

**ФИЗИКА**

УДК 537.533; 621.384

**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА  
НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА**

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ, канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ,  
Д.А. АНТОНОВИЧ, Д.Г. РУГОЛЬ  
(Полоцкий государственный университет)*

*Рассматривается влияние давления на эмиссионные характеристики источников электронов, формирующих пучки большого сечения. Представлена физико-математическая модель плазменного эмиттера, в которой в диффузно-дрейфовом приближении рассматриваются условия формирования эмиттирующей плазмы в электроде-расширителе. Показано, что существует критическое давление, при превышении которого электрод-расширитель переходит в «активный» режим, т.е. процессы объемной генерации заряженных частиц начинают превалировать над процессами диффузии из области формирования основного разряда. Экспериментально изучено влияние извлечения электронов и повышенного давления на параметры плазмы в электроде-расширителе. Установлено, что в этих условиях возможно формирование электрического поля в плазме, обеспечивающего «разогрев» плазменных электронов. Рассмотрено влияние первеанса промежутка ускорения на эмиссионные свойства плазменного эмиттера в условиях формирования вторичной плазмы в ускоряющем промежутке. Предложен двухсеточный способ стабилизации, обеспечивающий повышение стабильности параметров плазменного эмиттера при повышенных давлениях.*

**Введение.** При технологическом применении плазменных источников электронов (ПИЭЛ) одной из главных задач является обеспечение стабильности режима работы источника в условиях наличия дестабилизирующих факторов, в частности, при неконтролируемом изменении давления в технологической камере (ТК). Наиболее существенно этот фактор может проявляться в ПИЭЛ с пучками большого сечения (ПБС), в которых перепад давлений в электродной структуре и технологической камере обычно незначителен.

Основные физические особенности ПИЭЛ, которые приводят к нестабильности работы источника при колебании давления в ТК, – это подвижность эмиттирующей плазменной поверхности (ЭПП), возмущение параметров эмиттирующей плазмы, изменение первеанса промежутка ускорения (ПУ) электронного пучка.

В модели ПИЭЛ с эмиттирующей плазменной поверхностью, за ее положение принимается область промежутка ускорения, где происходит разделение электронов и ионов, поступающих из эмиттирующей плазмы в ускоряющий промежуток. При этом считается, что в этой области напряженность поля (градиент потенциала) равна нулю и плотность теплового электронного тока из плазмы приравнивается к плотности тока эмиссии. На основании этих допущений положение поверхности эмиттирующей плазмы подчиняется закону «степени 3/2» с условием равенства тока эмиссии в промежуток ускорения току насыщения. Отсюда следует, что к неустойчивости положения эмиттирующей плазменной поверхности и тока эмиссии приводят, с одной стороны, изменение первеанса ускоряющего промежутка, а с другой, изменение тока разряда, определяющего концентрацию электронов в эмиттирующей плазме. Так как эмиттирующая поверхность отделена от стенок эмиссионного канала (эмиссионных каналов) пристеночным слоем, изменение тока эмиссии может также изменяться адекватно изменению площади эмиттирующей плазменной поверхности при ее перемещении.

К возмущению эмиттирующей плазмы (изменению ее параметров), кроме изменения тока разряда, обусловленного нестабильностью давления, может приводить поток ионов в плазму из промежутка ускорения, интенсивный отбор электронов из плазмы, а также изменения параметров плазмы, не связанные с изменением тока разряда.

К нестабильности первеанса промежутка при колебаниях давления в нем может приводить формирование вторичной пучковой плазмы в прикатодной [1] или в прианодной области [2]. Необходимо отметить, что ряд факторов, приводящих к нестабильности эмиссионного тока, может быть устранен схемотехнически, например, за счет стабилизации тока разряда (тока пучка) или создания соответствующей обратной связи между током пучка и током разряда. Однако если возмущающий фактор может

оказывать неоднозначное воздействие на ток эмиссии, знак которого может меняться в зависимости от внешних условий, то схематическая стабилизация затруднена.

