

04;12

## Немонотонное распределение потенциала в сеточной ячейке плазменного ключевого элемента

© А.Н. Андронов, С.А. Воронин, А.М. Марциновский, И.И. Столяров, В.К. Шигалев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 24 сентября 2001 г. В окончательной редакции 29 января 2002 г.)

Из данных зондовых измерений параметров разрядной плазмы в стационарном проводящем состоянии плазменного ключевого элемента с развитым катодом определена электрическая прозрачность сетки и рассчитан проходящий ток. Для устранения рассогласований полученных значений с экспериментальными выдвинуто предположение о существовании немонотонного распределения потенциала (виртуального катода) в сеточной ячейке в направлении переноса тока.

### Введение

Прохождение тока через сетку, находящуюся в плазме, и соответственно зависимость „электрической прозрачности“ ее ячейки от потенциала сетки и свойств плазмы являются одной из наиболее интересных и важных проблем полного сеточного управления током в плазменных ключах (ПК). Очевидно, что и прохождение тока и прозрачность определяются распределением потенциала в ячейке сетки, у ее витков. Также очевидно, что прямые экспериментальные измерения распределения потенциала в этих условиях представляют невыполнимую задачу, так же как и корректное теоретическое рассмотрение ионной кинетики в таком трехмерном случае. Поэтому приходится использовать косвенные данные, основанные на исследовании общих закономерностей сеточного управления в плазменных ключах. Особенно информативны в этом плане зондовые измерения параметров плазмы в катодной и анодной областях разряда. Они позволяют на основании тех или иных предположений определить электрическую прозрачность сетки, построить токовый баланс в ее плоскости и, сопоставляя результаты с результатами прямого измерения тока, делать заключения о характере распределения потенциала у ее витков.

### Модель электрической прозрачности

Первые успехи в понимании характера переноса тока через сетку были связаны использованием модели электрической прозрачности [1–3]. Согласно этой модели, отрицательное напряжение, подаваемое на сетку, увеличивает размер ленгмюровских слоев  $r_l$  у ее витков, уменьшая электрическую прозрачность,

$$\delta = (1 - 2r_l/h)^2, \quad (1)$$

(где  $h$  — шаг сетки), что в принципе уменьшает ток и может даже совсем его прервать. Было установлено [3], что в кнудсеновской низковольтной цезиевой

дуге, где эффективно реализуется сеточное управление, в каждой из областей (катод–сетка и сетка–анод) потенциалы  $\varphi_1, \varphi_2$  (рис. 1, *b, c*), концентрации плазмы  $n_1, n_2$  и электронные температуры  $T_1, T_2$  слабо меняются вдоль межэлектродного промежутка, а в плоскости сетки существует скачок потенциала  $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$  (здесь и дальше под потенциалом традиционно понимается потенциальная энергия электрона, деленная на элементарный заряд). В этих условиях плотность тока в проводящем канале ячейки сетки

$$j = qn_1\sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{q\varphi_{12}}{kT_1}\right\} - qn_2\sqrt{\frac{kT_2}{2\pi m}}, \quad \varphi_{12} < 0, \quad (2)$$

$$j = qn_1\sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} - qn_2\sqrt{\frac{kT_2}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{-q\varphi_{12}}{kT_2}\right\}, \quad \varphi_{12} > 0, \quad (2')$$

где  $m$  — масса электрона,  $q$  — элементарный заряд,  $k$  — постоянная Больцмана, а плотность тока разряда (анодного тока)

$$j_a = \delta \cdot j. \quad (3)$$

При подаче на сетку управляющих импульсов с крутым фронтом ( $< 100$  ns) концентрация плазмы не успе-

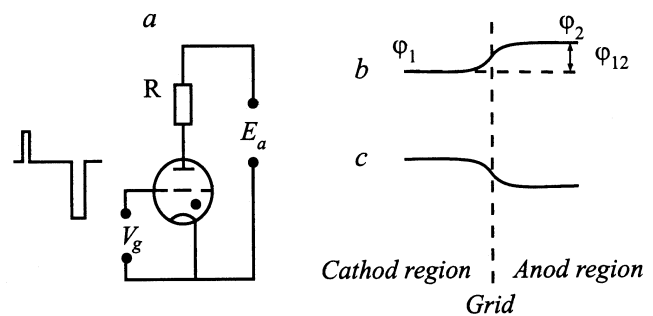


Рис. 1. *a* — схема включения плазменного ключевого элемента; *b, c* — схематическое продольное распределение потенциала по центру ячейки сетки, соответствующее традиционным представлениям для проводящего состояния.

