

А. И. Лошкарев, В. В. Онуфриев

ЗАЖИГАНИЕ ОБРАТНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ЦЕЗИЕВОМ ТЕРМОЭМИССИОННОМ ДИОДЕ

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования напряжения зажигания обратного дугового разряда в термоэмиссионном диоде с цезиевым наполнением и различными параметрами электродных материалов. Получены экспериментальные зависимости напряжения зажигания от давления пара цезия, температуры электродов и величины межэлектродного зазора. Показано, что начиная с некоторой достаточно низкой температуры анода напряжение зажигания от нее не зависит. Результаты экспериментальных исследований находятся в согласии с разработанной аналитической моделью зажигания обратного дугового разряда.

Применение стандартных полупроводниковых приборов для высокотемпературных радиационнотойких систем преобразования тока и напряжения связано с рядом трудностей. Современные газотроны [1] с оксидно-бариевым катодом имеют ограниченный срок службы.

Газоразрядные приборы на основе металлопленочных катодов, заполняемые паром цезия или бария, являются перспективными, поскольку могут иметь более долгий срок службы и обладать повышенной эффективностью за счет существенного снижения напряжения горения прямого разряда.

Поэтому актуальным является изучение электрической прочности межэлектродного зазора (МЭЗ) цезиевого термоэмиссионного диода (некоторые результаты были ранее опубликованы в работах [2, 3]).

Экспериментальная модель и методика измерений. Для экспериментального исследования процессов зажигания обратного дугового разряда использовалась модель диода, представленная на рис. 1. Материал диэлектрических элементов — алюминитрид бора АБН-1; в качестве уплотнений по поверхности корпуса и электродов использованы танталовая фольга толщиной $\delta = 50$ мкм и синтетическая слюда. Диод содержит аксиально расположенные электроды: катод 1 (электрод, снабженный нагревателем б) и анод 2, окруженные с боковых поверхностей изолирующими втулками 3, 4, выполненными из АБН-1. В торце анода находятся пять отверстий диаметром 0,5 мм для подачи пара цезия в МЭЗ и его предварительного вакууммирования при подготовке эксперимента. Электроды размещены в корпусе 5, выполненном

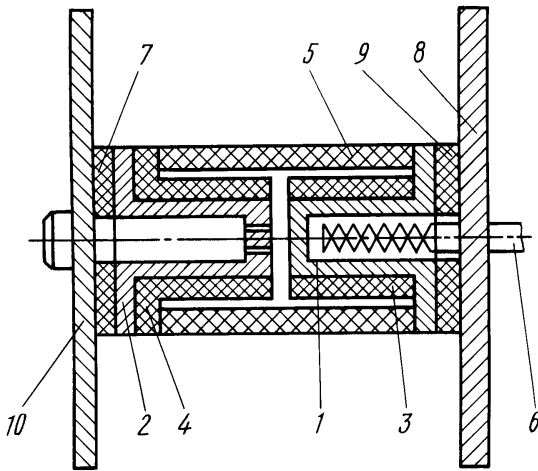


Рис. 1. Схема термоэмиссионного диода:

1 — катод; 2 — анод; 3, 4 — изолирующие втулки электродов; 5 — диэлектрический корпус; 6 — спираль накала; 7, 9 — диэлектрические кольца; 8, 10 — фланцы

из АБН-1, и опираются на изолирующие кольца 7, 9, выполненные также из АБН-1. Модель располагается между фланцами 8, 10, изготовленными из стали Х18Н10Т, и стягивается шпильками М4, причем для компенсации температурных напряжений шпильки подпружинены. Диаметр электродов — 16 мм, величина межэлектродного зазора изменялась от 3,5 до 10 мм за счет изменения длины корпуса.

Для предотвращения возникновения “холодных” точек в модели имелись независимые нагреватели, коаксиально расположенные снаружи корпуса между фланцами, и нагреватель паропровода, соединяемого с анодным фланцем 10. Измерение температур проводилось с помощью термпар ВР5/ВР20 для электродов и ХА/ХК для термостата.

В процессе исследований испытаны диоды со следующим парами электродов (эмиттер указан первым): нержавеющая сталь—нержавеющая сталь, нержавеющая сталь—тантал, молибден—молибден, молибден—нержавеющая сталь.