В данной работе рассмотрены некоторые особенности формирования эмиттирующей плазмы в ПИЭЛ при повышенных давлениях, возможный механизм возмущения плазмы отбором электронов, предложен способ ограничения влияния неустойчивости первеанса промежутка на эмиссионные свойства плазмы в условиях формирования вторичной плазмы в нем и неустойчивости давления.

**1. Влияние давления газа на параметры эмиттирующей плазмы в экспандере**

Для получения электронных пучков большого сечения обычно используют газоразрядные структуры с электродом-расширителем плазмы (экспандером) [3], в котором формируется плазменная поверхность требуемой площади (рис. 1). В области основного разряда (область I) формирование плазмы обеспечивается катодными и плазменными процессами генерации заряженных частиц. Для этого, в частности, может быть использована структура со скрещенными  $E \times H$  полями. Во второй области (II) плазма формируется вследствие диффузии заряженных частиц из первой области, а также за счет объемной ионизации газа плазменными электронами. Эмиттирующая плазменная поверхность в этой области обычно обеспечивается сеточным эмиттерным электродом.

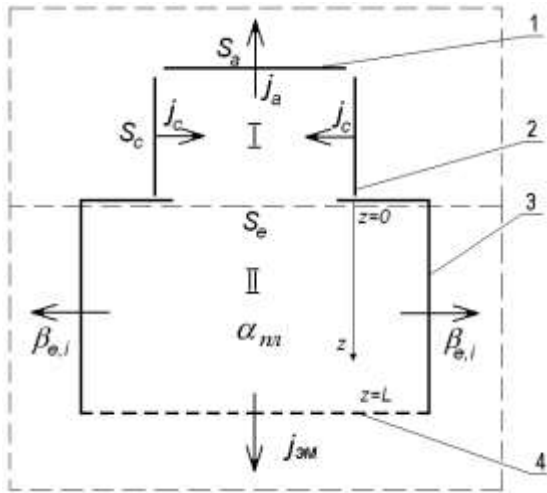


Рис. 1. Физическая модель разряда с экспандером: 1 – анод; 2 – катод; 3 – экспандер ( $S_c$  – площадь входной апертуры); 4 – эмиттерный электрод;  $j_c$  – плотность тока электронов, эмиттированных катодом ( $S_c$  – площадь катода);  $j_{an}$  – плотность тока электронов, уходящих на анод ( $S_a$  – площадь анода);  $j_{эм}$  – плотность электронного тока эмиссии;  $\beta_{e,i}$  – число электронов и ионов, уходящих через единицу цилиндрической поверхности экспандера в единицу времени;  $\alpha_{ni}$  – число электронов и ионов, генерируемых в единице объема экспандера в единицу времени плазменными электронами;  $z$  – координата вдоль оси экспандера;  $L$  – длина экспандера

и распределение частиц по энергиям является максвелловским. Поскольку в экспандере формируется плазма с большой площадью сечения, радиус эмиттирующей плазменной поверхности будет мало отличаться от радиуса экспандера  $R$ , и толщиной пристеночного слоя  $l_{cl}$  у боковой поверхности экспандера в сравнении с  $R$  плазмы можно пренебречь.

Для построения модели воспользуемся уравнениями непрерывности для электронов и ионов, представив их в диффузно-дрейфовом приближении:

$$\frac{d}{dz} j_e = (\alpha_{ni} - \beta_e) en(z); \quad j_e = -eD_e \frac{dn(z)}{dz} - e\mu_e E(z)n(z);$$

$$\frac{d}{dz} j_i = (\alpha_{ni} - \beta_i) en(z); \quad j_i = -eD_i \frac{dn(z)}{dz} + e\mu_i E(z)n(z),$$

где  $n(z)$  – концентрация заряженных частиц;  $D_e, D_i, \mu_e, \mu_i$  – коэффициенты диффузии и подвижности электронов и ионов соответственно;  $\alpha_{ni}$  – число электронов и ионов, генерируемых в единице объема экспандера в единицу времени плазменными электронами;  $\beta_e, \beta_i$  – число электронов и ионов, уходящих на единицу цилиндрической поверхности экспандера в единицу времени.

