

## Вольт-амперные характеристики отражательного разряда с полым катодом и самокалящимся элементом

© В.А. Кагадей,<sup>1</sup> А.В. Козырев,<sup>2</sup> И.В. Осипов,<sup>3</sup> Д.И. Проскуровский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов, 634050 Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, Россия

<sup>3</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия  
E-mail: vak@lve.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 8 октября 1999 г.)

Проведены экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик отражательного разряда с полым катодом и самокалящимся элементом, используемого в источнике атомарного водорода. Выполнен теоретический анализ процессов в разрядной ячейке, определяющих основные особенности полученных характеристик. Предложено объяснение основных закономерностей горения разряда. Показано, что скачкообразное уменьшение напряжения горения разряда, происходящее при увеличении расхода водорода, связано с проникновением плазмы в полый катод и зажиганием разряда с полым катодом. Продемонстрировано, что по мере возрастания тока разряда происходит плавный переход от режима горения тлеющего разряда к режиму горения дугового разряда с накалившимся катодом.

### Введение

Тлеющие и дуговые формы газового разряда широко используются для получения низкотемпературной плазмы и пучков заряженных частиц. В связи с развитием технологии микро- и нанoeлектроники возник интерес и к получению на основе этих форм разряда интенсивных потоков атомарных частиц и радикалов [1,2]. Тлеющие разряды постоянного тока в скрещенных  $E \times H$  полях (типа магнетронного и пеннинговского) привлекательны для формирования потоков атомарных частиц в связи с простотой конструкции разрядной ячейки и стабильностью их горения в непрерывном режиме. Однако высокое напряжение горения тлеющего разряда и возможность его перехода к разряду с катодным пятном при увеличении тока делают такую разрядную ячейку источником загрязнения обрабатываемой полупроводниковой структуры продуктами эрозии катода. Дуговые разряды с накалившимся катодом лишены этих недостатков, но использование прямокального катода усложняет конструкцию. Существует возможность объединить достоинства этих форм разряда введением в разрядную ячейку на основе тлеющего разряда теплоизолированного самокалящегося элемента, нагревающегося до температуры заметной термоэлектронной эмиссии [3,4].

В [5] для получения потока атомарного водорода было предложено использовать низковольтный отражательный разряд с полым катодом и самокалящимся элементом. Как показали предварительные исследования [6,7], использование разряда подобного типа позволяет создать источник атомарного водорода, обладающий рядом преимуществ по сравнению с источниками других типов и пригодный для широкого применения в

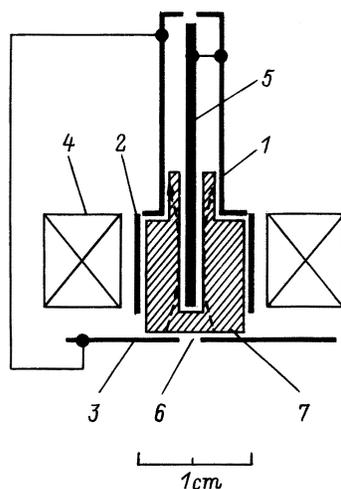
технологии микроэлектроники. Протекание тока в этом разряде определяется механизмами, характерными как для тлеющего разряда, так и для дугового разряда с накалившимся катодом. Однако вклад этих механизмов в токоперенос практически не изучен.

В данной работе детально исследуются вольт-амперные характеристики (ВАХ) такого разряда и дается их объяснение на основе теоретического анализа процессов в разрядной ячейке. Полученные результаты позволят в дальнейшем проанализировать закономерности генерации атомарного водорода и оптимизировать конструкцию источника.

### Конструкция разрядной ячейки и методика эксперимента

Разрядная ячейка (рис. 1) представляла собой осесимметричную конструкцию, создающую комбинацию отражательного разряда с полым катодом и магнетронного разряда. Полый катод 1, цилиндрический анод 2 и отражательный катод 3, помещенные в магнитное поле постоянного магнита 4, формировали ячейку отражательного разряда с полым катодом. С другой стороны, стержневой теплоизолированный самокалящийся элемент (СЭ) 5, электрически соединенный с полым катодом 1, и анод 2 формировали цилиндрическую магнетронную ячейку.

Самокалящийся элемент 5 был выполнен из вольфрамового стержня диаметром  $2r_0 = 2$  мм и выступал в анодную полость на 5–8 мм. Катоде изготавливались из магнитной стали. Диаметр полого катода  $2r_1$  составлял 4 мм, длина полости равнялась 35 мм. Анод из немагнитной нержавеющей стали имел внутренний диаметр



**Рис. 1.** Система электродов разрядной ячейки источника атомарного водорода.

$2r_a = 1$  см и высоту  $h = 1$  см. Электроды 1–3 принудительно охлаждались водой. Самарий-кобальтовый магнит 4 создавал индукцию магнитного поля  $B \sim 0.08$  Т.