Давление пара цезия изменялось в пределах 1...50 Па, температура анода — в пределах $T_A = 580 \dots 1050$ К, температура катода — в пределах $T_K = 1050 \dots 1800$ К.

С целью обеспечения точности и достоверности получаемых результатов электрические параметры регистрировались, в основном, статическим методом. Схема измерения приведена на рис. 2. Для регистрации вольтамперных характеристик (ВАХ) диода при приложении прямого и обратного напряжений использовали регулируемые источники ИН1, ИН2 постоянного тока (для прямой ВАХ $U = 0 \dots 20$ В, для обратной ВАХ — $U = 0 \dots 2500$ В). Регистрацию прямой и обратной

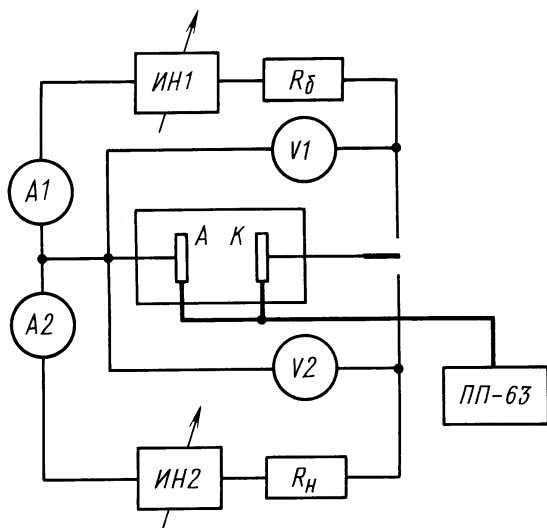


Рис. 2. Схема измерений:

A1, A2 — амперметры; V1, V2 — вольтметры; R_n — сопротивление нагрузки (лампы типа ТКГ), R_b — балластное сопротивление, ИН1, ИН2 — регулируемые источники напряжения; ПП-63 — прибор для измерения показаний термопар

ВАХ осуществляли при использовании в цепи активной нагрузки. Для прямой ВАХ активной нагрузкой служил резистор, имеющий сопротивление $R = 15 \text{ Ом}$ и мощность 75 Вт, для обратной ВАХ — лампы ТКГ1000 и ТКГ2000 суммарной мощностью 2...12 кВт, которые воспринимали напряжение цепи при зажигании обратного дугового разряда в МЭЗ диода. Регистрацию ВАХ статическим методом проводили с использованием высокоточных вольтметров и амперметров на базе приборов типа М253, класса точности 0,5 с зеркальной шкалой, сигналы токов и напряжений снимались с калиброванных шунтов.

Результаты экспериментального исследования. Характерная ВАХ диода во всем диапазоне прямых и обратных напряжений приведена на рис. 3.

В первом квадранте вплоть до точки А реализуется диффузионный режим с преобладанием поверхностной ионизации на “горячем” катоде. Вблизи анода имеется ускоряющий скачок потенциала, на котором происходит генерация заряженных частиц. При достижении $U_{\text{заж}}^{\text{пр}}$ происходит зажигание прямого дугового разряда с преобладанием генерации заряженных частиц термализованными электронами во всем объеме МЭЗ. Если параллельно диоду была подключена достаточно большая емкость, то возрастание силы тока разряда происходило бы при постоянном напряжении вплоть до перехода на устойчивую ветвь ВАХ в точке В. Гашение разряда происходит по устойчивой ветви ВАХ до точки

