

04:01

К ТЕОРИИ ПРИКАТОДНОГО СЛОЯ МГД ГЕНЕРАТОРА
ОТКРЫТОГО ЦИКЛА

Б. Я. Мойжес, В. А. Немчинский

Рассчитывается ВАХ прикатодного слоя МГД генератора открытого цикла. Приэлектродный слой разбивается на следующие области: 1) горячий слой, примыкающий к ядру потока; 2) холодный слой с низкой концентрацией; 3) ленгмюровская оболочка. В первой области концентрация велика и сопротивление ее мало. В области низкой концентрации генерацией и рекомбинацией можно пренебречь всюду, кроме узкой области вблизи катода, где ионизация производится пучком электронов, ускоренных на скачке потенциала в ленгмюровской оболочке. Падение потенциала в оболочке устанавливается таким, чтобы обеспечить необходимую термоэлектронную эмиссию, усиленную за счет эффекта Шоттки и разогрева электрода.

Напряжение на слое сначала растет с током, а при плотности тока выше некоторой критической — падает, что связано с уменьшением толщины плохо проводящего слоя. Аналогичным образом рассматривается прианодная область. Ее ВАХ также оказывается сначала растущей, а потом падающей.

При протекании потока плазмы по каналу МГД устройства (МГД генератор, ускоритель плазмы и т. д.) около поверхности электрода образуется холодный плохо проводящий пограничный слой, на который приходится значительное падение напряжения. Многочисленными опытами показано [1, 2], что при плотности тока выше некоторой критической ток на электроде контрагирует, на электроде появляются дуговые (катодные и анодные) пятна. Поскольку образование пятна резко усиливает эрозию, это явление ограничивает работоспособность всего МГД устройства.

Большинство работ посвящено токопрохождению через анодный слой холодной плазмы, хотя обычно контракция тока вблизи катода наступает при меньшей плотности тока, чем у анода [1, 2]. Дело в том, что для выхода из катода электрон должен преодолеть потенциальный барьер, а для входящих в анод электронов потенциального барьера нет. Поэтому для обеспечения эмиссии катод должен быть достаточно разогрет. Катод МГД генератора греется за счет двух различных тепловых источников. Один поток тепла — от нагретого газа, а второй связан с прохождением тока через приэлектродный слой. При этом возможны два случая: а) катод имеет низкую температуру, так что термоэмиссия практически отсутствует и замыкание тока на катоде осуществляется за счет γ -процессов [3]; б) начальная температура катода достаточно велика, так что имеется заметная термоэмиссия и рост тока обеспечивается за счет нагрева катода ионным током на катод и эффекта Шоттки.

Тепловой поток на электрод с током принято характеризовать так называемым вольтовым эквивалентом, т. е. отношением дополнительной тепловой мощности к току. Обычно вольтов эквивалент составляет несколько десятков вольт [4]. Вольтов эквивалент, как будет показано ниже, мало отличается от общего падения напряжения на прикатодном слое. Это напряжение складывается из объемного падения в квазинейтральной холодной плазме и скачка потенциала в слое пространственного заряда (ленгмюровской оболочке).

Настоящая работа посвящена расчету ВАХ катодного слоя в случае, когда и в отсутствие тока катод достаточно разогрет, чтобы обеспечить заметную эмиссию. Для построения этой характеристики надо рассмотреть механизм увеличения тока: нагрев катода, генерацию ионов.

1. Ионный ток на катод и эффект Шоттки

В МГД генераторах открытого цикла при не очень больших плотностях тока ионизация присадки происходит прямым ударом электронов, эмиттированных катодом и ускоренных на прикатодном скачке потенциала. Однако быстрые электроны теряют энергию не только на ионизацию, но и на возбуждение внутренних степеней свободы молекул основного газа.

