табличным данным [16, 17]:

$$\chi_{ar} = \frac{75}{64} \sqrt{\frac{\pi k^3 T_{a\text{кр}}}{m_a}} \frac{1}{(a \ln T_{a\text{кр}} + b)c}, \quad (5)$$

где a, b, c — константы, зависящие от щелочного металла, используемого в качестве парового наполнителя межэлектродного зазора.

Для цезия константы составляют [16, 17]: $a = -10.69$; $b = 114.68$; $c = 10^{-20}$.

Расчет величины критической температуры атомов выполнен из условия баланса теплового потока в области возбужденных атомов ионного слоя. Исходя из результатов экспериментальных исследований режима обратного тока в МЭЗ ВПТД [3–5], величина теплового потока в предпробойном состоянии, связанная с джоулевыми потерями разряда и выносимого из слоя возбужденными атомами, составляет 1–2 Вт/см². Оценка температуры атомов пара проведена из условия:

$$q = \frac{3}{2} k T_{a \text{ кр}} \frac{n_a}{4} \sqrt{\frac{8 k T_{a \text{ кр}}}{\pi m_a}}. \quad (6)$$

Из выражения (6) получим выражение для расчета температуры атомов в области максимального нагрева (у поверхности отрицательного электрода):

$$T_{a \text{ кр}} = \left[\frac{8 q^2 \pi m_a}{9 k^3 n_a^2} \right]^{1/3}. \quad (7)$$

Расчеты, выполненные по зависимости (7), показали, что величина температуры возбужденных атомов в ионном слое МЭЗ диода (в режиме обратного тока) составляет 4500–7100 К при концентрации атомов 10^{20} м^{-3} (давление пара в МЭЗ составляет 0.83 Па или 6.24×10^{-3} Торр) и 1000–1500 К при концентрации атомов 10^{21} м^{-3} (давление в МЭЗ составляет 8.28 Па или 6.24×10^{-2} Торр).

В результате выражение для расчета напряжения зажигания обратного дугового разряда (обратный дуговой пробой) в МЭЗ ВПТД примет вид:

$$U_{\text{п}} = \left\{ \left[\frac{8 q^2 \pi m_a}{9 k^3 n_a^2} \right]^{1/3} - T_{a0} \right\} \frac{m_a}{ek \epsilon_0 n_a} \left[\frac{75}{64} \sqrt{\frac{\pi k^3}{m_a}} \left(\frac{8 q^2 \pi m_a}{9 k^3 n_a^2} \right)^{1/6} \frac{1}{\left(a \ln \left[\frac{8 q^2 \pi m_a}{9 k^3 n_a^2} \right]^{1/3} + b \right) c} \right]^2 \right\}^{1/3}. \quad (8)$$

В данном выражении определяющими параметрами являются: концентрация атомов — n_a , которая на 5–6 порядков превосходит концентрацию ионов в условиях плотного тлеющего разряда для диапазона давлений пара в МЭЗ диода, удельный тепловой поток в предпробойном состоянии (известен из экспериментальных исследований), и температура пара (температура отрицательного электрода).

Введем обозначения для констант:

$$\left[\frac{8 \pi m_a}{9 k^3} \right]^{1/3} = A, \quad \frac{m_a}{ek \epsilon_0} = B, \quad \frac{75}{64} \sqrt{\frac{\pi k^3}{m_a}} = C.$$

В результате получим выражение для расчета напряжения обратного дугового пробо-
я в виде:

$$U_{\text{п}} = \left\{ \left\{ A \frac{q^{2/3}}{n_a^{2/3}} - T_{a0} \right\} \frac{B}{n_a} \left[C \sqrt{A \frac{q^{2/3}}{n_a^{2/3}}} \frac{1}{\left(a \ln \left(A \frac{q^{2/3}}{n_a^{2/3}} \right) + b \right) c} \right]^2 \right\}^{1/3}. \quad (9)$$

Результаты расчета обратного пробойного напряжения высоковольтного термоэмиссионного диода в режиме обратного тока по формуле (3), полученной из (8) с учетом (5) и (7) при тепловом потоке 1–2 Вт/см², приведены на рис. 4, кривая 1.