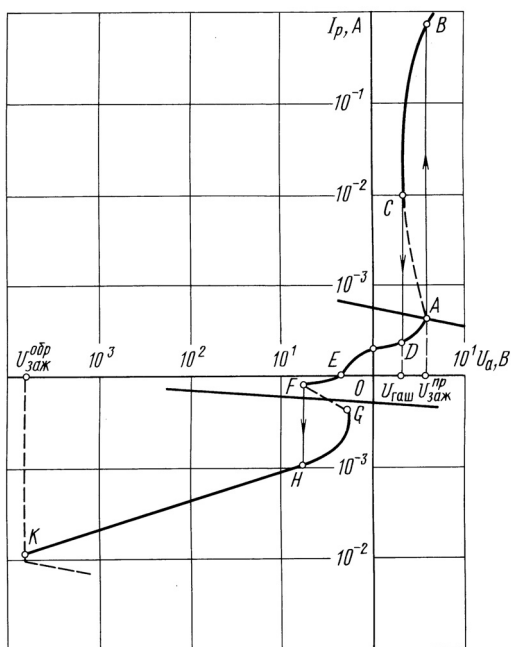


Рис. 3. ВАХ диода при подаче прямого и обратного напряжений

С. При достижении точки С дуговой разряд гаснет и переходит в точку D диффузионной ветви ВАХ [4, 5]. При снятии ВАХ статическим методом, когда нагрузочная характеристика почти параллельна оси напряжений ВАХ (большое балластное сопротивление), регистрируется участок AC ВАХ, где $dI/dU < 0$. Заметим, что в этом случае фактически регистрируются средние значения силы тока и напряжения при возникающих релаксационных колебаниях по циклу ABCD.

Во втором квадранте присутствует часть участка DE диффузионного режима ВАХ, обусловленная генерацией электрической энергии термоэмиссионным диодом с цезиевым наполнением.

Участок EF в третьем квадранте является аналогом ВАХ таунсендовского разряда в газах. В точке F происходит зажигание тлеющего разряда. Участок FG ВАХ аналогичен участку AC в прямом режиме. Начиная с точки H до точки K, наблюдается аномальный (плотный) тлеющий разряд. В точке K происходит зажигание обратного дугового разряда. Указанные закономерности хорошо коррелируют с результатами, полученными М.А. Лебедевым для зажигания прямого разряда в цезиевом диоде с низкотемпературным катодом, и достаточно подробно изложены в работе [5].

Характерные результаты измерения напряжения зажигания обратного дугового разряда $U_{заж}^{обр}$ приведены на рис. 4. Экспериментальные кривые показывают, что напряжение зажигания резко снижается с уве-

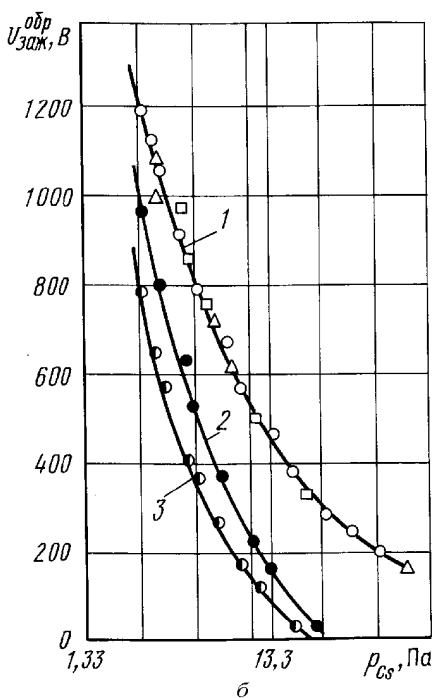
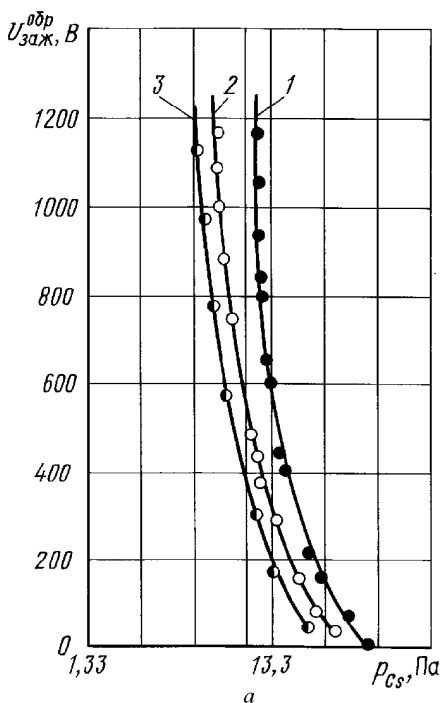


Рис. 4. Напряжение зажигания обратного дугового разряда:

a — катод выполнен из тантала, анод — из коррозионностойкой стали (X18H10T), длина МЭЗ составляет 3,5...7,8 мм; $T_A = 707$ (1), 742 (2), 762 (3) К;

б — катод и анод выполнены из молибдена, длина МЭЗ составляет 3,5...7,8 мм; $T_A = 659$ (1), 709 (2), 745 (3) К; \circ — $T_K = 1350$ К, \square — $T_K = 1551$ К, \triangle — $T_K = 1723$ К

личением как давления пара цезия, так и температуры анода.

