

Режимы эмиссии электронов в плазменных источниках двух типов

В.А. Груздев, В.Г. Залесский

Полоцкий государственный университет
211440 Новополоцк, Беларусь
e-mail: V.Zaleski@mail.ru

Введение

Сложившаяся к настоящему времени концепция плазменного эмиттера электронов [1] основывается на нескольких положениях: плотность эмиссионного тока не превосходит плотность теплового электронного тока в эмитирующей плазме; положение эмитирующей поверхности плазмы определяется суперпозицией полей ускоряющего электрода и пристеночного слоя у эмиттерного электрода с эмиссионным каналом; изменение эмиссионного тока обусловлено перераспределением электронного тока между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом в результате изменения параметров пристеночного слоя у эмиттерного электрода и стенок эмиссионного канала.

Сформулированная на этих положениях физико-математическая модель плазменного эмиттера удовлетворительно описывает реальные характеристики некоторых плазменных источников электронов (ПИЭЛ) в определенных режимах их работы, обычно при невысоких значениях эффективности извлечения $\alpha = i_e / i_d$ (i_e – ток эмиссии; i_d – ток разряда, формирующего плазму). К таким ПИЭЛ (назовем их ПИЭЛ первого типа) относятся источники, в которых плотность тока эмиссии не превышает плотности теплового электронного тока в плазме в отсутствие извлечения.

Однако при повышении эффективности извлечения α в ПИЭЛ, реальные характеристики, как в количественном, так и в качественном отношении, существенно отличаются от предсказываемых этой моделью ПИЭЛ. На наш взгляд это обусловлено тем, что в существующей

модели ПИЭЛ не учитывается возмущение плазмы отбором электронов.

Можно предполагать, что возмущение эмитирующей плазмы отбором электронов приводит к появлению электрического поля в плазме и перестройке пристеночных слоев у всех электродов газоразрядной структуры и, как следствие, перераспределению токов между электродами ПИЭЛ. Появление электрического поля во всем объеме плазмы (даже с незначительной напряженностью) обеспечивает дрейф электронов в область эмиссионного канала, в результате чего ток эмиссии из плазмы через эмиссионный канал может превышать величину, прогнозируемую на основе плотности плазмы в области эмиссионного канала в отсутствие извлечения. ПИЭЛ, в которых реализуется в основном такой механизм формирования тока эмиссии, можно отнести к ПИЭЛ второго типа.

Очевидно, что в реальных ПИЭЛ в различных режимах извлечения будут реализовываться оба механизма формирования эмиссионного тока в большей или меньшей степени. Поэтому будем считать, что для ПИЭЛ первого типа, к которым, в частности, можно отнести ПИЭЛ на основе отражательного разряда с полым катодом [1,2], формирование тока эмиссии в большей степени обусловлено высокой плотностью плазмы в области эмиссионного канала. В ПИЭЛ второго типа эмиссионный ток определяется главным образом дрейфом электронов в область эмиссионного канала из всего объема плазмы. Если ПИЭЛ первого типа достаточно хорошо экспериментально изучены, то ПИЭЛ второго типа изучены недостаточно. В настоящей работе представлены результаты исследований эмиссионных свойств плазменных источников электронов обоих типов в различных режимах эмиссии.

Механизм формирования тока эмиссии

Электродные структуры ПИЭЛ обоих типов показаны на рис.1. В обоих типах ПИЭЛ (рис. 1) можно выделить две области: в первой (I) – реализуется основная доля ионизационных процессов и формируется плазма, которая диффундирует во вторую область (II), где ионизационными процессами можно пренебречь. Однако, если подвижность электронов в плазме ограничена (например, магнитным полем), токи на соответствующие электроды становятся зависящими не только от их потенциала, но и, при наличии электрического поля, от проводимости близлежащих областей плазмы (Ω). Плазма, формируемая в межэлектродном пространстве, и электроды генератора плазмы образуют единую систему, поэтому эмиссия электронов должна сопровождаться перераспределением токов между электродами. Эквивалентные схемы ПИЭЛ (рис. 1) показаны на рис. 2. Поскольку токи на электроды можно измерять, а они характеризуют состояние приэлектродных слоев, можно экспериментально получить функции перераспределения токов от тока эмиссии (ускоряющего напряжения), а также зависимости некоторых параметров, характеризующих механизмы формирования эмиссионного тока.