Вероятность одному электрону с энергией E за промежуток времени dt образовать один ион равняется

$$w(t) dt = n_a v_e S(E) dt. \quad (1)$$

Количество ионов, образованных этим электроном за все время пребывания в плазме от начального момента до момента t , равно

$$W = \int_0^t n_a v_e S[E(t')] (1 - W(t')) dt', \quad (2)$$

n_a — концентрация атомов присадки, v_e — скорость электрона, S — сечение ионизации, $E(t')$ — энергия электрона в момент времени t' . Множитель $1 - W(t')$ под интегралом — вероятность того, что к моменту времени t' электрон не терял энергию на ионизацию.

Можно считать, что до ионизации электрон теряет энергию за счет столкновений с молекулами основного газа непрерывным образом

$$\frac{dE}{dt} = -2 \frac{m}{M} \delta \nu E, \quad (3)$$

где m/M — отношение масс, δ — параметр неупругости столкновений, ν — частота столкновений. Для нахождения W проинтегрируем (2) по t и перейдем к новой независимой переменной E . Тогда

$$\frac{dW}{dE} = \frac{S(E) n_a v_e}{2E \frac{m}{M} \delta \nu} (1 - W). \quad (4)$$

Решение этого уравнения

$$W(E) = 1 - \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{S(E') n_a v_e dE'}{2E' \frac{m}{M} \delta \nu}\right).$$

Полное количество ионов, образованное одним электроном (отношение ионного тока к току эмиссии), равно

$$W(E_{ion}) = 1 - \exp\left(-\int_{E_{ion}}^{E_0} \frac{S(E') n_a v_e dE'}{2E' \frac{m}{M} \delta \nu}\right). \quad (5)$$

Тут начальная энергия электрона положена равной катодному скачку потенциала, конечная — потенциалу ионизации присадки.

При не слишком большом превышении начальной энергии над порогом ионизации ($E_{ion} < \Delta V_x < (2-3)E_{ion}$) можно воспользоваться линейной аппроксимацией сечения

$$S(E) = \frac{dS}{dE} (E - E_{ion}),$$

$$S(E) = \frac{\pi e^4}{E_{ion}^2} \left(\frac{E_{ion}}{E} - \frac{E_{ion}^2}{E^2} \right).$$

В этих случаях соответственно

$$W(E_{ion}) = 1 - \exp \left(- \frac{dS}{dE} \frac{n_n v_e}{2 \frac{m}{M} \delta v} \left[\Delta V_K - E_{ion} - E_{ion} \ln \frac{\Delta V_K}{E_{ion}} \right] \right), \quad (6a)$$

$$W(E_{ion}) = 1 - \exp \left(- \frac{\pi e^4}{E_{ion}^2} \frac{n_n v_e}{2 \frac{m}{M} \delta v} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{E_{ion}^2}{\Delta V_K^2} - \frac{E_{ion}}{\Delta V_K} \right] \right). \quad (6б)$$

При больших барьерах может начаться ионизация основного газа и, кроме того, один электрон может ионизовать более одного атома присадки. Для ионизации основного газа можно использовать приведенные выше формулы с соответствующими сечениями.

Вычисленный ионный ток можно использовать для расчета увеличения эмиссии вследствие эффекта Шоттки. Снижение работы выхода $\Delta\varphi$ равняется

$$\Delta\varphi = \sqrt{e^3 \mathcal{E}}, \quad (7)$$

$$\mathcal{E} = \left(16\pi \frac{j_e}{e} \sqrt{\frac{M_e \Delta V_K}{2}} \right)^{1/2} \quad (8)$$

— напряженность поля на катоде.

С учетом эффекта Шоттки плотность тока эмиссии j_e определяется из решения трансцендентного уравнения [5]

$$j_e/j_e^{(0)} = \exp(L [j_e/j_e^{(0)}]^{1/4}), \quad (9)$$

где

$$L = \frac{\beta_{III}}{T_K} \left[16\pi j_e^{(0)} W e^5 \sqrt{\frac{M_e \Delta V_K}{2}} \right]^{1/4}, \quad (10)$$

$j_e^{(0)}$ — плотность тока эмиссии в отсутствие электрического поля на катоде, β_{III} — коэффициент аномальности эффекта Шоттки [6].