Температура “горячего” катода, как показывают результаты экспериментального исследования, практически не оказывает влияния на величину напряжения зажигания обратного дугового разряда (см. рис. 4, б).

На рис. 5 представлена зависимость $U_{\text{заж}}^{\text{обр}}$ от температуры анода. На кривых 3 и 4 наблюдается излом: при температуре анода $T_A \leq 600$ К напряжение зажигания обратного дугового разряда перестает зависеть от величины температуры анода, что можно объяснить резким уменьшением вклада термоэмиссионного тока анода в баланс заряженных частиц.

Аналитическая модель зажигания обратного дугового разряда.

Точка *K* ВАХ, в которой зажигается обратный дуговой разряд, характеризуется параметрами $U_{\text{заж}}^{\text{обр}}$ и $I_{\text{заж}}^{\text{обр}}$, зависящими от температуры и материала электродов и давления пара цезия в МЭЗ. Поскольку в этой точке напряжение на МЭЗ достигает максимальной величины, можно считать, что потери энергии из разряда, определяемые уходом и ре-

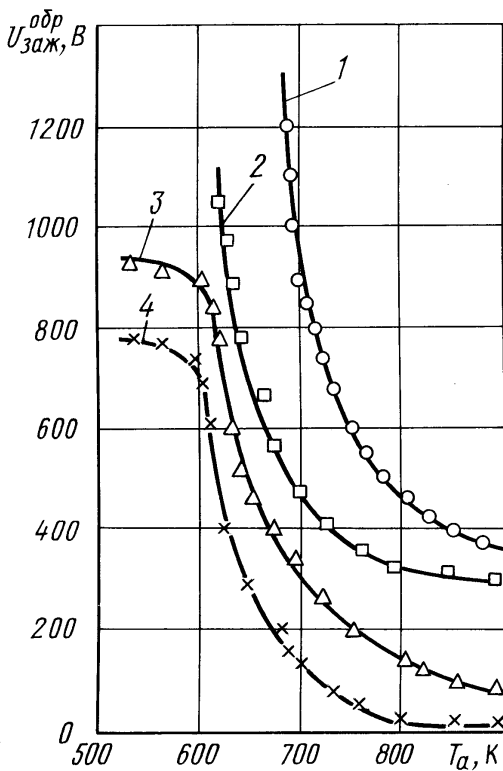


Рис. 5. Зависимость напряжения зажигания обратного дугового разряда от температуры анода:

$p_{Cs} = 2,67$ (1); 5,2 (2); 10,2 (3); 13,5 (4) Па; длина МЭЗ 3,5 мм

комбинацией заряженных частиц на электродах и изоляторах МЭЗ, будут максимальны. Следовательно, можно постулировать распределение потенциала в МЭЗ, представленное на рис. 6, а. Примем, что потенциал поверхности катода равен нулю. Энергию в дуговой разряд вносят быстрые электроны, вызванные, в основном, вторичной ионно-электронной эмиссией, эмиттированные анодом и ускоренные на анодном скачке потенциала $\Delta\varphi_A$. Поток электронов с анода определяется выражением

$$\Gamma_{eA} = \gamma\Gamma_{iA} + \Gamma_{RA}, \quad (1)$$

где γ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, величина которого для металлопленочных катодов составляет примерно 0,05 [6]; Γ_{iA} — поток ионов на анод, зависящий от параметров плазмы у анода; Γ_{RA} — ричардсоновский ток термоэлектронов с анода, определяемый пятнами, у которых работа выхода минимальна.

В свою очередь,

$$\Gamma_{iA} = \frac{1}{2}n_A v_{iA};$$

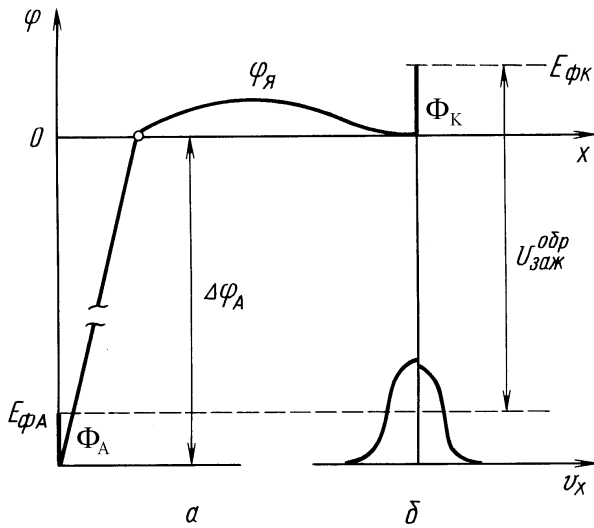


Рис. 6. Распределение параметров в МЭЗ диода в режиме зажигания обратного дугового разряда:

a — потенциальная диаграмма, *б* — постулированная функция распределения термализованных электронов у катода