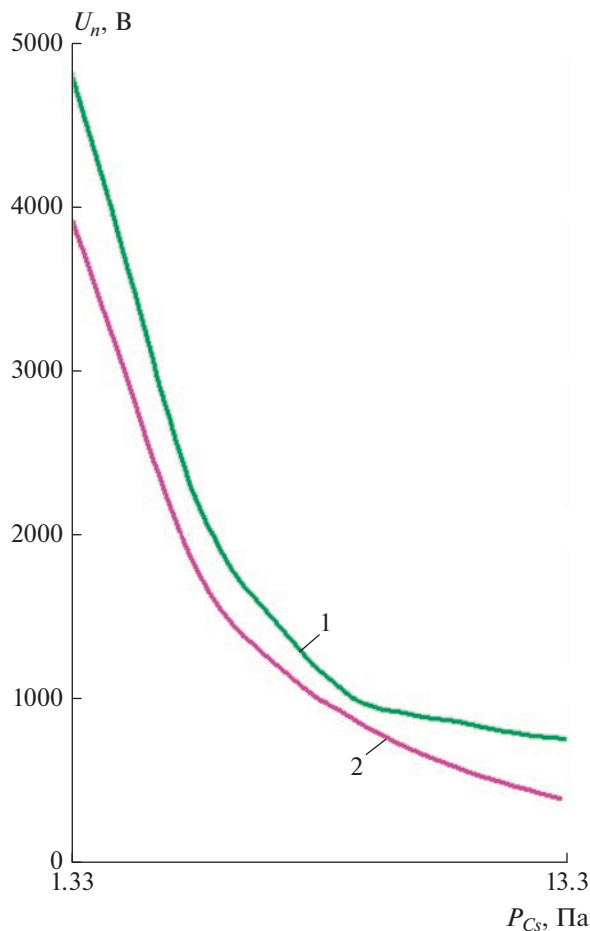


Рис. 4. Зависимость напряжения зажигания обратного дугового разряда в МЭЗ диода от давления пара цезия. 1 – $T_{a0} = 600$ К, $q = 1$ Вт/см². 2 – (полуэмпирическая зависимость [9]) $T_{a0} = 620$ К, $\chi_{ar} = 8 \chi_a$, χ_a по справочным данным, $\gamma_{икр} = 0.03$.

Второй график на рис. 4 (кривая 2 – розовый цвет) – результаты расчета по формуле, полученной ранее авторами работы в [9]:

$$j_{кр} = D_1 U_n^{7/3} n_a^2, \quad (10)$$

где D_1 – константа; $j_{кр}$ – предпробойная плотность тока (из обратных вольтамперных характеристик),

$$D_1 = (1 + \gamma_{икр}) \left[\epsilon_0 \left(\frac{2^{-7/3}}{5^{5/3}} \right) \left(\frac{k}{\chi_{ar}} \right)^{5/3} \left(\frac{e}{m_a} \right)^{4/3} Q_{ia}^{1/3} \right],$$

$\gamma_{икр}$ – коэффициент вторичной эмиссии с отрицательного электрода, который для цезия при напряжениях не более 1–2 кВ не превышает 0.03–0.05. Температура отрицательного электрода принималась равной 600–640 К (электрод неэмиттирующий), величина коэффициента реактивной теплопроводности принималась равной (8–10) χ_a для цезия при температуре 600–640 К.

Результаты расчета по теоретической модели и по полуэмпирической методике показали хорошее совпадение.

РАСЧЕТ ПРЕДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ТЕРМОЭМИССИОННОГО ДИОДА

Так как напряжение обратного дугового пробоя является функцией давления пара, для обеспечения максимальной (оптимальной) удельной электрической мощности диода необходимо реализовать максимальную величину плотности термоэмиссионного тока с катода (для рабочего давления пара цезия) в проводящем состоянии.

Для достижения указанной цели можно воспользоваться “S-образными” зависимостями Рейзора для определения точки максимальной плотности тока, либо результатами обработки экспериментального материала по работам выхода в парах цезия и бария [18, 19]. Это реализуется оптимизацией температуры катода (“перемещением” температуры катода T_K в точку максимальной плотности термоэмиссионного тока на кривой постоянного давления пара в МЭЗ — “S-образной” кривой). В результате предложенного подхода диод с цезиевым наполнением МЭЗ оптимизируется по температуре катода и удельной электрической мощности (на единицу поверхности электрода). Параметром оптимизации является температура катода T_K , а давление пара в МЭЗ (определяется температурой термостата с цезием T_{Cs} , p_{Cs} и температура отрицательного электрода в режиме обратного тока ВПТД — анода T_A (задаются по условиям функционирования диода) определяют пробойное (рабочее) напряжение.