Эта формула вместе с (5) позволяет построить ВАХ ленгмюровской оболочки: при малых плотностях тока напряжение растет с током, а при больших падает. При параметрах, характерных для МГД генераторов в режиме равномерного распределения тока по поверхности электрода ($j_e^{(0)} < 1$ А/см², $\Delta V_K \sim 10 \div 20$ В, $W \sim 1$), падающий участок не достигается. Снижение работы выхода за счет эффекта Шоттки составляет 0.05—0.1 эВ, и рост тока на электрод с увеличением напряжения происходит за счет роста ионной составляющей тока. Если температура каким-то образом стабилизируется, то приведенные формулы позволяют рассчитать ВАХ ленгмюровской оболочки. В МГД генераторе открытого цикла, работающем на угле, таким механизмом стабилизации температуры является испарение пленки шлака, покрывающей электрод [7].

В МГДГ, работающем на газовом топливе, температура электрода меняется с изменением потока тепла. Увеличение температуры катода равно

$$\Delta T = \Delta T_0 (P_K/P_0), \quad (11)$$

где ΔT_0 , P_0 — перепад температуры на стенке и тепловой поток на катод в отсутствие тока, P_K — полный тепловой поток на электрод

$$P_K = j(\Delta V_K - \varphi) + P_x. \quad (12)$$

Здесь слагаемое $j(\Delta V_K - \varphi)$ описывает тепло, вносимое эмиттированными электронами в прикатодную плазму, которое в конечном счете попадает обратно на катод; P_x — зависящий от тока поток тепла, переносимый теплопроводностью газа на катод. Для определения P_x надо решить задачу о токопрохождении через холодный погранслой вблизи катода.

Прохождение током квазинейтральной плазмы вблизи электрода МГД генератора исследовалось в работах [8, 9], где было показано, что образование дугового пятна связано с разогревом и увеличением проводимости плазмы, примыкающей к участку электрода, на который стягивается ток. Однако в [8, 9] предполагалось, что во всем пограничном слое имеется ионизационное равновесие, что, по-видимому, не всегда выполняется в холодной части приэлектродного слоя. В настоящей работе мы попытаемся, сохраняя основную идеологию [8, 9], учесть отклонение от ионизационного равновесия в приэлектродной плазме.

Распределение концентрации и электропроводности в пограничном слое определяется процессами ионизации и рекомбинации в нем. Эти процессы сильно зависят от температуры, которая в свою очередь зависит от распределения джоулева тепла. Поэтому распределения концентрации и температуры должны рассчитываться совместно. Задача усложняется еще и тем, что электронная температура может отличаться от температуры тяжелых частиц. Кроме того, функция распределения электронов может быть сильно немаксвелловской. Определение скоростей ионизации и рекомбинации в такой молекулярной двухтемпературной неравновесной плазме представляет собой чрезвычайно сложную проблему [10]. Даже тогда, когда ионизация и рекомбинация в основном уравнивают друг друга, использование формулы Саха для определения концентрации по температуре в такой плазме может быть сопряжено с большими ошибками. Длина установления ионизационного равновесия $L_{ion} = \sqrt{D_{i\alpha}\tau_i}$, где $D_{i\alpha}$ — коэффициент амбиполярной диффузии ионов, $\tau_i = 1/\alpha n^2$ — время рекомбинации иона (α — коэффициент рекомбинации). Оценки L_{ion} с использованием $\alpha \sim 10^{-22}$ см⁶/с [11] и $D_{i\alpha} \sim 10^2$ см²/с при концентрациях $n = 10^{11}$, 10^{12} и 10^{13} см⁻³ дают 3, 0.3 и 0.03 см соответственно. Если учесть, что толщина пограничного слоя составляет ~ 1 мм, то получается, что в той части плазмы, где концентрация низка, рекомбинация практически отсутствует. Ионизация там из-за низкой температуры плазмы также отсутствует. Поэтому представляется разумным разбить всю прикатодную квазинейтральную плазму на три области (рис. 1).