здесь n_A — концентрация заряженных частиц в квазинейтральной плазме у анода; v_{iA} — тепловая скорость ионов у анода, выраженная через их температуру T_{iA} , примерно равную температуре анода T_A :

$$v_{iA} = \sqrt{\frac{8kT_A}{\pi m_i}},$$

где m_i — масса иона, k — постоянная Больцмана.

Ричардсоновский поток с анода определяется выражением

$$\Gamma_{RA} = \frac{A}{e} T_A^2 \exp\left(-\frac{\Phi_A}{kT_A}\right),$$

где $A = 120,4 \text{ A}^2/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$, e — заряд электрона, Φ_A — эффективная работа выхода анода.

“Горячие” термализованные электроны, осуществляющие ступенчатую ионизацию атомов цезия, захвачены в потенциальную яму ($\varphi_я > \varphi_к = 0$, где $\varphi_я$ — текущая глубина потенциальной ямы (рис. 6)), и не могут достигать анода, так как отделены от него потенциальным барьером

$$\Delta\varphi_A = U_{зак}^{обр} - \frac{\Phi_к - \Phi_A}{e},$$

который практически равен потенциалу зажигания обратного дугового разряда. Ионы свободно сбрасываются из разряда на анод. В этих усло-

виях электрический ток, проходящий через балластное сопротивление при зажигании обратного дугового разряда, определяется выражением

$$\frac{I_{\text{заж}}^{\text{обр}}}{e} = (\gamma + 1)\Gamma_{iA} + \Gamma_{RA}. \quad (2)$$

Выражение (2) будет далее использовано при сопоставлении теории с экспериментом.

Одновременный максимальный сброс горячих электронов и ионов на катод реализуется при отсутствии прикатодного скачка потенциала ($\Delta\phi_K = 0$, см. рис. 6, а).

Аппроксимируем часть функции распределения, обусловленную термализованными электронами у накаливаемого катода с температурой T_K и работой выхода Φ_K , двумя полумаксвелловскими функциями распределения (см. рис. 6, б). При этом концентрация заряженных частиц у катода n_K определяется исходя из выражения

$$n_K = \frac{1}{2}n_K + \frac{1}{2}n_{RK}, \quad (3)$$

откуда следует

$$n_K = n_{RK} = \frac{4\Gamma_{RK}}{v_{eRK}}, \quad (4)$$

где

$$\Gamma_{RK} = \frac{A}{e} T_K^2 \exp\left(-\frac{\Phi_K}{kT_K}\right), \quad v_{eRK} = \sqrt{\frac{8kT_K}{\pi m_e}}.$$

Далее процессы переноса заряженных частиц и энергии будем рассматривать аналогично тому, как это сделано в работе [7].

Уравнение переноса энергии для электронного газа, заключенного между безграничными плоскими электродами, может быть получено из кинетического уравнения для функции распределения электронов $f(x, v_e)$ путем умножения его на кинетическую энергию электрона $(mv^2/2)$ и интегрирования по пространству скоростей [8]:

$$\frac{d}{dx} \left(\int \frac{mv^2}{2} v_x f_e(x, \vec{v}) d\vec{v} - e\Gamma_e \phi \right) = -e\phi S(x) + \int \sum_n I_n^e \frac{mv^2}{2} d\vec{v}, \quad (5)$$

где $S(x) = d\Gamma_e/dx$ — интенсивность генерации заряженных частиц в МЭЗ; $\sum_n I_n^e$ — суммарная интенсивность “источников” электронов в фазовом пространстве за счет упругих и неупругих соударений с частицами всех видов и взаимодействия с излучением.