Рабочий газ (особо чистый водород) подавался в ячейку через отверстие в торце полого катода 1. Расход газа  $Q$  изменялся в пределах от 2.5 до  $52 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ , при этом давление в технологической камере составляло  $10^{-3} - 10^{-1}$  Па. Поток частиц, состоящий из смеси атомарного и молекулярного водорода, выходил из разрядной ячейки через отверстие 6 в отражательном катоде 3. Малая апертура отверстия 6 позволяла создать перепад давления между ячейкой и технологической камерой, а также существенно ограничить возможность выхода из ячейки распыленных и заряженных частиц (7 — силовые линии магнитного поля).

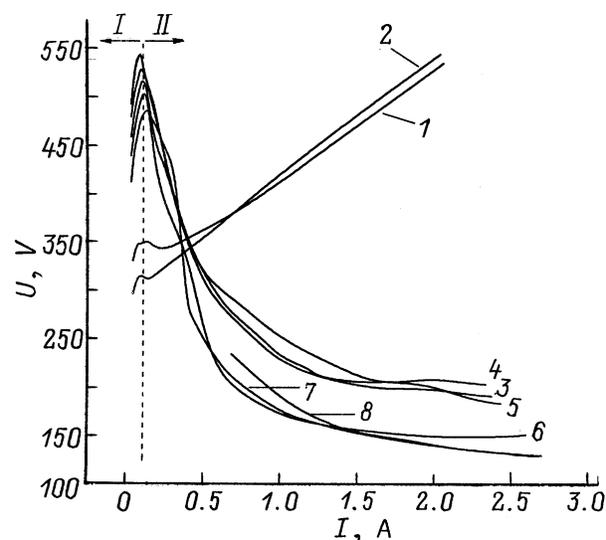
Непрерывный газовый разряд зажигался в ячейке при подаче на нее электрического питания от стабилизированного источника постоянного тока. Перед измерением ВАХ разряда производилось кондиционирование разрядной ячейки. Для этого зажигался разряд с током  $I = 2$  А, который горел в течение 10 мин. Измерение каждой точки ВАХ выполнялось после достижения соответствующего установившегося режима разряда. Время установления не превышало нескольких секунд. Это время определялось тепловой инерцией СЭ.

## Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены ВАХ, полученные при различных расходах газа. Кривые 1 и 2 относятся к случаю, когда самокалящийся элемент 5 в полном катоде 1 отсутствует. Фактически эти кривые повторяют хорошо исследованные ВАХ ячейки Пеннинга с полым охлаждаемым катодом [8]. При токе разряда  $I < 0.1$  А возбуждается обычный отражательный (пеннинговский)

разряд с растущей ВАХ. Полый катод не оказывает влияния на разряд, так как в этих условиях электрическое поле и заряженные частицы в него не проникают. При токе разряда  $I \cong 0.2 - 0.3$  А концентрация плазмы увеличивается и толщина прикатодного слоя уменьшается настолько, что плазма начинает проникать в полость. В результате появляется участок ВАХ, где с ростом тока напряжение на разряде несколько уменьшается (так называемый эффект полого катода). Однако вскоре с ростом тока напряжение снова начинает расти, но с гораздо меньшей скоростью, чем в пеннинговском разряде с плоскими катодами. Этот рост напряжения обусловлен необходимостью создания благоприятных условий для эмиссии электронов не только вблизи входа в полость, но и в ее глубине [8].

Введение самокалящегося элемента 5 в полость 1 коренным образом изменяет ситуацию. С одной стороны, при малых токах теперь труднее достичь эффекта полого катода, так как элемент 5, находящийся под потенциалом катода, занимает центральную часть пространства полости. С другой стороны, введение СЭ приводит к зажиганию магнетронного разряда и к появлению дополнительного источника электронов, инжектируемых в газ и производящих его ионизацию. При малых токах разряда эмиссия электронов целиком определяется  $\gamma$ -процессами, поэтому рост тока сопровождается увеличением напряжения горения (область I на рис. 2). Однако с ростом тока происходит разогрев СЭ бомбардирующими катод ионами (что подтверждается визуальными наблюдениями) и возникает заметная термоэлектронная эмиссия. В этих условиях для поддержания разряда уже не требуется высокое напряжение. С ростом тока эмиссия электронов с самокалящегося элемента обеспе-



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики отражательного разряда с полым катодом без самокалящегося элемента (1, 2) и с самокалящимся элементом (3–8); расход газа  $Q$ ,  $\text{Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ : 1 — 10.8, 2 — 17.5, 3 — 2.7, 4 — 3, 5 — 4.2, 6 — 6.2, 7 — 18.6, 8 — 51.3.