Алгоритм решения задачи оптимизации массоэнергетических и энергофизических характеристик диода следующий.

1. Определяется работа выхода материалов катода (иридий, рений, вольфрам, молибден и тантал) по известным аппроксимациям из [18, 19].

2. Определяется пробойное напряжение МЭЗ диода в режиме обратного тока — U_n по формуле (9).

3. По зависимости Ричардсона—Дешмана определяется плотность термоэмиссионного тока с катода диода в проводящем состоянии:

$$j_p(p_{Cs}, T_K) = 120.4 T_K^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_K}{kT_K}\right). \quad (11)$$

4. Определяется удельная электрическая мощность диода (на единицу поверхности электрода):

$$P_{эл.уд} = j_p U_{проб}(p_{Cs}). \quad (12)$$

Полученные аналитически величины напряжения обратного дугового пробоя использовались для расчета удельной электрической мощности. Рабочее напряжение диода принималось (0.8–0.9) U_n .

Результаты расчетов удельной электрической мощности диода с цезиевым наполнением приведены на рис. 5. Отметим, что технически пригодной можно считать плотность тока катода в проводящем состоянии не менее 1 А/см², (это обеспечивается при температурах катода 2500 К и более) [18–20]. Как показало исследование: недостатком диода с цезиевым наполнением является невысокая плотность термоэмиссионного тока вследствие малых значений давления пара цезия в МЭЗ (10^{-3} – 10^{-2} Торр), поэтому удельная электрическая мощность диода с цезиевым наполнением не превышает 1–3 кВт/см², рис. 5.

Для увеличения $P_{эл.уд}$ целесообразно использовать бинарное наполнение МЭЗ (цезий и барий), что позволяет разделить оптимизацию на две независимые части: давление цезия p_{Cs} и температура анода T_A определяют пробойное (а следовательно, рабо-