Интегрируя соотношение (5) по x от x_A (координаты анода) до x_K (координаты катода), получим

$$\left(\int \frac{mv^2}{2} v_x f_e(x, \vec{v}) d\vec{v} \right) \Big|_{x_A}^{x_K} - e\Gamma_e \Delta \varphi_A = -E_i^{\text{эф}} S, \quad (6)$$

где

$$S = \Gamma_{iA} + \Gamma_{iK} = \frac{1}{2} n_A v_{iA} + \frac{1}{2} n_K v_{iK} \quad (7)$$

— полное число пар заряженных частиц, генерируемых за единицу време-

мени в МЭЗ длиной d ; $E_i^{\text{эф}} = -\frac{1}{S} \int \int \sum_n I_n^e \frac{mv^2}{2} d\vec{v} dx - e\varphi_{\text{я}}^{\text{ср}} \approx 5 \dots 7 \text{ эВ}$

для цезия — средняя энергия, затрачиваемая электронным газом на генерацию одной пары заряженных частиц в потенциальной яме со средней глубиной $\varphi_{\text{я}}^{\text{ср}}$, с учетом потерь энергии во всех упругих и неупругих процессах, в которых участвуют электроны.

Чтобы в явном виде выразить первый член в левой части соотношения (5), следует учитывать низкое давление пара цезия в МЭЗ и малые плотности пучка быстрых электронов, ускоренных на прианодном скачке потенциала. Необходимая степень ионизации обеспечивается термализованными электронами, захваченными в потенциальную яму. Расчеты показывают, что столкновений электронов пучка в МЭЗ недостаточно для их максвеллизации (термализации). Поэтому приходится принять гипотезу, что в процессе термализации существенную роль играет вторичная электронная эмиссия, вызываемая быстрыми электронами пучка, бомбардирующими катод. Вторичные электроны могут пройти МЭЗ, отразиться от прианодного потенциального барьера и вновь вернуться на катод, вызывая появление “третичных” электронов. Детальный расчет этого процесса крайне затруднителен, так как коэффициент вторичной электронной эмиссии существенно зависит от наличия и состояния адсорбированных пленок на поверхности вторичного электронного эмиттера и энергии первичных электронов. Очевидно, что энергия пучка расходуется не только на создание вторичных электронов, но и на нагрев катода. Характеризуя долю энергии пучка, идущую на нагрев электронного газа в МЭЗ, коэффициентом $\eta_{\text{п}}$, можно записать в явном виде выражение для баланса энергии электронного газа. Введение коэффициента $\eta_{\text{п}}$ оправдано, если обеспечивается его устойчивость в области напряжений зажигания обратного дугового разряда $U_{\text{зж}}^{\text{обр}} = 100 \dots 1000 \text{ В}$.

Считая, что электроны, эмиттируемые анодом, имеют полумаксвелловское распределение по скоростям, и пренебрегая обратным потоком электронов из плазмы на анод, получим, что энергия пучка $E_{\text{п}}$,

входящего в плазму от анода, составит

$$E_{\pi} = \Gamma e_A (e\varphi_A + 2kT_A). \quad (8)$$

Горячие термализованные электроны заперты в плазме прианодным скачком потенциала $\Delta\varphi_A$, но свободно достигают катода. В силу этого можно положить, что $T_{eA} > T_{eK}$ и $n_A > n_K$. Если ввести коэффициент

$$N = \frac{n_A v_{iA}}{n_K v_{iK}},$$

то поток электронов с анода описывается выражением

$$\Gamma_{eA} = 2\gamma N \Gamma_{eK} \frac{v_{iK}}{v_{eRK}} + \Gamma_{RA}. \quad (9)$$

При этом выражение (2) примет вид

$$\frac{I_{\text{заж}}^{\text{обр}}}{e} = 2(1 + \gamma) N \Gamma_{RK} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \Gamma_{RA}, \quad (10)$$

поскольку $\frac{v_{iK}}{v_{eRK}} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}$.