Долю эмиссионного тока, обусловленную переключением электронного тока с эмиттерного электрода в эмиссионный канал по аналогии с работами Ульянова К.Н для плазменных катодов [3] можно характеризовать параметром переключения ξ – отношением тока эмиссии к току в цепи эмиттерного электрода

$$\xi_1 = \frac{i_e}{i_{em} - i_e} \quad \xi_2 = \frac{i_e}{i_{em} + i_e} \quad (1)$$

где учтено, что в случае катодного потенциала эмиттерного электрода его ток и ток эмиссии имеют разные знаки (см. рис. 2 а). Индекс «1» соответствует ПИЭЛ первого типа (рис. 1а и 2а), а индекс «2» – ПИЭЛ второго типа (рис. 1б и 2б). В случае неограниченной эмиссионной способности плазмы параметр переключения ξ эквивалентен эффективности извлечения α . Введем также параметр переключения η , соответствующий доли разрядного тока, приходящейся на эмиттерный электрод:

$$\eta_1 = 1 - \frac{i_c}{i_d} \quad \eta_2 = 1 - \frac{i_a}{i_d} \quad (2)$$

Параметр η характеризует перераспределение токов между электродами в плазменном эмиттере, обусловленное отбором электронов в ускоряющий промежуток и возмущением плазмы, которое может возникать вследствие различных причин при эмиссии электронов, в частности, за счет изменения потенциала плазмы и формирования в ней электрического поля. В общем случае для рассматриваемых ПИЭЛ можно записать баланс токов:

- для ПИЭЛ первого типа (рис. 1а)

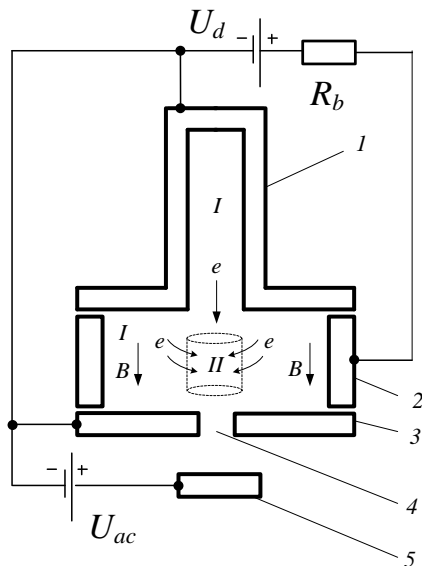
$$i_a = i_c + i_{em} - i_e \quad (3)$$

- для ПИЭЛ второго типа (рис. 1б)

$$i_c = i_a + i_{em} + i_e \quad (4)$$

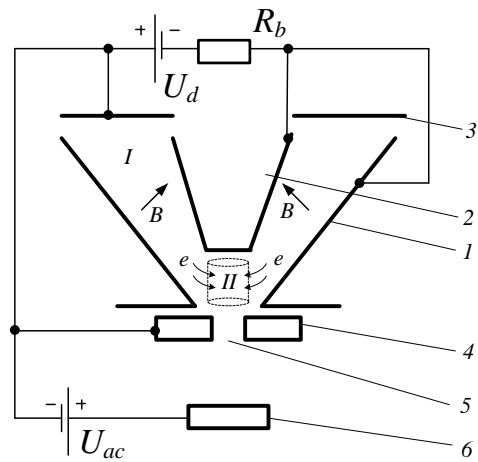
Примем за ток разряда i_d ток через балластное сопротивление системы электропитания разряда (см. рис. 2). Тогда в первом случае (см. рис.2 а) можно записать $i_d \approx i_a$, а во втором (см. рис. 2б) $i_d \approx i_c$. Учитывая это, а также выражения для параметров переключения (1) и (2) и соответствующие уравнения баланса токов (3) и (4), эффективность переключения α можно определить как произведение параметров переключения:

$$\alpha_{1,2} = \frac{i_e}{i_d} = \xi_{1,2} \eta_{1,2} \quad (5)$$



а – первого типа

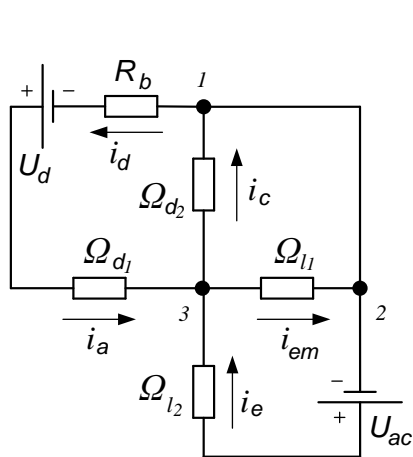
1 – полый катод; 2 – анод; 3 – эмиттерный электрод; 4 – эмиссионный канал; 5 – ускоряющий электрод; U_d – напряжение горения разряда; U_{ac} – ускоряющее напряжение; R_b – балластное сопротивление; B – индукция магнитного поля.