Используя распределение Максвелла и выражение Моргулиса [4, 5], для эффективного сечения ионизации можно оценить число ионизаций плазменными электронами в единицу времени в единице объема:

$$\alpha_{nl} = n_a \alpha_{nl0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i \left(1 + \frac{T_e}{eb}\right) + \frac{2T_e}{e}}{\left(1 + \frac{T_e}{eb}\right)^3},$$

где  $n_a$  – концентрация нейтральных частиц газа;  $U_i$  – потенциал ионизации газа;  $b$  и  $\alpha_{nl0}$  – константы, зависящие от рода газа (в расчетах и экспериментах – воздух).

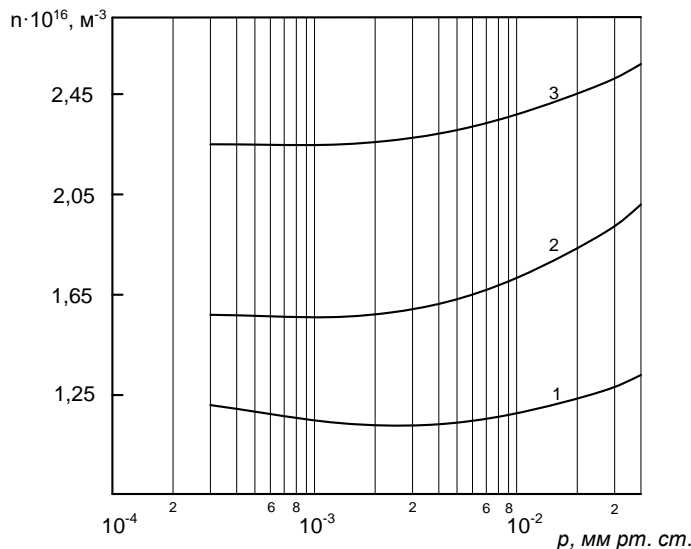


Рис. 2. Зависимости концентрации плазмы от давления газа в отсутствии извлечения (см.рис. 1)  $i_d = 0,5$  А;  $R = 0,025$  м;  $L = 0,1$  м:  
1 – вблизи эмиттерного электрода ( $z \approx L$ );  
2 – в середине экспандера ( $z \approx L/2$ ); 3 – вблизи апертуры ( $z \approx 0$ )

Число электронов  $\beta_e$  и ионов  $\beta_i$ , уходящих на единицу поверхности экспандера в единицу времени, определим соотношениями:

$$\beta_e(z) = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{T_e}\right); \quad \beta_i = \frac{4}{5R} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}},$$

где  $\varphi(z)$  – падение потенциала в пристеночном слое экспандера (относительно анода);  $T_{e,i}$  – электронная и ионная температуры соответственно;  $m_i, m_e$  – масса иона и электрона соответственно;  $R$  – радиус экспандера.

В качестве граничных условий выберем следующие соотношения:

- равенство диффузно-дрейфового и теплового потоков для электронов (и боровского потока для ионов) на границе раздела плазма – слой вблизи эмиттерного электрода:

$$j_e|_{z=L} = j_{eT}|_{z=L} \exp\left(-\frac{e\varphi(L)}{T_e}\right); \quad j_{eT}|_{z=L} = 0,25en(L) \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}};$$

$$j_i|_{z=L} = j_b|_{z=L}; \quad j_b|_{z=L} = 0,4en(L) \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}};$$