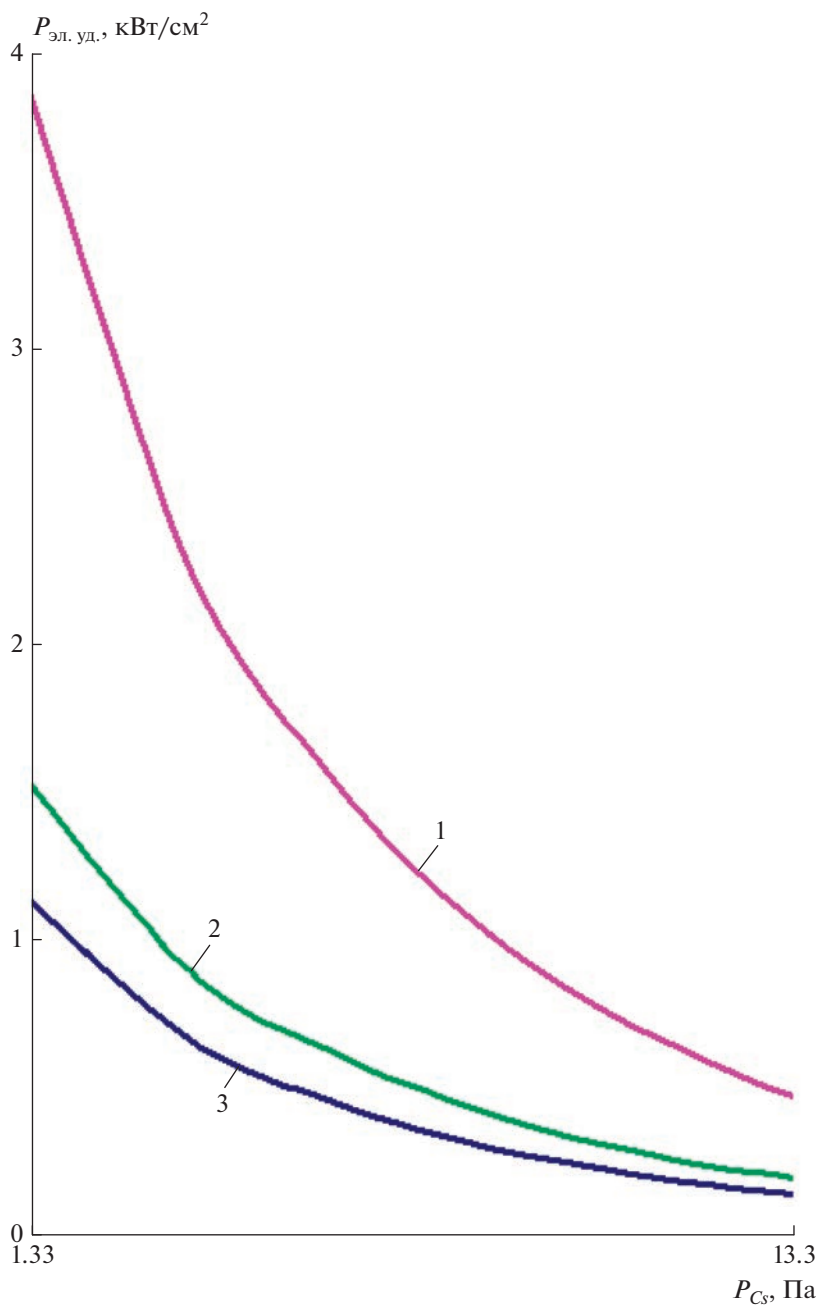


Рис. 5. Зависимость удельной электрической мощности диода от давления пара цезия при постоянной температуре катода ($T_K = 2500 \text{ К}$), материал катода: 1 – вольфрам, 2 – ниобий, 3 – молибден.

чее) напряжение, а давление бария p_{Ba} и температура катода T_K определяют плотность тока в проводящем состоянии. Отметим, что плотность термоэмиссионного тока в парах бария на один-два порядка превышает аналогичную в парах цезия [20]. Опираясь

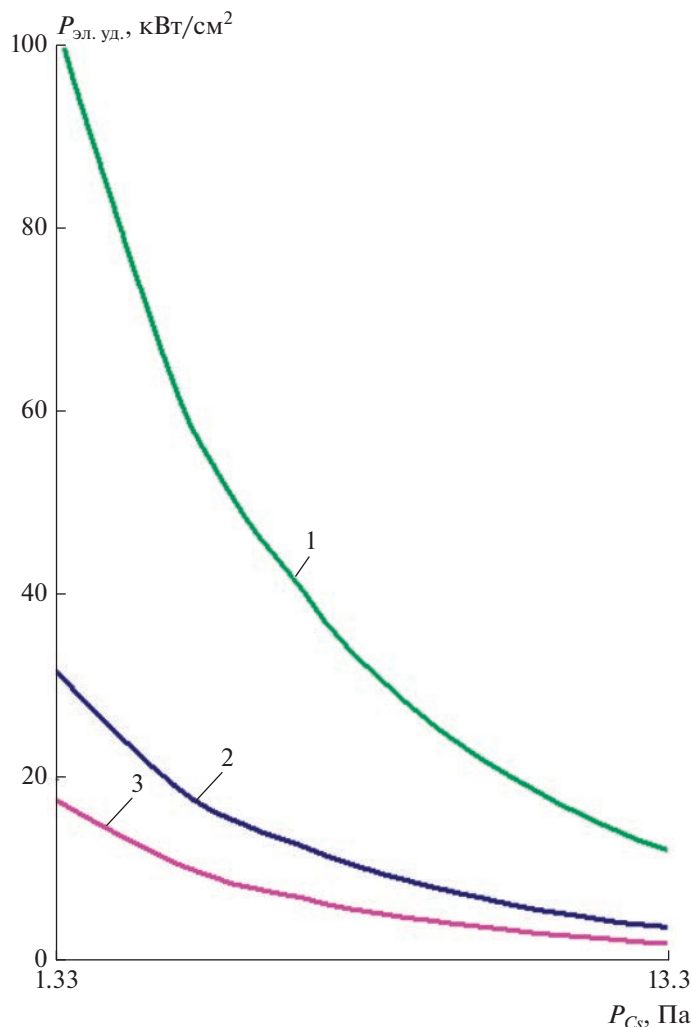


Рис. 6. Зависимости удельной электрической мощности диода от давления цезия при бинарном (“цезий + барий”) наполнении МЭЗ, материал катода: 1 — рений, 2 — вольфрам, 3 — молибден, температура катода 1800 К.