б – второго типа

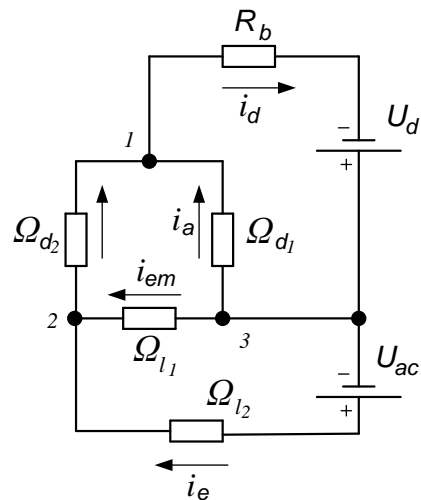
1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – эмиттерный электрод; 5 – эмиссионный канал; 6 – ускоряющий электрод;

Рис. 1. Электродные структуры плазменного эмиттера



а – первого типа

1 – катод, 2 – эмиттерный электрод, 3 – анод, Ω_{d1} – проводимость плазмы в области анода; Ω_{d2} – проводимость плазмы в области эмиттерного электрода; Ω_{l1} – проводимость плазмы в области эмиссионного канала; Ω_{l2} – проводимость ускоряющего промежутка.



б – второго типа

Рис. 2. Эквивалентные электрические схемы ПИЭЛ

Параметры переключения $\xi_{1,2}$ и $\eta_{1,2}$, а также эффективность извлечения $\alpha_{1,2}$ можно рассчитать по экспериментальным данным распределения токов на электродах в условиях эмиссии или определить на основании модели плазменного эмиттера, учитывающей баланс токов в разряде, зависимость токов на электродах от падения напряжения в приэлектродном слое и эмиссии электронов. Определим

основные закономерности формирования эмиссионного тока на примере плазменного эмиттера второго типа, электродная структура которого представлена на рис.2 б. В области эмиссии индукция магнитного поля мала и не влияет на движение электронов из плазмы в эмиссионный канал и перераспределение токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом. В пространстве между катодами магнитное поле обеспечивает осцилляции

электронов и, в то же время, ограничивает подвижность электронов при их движении к аноду и эмиттерному электроду. Однако если в этой области вблизи анода индукция магнитного поля такова, что выполняется условие $l_a < r_L$ (l_a – протяженность прианодного слоя, r_L – ларморовский радиус для электронов), то влиянием магнитное поле на величину плотности анодного тока также можно пренебречь. Это позволяет использовать при рассмотрении баланса токов понятие анодного падения потенциала.

В таком приближении, с учетом выражения Бомы для плотности тока ионов $j_b(n) = 0,4\sqrt{2}en\sqrt{T_e/m_i}$ и выражения для тепловой плотности тока электронов $j_T(n) = 0,25env_T = en\sqrt{T_e/2\pi m_e}$, токи на соответствующие электроды можно оценить уравнениями:

$$\begin{aligned} i_{em} &= \left(j_T(n_{em}) \exp\left(-e\frac{U_{em}}{T_e}\right) - j_b(n_{em}) \right) S_{em}; \\ i_a &= \left(j_T(n_a) \exp\left(-e\frac{U_a}{T_e}\right) - j_b(n_a) \right) S_a; \\ i_d &= (I + \gamma) j_b(n_a) S_c \end{aligned} \quad (6)$$

где U_a, U_{em} – падения потенциала в прианодном слое и приэлектродном слое эмиттерного электрода относительно потенциала плазмы, T_e – электронная температура в энергетических единицах, S_{em}, S_a, S_c – площади эмиттерного электрода, анода и катода соответственно; n_a, n_{em} – концентрация плазмы в областях *I* и *II* соответственно; γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности катода.