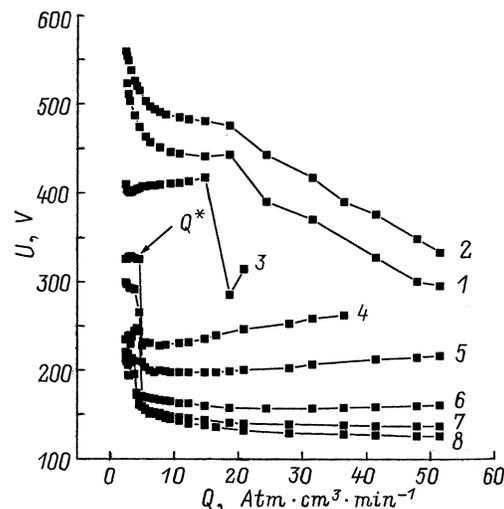
чивает горение разряда при понижающемся напряжении (область II).

Конкуренция между вторичной ионно-электронной и термоэлектронной эмиссией приводит к появлению максимума на ВАХ. Его положение определяется моментом активного включения в разрядный процесс термоэлектронной эмиссии с СЭ. С ростом расхода газа максимумы на кривых монотонно смещаются в сторону больших токов и меньших напряжений. Более тщательный анализ позволяет обнаружить следующую особенность в поведении мощности  $P_{\max}$ , определяемой как произведение тока разряда на напряжение горения в максимуме ВАХ. При расходе газа  $2.7\text{--}4.2 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$  величина  $P_{\max}$  приблизительно постоянна и составляет  $\sim 50 \text{ W}$ , а при  $Q = 6.2\text{--}31.5 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$  величина  $P_{\max} \cong 65 \text{ W}$ . По абсолютным значениям эти данные согласуются с результатами, полученными в работе [3], где для стержневого СЭ диаметром  $4 \text{ mm}$   $P_{\max} \cong 180 \text{ W}$ , а для СЭ диаметром  $1 \text{ mm}$  —  $21 \text{ W}$ . Величина  $P_{\max}$ , определенная в настоящих экспериментах, в несколько раз меньше мощности, необходимой для начала термоэлектронной эмиссии с самокалящегося теплоизолированного полого катода ( $\sim 200\text{--}250 \text{ W}$ ), полученной в работах [4,7]. Это свидетельствует о более эффективном нагреве стержневого СЭ магнетронным разрядом, чем полого самокалящегося катода отражательным разрядом с полым катодом.

Интересно отметить, что на спадающем участке ВАХ семейство кривых также разбито на две группы. В первую группу попадают кривые, соответствующие относительно малым расходам газа ( $Q \sim 2.7\text{--}4.2 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ ), а во вторую — относящиеся к большим расходам газа ( $Q \sim 6.2\text{--}51.6 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ ). Для первой группы ВАХ характерны более высокие напряжения горения, чем для второй.

Более подробные данные можно получить при рассмотрении зависимостей напряжения горения разряда  $U_r$  от расхода газа, приведенных на рис. 3. Эти кривые получены в независимо выполненных экспериментах. Видно, что на всех кривых существует характерная точка перегиба  $Q^*$ , в которой происходит излом кривых. При малых токах ( $0.045\text{--}0.1 \text{ A}$ ) с ростом расхода газа в точке  $Q^*$  меняется наклон кривых. При больших токах ( $0.3\text{--}2.2 \text{ A}$ ) происходит резкое, скачкообразное уменьшение напряжения горения разряда, после которого напряжение почти не изменяется при увеличении расхода газа даже на порядок величины. С ростом разрядного тока точка перегиба  $Q^*$  смещается в сторону меньших напряжений горения разряда. Визуальное наблюдение за эмиссионным отверстием свидетельствует, что по мере увеличения расхода газа в точке  $Q = Q^*$  происходит резкое уменьшение светимости разряда.

Резкое уменьшение напряжения горения и светимости разряда в точке  $Q^*$  может быть связано с изменением формы разряда. Можно предположить, что при низких



**Рис. 3.** Зависимости напряжения горения разряда от расхода водорода для отражательного разряда с полым катодом и самокалящимся элементом. Ток разряда А: 1 — 0.045, 2 — 0.1, 3 — 0.3, 4 — 0.45, 5 — 0.6, 6 — 1, 7 — 1.5, 8 — 2.2.

расходах газа ( $Q < Q^*$ ) в разрядной ячейке инициируется только магнетронный разряд, приводящий к эффективному нагреву части элемента 5, выступающего в анодную полость, и к высокой светимости разряда. При  $Q \geq Q^*$  плазма проникает в полый катод, что приводит к зажиганию отражательного разряда с полым катодом, который функционирует одновременно с магнетронным разрядом. При этом происходит резкое уменьшение напряжения горения и падение температуры (светимости) СЭ за счет того, что увеличивается объем плазмы и возрастает площадь катода, способная к термоэлектронной эмиссии.