вайт измениться, а прозрачность сетки уменьшается. Одновременно с этим изменяется величина скачка потенциала  $\varphi_{12}$ . Если амплитуда сеточного импульса невелика, то, как показывают эксперименты [4–6], проходящий разрядный ток остается постоянным, так что уменьшение прозрачности компенсируется увеличением плотности тока в канале за счет изменения значения  $\varphi_{12}$ . В частности, для исходного проводящего состояния с  $\varphi_{12} < 0$  (скачок потенциала тормозит поток электронов из катодной области в анодную) и  $n_1 \gg n_2$  плотность тока в канале будет увеличиваться вплоть до величины  $j \cong qn_1(kT_1/2\pi m)^{1/2}$ , когда  $\varphi_{12}$  становится меньше 0. Это означает, что уменьшение тока при подаче отрицательного импульса на сетку начинается после того, как плотность тока в прозрачной части ячейки достигает плотности хаотического тока электронов плазмы в катодной области.

Модель электрической прозрачности позволила объяснить многие особенности проводящего состояния и процесса гашения в цезиевых ключах и с успехом была использована при теоретическом описании их работы [3,7]. Правда, по мере дальнейшего, более детального, экспериментального изучения режимов ключевых элементов выяснилось, что она не всегда обеспечивает удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными зондовых измерений, которые позволяют рассчитать прозрачность, построить токовый баланс в канале сетки и сравнить полученную величину проходящего тока с экспериментальным значением. Обычно такие расхождения относили на счет низкой точности зондовых измерений и частичного переноса разрядного тока катодным электронным пучком.

### Зависимость начального запираания тока от $E_a$

При достаточно большом импульсе сеточного напряжения, вызывающем частичное запираание тока, условия прохождения тока оказываются совсем иными по сравнению с только что рассмотренными в проводящем состоянии [8]. В обычных схемах модуляции (рис. 2, *a*) напряжение питания  $E_a$  в проводящем состоянии во много раз превышает анодное напряжение на приборе  $V_a$ . Если управляющий сеточный импульс достаточно велик и ток частично запирается от начального значения  $I_a$  до значения  $I_{res}$  (рис. 2, *b*), то это вызывает значительное увеличение напряжения на аноде ключа  $\Delta V_a = -(R(I_{res} - I_a) + LdI_a/dt)$ , где  $R$  — сопротивление анодной нагрузки,  $L$  — паразитная индуктивность анодной цепи. Как показали измерения [4], это напряжение практически целиком падает на сеточном барьере, так что  $\varphi_{12} \approx \Delta V_a \gg kT_2$ . Это означает, что в электрически прозрачной части сеточной ячейки должен образоваться двойной слой пространственного заряда (рис. 2, *c*), при-