Начнем с наиболее удаленной от катода области I, примыкающей к ядру потока. Концентрация здесь высока, $10^{13} - 10^{14}$ см⁻³, температура также высока, и плазма близка к ионизационному равновесию. При высокой концентрации электропроводность и диффузия обеспечивают небольшое падение напряжения в области I. В области II температура низка и ионизация практически отсутствует, а скорость рекомбинации мала вследствие низкой концентрации электронов. Эта область вносит основной вклад в сопротивление пограничного слоя. Наконец, имеется узкий слой III, примыкающий к аноду, где происходит прямая ионизация присадки электронным ударом (см. раздел 1). Основная часть получающихся ионов отводится на катод, а меньшая часть рекомбинирует в холодном молекулярном газе, и концентрация быстро выходит на низкий уровень, характерный для области II.

Распределение концентрации и потенциала должно определяться из уравнений

$$j_e = e\mu_e n \frac{dV}{dx} - eD_e \frac{dn}{dx}, \quad (13)$$

$$j_i = e\mu_i n \frac{dV}{dx} + eD_i \frac{dn}{dx}, \quad (14)$$

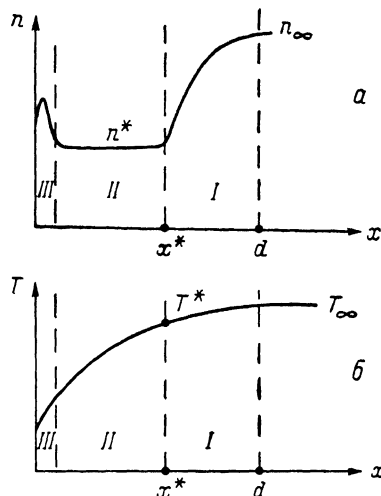


Рис. 1. Схематическое распределение концентрации (а) и температуры (б) в квазинейтральной плазме около катода.

I — область высокой концентрации, II — область низкой концентрации, III — прикатодная область генерации (релаксации катодного пучка).

μ_i , μ_e и D_e , D_i — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, из которых легко получается

$$-D_i(1 + T_e/T_i) \frac{d^2n}{dx^2} = \mathcal{J} - R, \quad (15)$$

где \mathcal{J} , R — скорости ионизации и рекомбинации соответственно.

Основное сопротивление пограничного слоя сосредоточено в области II, где, как говорилось, и \mathcal{J} , и R малы. Отсюда следует, что в области II концентрация распределена по линейному закону. По обе стороны от области II концентрация быстро нарастает, поэтому можно принять концентрацию в этой области постоянной: $n = n^*$. Введенная таким образом величина n^* , которую нужно определять из эксперимента, является единственным параметром, заменяющим рассмотрение сложной совокупности ионизационно-рекомбинационных процессов.

Будем приближенно считать, что температуру на границе областей I и II можно определить по температуре T^* , которая связана формулой Саха с концентрацией n^*

$$n^* = n_{\text{Саха}}(T^*). \quad (16)$$

Вряд ли это сопряжено с большой погрешностью в определении T^* , так как она очень слабо зависит от концентрации.

Таким образом, для определения ширины области II надо найти распределение температуры в пограничном слое. Для распределения температуры газа имеем уравнение

$$-x \frac{d^2T}{dx^2} = j^2/\sigma(x). \quad (17)$$

Будем считать, что в области II $\sigma = n^*e^2/\nu m = \sigma^* = \text{const}$, а в области III ввиду высокой в ней концентрации джоулевым тепловыделением можно пренебречь. Толщина области III мала, так что на границе областей II и III температура газа равна температуре катода T_K .

Из условия плавного сшивания температуры в областях I и II можно найти ширину области II (x^* — рис. 1). Безразмерная ширина $y = x^*/d$ (d — толщина пограничного слоя) удовлетворяет уравнению

$$\frac{T^* - T_K}{T_\infty} - y \frac{T_\infty - T_K}{T_\infty} = y^2(1 - y) \frac{j^2 d^2}{2x_e^* T_\infty}, \quad (18)$$

где T_∞ — температура плазмы в ядре потока.