Поскольку эмиссия электронов в эмиссионном канале может осуществляться через потенциальный барьер, то ток эмиссии оценим выражением:

$$i_e = j_T(n_e) \exp\left(-e\frac{\varphi_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) S_e, \quad (7)$$

а уравнение непрерывности тока на границе раздела областей *I* и *II* (рис. 1б) в этом случае принимает вид

$$\begin{aligned} (j_E + j_D) S_{II} &= j_T(n_e) \exp\left(-e\frac{U_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) S_e + \\ &+ j_T(n_i) \exp\left(-e\frac{U_{em}}{T_e}\right) S_{em} \end{aligned} \quad (8)$$

где U_{ac} – ускоряющий потенциал; D – коэффициент электрической проницаемости эмиссионного канала [4]; n_e – концентрация плазмы вблизи эмиттирующей плазменной поверхности; S_e – ее площадь; $j_E = en_0\mu_{e\perp}E$ – плотность дрейфового тока поперек магнитного поля через границу раздела областей; $j_D = \frac{j_T(n_0)}{\sqrt{1+\sigma^2}}$ – плотность тока диффузии поперек магнитного поля [5]; $\mu_{e\perp} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_T} \frac{1}{1+\sigma^2}$ – подвижность электронов поперек магнитного поля; $\sigma = \frac{m_e v_T}{eB\lambda_e}$ – фактор, учитывающий влияние поперечного движению электронов магнитного поля v_T – средняя тепловая скорость электронов в плазме.

В случае эмиссии электронов из плазмы в отсутствие потенциального барьера плотность тока эмиссии достигает насыщения

$$i_e = j_T(n_e) S_e(U_{ac}), \quad (9)$$

а баланс токов на границе раздела областей *I* и *II* необходимо записать в виде

$$\begin{aligned} (j_E + j_D) S_{II} &= j_T(n_e) S_e(U_{ac}) + \\ &+ j_T(n_{em}) \exp\left(-e\frac{U_{em}}{T_e}\right) S_{em} \end{aligned} \quad (10)$$

где предполагается, что при эмиссии в отсутствие потенциального барьера доли электронов, уходящих из плазмы через часть площади сечения эмиссионного канала перекрытого слоем, можно пренебречь. Боковую поверхность S_{II} плазменного столба в области *II* оценим как $S_{II} = 2\pi r_{em} l_{pl} = 2l_{pl} \sqrt{S_{em}}$, где учтено, что площадь поверхности эмиттерного электрода $S_{em} = \pi r_{em}^2$. Параметр l_{pl} соответствует высоте плазменного столба в области *II*.

Предположим, что потенциалы плазмы (относительно единого для анода и эмиттерного электрода потенциала)

вблизи анода U_a и вблизи эмиттерного электрода U_{em} не равны. Тогда разность потенциалов между этими областями можно выразить через усредненную напряженность поля E , возникающего в плазме вследствие извлечения электронов из плазмы в эмиссионный канал

$$U_{em} = U_a + EL_{pl} \quad (11)$$

где L_{pl} - можно приближенно считать равной длине плазменного столба между анодом и эмиттерным электродом. За положительное направление напряженности поля E выбрано направление, способствующее дрейфу электронов в область эмиссии.

Поле ускоряющего электрода, проникающее в эмиссионный канал, на некоторой глубине z характеризуется потенциалом [6]:

$$U \approx 0.267 \frac{r_k}{l_{ac}} U_{ac} \exp\left(-2.36 \frac{l_k - z}{r_k}\right) = DU_{ac} \quad (12)$$

где r_k и l_k - радиус и длина эмиссионного канала, l_{ac} - длина ускоряющего промежутка, z - осевая координата, которая отсчитывается от поверхности эмиттерного электрода со стороны плазмы.

Для оценки площади эмиттирующей плазменной поверхности S_e можно использовать известную теорию проникновения плазмы в канал [7]. Если предположить, что концентрация проникающей в канал плазмы спадает вследствие ухода ионов на стенки канала в соответствии с выражением $n_e = n_{em} \exp\left(-\frac{z_{pl}}{2r_k}\right)$

[7,11], то минимальная эмиттирующая плазменная поверхность будет соответствовать минимально возможному радиусу плазмы в канале $r_{pl}^{\min} = 0,31r_k$ [7] на некоторой глубине z_{pl0} . При увеличении потенциала ускоряющего электрода на некоторой глубине $z = z_{pl}$ величина U достигнет потенциала плазмы U_{em} (падением потенциала в плазме, проникающей в эмиссионный канал будем пренебрегать). Выполнение этого условия соответствует переходу в режим эмиссии с открытой плазменной поверхностью (без