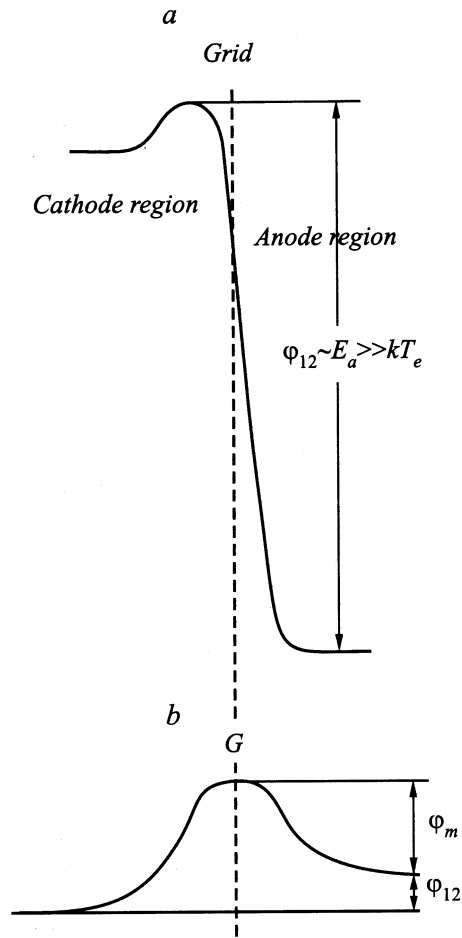


Рис. 2. *a* — распределение потенциала для частично запертого состояния, *b* — реальное распределение потенциала для проводящего состояния.

чем независимо от величины  $\varphi_{12}$ ,

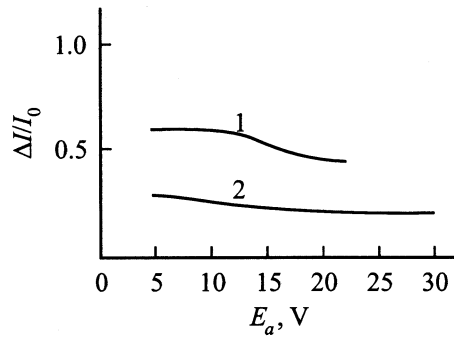
$$j_e = j_i \sqrt{\frac{M}{m}}, \quad (4)$$

где  $M$  — масса иона,  $j_e$  — плотность электронного тока в электрически прозрачной части сеточной ячейки,  $j_i$  — плотность ионного тока насыщения

$$j_i = 0.61qn_2 \sqrt{\frac{kT_2}{M}}.$$

Если величина плотности хаотического тока электронов плазмы в катодной области разряда превосходит величину, определяемую (4), то перед двойным слоем образуется виртуальный катод, задерживающий часть этого тока, плотность проходящего (анодного) тока будет определяться параметрами плазмы в анодной области разряда

$$j_a = 0.61qn_2 \sqrt{\frac{kT_2}{m}} \delta. \quad (5)$$



**Рис. 3.** Зависимости первоначального запирания тока от напряжения источника анодного питания при значениях параметров:  $P_{Cs} = 10^{-2}$  Торр,  $T_E = 1130$  К; 1 —  $J_a = 1.5$  А/см<sup>2</sup>,  $V_a = 2.3$  В,  $V_g = -20$  В; 2 —  $J_a = 3.8$  А/см<sup>2</sup>,  $V_a = 3.0$  В,  $V_g = -30$  В.

С другой стороны, если анод соединить накоротко с источником анодного напряжения, можно получить запирающее ток сеточным импульсом при неизменном потенциале анода. При этом двойной слой в ячейке сетки не образуется, а величина остаточного проходящего тока при  $n_1 \gg n_2$  должна определяться выражениями (2), (3) независимо от величины начального запирающего тока  $\Delta I_a = I_a - I_{res}$ . Так как запирающее ток уже имеет место,  $\phi_{12} > 0$  и плотность тока в проводящем канале равна плотности хаотического тока плазмы катодной области, плотность анодного тока будет  $j_a \cong qn_1(kT_1/2\pi m)^{1/2}\delta$ . Сопоставление последней формулы с выражением (5) показывает, что для типичных режимов с  $n_1 \gg n_2$  одному и тому же значению прозрачности и соответственно  $V_g$  в каждом из рассмотренных случаев значения остаточного тока  $I_{res}$  должны быть существенно разными. При этом относительное начальное запирающее должно быть значительно больше при наличии нагрузки  $R_a$ , чем при  $R_a = 0$ , так как соотношение остаточных токов при этом  $j_{res}(R_a \neq 0)/j_{res}(R_a = 0) \approx n_2/n_1$ .