на данные литературы [20], было выбрано три значения работы выхода при бинарном наполнении МЭЗ. Величина работы выхода в парах бария может быть получена на уровне 2.5–3.2 эВ, при этом плотность термоэмиссионного тока с катода составит 10–30 А/см², что существенно превышает аналогичный показатель диода с цезиевым наполнением. Плотности термоэмиссионного тока с эмиттера вычислены при температуре катода, принятой 1800 К. Пробойные напряжения соответствуют ранее приведенным значениям на рис. 4.

Результаты расчета удельной мощности диода с бинарным наполнением (цезий + барий) приведены на рис. 6. Максимальная величина удельной мощности диода с цезиевым наполнением в этом случае не превышает 2–5 кВт/см². Отметим, что температура катода лежит в интервале 2570–2670 К (2300–2400°С), что резко снизит ресурс электродной группы такого устройства.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные исследования цезиевых диодов [3–5] выявили особенность, заключающуюся в том, что температура анода не должна превышать 700–720 К, иначе резко снижается пробойное напряжение диода (менее 300–100 В). Высоковольтное непроводящее состояние МЭЗ ВПТД наблюдается при низких давлениях пара цезия: $p_{Cs} = 10^{-2} \dots 4 \times 10^{-2}$ Торр, рис. 4, что подтверждено экспериментально в [3–5] и аналитическим решением в [9].

Однако в проводящем состоянии МЭЗ ВПТД для обеспечения технически пригодной плотности тока (удельной мощности) необходимо поддерживать температуру катода на уровне 2500–2800 К, т.к. катод имеет работу выхода, близкую к вакуумной. Это негативно сказывается на ресурсе ВПТД и требует применения тантала, рения или вольфрама в качестве материала катода. Следует отметить, что в этом случае перегревается сам катодный узел и требует дополнительных мер для обеспечения изоляции от корпуса и анодной части ВПТД.

Альтернативным вариантом повышения и пробойного напряжения, и удельной мощности паронаполненного ВПТД является применение бинарного наполнения МЭЗ: цезием и барием, причем давление пара цезия порядка 10^{-3} Торр, а бария 10^{-5} – 10^{-4} Торр. При этом электропрочностные свойства МЭЗ определяет наполнение цезием (превалирующая компонента смеси в МЭЗ), а эмиссионные свойства катода в проводящем состоянии обеспечиваются бариевой пленкой на катоде вследствие высокой энергии адсорбции [18–20]. Однако ВПТД с бинарным наполнением сложен с точки зрения создания системы регулирования и поддержания требуемых давлений смеси при высоких температурах и предотвращения конденсации бария в цезиевом тракте — так как источники паров цезия и бария имеют существенно разные температуры. Это усложняет и регулирование давления смеси в МЭЗ ВПТД.

В этой связи для увеличения рабочей температуры анода (и собственно ВПТД) целесообразно перейти на бариевое наполнение МЭЗ. Температура анода ВПТД может составлять 900–1000 К при давлении бария 10^{-4} – 10^{-3} Торр (0.01–0.1 Па), при этом пробойные напряжения превышают 2000–2200 В, а плотность тока в проводящем состоянии может достигать 30 А/см². Экспериментальные исследования [21] показали, что удельная электрическая мощность диода с бариевым наполнением может достигать 30–80 кВт/см² при рабочей температуре анода до 940 К (напряжение обратного дугового пробоя 2200–2500 В).

ВЫВОДЫ

В работе проведено численное исследование режима обратного тока в ВПТД с цезиевым наполнением, получены распределения для напряженности электрического поля, температуры атомов и потенциала в ионном слое. Результаты исследования подтвердили ранее полученное аналитическое решение.

Получена уточненная аналитическая формула для прямого расчета напряжения зажигания обратного дугового разряда в МЭЗ ВПТД в режиме обратного тока.

Проведена оптимизация теплоэлектрических и электроэнергетических характеристик ВПТД, и определены предельные значения плотности мощности, передаваемой на нагрузку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Онуфриева Е.В., Синяевский В.В., Онуфриев В.В. Высокотемпературные системы преобразования тока перспективных космических энергодвигательных установок // Известия РАН. Энергетика. 2009. № 4. С. 137–144.
2. Онуфриева Е.В., Алиев И.Н., Онуфриев В.В. О выборе оптимального температурного режима преобразователя тока космической энергодвигательной установки // Известия вузов. Машиностроение. 2014. № 7. С. 10–18.