На основе соотношений (1) и (8) получим

$$E_{\pi} = \left(2\gamma N \Gamma_{RK} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \Gamma_{RA} \right) \left(eU_{\text{заж}}^{\text{обр}} + \Phi_A - \Phi_K - 2kT_A \right). \quad (11)$$

Энергия E_T , выносимая термализованными электронами из плазмы на катод (интегрирование левой части соотношения (6) проводится по функции распределения термализованных электронов), определяется с учетом соотношений (3) и (4) выражением

$$\begin{aligned} E_T &= 2T_{eK} \frac{1}{4} n_K v_{eK} - 2T_K \frac{1}{4} n_{RK} v_{eRK} = \\ &= 2T_K \Gamma_{RK} \left(\frac{T_{eK}}{T_K} \frac{v_{eK}}{v_{eRK}} - 1 \right) = 2T_K \Gamma_{RK} \left(\left(\frac{T_{eK}}{T_K} \right)^{3/2} - 1 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Функция распределения быстрых электронов у поверхности катода описывает распределение по скоростям электронов пучка, достигших катода, и вторичных электронов, выбитых с его поверхности. Интегрирование по функции распределения быстрых электронов позволяет получить соответствующие потери энергии за счет пучка быстрых электронов, которые с использованием коэффициента η_{π} , введенного ранее, можно представить в виде

$$E_B = (1 - \eta_{\pi}) E_{\pi}. \quad (13)$$

Баланс энергии электронного газа, соответствующий выражению (6), с учетом соотношений (7), (11)–(13) принимает вид

$$E_T + E_B - E_{\Pi} = -E_i^{\text{эф}} S.$$

С учетом того, что $|\Phi_A - \Phi_K - 2T_A| \ll eU_{\text{зак}}^{\text{обр}}$, получим

$$\begin{aligned} eU_{\text{зак}}^{\text{обр}} \eta_{\Pi} \left(2\gamma N \Gamma_{RK} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \Gamma_{RA} \right) = \\ = 2T_K \Gamma_{RA} \left(\left(\frac{T_{eK}}{T_K} \right)^{3/2} - 1 \right) + 2E_i^{\text{эф}} (N+1) \Gamma_{RK} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Принимая во внимание приближенность полученных аналитических зависимостей, вычислить среднюю температуру термализованных электронов можно аналогично тому, как это сделано в работе [9]. В работе [7] показано, что учет слабого изменения T_e по зазору не вносит существенной погрешности в балансовые уравнения.

Длина МЭЗ в экспериментальном диоде сопоставима с радиальными размерами электродов. Модифицируем зависимость для расчета T_e из работы [9], увеличивая минимальное собственное значение для диффузионного уравнения при горении разряда в диоде с бесконечными плоскими электродами до минимального собственного значения при горении разряда в цилиндрическом объеме. В результате получим

$$1,44 \cdot 10^{-12} \exp \left(\frac{3,21}{T_e} \right) \frac{n_a v_e}{D_a} = \left(\frac{\pi}{d_3} \right)^2 + \left(\frac{2,405}{R_3} \right)^2, \quad (15)$$

где n_a — средняя концентрация атомов в МЭЗ; v_e — средняя тепловая скорость электронов; d_3 и R_3 — экстраполированные величины длины МЭЗ и радиуса электродов; D_a — средний коэффициент амбиполярной диффузии.

Сопоставление результатов теоретического анализа и эксперимента. Из соотношения (14) следует, что при достаточно низких температурах анода, когда

$$\frac{\Gamma_{RA}}{2\gamma N \Gamma_{RK} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}} \ll 1,$$

величина $U_{\text{зак}}^{\text{обр}}$ перестает зависеть от T_A , но возрастает с уменьшением давления пара цезия (уменьшается концентрация атомов в МЭЗ) за счет увеличения T_e согласно выражению (15). На рис. 5 действительно

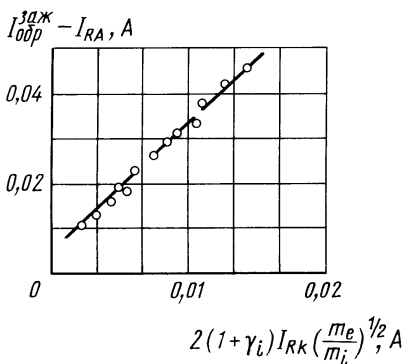


Рис. 7. Корреляционная оценка параметра N

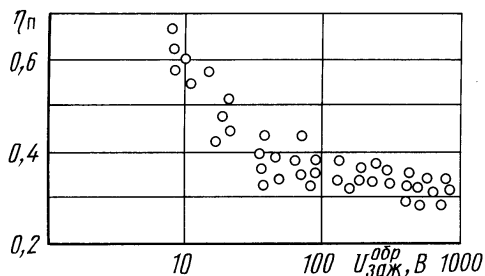


Рис. 8. Зависимость коэффициента использования энергии электронов пучка η_n от напряжения зажигания обратного дугового разряда

наблюдаются два плато, причем верхнее плато кривой 3 соответствует более низким значениям давления пара цезия. При повышении T_A за счет экспоненциального возрастания $\Gamma_{РА}$ величина $U_{заж}^{обр}$ резко уменьшается, что также наблюдается в эксперименте (см. рис. 4 и 5).