В реальном эксперименте условие  $V_a = E_a$  при быстром ( $\sim 0.1 \mu s$ ) запирающего тока невозможно обеспечить из-за индуктивности проводов, соединяющих анод с источником напряжения, что обуславливает существенный выброс анодного напряжения. Но, поскольку при  $R_a$  для возникновения виртуального катода и перехода к соотношению (5) необходимо, чтобы  $E_a$  заметно превышало  $V_a$  ( $E_a - V_a \gg kT_2$ ), следует ожидать, что и при наличии индуктивного выброса с ростом  $E_a$  относительное запирающее должно существенно увеличиваться, особенно в области малых  $E_a$ . Этот вывод расходится с практикой исследования цезиевых ПК, согласно которой при прочих равных условиях гашение разряда осуществляется тем легче, чем больше величина начального запирающего тока, и тем труднее, чем больше  $E_a$ . Поэтому необходима была тщательная экспериментальная проверка зависимости начального запирающего от  $E_a$ .

При проведении измерений мы по возможности уменьшили индуктивный выброс (до  $\sim 5-10$  В), сведя к минимуму длину соединительных проводов и используя для анодной нагрузки малоиндуктивное сопротивление.<sup>1</sup> Зависимость  $\Delta I/I_0(E_a)$ , как и при более ранних исследованиях [9], была слабой, а воспроизводимость результатов — плохой. Причиной последнего, как было выяснено, оказалось недостаточно точное воспроизведение исходного проводящего состояния ключа при изменении  $E_a$  и сопротивления анодной нагрузки. Лишь после того, как с точностью  $\sim 0.1-0.2\%$  было застabilизировано не только анодное напряжение  $V_a$ , но и анодный ток  $I_0$  (за счет регулировки температуры катода), была достигнута хорошая воспроизводимость значений  $\Delta I/I_0$  при различных  $E_a$ . При этом оказалось [10], что начальное запирающее  $\Delta I/I_0$  или практически не зависит от  $E_a$ , или незначительно уменьшается (а не увеличивается) с ростом  $E_a$  (рис. 3).

### Немонотонное распределение потенциала в токовом канале и баланс токов в плоскости сетки

Логично предположить, что горб потенциала существует и в стационарном проводящем состоянии при значениях  $V_g$ , близких к нулю. Такое предположение позволяет устранить расхождение при расчете токового баланса в проводящем канале сетки, обычно возникающее, если в уравнения (2) подставлять значения параметров плазмы, измеренные зондами в катодной и анодной областях разряда. Раньше эти расхождения объяснялись неточностью эксперимента, как это отмечалось во Введении, и им не придавалось значения. Поэтому авторам было интересно провести специальные экспериментальные исследования, в которых необходимые разрядные параметры удалось бы получить наиболее надежным образом. Исследования были проведены на приборе с развитым катодом [11], где катодный пучок электронов пренебрежимо мал и не мог повлиять на баланс тока, а зондовые характеристики при отсутствии пучка допускают более надежную интерпретацию.

Удобно сопоставление рассчитанных в модели электрической прозрачности значений проходящего тока с экспериментальными проводить следующим образом. При определенных из зондовых измерений значениях  $n_1, n_2, T_1, T_2$ , значениях плазменных потенциалов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  и плотности тока разряда  $j_a$  из (2), (3) определяется  $\delta$ , откуда из (1) —  $r_l$ . Величина безразмерного (выраженного в единицах  $kT/q$ ) перепада потенциала  $\eta_l$  на ленгмюровском слое при значении дебаевского радиуса  $r_D = (kT/4\pi q^2 n)^{1/2}$  определялась в соответствии с [6]

<sup>1</sup> Нихромовое U-образное сопротивление с расстоянием между проводами  $\sim 1$  мм.