потенциального барьера) [1,8]. Дальнейшее увеличение потенциала ускоряющего электрода будет приводить как к росту площади плазменной поверхности $S_e(U_{ac}) = \pi r_{pl}^2(U_{ac})$, так и к увеличению плотности плазмы $n_e(U_{ac})$ при смещении плазменной границы вдоль эмиссионного канала в сторону плазмы (заметим, что $S_e(0) = \pi(r_{pl}^{\min})^2$). Неявную зависимость радиуса эмиттирующей плазменной поверхности в канале $r_{pl}(U_{ac})$ от ускоряющего напряжения можно получить, приравняв плотность тока ионов из плазмы на стенки канала плотности тока, соответствующей закону Ленгмюра в цилиндрической геометрии [4,7]

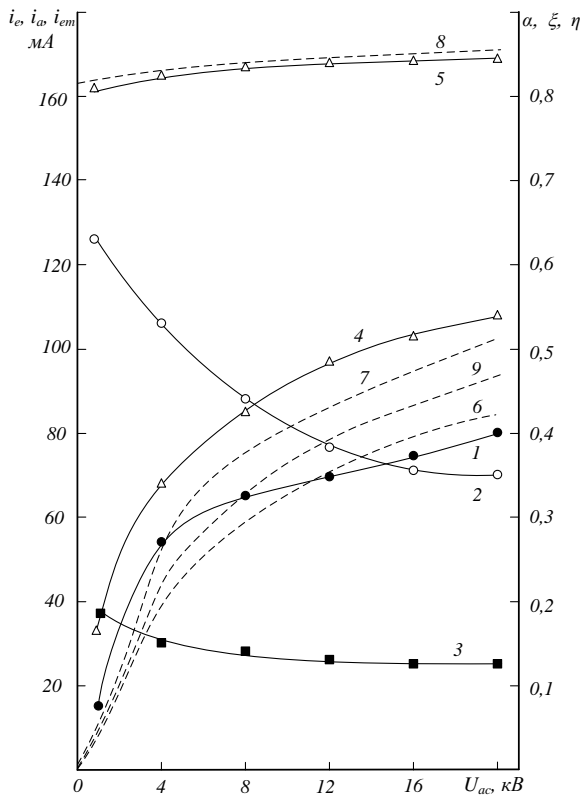
$$0.4en_{em} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{z_{pl}}{2r_k}\right) = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{em}^{3/2}}{y\beta^2(y^{-1})r_k^2} \quad (13)$$

где $\beta^2(y^{-1})$ - табулированная функция Ленгмюра для цилиндрического диода [4], $y = \frac{r_{pl}}{r_k}$, z_{pl} - положение плазменной поверхности в канале, которое можно определить из выражения (12) при $U = U_{em}$ и выполнении неравенств $0 \leq z_{pl} \leq l_k$ и $r_{pl} \geq r_{pl}^{\min}$.

Обсуждение результатов

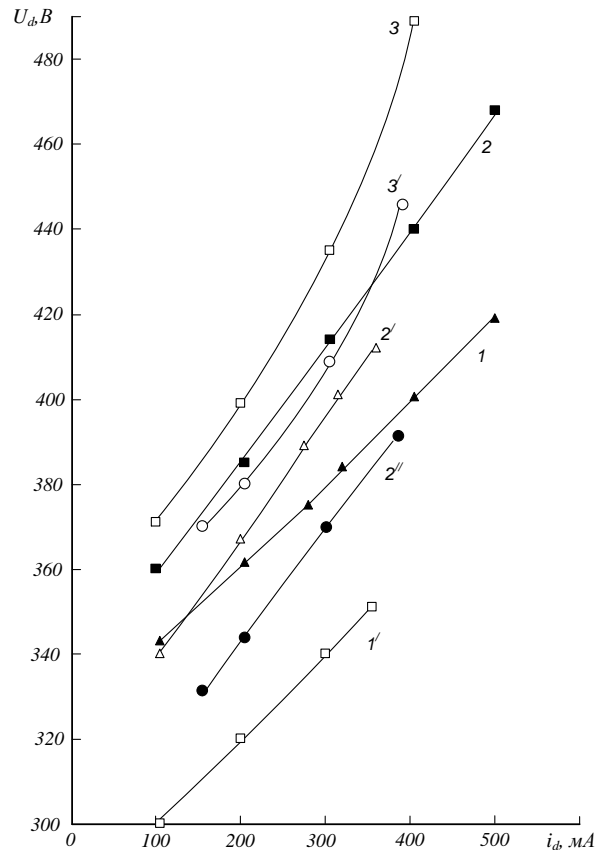
На рис 3 приведены зависимости параметров переключения ξ, η и эффективности извлечения α , рассчитанные в соответствии с изложенной моделью при условиях и геометрических параметрах, аналогичных экспериментальным для плазменного эмиттера, схематично представленного на рис. 1б. На рис. 3 также представлены зависимости ξ, η и α рассчитанные по экспериментальным зависимостям токов на электроды для ПИЭЛ обоих типов. Из рис. 3 видно, что расчетные и экспериментальные зависимости $\eta(U_{ac})$ и $\xi(U_{ac})$ качественно соответствуют друг другу. Количественные расхождения экспериментальной (рис. 3,