Осциллографические наблюдения за током разряда позволили установить, что при низких расходах газа ( $Q < Q^*$ ), когда горит магнетронный разряд, существуют колебания тока разряда с частотой  $\sim 100 \text{ kHz}$ , причем амплитуда колебаний растет с уменьшением расхода газа. По-видимому, при небольших расходах газа, когда давление водорода в разрядной ячейке низкое, диффузионный механизм не обеспечивает перенос замагниченных электронов от катода к аноду. В результате развиваются неустойчивости в протекании тока, амплитуда которых возрастает с уменьшением вклада диффузионного переноса. При  $Q > Q^*$  происходит зажигание разряда с полым катодом и одновременно с этим исчезают колебания тока. Исчезновение колебаний свидетельствует о том, что включение в разрядный процесс полого катода приводит к существенному изменению механизма переноса электронов и созданию более благоприятных условий для токопрохождения.

Наблюдение за износом электродов и самокалящегося элемента 5 свидетельствует о том, что износу в основном подвергается стержневой СЭ в области, обращенной к отражательному катоду 3 (видимая эрозия электродов

наблюдалась после 50 h горения разряда). Самокалящийся элемент, изначально имеющий цилиндрическую форму, становится конусообразным, с заостренным концом, обращенным к отражательному катоду. Это свидетельствует о том, что плотность плазмы по оси разрядной ячейки максимальна в области конца СЭ. Зона эрозии, наблюдаемая на поверхности катода-отражателя, имеет две характерных области: центральную область наибольшей эрозии диаметром, соответствующим диаметру СЭ, и кольцевую область меньшей эрозии диаметром, равным диаметру полого катода. На остальной части поверхности катода-отражателя видимых следов эрозии практически не обнаруживается. Наличие областей с различной степенью эрозии свидетельствует о том, что по радиусу разрядной ячейки существуют аналогичные по диаметру области, различающиеся плотностью плазмы.

## Теоретическая модель разряда

Для более полного понимания природы исследуемого разряда воспользуемся его упрощенной моделью, позволяющей рассчитать основные параметры плазмы и вольт-амперные характеристики разряда. В качестве основных упрощений модели примем следующие.

а) Рассматриваем режим горения разряда, когда практически все падение напряжения сосредоточено в прикатодном слое объемного заряда. Основной межэлектронный объем занимает квазинейтральная плазма (столб разряда), отделенная от электродов узкими слоями пространственного заряда, размерами которых будем пренебрегать.

б) Предполагаем, что в прикатодном слое формируется поток быстрых электронов с энергией, примерно соответствующей напряжению горения разряда. Этот поток электронов переносит в плазму энергию, поступающую от источника питания, и обеспечивает ионизацию газа.

в) Полностью пренебрегаем ионизацией газа сравнительно медленными электронами плазменного столба. Роль плазменных электронов в данной модели сводится лишь к переносу части электрического тока через промежутки поперек магнитного поля.

г) Так как ионы в разряде не замагничены, то полагаем, что ионный ток, численно равный току насыщения (бомовскому току), равномерно распределен по всей площади катода.

д) Полагаем самокалящийся элемент теплоизолированным, т. е. единственным каналом потери энергии является лучистый теплоотвод.

е) Считаем, что влияние разряда, зажигающегося в полом катоде, сводится к поступлению в приосевую область основного разряда дополнительных быстрых электронов, образующихся в полости.

В этих предположениях расчет ВАХ состоит из нескольких этапов: расчета распределения концентрации быстрых электронов по глубине промежутка; расчета распределения токов ионов, быстрых и плазменных

электронов в столбе разряда; расчета тока вторичных  $\gamma$ -электронов и тока термоэлектронной эмиссии на стержневом катоде; формулировки условия самоподдержания тока и определения из него ВАХ разряда.

Распределение концентрации быстрых электронов в столбе  $n_f$  вычислим из уравнения непрерывности, в котором учтем убыль таких электронов в  $\tau$ -приближении. Поскольку быстрые электроны поступают в плазму как с плоских торцевых поверхностей полого и отражательного катодов, так и с центрального стержня, а исчезают в объеме за характерное время  $\tau_i$ , то уравнение непрерывности для их потока  $j_f$  в цилиндрической системе имеет вид

$$r^{-1}d(rj_f)/dr = (2j_{f\perp}/h) - n_f/\tau_i, \quad (1)$$

где  $h$  — высота разрядной ячейки, первый член в правой части описывает появление электронов за счет их эмиссии с плоских торцевых поверхностей катода  $j_{f\perp}$ .