$T_E, K$	$J_a, A/cm^2$	Вариант 1		Вариант 2	
		$\eta$	$\eta'$	$\eta$	$\eta'$
1100	0.635	118	5.3	17	4.9
	1.27	231	6.1	96	7.8
	1.9	275	6.7	155	9.0
	2.54	253	8.0	205	10.5
	3.17	205	9.4	215	12.7
1120	1.27	100	5.3	25	5.1
	2.54	134	5.9	51	6.6
	3.81	203	6.3	108	6.6
	5.08	278	6.6	213	8.3
	6.35	219	7.4	233	9.2

интегрированием уравнения

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{d\eta}{d\xi} = \left(\frac{r_l}{r_D}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{1}{\xi\sqrt{1+2\eta}} - \exp\{-\eta\}\right) \quad (6)$$

от  $\xi = 1$  до  $\xi = a/r_l$  ( $a$  — радиус сеточной проволоки) с граничными условиями:

$$\eta(1) = \left.\frac{d\eta}{d\xi}\right|_{\xi=1} = 0. \quad (6')$$

Полученные величины  $\eta_l$  сравнивались со значениями, полученными из эксперимента,

$$\eta'_l = -q(V_g + \varphi_{pl})/kT - 1/2, \quad (7)$$

причем значение плазменного потенциала  $\varphi_{pl}$ , а также значения  $T$  и  $n$ , входящие еще и в дебаевский радиус в уравнении (6), использовались в двух вариантах, соответствующих экспериментальным данным для катодной и анодной областей разряда, однако оба эти варианта давали значительное расхождение с величиной  $\eta_l$ , полученной из уравнения (6). Эти значения для разных режимов приведены в таблице. Как видно, в некоторых случаях, особенно при больших значениях концентрации плазмы и  $n_1 \gg n_2$ , расхождения велики. Эти расхождения можно устранить, например, предположив соответствующие погрешности в определении значений концентрации плазмы, однако такие погрешности оказываются необоснованно большими (многократными).<sup>2</sup> Отметим, что в то же время анодный ток, рассчитанный по экспериментальным значениям  $n_2, T_2, \varphi_2, U_a$ , дает значительное рассогласование с измеренным (менее 30%), что указывает на то, что погрешность зондовых измерений сравнительно невелика. Если предполагать, что отмеченные расхождения в балансе тока на сетке целиком обусловлены горбом потенциала в ячейке сетки, то можно определить значение максимума потенциала  $\varphi_m$ ,

<sup>2</sup> В случаях, когда  $n_1 \approx n_2$  и оба слагаемых в правой части уравнения имеют один порядок величины, предположение умеренных ошибок в определении концентраций плазмы (менее двух раз) приводило к согласованию баланса тока в плоскости сетки.

обеспечивающее их устранение. Величина  $\varphi_m$  определялась относительно наибольшего из значений  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  ( $\varphi_1, \varphi_2 < 0$ ). Были обработаны результаты измерений для широкого диапазона параметров плазмы. Расчет проводился следующим образом.

Величина плотности тока в сеточном канале

$$j = qn_1\sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{-q(\varphi_m - \varphi_{12})}{kT_1}\right\} - qn_2\sqrt{\frac{kT_2}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{-q\varphi_m}{kT_2}\right\}, \quad \varphi_{12} < 0, \quad (8)$$

$$j = qn_1\sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{-q\varphi_m}{kT_1}\right\} - qn_2\sqrt{\frac{kT_2}{2\pi m}} \exp\left\{\frac{-q(\varphi_m + \varphi_{12})}{kT_2}\right\}, \quad \varphi_{12} > 0. \quad (8')$$

Прозрачность и ленгмюровский радиус определялись из (3) и (1). Величина безразмерного потенциала  $\eta_l$  на ленгмюровском слое определялась интегрированием (6) с условиями (6') при значении параметра  $r_D$ , вычисленном при концентрации  $n$ , определяемой в „узком“ месте токового канала,

$$n = \frac{1}{2} \left[ n_1 \exp\left\{\frac{-q(\varphi_m - \varphi_{12})}{kT_1}\right\} + n_2 \exp\left\{\frac{-q\varphi_m}{kT_2}\right\} \right], \quad \varphi_{12} < 0, \quad (9)$$

$$n = \frac{1}{2} \left[ n_1 \exp\left\{\frac{-q\varphi_m}{kT_1}\right\} + n_2 \exp\left\{\frac{-q(\varphi_m + \varphi_{12})}{kT_2}\right\} \right], \quad \varphi_{12} > 0. \quad (9')$$