кривая 1) и расчетных зависимостей $\alpha(U_{ac})$ (рис. 3, кривые 6 и 9) показывают, что α существенно зависит от параметра $\chi = \frac{n_{em}}{n_a}$, который при расчетах выбирался как некоторая постоянная величина. Однако логично предположить, что параметр χ является некоторой функцией тока эмиссии (рис. 3 кривые 6 и 9). Причем влияние эмиссии электронов на величину χ может быть обусловлено повышением потенциала плазмы относительно электродов при эмиссии электронов, а также разогревом плазменных электронов в возникающем при эмиссии электронов электрическом поле (рост электронной температуры) и увеличением вследствие этого их ионизационной способности.



$l_k = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $r_k = 10^{-3}$ м, $l_{ac} = 6 \cdot 10^{-3}$ м
 1 - i_e , 2 - i_{em} , 3 - i_a , 4, 7 - ξ_n , 5, 8 - η ,
 1, 6, 9 - α , 6 - $\chi = 0,22$, 7, 9 - $\chi = 0,24$, $i_{d0} = 0,2$ А

Рис. 3. Экспериментальные (1-5) и расчетные (6-9) зависимости токов на электродах и параметров переключения от ускоряющего напряжения для ПИЭЛ второго типа.



$l_k = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $r_k = 10^{-3}$ м, $l_{ac} = 6 \cdot 10^{-3}$ м
 1, 1' - $Q = 100$ атм·см³/ч; 2, 2', 2'' - $Q = 85$ атм·см³/ч;
 3, 3' - $Q = 40$ атм·см³/ч,
 1, 2, 3 - $U_{ac} = 0$, 1', 2', 3' - $U_{ac} = 12$ кВ;
 2'' - $U_{ac} = 20$ кВ.

Рис. 4. Вольтамперная характеристика разряда для ПИЭЛ второго типа в условиях извлечения электронов.

Определяющую роль ионизационных процессов в плазме, обеспечивающую реакцию плазменного эмиттера на отбор электронов, косвенным образом подтверждает смещение вольтамперных характеристик (рис. 4), которое наблюдается как с ростом давления (кривые 1, 2, 3) так и при неизменном давлении, но с увеличением тока эмиссии (кривые 2, 2', 2'').

Формирование слабого электрического поля в плазме, напряженность которого, как показали расчеты, соответствует величине $E_0 = \frac{T_e}{eL_{pl}}$ и почти линейно зависит (растет) от эффективности извлечения α , определяет не только рост ионизационной способности плазменных электронов (что иллюстрируется зависимостями на рис. 4). Плазменные электроны, ускоренные в таком поле, обеспечивают дополнительный поток электронов в об-

ласть эмиссии, и способствуют тем самым росту энергетической эффективности ($H = i_e / i_d U_d = \alpha / U_d$) плазменных эмиттеров с увеличением тока эмиссии. На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости эффективности извлечения и энергетической эффективности ПИЭЛ двух типов от ускоряющего напряжения.