- равенство теплового потока зарядов из области основного разряда и диффузно-дрейфового потока электронов и ионов на границе раздела плазма основного разряда – плазма в экспандере ( $\varphi_0$  и  $n_0$  – потенциал и концентрация плазмы (невозмущенной) в области основного разряда):

$$j_e|_{z=0} = j_e T|_{z=0} \frac{S_a}{S_e}; \quad j_e T|_{z=0} = 0,25en(0)\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}; \quad n(0) = n|_{z=0} = n_0;$$

$$j_i|_{z=0} = j_i e T|_{z=0} \frac{S_a}{S_e}; \quad j_i T|_{z=0} = 0,25en(0)\sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}}; \quad \varphi(0) = \varphi|_{z=0} = \varphi_0.$$

Подставим в соответствующие выражения для плотностей токов граничные условия в виде:

$$-D_e \frac{dn(z)}{dz}|_{z=0} + n(z)|_{z=0} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=0} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}};$$

$$-D_i \frac{dn(z)}{dz}|_{z=0} - n(z)|_{z=0} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=0} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}};$$

$$-D_e \frac{dn(z)}{dz}|_{z=L} + n(z)|_{z=L} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=L} = \frac{1}{4} n(z)|_{z=L} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi(z)|_{z=L}}{T_e}\right);$$

$$-D_i \frac{dn(z)}{dz}|_{z=L} - n(z)|_{z=L} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=L} = 0,4n(z)|_{z=L} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}.$$

Дополнительно используем интегральное уравнение баланса токов в разряде, которое для данной структуры в одномерном случае имеет вид [6 – 8]:

$$i_c + i_{\text{ЭКС}}^i + i_a^i + i_{\text{ЭМ}}^i = i_{\text{ЭКС}}^e + i_a^e + i_{\text{ЭМ}}^e,$$

где  $i_c$  – катодный ток, который определяется током ионов на катод и током быстрых электронов в плазме, возникающих на катоде вследствие ионно-электронной эмиссии;  $i_{\text{ЭКС}}^i, i_{\text{ЭКС}}^e$  – ток ионов и электронов на экспандер соответственно;  $i_a^i, i_a^e$  – анодный ток ионов и электронов соответственно;  $i_{\text{ЭМ}}^i, i_{\text{ЭМ}}^e$  – ток ионов и электронов в область эмиттерного электрода соответственно.

После подстановки получаем:

$$(1 + \gamma)0,4en_0\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}S_c + 0,4en_0\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}S_a + 0,8e\pi R\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}\int_0^L n(z)dz + \pi R^2 \cdot 0,4en(L)\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} =$$

$$= \frac{en_0}{4}\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}\exp\left(\frac{-e\varphi_0}{T_e}\right)S_a + \pi R^2 \frac{en(L)}{4}\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}\exp\left(\frac{-e\varphi(L)}{T_e}\right) + \frac{\pi R}{2}e\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}\int_0^L n(z)\exp\left(\frac{-e\varphi(z)}{T_e}\right)dz.$$

Система уравнений решалась численно.

На рисунке 3 представлены полученные на основе изложенной модели качественные распределения концентрации плазмы.

Из рисунка видно, что в экспандере могут быть реализованы условия, когда ионизация газа плазменными электронами возрастает, т.е. экспандер переходит в активный режим.

На рисунке 4 представлены зависимости концентрации плазмы от давления, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными кривыми (см. рис. 2). При достаточно низких давлениях и малых объемах экспандера формирование плазмы в нем обусловлено главным образом диффузией частиц из области основного разряда. При этом  $dn/dp < 0$ , поскольку с увеличением давления газа коэффициенты переноса  $\mu_{e,i}$  и  $D_{e,i}$  уменьшаются и интенсивность потоков заряженных частиц из области I в экспандер снижается. С увеличением объе-

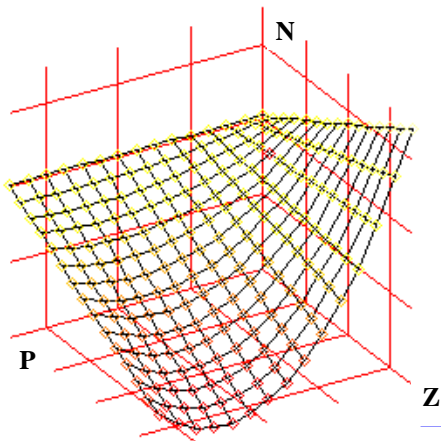


Рис. 3. Качественные распределения концентрации плазмы в экспандере при фиксированном значении начальной концентрации  $n_0$ ;  
 $i_a = 0,5 \text{ А}; R = 0,025 \text{ м}; L = 0,1 \text{ м};$   
 $p = 5 \cdot 10^{-4} \dots 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$