В работе [9], где рассматривалась подобная модель разряда, показано, что поток быстрых электронов поперек магнитного поля носит диффузионный характер и может быть приближенно записан как

$$j_f = -D_f(dn_f/dr), \quad D_f = \langle r_{Le}^2 v_f \rangle, \quad (2)$$

где  $n_{Le}$  — ларморовский радиус электронов;  $v_f$  — частота рассеяния, характеризующая потерю импульса быстрых электронов (она больше частоты ионизации молекул газа  $\nu_i = (E_0/\varepsilon_i)/\tau_i$ , где  $E_0 = eU_c$  — начальная энергия электронов,  $\varepsilon_i$  — средняя энергия образования электрон-ионной пары,  $U_c$  — прикатодное падение потенциала).

Для простоты, как и в [9], считаем коэффициент диффузии быстрых электронов поперек магнитного поля (индукция поля  $B$ ) постоянной величиной, равной некоторому среднему значению

$$D_f \cong (mv_f/3eB^2) \cdot U_c. \quad (3)$$

Видно, что этот коэффициент пропорционален катодному падению потенциала и частоте столкновений (давлению рабочего газа).

Подставляя в уравнение (1) выражение (2) и решая его с граничным условием (2) при заданном значении потока быстрых электронов центрального стержня  $j_{f0}$ , имеем

$$n_f/n_w = 1 + (h/2l_D)(j_{f0}/j_{f\perp})K_0(\rho)/K_1(\rho_0), \quad (4)$$

где  $j_{f0}$  — плотность потока быстрых электронов на приосевой границе столба  $r = r_0$ ,  $K_0$ ,  $K_1$  — модифицированные функции Бесселя (функции Макдональда) и введены новые обозначения

$$n_w = 2\tau_i j_{f\perp}/h, \quad l_D^2 = D_f \tau_i, \quad \rho = r/l_D. \quad (5)$$

Концентрация  $n_w$  создается быстрыми  $\gamma$ -электронами, поступающими с плоских торцевых поверхностей катода. Второй член в правой части (4) обусловлен диффузией замагниченных быстрых термоэлектронов в радиальном

направлении. Глубина их проникновения, а значит и протяженность, области ионизации газа характеризуются величиной

$$l_D = [(mv_f/3eB^2)U_c(E_0/\varepsilon_i)/v_i]^{1/2} \\ = [m(v_f/v_i)/3\varepsilon_i]^{1/2} (U_c/B). \quad (6)$$

Отношение частот рассеяния и ионизации для быстрых электронов  $v_f/v_i$  можно примерно считать постоянным, для конкретности ниже мы его будем считать равным 2. Диффузионная длина  $l_D$  линейно зависит от начальной энергии электронов и обратно пропорциональна магнитной индукции. В рамках нашего приближения протяженность области ионизации газа термоэмиссионными электронами не зависит явно от концентрации частиц газа (давления), потому что коэффициент диффузии быстрых электронов поперек силовых линий магнитного поля и "время жизни" быстрых электронов находятся во взаимнообратной зависимости от концентрации частиц газа.

Запишем теперь стационарное уравнение непрерывности для потока плазменных (медленных) электронов  $j_s$ , считая, что появляются они только за счет ионизации газа быстрыми электронами

$$r^{-1}d(rj_s)/dr = v_in_f = (eU_c/\varepsilon_i)n_f/\tau_i. \quad (7)$$

В результате интегрирования (7) получим для тока плазменных электронов

$$I_s(\rho) = (\mu + 1)\{I_{f\perp}(\rho^2 - \rho_0^2)/(\rho_a^2 - \rho_0^2) \\ + I_{f0}[1 - \rho K_1(\rho)/\rho_0 K_1(\rho_0)]\}, \quad (8)$$

где  $\mu = (eU_c/\varepsilon_i) > 1$  — коэффициент размножения электронов и введены полные токи:  $I_s = 2\pi h r e j_s$  — ток плазменных электронов;  $I_{f\perp} = 2\pi l_D^2(\rho_a^2 - \rho_0^2)e j_{f\perp}$  — ток быстрых электронов, поступающий в столб с плоских торцевых поверхностей катода;  $I_{f0} = 2\pi h r_0 e j_{f0}$  — ток быстрых термоэмиссионных электронов, поступающий в столб со стержневого СЭ;  $\rho_0 = r_0/l_D$ ,  $\rho_a = r_a/l_D$ ,  $r_a$  — радиус анода.

Запишем выражение для тока быстрых электронов с учетом выражений (2) и (4)

$$I_f(\rho) = I_{f0}\rho K_1(\rho)/\rho_0 K_1(\rho_0). \quad (9)$$

Отметим, что в ток быстрых электронов не вносят вклада электроны, поступающие в промежуток с плоских торцевых поверхностей катода, так как они создают равномерную концентрацию электронов в столбе и ток диффузии (2) не появляется.