Падение напряжения в II равняется

$$V_{II} = \frac{j d}{\sigma^*} y. \quad (19)$$

Наконец,

$$P_x = \frac{j^2 y d}{\sigma^*} + \frac{x T_\infty}{d} \frac{1 - T^*/T_\infty}{1 - y}. \quad (20)$$

Пока мы не учитывали, что температура электронов T_e отличается от температуры газа T_a . T_e и T_a связаны соотношением

$$\frac{j^2}{\sigma} = 3 \frac{m}{M} \delta n \nu (T_e - T_a). \quad (21)$$

В плазме продуктов сгорания с присадкой скорость ионизации — рекомбинации, а следовательно, и достижение ионизационного равновесия может определяться и T_e и T_a . Возможны два предельных случая: а) равновесие определяется температурой тяжелых частиц, тогда выход на формулу Саха происходит при подъеме T_a до T^* ; б) ионизационное равновесие определяется T_e , и тогда выполнение формулы Саха обеспечивается при достижении температурой тяжелых частиц уровня

$$T_a = T^* - \frac{j^2}{\sigma} \left(3 \frac{m}{M} \delta n \nu \right)^{-1}.$$

При проведении расчетов мы считали, что ионизационное равновесие достигается при некоторой средней температуре

$$T_a = T^* - \beta \frac{j^2}{\sigma} \left(3 \frac{m}{M} \delta n \nu \right), \quad (22)$$

где β — некоторое число ($0 < \beta < 1$). Ввиду отсутствия каких-либо экспериментальных или расчетных данных мы полагали, что в T^* , T_e и T_a входят равноправно, т. е. $\beta = 0.5$.

Приведенные выше формулы позволяют построить ВАХ катодного слоя. Изложение результатов расчетов и их обсуждение мы отложим до раздела 4, чтобы их можно было сравнить с расчетами анодного слоя.

3. Прианодный слой

Аналогичный метод может быть применен при рассмотрении прианодного слоя МГД генератора открытого цикла. Здесь также можно выделить две области квазинейтральной плазмы (высокой концентрации и область низкой концентрации) и слой пространственного заряда.

Отличие заключается в том, что в ленгмюровской оболочке у анода преобладает электронный заряд, а не ионный, как у катода. В оболочке генерируются ионы, восполняющие их уход под действием поля в глубь плазмы. В условиях, характерных для МГД генератора открытого цикла (большие давления, эффективный обмен энергией между электронами и тяжелой подсистемой), генерация ионов может происходить только при достаточно большой напряженности поля: на длине передачи энергии тяжелой подсистеме $l_E = l/\sqrt{3m\delta/M}$ электрон должен набрать энергию порядка потенциала ионизации

$$El_E \sim E_{10n}. \quad (23)$$

Отсюда видно, что заметная генерация начинается там, где концентрация опускается до уровня

$$n_0 \simeq j l_E / (e \mu_e E_{10n}). \quad (24)$$

При меньших концентрациях начинается интенсивный набор энергии. Поскольку ионный ток на 2—3 порядка меньше электронного, можно не рассчитывать распределение потенциала в области, где $n < n_0$, а просто добавить к падению потенциала в области, где $n > n_0$, потенциал ионизации присадки. Как показывают оценки, $n = n_0$ расположено в области квазинейтральности.