Энергетическая эффективность \dot{I} учитывает мощность, которая потребляется разрядом для поддержания режима горения при заданном значении тока эмиссии. Однако с помощью этой характеристики сложно оценить, какая доля мощности потребляется от источника питания разряда, а какая доля вносится в разряд другим способом (например, от источника ускоряющего напряжения). Поэтому для анализа энергоклада каждого источника питания, присутствующего в электрической схеме плазменного эмиттера (рис. 2), нами использован энергетический параметр, который соответствует доли общей мощности, которую необходимо вкладывать от источника питания разряда для поддержания эффективности извлечения α плазменного эмиттера на заданном уровне:

$$\kappa = \frac{U_d i_d (1 - \alpha)}{U_{d0} i_{d0}}$$

где U_{d0} и i_{d0} – напряжение горения и ток разряда в отсутствие принудительного извлечения электронов из плазмы ($\alpha \rightarrow 0$), U_d и i_d – напряжение и ток разряда, при некотором значении эффективности извлечения.

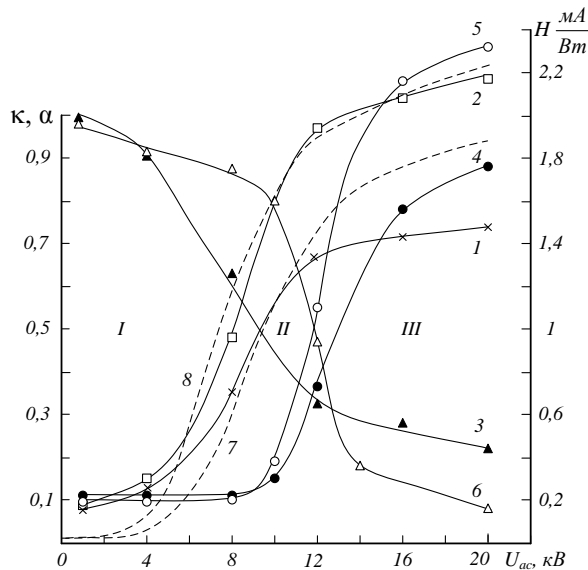
Анализ зависимостей, представленных на рис.5, позволяет выделить три характерные области, соответствующие различным режимам извлечения. В первой области эффективность извлечения (кривая 1) мала ($\alpha < \alpha_{кр1}$), а энергетическую эффективность (кривые 2,5) и относительную мощность (кривые 3,6) можно считать постоянными. Это означает, что эмиссия электронов не оказывает влияние на параметры ПИЭЛ, т.е. режим эмиссии соответствует «режиму зондовых измерений».

Вторая область является переходной, поскольку не только эффективность извлечения (кривые 1,4), но и энергетическая эффективность (кривые 2,5) резко возрастают. При этом для обоих типов ПИЭЛ (кривые 1,2 и 4,5) крутизна зависимостей $H(U_{ac})$ (кривые 2, 5) выше, чем $\alpha(U_{ac})$ (кривые 1, 4), что может свидетельствовать о повышении интенсивности ионизационных процессов в разряде и формировании поля в плазме.

В третьей области эффективность извлечения $\alpha > \alpha_{кр2}$ и стремится к насыщению (рис. 5, кривая 1), а энергетическая эффективность слабо растет (рис. 5, кривая 2). Поскольку в этой области относительная мощность, вкладываемая в разряд от его источника питания, изменяется слабо (рис.4, кривая 3) и составляет ~10% от его первоначального значения, то можно предположить, что основной вклад энергии в разряд обеспечивается источником ускоряющего напряжения, т.е. реализуется «режим полного переключения». В этом случае на ускоряющий электрод переключается (замыкается) основная часть разрядного тока ($\alpha \approx \alpha_{кр2}$), и он начинает выполнять роль анода обобщенной газоразрядной структуры, подобной тем, в которых реализуется известный «разряд электронным пучком» (РЭП) [9], содержащий неэквипотенциальный полый катод, ускоряющий промежуток и два источника электропитания. Необходимо отметить, что, несмотря на то, что для ПИЭЛ первого типа зависимости энергетической эффективности, эффективности извлечения и относительной мощности качественно подобны аналогичным зависимостям для ПИЭЛ второго типа, существуют и отличия.

Во-первых, зависимости для ПИЭЛ первого типа смещены относительно подобных зависимостей для ПИЭЛ второго типа в область больших ускоряющих напряжений, что обусловлено различием потенциала эмиттерного электрода: в первом случае – катодного, а во втором – анодного. Для ПИЭЛ первого типа катодный потенциал эмиттерного электрода является необходимым (для создания ло-

кальной неоднородности плотности плазмы в области эмиссии), тогда как потенциал эмиттерного электрода в ПИЭЛ второго типа может быть любым: от анодного до катодного. Этот факт может иметь существенное значения для повышения ресурса работы ПИЭЛ, поскольку очевидно, что эрозия эмиссионного канала, обусловленная ионной бомбардировке в случае анодного потенциала эмиттерного электрода существенно ниже, чем при катодном потенциале.