Сложим теперь два тока (8) и (9) и найдем электронный ток на аноде, который формируется в столбе разряда в результате размножения электронов под действием вышедших с катода быстрых электронов

$$I_a = (\mu + 1)I_{f\perp} + \mu I_{f0}[1 - \rho_a K_1(\rho_a)/\rho_0 K_1(\rho_0)] + I_{f0}. \quad (10)$$

Ток (10) должен равняться полному току, протекающему на катоде

$$I_c = [I_{em} + I_{i0}(1 + \gamma)](1 - \delta), \quad (11)$$

где  $I_{em}$  — ток термоэмиссии со стержня,  $I_{i0}$  — полный ток ионов на катод, а безразмерный коэффициент  $0 \leq \delta < 1$  учитывает, какая часть полного тока протекает через полый катод; если разряд в полном катоде не горит, то  $\delta = 0$ .

Приравняв (11) и (10) и учитывая равномерное распределение ионного тока по поверхности всего катода, выражающееся в равенствах  $I_{f\perp} = \gamma I_{i0} S_w / (S_w + S_0)$ ,  $I_{f0} = I_{em} + \gamma I_{i0} S_0 / (S_w + S_0)$ , после несложных преобразований получим

$$(\mu G + \delta)(I_{em}/I_{i0}) + \mu\gamma[(S_w + GS_0)/(S_w + S_0)] \\ + \delta(1 + \gamma) = 1, \quad (12)$$

где  $G = 1 - \rho_a K_1(\rho_a)/\rho_0 K_1(\rho_0) < 1$  — безразмерный коэффициент, учитывающий геометрию разряда;  $S_w = 2\pi(r_a^2 - r_0^2)$  — площадь плоских торцевых поверхностей катода;  $S_0 = 2\pi r_0 h$  — площадь поверхности СЭ.

Уравнение (12), которое можно назвать условием самоподдержания разряда, содержит две неизвестные величины: термоэмиссионный и ионный токи на катоде (отметим, что стоящий в квадратных скобках член второго слагаемого меняется в довольно узких пределах от 0.8 до 1). Если ток термоэмиссии мал, а разряд в полном катоде не горит, то условие самоподдержания принимает простейший вид  $\mu\gamma \cong 1$ .

Второе уравнение, связывающее ток термоэмиссии и ток ионов, получим из теплового баланса СЭ и выражения для тока термоэмиссии. Тепловой баланс даст выражение для температуры стержня  $T_c$

$$S_0 \cdot \varepsilon_T \sigma T_c^4 = U_c I_{i0} \cdot S_0 / (S_0 + S_w), \quad (13)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $\varepsilon_T \cong 0.5$  — коэффициент черноты вольфрама.

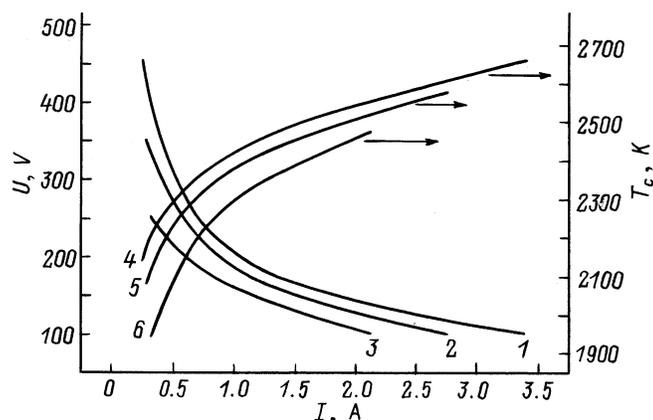
Зная температуру катода, можно определить величину термоэмиссионного тока электронов

$$I_{em} = S_0 \cdot A_0 T_c^2 \exp(-\varphi_w/kT_c), \quad (14)$$

где  $\varphi_w = 4.54 \text{ eV}$  — работа выхода электронов,  $A_0 \cong 70 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$  — коэффициент, рассчитанный по справочным данным для вольфрама [10].

Если считать геометрические параметры, коэффициенты элементарных процессов  $\varepsilon_i$  и  $\gamma$ , прикатодное падение потенциала (напряжение горения)  $U_c$  и "коэффициент включения полости"  $\delta$  известными, то три уравнения (12)–(14) позволяют однозначно рассчитать три неизвестные величины: ток ионов, ток термоэмиссии и температуру стержня. После этого из выражения (11) определяется полный ток разряда и рассчитываются ВАХ разряда.