Величина  $V_g$  определялась в двух вариантах

$$V_g = -kT_1/q(1/2 + \eta_l) - \varphi_1, \quad (10)$$

$$V_g = -kT_2/q(1/2 + \eta_l) - \varphi_2, \quad (10')$$

из которых выбирался тот, который обеспечивал при решении системы уравнений (1), (3), (6), (8)–(10) относительно неизвестных  $j, r_l, \delta, n, \eta_l, \varphi_m$  наименьшее

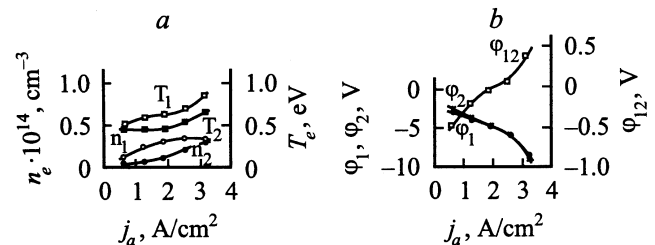
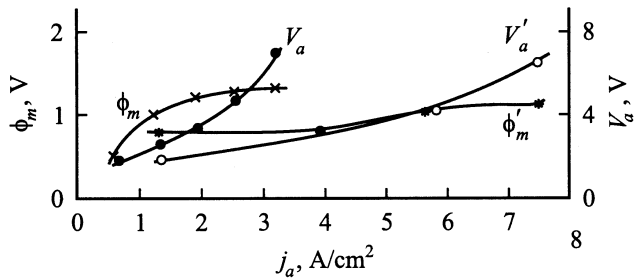


Рис. 4. Зависимости параметров плазмы и величины перепада потенциала  $\varphi_{12}$  от плотности анодного тока при  $P_{Cs} = 10^{-2}$  Torr,  $T_E = 1100$  K.



**Рис. 5.** Зависимости анодного напряжения и расчетного значения максимума потенциала  $\phi_m$  от плотности анодного тока при  $P_{Cs} = 10^{-2}$  Торг и  $T_E = 1100, 1120$  К.

значение  $\phi_m$ . В каждом из расчетных вариантов использовалось соответствующее значение  $T$  при вычислении дебаевского радиуса, входящего в уравнение (6), хотя ясно, что это слабо влияет на результат. Типичные результаты расчета показаны на рис. 4, 5. Во всех случаях наблюдается отличное от нуля значение  $\phi_m$ . Обработка большого числа других исследованных режимов дала тот же результат. Следует отметить также, что учет виртуального катода согласует баланс тока и в предыдущих наших измерениях на различных приборах при вполне разумных значениях  $\phi_m$  (порядка  $kT/q$ ).

## Обсуждение результатов

Наличие горба потенциала в стационарном проводящем состоянии никак не следует из прежних представлений, основанных на выполнении уравнений баланса, а также на модели электрической прозрачности [7]. Очевидно, для выяснения причины его существования необходимо прежде всего проанализировать вопрос, является ли потенциальный горб (величина горба, как видно, может существенно превышать  $kT/q$ ) виртуальным катодом в превычном понимании этого термина, когда перепад потенциала локализован на очень малом расстоянии порядка ленгмюровской длины, где имеет место область пространственного заряда, или этот холм является более протяженным образованием в квазинейтральной плазме. В первом случае он должен влиять по существу лишь на баланс электронного тока в плоскости сетки, практически не оказывая влияния на движение ионов, во втором потенциальный холм должен решающим образом определять это движение, поскольку возникающие электрические поля являются сильными для ионов ( $kT_e \gg kT_i$ ).

Мы считаем, что, несмотря на то что суммарный перепад потенциала  $\phi_{12} + \phi_m$ , как показано выше, может достигать значительной величины, скачков потенциала в токовом канале между катодной и анодной областями разряда нет и квазинейтральная плазма присутствует на всем его протяжении.