$i_{d0} = 0.2A$ $r_k = 10^{-3} M$, $I_{ac} = 6 \cdot 10^{-3} M$
 1-3 $-I_k = 2 \cdot 10^{-3} M$, $Q=80 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$,
 4,5,6 $-I_k = 1 \cdot 10^{-3} M$, $Q=60 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$,
 7,8 $-r_k = 0,93 \cdot 10^{-3} M$,
 7 $-p = 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}$, 8 $-p = 8 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}$,

Рис. 5. Экспериментальные (1-6) и расчетные (7, 8) зависимости эффективности извлечения α (1,4), энергетической эффективности H (2,5,7,8) и относительной мощности K (3,5) от ускоряющего напряжения для ПИЭЛ первого (4-6) и второго (1-3, 7,8) типов.

Во-вторых, в переходной области для ПИЭЛ первого типа зависимости α и H имеют значительно большую крутизну, в сравнении с ПИЭЛ второго типа. По-видимому, это обусловлено тем, что для ПИЭЛ первого типа, при снятии в эмиссионном канале потенциального барьера для электронов, в электронный пучок переключается весь ток электронов из полого катода, который составляет до 80% от полного разрядного тока [10]. При этом переключение осуществляется в продольном извлечению магнитном поле. Для ПИЭЛ второго типа переключение затруднено наличием поперечной извлечению состав-

ляющей индукции магнитного поля на границе областей I и II (рис. 1). Это отличие можно использовать при выборе типа ПИЭЛ для решения конкретной технологической задачи. Если технологические условия работы ПИЭЛ нестабильны (например, вследствие нестабильности давления в рабочей камере), то целесообразно использовать ПИЭЛ второго типа [11], в котором переключение затруднено, и его характеристики в меньшей степени реагируют на изменение внешних условий.

В-третьих, существующие отличия в механизмах формирования эмиссионного тока позволяют предложить ряд способов управления эффективностью извлечения, принципиально различных для ПИЭЛ двух типов. В частности, эффективность извлечения в ПИЭЛ первого типа определяется только геометрией эмиссионного канала и ускоряющего промежутка. Для ПИЭЛ второго типа можно изменять не только геометрические размеры эмиссионного канала и ускоряющего промежутка, но и потенциал эмиттерного электрода. Включив в цепь эмиттерного электрода дополнительное сопротивление смещения можно обеспечить режим автостабилизации эмиссионного тока, основанный на саморегулировании величины тока эмиссии за счет изменения потенциала и толщины приэлектродного слоя в эмиссионном канале. Поскольку эмиссионный ток формируется за счет переключения тока электронов с других электродов, понизив потенциал анода после зажигания разряда (включением, например, в цепь анода сопротивления) можно обеспечить условия для более эффективного переключения тока в область эмиттерного электрода и, соответственно, в пучок.

Таким образом, приведенные результаты исследований показывают, что использование ПИЭЛ обоих типов позволяет существенно расширить область применения ПИЭЛ для реализации электронно-лучевых технологий при широком спектре технологических условий формирования и использования пучка.

Список литературы

- [1] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56, вып. 4. С. 681–686.
- [2] Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
- [3] Ульянов, К.Н. // ТВТ.– 2001. том 39, № 4. С. 539–546
- [4] Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп.–М.: Энергия, 1967–671 с
- [5] Литвинов И.И // ПМТФ. 1977. № 1. С. 52–55.
- [6] Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко, А.А. Кайдалов, С.Н. Ковбасенко и др.; Под ред. Б.Е. Патона. К.: Наукова думка, 1987. – 256 с.
- [7] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1992. Т.62, вып. 4. С. 89–93.
- [8] Груздев В.А., Залесский В.Г. // ЖТФ. – 1996. Т. 66, вып. 7. – С. 46–55.
- [9] Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов.– М.: Атомиздат, 1977.–145 с
- [10] В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Изв. ВУЗов. Физика. 1992. Т.35, № 5. – С. 5–23.
- [11] Груздев .А., Залесский В.Г., Антонович Д.А.// Труды II межд. сем. «Плазменная эмиссионная электроника» г.Улан-Удэ. 2006. С. 70 – 78.