Пример такого расчета показан на рис. 4. При этом кроме реальных геометрических размеров ячейки были



**Рис. 4.** Расчетные ВАХ отражательного разряда с полым катодом и самокалящимся элементом (1–3) и зависимости температуры самокалящегося элемента от тока разряда (4–6);  $\delta = 0$  (1, 4), 0.25 (2, 5), 0.5 (3, 6).

использованы следующие численные значения параметров:  $\varepsilon_i = 40$  eV,  $\gamma = 0.08$ . Эти значения соответствуют известным из литературы данным.

Поведение расчетных ВАХ в области больших токов аналогично поведению ВАХ, полученных экспериментально. Рост тока сопровождается уменьшением напряжения горения. Зажигание разряда в полном катоде приводит к резкому снижению напряжения горения, причем это снижение заметнее при малых токах разряда. Кроме того, снижение напряжения горения разряда тем больше, чем большая часть тока протекает через полый катод (чем больше "коэффициент включения полости"  $\delta$ ). Стоит отметить, что последний результат нетривиален и обусловлен тем, что зажигание разряда в полном катоде приводит к увеличению количества быстрых электронов в центральной области разрядной ячейки.

Расчет температуры СЭ показал (рис. 4), что увеличение доли тока, протекающего через полый катод, приводит к уменьшению температуры СЭ. Это объясняется увеличением площади термоэлектронной эмиссии за счет нагрева той части СЭ, которая находится в полном катоде. Отметим, что в действительности максимальная температура СЭ должна быть несколько больше, чем температура, полученная в расчете. Это связано с тем, что в модели предполагалось равномерное распределение ионного тока по всей поверхности катодов, тогда как, судя по эрозии СЭ, наибольшая плотность ионного тока приходится на торцевую часть, обращенную к отражательному катоду.

## Обсуждение результатов

В целом все основные закономерности, наблюдаемые в эксперименте, могут быть объяснены на основе изложенной модели.

Так, в эксперименте четко выделяются два режима горения разряда, которые показаны на рис. 3. Первый

режим наблюдается при низких расходах газа ( $Q < Q^*$ ) и характеризуется повышенным напряжением горения. Второй режим соответствует более высоким расходам газа ( $Q > Q^*$ ) и характеризуется низким напряжением горения. Кроме того, при токе разряда  $I \leq 0.1$  А переход от первого режима ко второму осуществляется при плавном падении напряжения горения, а при  $I \geq 0.3$  А переход к низковольтному режиму горения происходит скачком при превышении некоторого порогового значения давления газа.

Такое поведение ВАХ может быть связано с закономерностями проникновения плазмы в полый катод. При сравнительно малых токах разряда толщина прикатодного слоя объемного заряда у апертуры полого катода настолько велика, что плазма не может сколько-нибудь глубоко проникнуть в полость. Толщину слоя  $d_c$  легко оценить из закона "степени трех вторых"

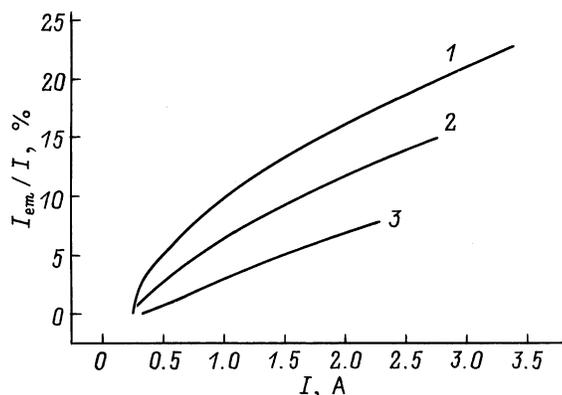
$$d_c^2 \cong (4\varepsilon_0/9)(2q/M_i)^{1/2}U_c^{3/2}/j_{i0}, \quad (15)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $j_{i0}$  — плотность ионного тока на катод.

При плотности тока ионов на катоде  $j_{i0}$  на уровне  $0.1$  А/см<sup>2</sup> и напряжении на слое  $U_c$  около  $400$  В получим оценку толщины прикатодного слоя объемного заряда  $d_c$  на уровне  $0.6$  мм. Учитывая, что слой существует как у полого катода, так и у СЭ, получим удвоенную толщину прикатодного слоя в области апертуры полости  $\sim 1.2$  мм. Эта толщина приблизительно равна размеру входной щели полости ( $r_1 - r_0 = 1$  мм). Надо принять во внимание также и то, что полная толщина прикатодного слоя может быть больше величины, определяемой из (15), так как к слою объемного заряда примыкает так называемый "предслой", в котором происходит дополнительная ионизация газа [11].