Действительно, строго говоря, существование протяженного потенциального „холма“ высотой по крайней

мере  $kT/2q$  с максимумом у сетки является обязательным. В типичных условиях ключевого элемента длина свободного пробега ионов по отношению к рассеянию на атомах (как и ионизационная длина) значительно превышает величину всего межэлектродного промежутка [12], так что весь разрядный промежуток является по сути совокупностью приэлектродных слоев. В кнудсеновской дуге в отсутствие сетки это приводит к тому, что вблизи середины межэлектродного промежутка наблюдается потенциальный минимум (для электронов), а в объеме плазмы возникает перепад потенциала порядка  $kT/2q$  между минимумом и границей слоя объемного заряда у катода и анода, связанный с отбором ионного тока на электроды. При введении сетки в межэлектродный промежуток даже для тонких плетеных сеток высокой прозрачности  $\sim 0.6-0.8$  суммарная площадь поверхности витков близка к площади соответствующей поверхности катода и анода соответственно и величины ионных токов на плоские электроды и сетку близки. Поэтому в ключевом элементе и вблизи середины промежутков катод-сетка и сетка-анод должен возникать минимум потенциала той же природы, равно как и перепад потенциала  $\sim kT/2q$  вблизи каждого из электродов. Наличие минимумов потенциала с обеих сторон сетки вдоль оси разряда обуславливает возникновение соответствующего потенциального максимума вблизи ее плоскости. Кроме того, на расстояниях от сетки порядка размеров ячейки движение ионов становится неплоским: траектории ионов, участвующих в формировании слоев пространственного заряда у обращенных к центру ячейки участков поверхности сеточных витков, удаляются друг от друга при приближении к границе квазинейтральности. Такое „разбегание“ траекторий ионов, обуславливающее уменьшение концентрации за счет геометрии собирающего электрода, должно приводить к дополнительному подъему потенциала вдоль оси разряда по центру ячейки и образованию протяженного потенциального холма существенно большей высоты.

В пользу такой точки зрения напомним результаты кинетического рассмотрения области сильного поля квазинейтральной плазмы для случаев с разной формой границы плазмы, которые допускают точное решение. В работе [13], в частности, рассматривалась кинетика ионов в ограниченной плазме при наличии прямой ионизации и бесстолкновительного движения ионов к границе плазмы для одномерных случаев, при этом уравнение, описывающее распределение потенциала, имело вид

$$e^{-\eta} - \frac{1}{s^k} \int_0^s \frac{e^{-\eta' s'^k}}{\sqrt{\eta - \eta'}} ds' = 0; \quad k = 0, 1, 2,$$

где  $s$  — безразмерная пространственная координата;  $k$  принимает значения 0, 1, 2 соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случая.

В [13] получены решения для  $k = 0$  и  $k = 1$  в виде рядов, а значения  $s_0$  и  $\eta_0$ , соответствующие границе

области квазинейтральности, определены из условия обращения в бесконечность электрического поля на границе плазмы  $ds/d\eta = 0$ , при этом  $\eta_0 = 0.85$  и  $1.15$  соответственно для  $k = 0$  и  $1$ . Приведем полученное нами решение для  $k = 2$

$$s = 4/\pi(1 - 0.1428571428\eta - 0.0177228786\eta^2 - 0.00438904201\eta^3 - 0.00132569418\eta^4 - 0.00044099572\eta^5 - 0.00015537689\eta^6 - \dots),$$

для этого случая  $\eta_0 = 1.42$ .

Как видно из приведенного примера, наличие дополнительной причины спада концентрации ионов при приближении к границе плазмы помимо ускорения их в электрическом поле, связанной с неплоским движением ионов, приводит к заметному возрастанию падения потенциала в области квазинейтральности в цилиндрическом и тем более сферическом случае по сравнению с плоским. Полученное для шара значение перепада потенциала является наибольшим для всех одномерных случаев, что связано с наибольшей скоростью спада концентрации ионов за счет „разбегания“ траекторий ионов при приближении к границе. Однако его, разумеется, не следует считать предельным при реализации более сложной, неоднородной геометрии, которая реализуется в ячейке сетки плазменного ключа.