В области низкой концентрации, где нет ни ионизации, ни рекомбинации, концентрация, как мы видели раньше (см. (15)), меняется линейно

$$n(x) = n_0(1 + ax), \quad \text{где } a = (n^* - n_0)/n_0 x^*. \quad (25)$$

Величины n^* и T^* здесь такие же, как и в катодном слое, а ширина области низкой концентрации x^* , естественно, другая. Решая уравнение (17), получаем для ширины слоя соотношение

$$\frac{j^2}{j_0^2} y^3 (1 - y) = \frac{T^* - T_A}{T_\infty - T_A} - \beta \frac{x}{d^2 n^* 3 \frac{m}{M} \delta \nu} \frac{j^2}{j_0^2} - y, \quad (26)$$

где $y = x^*/d$ — безразмерная ширина области, а $j_0 = \sqrt{\sigma^* x T_\infty}/d$. Величина падения напряжения на прианодном слое равна

$$V_A = V_{II} + E_{10n} = \frac{j y d}{\sigma^* (1 - n_0/n^*)} \ln \frac{n^*}{n_0} + E_{10n}, \quad (27)$$

поток тепла на анод равен

$$P_A = j(E_{10n} + \varphi) + x \frac{T_\infty}{d} \left(\frac{1 - T^*/T_\infty}{1 - y} + \frac{j^2 d^2}{\sigma^* x T_\infty} y \ln \frac{n^*}{n_0} \right). \quad (28)$$

$$\Delta T_A = \frac{P_A}{P_0} \Delta T_0, \quad (29)$$

где T_A — температура анода в отсутствие тока.

4. Результаты расчетов

Расчеты проводились при следующих параметрах. Давление газа 5 атм, концентрация присадки соответствует 0.5 мол. % калия, температура плазмы в ядре потока 2500 К. Толщина пограничного слоя 1 мм, теплопроводность газа в по-

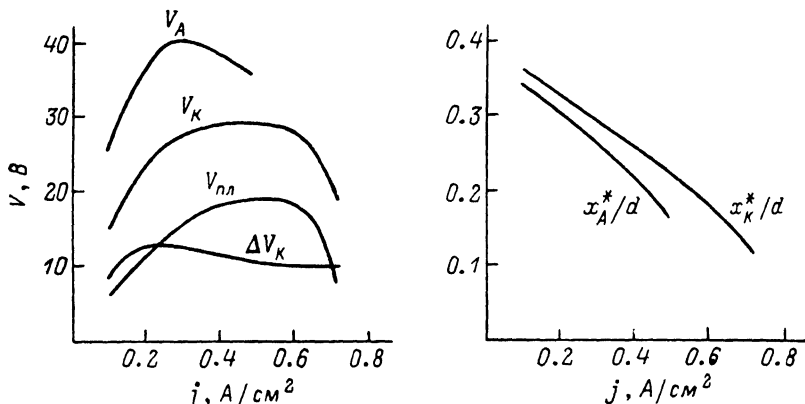


Рис. 2. Зависимость падений напряжений в приэлектродных слоях от плотности тока.

V_K — полное прикатодное падение, $V_{пл}$ — падение в прикатодной квазинейтральной плазме, ΔV_K — падение в катодной ленгмюровской оболочке, V_A — полное прианодное падение.

Рис. 3. Зависимость ширины плохо проводящей области у катода x_K^* и анода x_A^* от плотности тока.

d — ширина пограничного газодинамического слоя.

граничном слое $2 \cdot 10^{-3}$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, температура электродов в отсутствие тока 1400 К, температура охлаждающей воды ~400 К, поток тепла на электрод в отсутствие тока 100 Вт/см² (~22 Вт/см² — кондуктивный поток, остальное —

результатирующий поток излучения). Использовались следующие сечения соударений: электрона с молекулами газа $3 \cdot 10^{-15}$ см², наклон сечения прямой ионизации атома калия электронным ударом $3.6 \cdot 10^{-16}$ см²·эВ⁻¹. Параметр обмена энергии в формуле (21) δ полагался равным 10^3 [8].

Важнейшим параметром является концентрация n^* . Мы брали $n^* = 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что при коэффициенте рекомбинации 10^{-22} см⁶·с⁻¹ [11] соответствует длине рекомбинации $L_{ион} \sim 0.2$ мм. В термодинамически равновесной плазме этой концентрации соответствует $T^* = 1800$ К, а проводимость $\sigma^* = 5.5 \times 10^{-4}$ Ом⁻¹·см⁻¹. Работа выхода электродов бралась 2.7 эВ, так что без дополнительного нагрева ток эмиссии катода составлял ~0.05 А/см².¹ Коэффициент аномальности эффекта Шоттки полагался равным трем.