Существенно, что оценка (15) не зависит от давления газа, а определяется только током разряда и напряжением на катодном слое. Это означает, что при низких токах увеличение давления газа в ячейке не сможет кардинально изменить ситуацию. Это и наблюдается на рисунке: даже значительное увеличение расхода газа (т. е. повышение давления в разрядной ячейке) приводит лишь к плавному снижению напряжения горения разряда, что может быть обусловлено, например, небольшим прогибом границы плазмы внутрь полости.

При увеличении тока разряда ( $I \geq 0.3$  А) уменьшается толщина прикатодного слоя, что в определенных условиях может позволить плазме проникнуть в полость. Проникновение плазмы, нагрев части СЭ, находящегося в полости, и осцилляции быстрых электронов в полном катоде вызывают резкое повышение эффективности ионизационных процессов в полости, снижение падения напряжения на катодном слое, что в свою очередь способствует уменьшению толщины прикатодного слоя. Развитие этих процессов приводит к тому, что плазма быстро заполняет катодную полость, а сам разряд скачкообразно переходит из одной устойчивой формы горения к другой.



**Рис. 5.** Доля тока термоэлектронной эмиссии в токе разряда в зависимости от тока разряда для случая  $\delta = 0$  (1), 0.25 (2), 0.5 (3).

Рассмотрим условие, при выполнении которого становится возможным зажигание разряда в полном катоде. Экспериментальные данные свидетельствуют, что это происходит при достижении некоторого предельного значения расхода газа  $Q^*$ . Из общих соображений ясно, что горение разряда в полости не может быть реализовано при давлении меньше некоторого критического значения. Критическая концентрация газа, ниже которой плазма в узкой и длинной полости не будет поддерживаться, может быть найдена из условия осуществления по крайней мере одного ионизирующего столкновения быстрого электрона с молекулами газа. Учитывая, что для электрона с энергией  $\sim 200$ – $300$  eV сечение ионизации водорода равно  $s_i \cong 10^{-16} \text{ cm}^2$  [15], а глубина катодной полости, с которой электрон, двигаясь вдоль искривленной магнитной силовой линии, может выйти в анодную полость, составляет по нашим оценкам  $L \cong 1.5 \text{ cm}$ , получим величину критической концентрации газа на уровне  $n_c \cong 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Это соответствует расходу водорода  $Q \sim 8.3 \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ . Примерно при таком расходе газа  $Q^*$  и наблюдается скачкообразное уменьшение напряжения горения разряда (рис. 3).

Глубина  $L$ , на которую плазма проникает в полость, может быть использована для оценки величины  $\delta$  — доли тока, протекающего через полость. Эта доля должна быть примерно равна отношению площади внутренней поверхности полости к полной площади катода. Оценка дает величину  $\delta \cong 1/[1 + (S_0 + S_w)/2\pi L(r_1 + r_0)] \cong 0.5$ , т.е. примерно половина тока разряда может протекать через полый катод.

При токе  $I \geq 0.3 \text{ A}$  напряжение горения разряда практически не зависит от давления. Данный результат был получен как в эксперименте, так и при моделировании разряда. Это обусловлено сильной замагниченностью электронов, в результате чего они еще до попадания на анод вне зависимости от концентрации газа совершают приблизительно одинаковое количество актов ионизации. Кроме того, рост доли термоэмиссионного тока также может уменьшать зависимость ВАХ от давления газа.

На рис. 5 приведены результаты расчета доли тока термоэлектронной эмиссии в зависимости от тока разряда. Видно, что эта доля возрастает с увеличением тока разряда и ее величина достигает 23% при  $I = 3.3 \text{ A}$ . Учитывая, что температура распределена неравномерно вдоль СЭ, следует признать, что эта величина может быть еще больше. Таким образом, по мере возрастания тока разряда происходит плавный переход от режима горения тлеющего разряда к режиму горения дугового разряда с накалившимся катодом.

## Список литературы

- [1] Sherman A. // J. Vac. Sci. Technol. В. 1990. 8(4). P. 656–657.
- [2] Gourrier S., Friedel P., Dimitriou P., Theeten J.B. // Thin Solid Films. 1981. Vol. 84. P. 379–388.
- [3] Семенов А.П., Мохосоев М.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 11. С. 2276–2277.
- [4] Груздев В.А., Троян О.Е. // Изв. вузов. Физика, 1988. Деп. в ВИНТИ. № 5041-1388.
- [5] Кагадей В.А., Проскуровский Д.И., Троян О.Е. Генератор атомарного водорода. Патент России. № 2088056.
- [6] Kagadei V.A., Proskurovski D.I. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1998. Vol. 16(4). P. 2556–2561.
- [7] Кагадей В.А., Проскуровский Д.И., Ромась Л.М. // Электрон. пром-сть. Наука. Технология. Изделия. 1998. № 1–2. С. 34–43.
- [8] Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 145 с.
- [9] Никулин С.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 56–63.
- [10] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [11] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.