В работе [14] проводились исследования в ключевом элементе с объемной (сотовой) сеткой. Такая сетка имеет вид „сот без дна“, толщина ее составляла  $1\text{ мм}$ , а размер ячейки  $0.2\text{ мм}$ . При значении геометрической прозрачности таком же, как и у тонкой сетки, параметры разряда оказались сильно отличающимися. Уже при относительно невысоких плотностях тока ( $\sim 1\text{ А/см}^2$ ) концентрации плазмы велики и в катодной, и в анодной областях разряда, причем анодная концентрация всегда превышала катодную. Скорость генерации ионов в сеточном канале объемной сетки мала, и существование квазинейтральной плазмы в глубине сеточной ячейки обеспечивается благодаря прониканию ионов из анодной и катодной областей. Было высказано предположение о существовании немонотонного продольного распределения потенциала в сеточной ячейке, при этом расчет показал, что значение максимума потенциала может достигать величины в несколько  $kT/q$ . Приведенные результаты исследований токопрохождения через тонкую сетку можно рассматривать как дополнительное подтверждение правильности предположений и выводов, выдвинутых в работе [14], что важно, поскольку необходимые для расчета в [14] упрощения могут вызывать определенные возражения.

Таким образом, можно сделать вывод, что наличие значительного максимума потенциала в токовом канале сеточной ячейки является общей особенностью проводящего состояния ключевых элементов, где возможно полное сеточное управление током.

Следует также заметить, что наличие потенциального горба позволяет лучше понять, почему при малых значениях  $\varphi_{12}$  и высоких значениях электрической прозрачности сетки (когда между катодной и анодной областями разряда существует беспрепятственный обмен электронами) наблюдается максвелловское распределение электронов с разными электронными температурами в каждой из областей.

## Список литературы

- [1] Fetz H. // Ann. der Physik. Bd 1940. Bd. 37. S. 1.
- [2] Johnson E.O., Olmstead J., Webster W.H. // Proc. IRE. 1954. Vol. 42. P. 1350.
- [3] Бакуит Ф.Г., Каплан В.Б., Костин А.А., Марциновский А.М., Расулов Ф.Н., Свешникова Н.Н., Сербин В.И., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 2273–2285.
- [4] Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М., Новиков А.Б., Сербин В.И., Циркель Б.И., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 274–285.
- [5] Бакуит Ф.Г., Марциновский А.М., Юрьев В.Г. // Proc. XIV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG-XIV). Grenoble, 1979. J. de Phys. Suppl. au N 7. P. 497.
- [6] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Расулов Ф.Н., Юрьев В.Г. // Там же. P. 495.
- [7] Бакуит Ф.Г., Колосов Б.И., Костин А.А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [8] Бакуит Ф.Г., Костин А.А. // ФП. 1983. Т. 9. № 3. С. 628.
- [9] Расулов Ф.Н. Диссертация.
- [10] Andronov A.N., Martsinovsky A.M., Shigalev V.K., Stolyarov I.I., Voronin S.A. // Potentiak Distributions into Grid Mesh of the Plasma Switches. Space Technology and Application International Forum (STAIF-99). E18 Thermionic Technology and Application-II. Albuquerque, 1999.
- [11] Andronov A.N., Martsinovsky A.M., Rasulov F.N., Sligalev V.K., Stolyarov I.I., Voronin S.A. // Plasma Switch with developed emitter. Space Technology and Application International Forum (STAIF-99). E18 Thermionic Technology and Application-II. Albuquerque, 1999.
- [12] Бакуит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Каплан В.Б., Костин А.А., Марциновский А.М., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263.
- [13] Langmuir L., Tonks L. // Phys. Rev. 1929. Vol. 34. P. 867.
- [14] Алексеев Н.И., Каплан В.Б., Марциновский А.М. // ЖТФ. 1996. Т. 66. С. 56.