3. Моргулис Н.Д., Марчук П.М. Исследование дугового цезиевого выпрямителя // Украинский физический журнал. 1956. Т. 3. Вып. 1. С. 95–101.
4. Experimental Investigation of Electric Strength to Inverse Arc Breakdown of a Thermionic Diode with Cesium Filling / Onufriev V.V., Grishin S.D. // High Temperature. 1996. Т. 34. № 3. С. 477–480.
5. The Results of Investigations of High Temperature High Voltage Thermion Diode / Onufriyev V.V. // 35th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference and Exhibit 2000. PP. 290–296.
6. Онуфриева Е.В., Онуфриев В.В., Яминский В.В. Разработка высоковольтных плазменных термоэмиссионных диодов высокотемпературного преобразователя тока энергодвигательных установок // Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Машиностроение. 2011. № 3. С. 70–73.
7. Онуфриев В.В., Лошкарев А.И., Синявский В.В. Электроэнергетические характеристики термоэмиссионного высоковольтного диода для космических энергодвигательных установок // Известия РАН. Энергетика. 2006. № 1. С. 87–97.
8. Онуфриева Е.В., Онуфриев В.В., Алиев И.Н., Синявский В.В. Энергетические характеристики высокотемпературных плазменных вентилях систем преобразования тока космических энергодвигательных установок // Известия РАН. Энергетика. 2016. № 3. С. 127–140.
9. On Calculation of the Ignition Voltage for a Back-Arc Discharge in a High-Voltage Thermionic Diode / Sinyavsky V.V., Onufrieva E.V., Onufriev V.V., Grishin Y.M., Sidnyaev N.I., Ivashkin A.B. // Thermal Engineering. 2018. V. 65. № 13. С. 1019–1023.
10. Браун С.С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Москва: Госатомиздат, 1961. 323 с.
11. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Ч. II. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
12. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
13. Каганов И.Л. Ионные приборы. М.: Энергия, 1972. 528 с.
14. Messrlie H.K., Ho N.L., Heffernan L.P. Electrical Break-Down of Electrode Boundary Layers // 12-th National Symposium Eng. Aspects MHD. Argonne (Illinois). 1972. P. III.5.1.–III.5.6.
15. Дьяконов В.П. “MATLAB 6.5 SP1/7 + Simulink 5/6” в математике и моделировании. Сер. “Библиотека профессионала”. М.: СОЛОН-Пресс, 2005. 576 с.
16. Davies R.H., Mason E.A., Munn R.J. High-Temperature Transport Properties of Alkali Metal Vapors // The Physics of Fluids. 1965. V. 5. № 3. P. 444–452.
17. Massey H.S.W. Electronic and ionic impact phenomena // Great Britain: Oxford, 1969. 661 pp.
18. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.А. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат. 1974. 288 с.
19. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии / И.П. Стаханов, А.С. Степанов, В.П. Пашенко, Ю.К. Гуськов. М.: Атомиздат, 1968. 392 с.
20. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. Москва: Наука, 1973. 480 с.
21. Онуфриев В.В., Лошкарев А.И. / Зажигание обратного дугового разряда в бариевом термоэмиссионном диоде // Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Естественные науки. 2005. № 1. С. 72.

On the Issue of Calculating the Reverse Arc Breakdown Voltage of a High-Voltage Thermionic Diode and Its Maximum Specific Electrical Power

E. V. Onufrieva^a, * and V. V. Onufriev^a

^aBauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

*e-mail: onufriyev@bmstu.ru

The issues of creating powerful power propulsion systems (PPS) based on a thermionic reactor-converter (TRC) and electric rocket propulsion systems (ERPS) are related to the development of compact high-temperature radiation-resistant current conversion systems (CCS) using plasma electric power devices - grid key elements (GKE) and high-voltage plasma thermionic diodes (HVPTD). The main problem of the development of GCE and HVPTD is the determination of their operating voltage (or reverse arc breakdown voltage in the locked state), which together with the current density in the conductive state characterizes the electric power density of the valve and is its main parameter. Within the framework of this work, the authors, based on the study of the locked state, numerically and analytically obtained new dependences for calculating the reverse arc breakdown voltage and determined the limiting values of the electrical power density of the HVPTD.

Keywords: high-voltage plasma thermionic diode, reverse arc breakdown voltage, region of excited atoms, heat flux, electric power density, interelectrode gap