Если горячий катод работает в условиях, обеспечивающих максимальную эмиссию, т.е. на участке максимума S -образной кривой Рейзора, то Γ_{RK} изменяется слабо, и изменение температуры катода практически не влияет на величину $U_{заж}^{обр}$ (см. рис. 4, б). Таким образом, разработанная теория качественно объясняет все экспериментально наблюдаемые результаты. Для оценки прогностической ценности теории необходимо проверить устойчивость коэффициентов N и η_n в достаточно широком диапазоне изменения рабочих параметров диода. На рис. 7 представлены результаты обработки экспериментальных значений $I_{заж}^{обр}$ в соответствии с выражением (10). Теоретические и экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются при $(1 + \gamma)N = 2,5$. На рис. 8 представлены результаты расчета η_n с использованием экспериментальных значений $U_{заж}^{обр}$. Видно, что η_n уменьшается в диапазоне 10...50 В (заметим, что максимум сечения возбуждения и ионизации цезия находится в диапазоне 5...10 В). В наиболее интересном для практических приложений диапазоне 100...1000 В η_n стабилизируется на уровне 0,35.

Таким образом, можно считать, что достижимая величина $U_{заж}^{обр}$ для цезиевого диода находится на уровне 1000 В. Изложенная теория, достаточно простая и обозримая, не только качественно, но и количественно отвечает результатам эксперимента с устойчивыми правдоподобными значениями коэффициентов N и η_n и может быть использована для выбора электродных материалов и наполнителей МЭЗ,

обеспечивающих максимальную электрическую прочность МЭЗ плазменного диода относительно возникновения обратного сильноточного разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каганов И. Л. Ионные приборы. – М.: Наука, 1970. – 476 с.
2. Онуфриев В. В., Гришин С. Д. Экспериментальное исследование электрической прочности к обратному дуговому пробую термоэмиссионного диода с цезиевым наполнением // Теплофизика высоких температур. – 1996. – Т. 34. – № 3. – С. 482–485.
3. Онуфриев В. В., Гришин С. Д. Влияние теплофизических параметров на величину напряжения пробоя из тлеющего разряда в самостоятельный дуговой в парах цезия и бария // Тез. конф. “Физика и техника плазмы” (Минск, 1994). – 1994. – С. 96–99.
4. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. – М.: Наука, 1973. – 480 с.
5. Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии / Под ред. И.П. Стаханова. – М.: Атомиздат, 1973.
6. Зандберг Э. Я. Коэффициент вторичной эмиссии для цезия при энергиях падающих ионов до 700 эВ // Журнал технической физики. – 1959. – Т. 29. – № 6. – С. 861–864.
7. Лошкарёв А. И. Аналитическая модель дугового разряда и ее использование для оптимизации рабочих параметров ТЭП // Журнал технической физики. – 1972. – Т. 42. – № 10. – С. 2127–2136.
8. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1978. – 416 с.
9. Бондаренко В. Д., Лошкарёв А. И. Аналитическая модель дугового режима и ее использование для диагностики ТЭП // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44. – № 12. – С. 2529–2536.

Статья поступила в редакцию 19.09.2002

Анатолий Иванович Лошкарёв родился в 1932 г., окончил в 1955 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1961 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Вычислительная математика и математическая физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 160 научных работ в области преобразования видов энергии, физики плазмы и физической электроники, математической физики и математического моделирования.

A.I. Loshkaryov (b. 1932) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1955 and the Moscow State University n.a. M.V. Lomonosov in 1961. D. Sc. (Eng.), professor of “Computing Mathematics and Mathematical Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 160 publications in the field of conversion of various kinds of energy, physics of plasma and physical electronics, mathematical physics and mathematical simulation.

Валерий Валентинович Онуфриев родился в 1956 г., окончил в 1979 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 50 научных работ в области плазменных преобразователей тока, космических энергосистем и электроракетных двигательных установок.

V.V. Onufriev (b. 1956) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1979. Ass. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 50 publications in the field of plasma current transducers, space power systems and electric and rocket propulsion units.