Рис. 4. Зависимость подъема температуры катода ΔT_K и анода ΔT_A от плотности тока на электрод.

ВАХ катодного слоя приведена на рис. 2. Она состоит из двух участков, до $j \sim 0.5$ А/см² характеристика растущая. При больших плотностях тока падение напряжения на квазинейтральной плазме быстро убывает за счет ее нагрева

¹ Предполагается, что катод пленочный, но работа выхода не зависит от температуры.

джоулевым теплом и уменьшения толщины холодного плохо проводящего участка плазмы (рис. 3). Растущий участок ВАХ сменяется падающим. В максимуме ВАХ ионный ток составляет примерно 15 % полного тока, эффект Шоттки увеличивается электронную эмиссию в ~ 2 раза, остальное увеличение тока обеспечивается нагревом катода (рис. 4).

Характеристика анодного слоя показана на тех же рисунках. В рассмотренном случае падение напряжения на прианодной квазинейтральной плазме превышает падение на прикатодной, что связано с низкой концентрацией электронов у самого анода. ВАХ анодного слоя также имеет падающий участок.

Отметим различие в причине перехода от растущего к падающему участку ВАХ для анода и катода. Для анода переход к падающей ВАХ при увеличении тока всегда связан с уменьшением напряжения на плохо проводящем слое плазмы. Для катода имеется еще одна причина, особенно важная при тонком пограничном слое: при достаточной плотности тока тепло, необходимое для нагрева катода, может обеспечиваться даже при падающей зависимости напряжения в оболочке от тока.

Падающий участок ВАХ должен приводить к контракции тока, образованию пятен на электродах и увеличению эрозии. Факторами, задерживающими образование пятен, являются: увеличение температуры электрода, уменьшение работы выхода, стабилизация температуры электрода, например за счет образования слоя жидкого шлака, уменьшение толщины пограничного слоя. Образование пятна на пленочном катоде также может быть задержано, если работа выхода растет с температурой [12].

В заключение отметим, что нами не учитывалась неравномерность распределения тока по поверхности электрода. Эта неравномерность возникает при секционировании электродов и усиливается магнитным полем. Поэтому в реальных МГД генераторах с секционированными электродами критическая плотность тока может оказаться меньше рассчитанной. Поскольку ток концентрируется на границе электрода с изолятором, то пятна преимущественно возникают именно там.

Литература

- [1] Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл / Под ред. Шумяцкого Б. Я., Петрика М. М.: Наука, 1979. 531 с.
- [2] Магнитогидродинамические генераторы открытого цикла. М.: Мир, 1972. 836 с.
- [3] Бронин С. Я., Колобов В. М. В кн.: VIII Междунар. конф. по МГД преобразованию энергии. М.: Наука, 1983, т. 1, с. 287—290.
- [4] Башиллов В. А., Бялоцкий С. Ф., Залкин В. И. и др. Там же, с. 283—286.
- [5] Мойжес Б. Я., Рыбаков А. Б. ЖТФ, 1970, т. 40, № 9, с. 2020—2023.
- [6] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [7] Epos G., Kessler R., Petty S., Swallow D. См. [3], с. 88—97.
- [8] Хаит В. Д. ТВТ, 1977, т. 15, № 3, с. 496—504.
- [9] Недоспасов А. В., Хаит В. Д., Шейндлин А. Е. ДАН СССР, 1985, т. 280, № 3, с. 594—597.
- [10] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [11] Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. ТВТ, 1980, т. 18, № 2, с. 245—250.
- [12] Дюжев Г. А. Автореф. докт. дис. Л., ФТИ, 1980. 30 с.

Ленинградский
электротехнический институт связи
им. проф. М. А. Ронч-Бруевича

Поступило в Редакцию
27 апреля 1987 г.