ма экспандера и/или давления роль объемной ионизации в процессах, обеспечивающих генерацию частиц в экспандере, возрастает.

При превышении некоторого критического давления  $p_{кр}$  крутизна  $dn/dp$  меняет знак на противоположный ( $dn/dp > 0$ ), поэтому условие  $dn/dp = 0$  можно использовать для определения критического значения  $p_{кр}$ .

Если предположить, что электрическое поле в экспандере не зависит от координаты  $z$  ( $E = \text{const}$ ), то можно на основе системы уравнений, воспользовавшись равенством  $dn/dp = 0$ , получить аналитическое выражение для критического давления:

$$p_{кр} \approx \frac{\beta_i}{2\alpha_{nl0}} - \frac{\kappa\mu_{i0}}{\alpha_{nl0}zE(p)} \left[ 1 - \exp\left(\frac{eE(p)}{T_e} z\right) \right],$$

где  $\kappa \approx \frac{2}{R} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \frac{T_i}{T_e \mu_{e0}}$ .

Разложив экспоненту в ряд, получаем решение, не зависящее от  $z$  и  $E$ :

$$p_{кр} \approx \frac{2}{R\alpha_{nl0}} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \left[ \frac{2}{5} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \frac{\mu_{i0}}{\mu_{e0}} \right].$$

Как следует из полученного выражения критическое давление  $p_{кр}$  обратно пропорционально радиусу экспандера. По-видимому, при более точном расчете следует ожидать зависимости критического давления от объема плазмы. Для рабочего диапазона давлений  $10^{-3} \dots 10^{-2}$  мм рт. ст. режим активного экспандера ( $p > p_{кр}$ ) может быть реализован только для экспандера достаточно большого диаметра который, как показывают расчеты, составляет  $(5 \dots 7) \cdot 10^{-2}$  м, или объема, равного примерно  $10^{-6}$  м<sup>3</sup>, что соответствует параметрам экспериментального ПИЭЛ (см. рис. 2).

Таким образом, существует некоторый диапазон давлений, совпадающий с рабочим диапазоном ПИЭЛ, где существует неоднозначная зависимость концентрации плазмы в области эмиссии, а значит и эмиссионных свойств плазмы от давления газа. Наличие критического давления, при котором крутизна зависимости  $dn/dp$  меняет знак, затрудняет схемотехническую стабилизацию тока эмиссии в области рабочих давлений, близких к критическому значению.

В таких условиях для увеличения стабильности эмиссионного тока необходимо обеспечивать условия для повышения  $p_{кр}$ , в частности, выбором соответствующей геометрии экспандера.

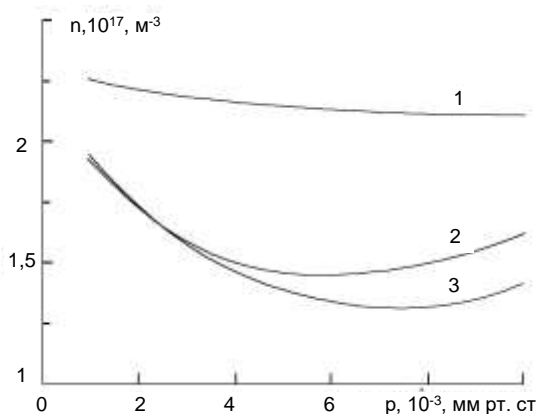


Рис. 4. Зависимости концентрации заряженных частиц в экспандере от давления:

$i_d = 0,5$  А; 1, 2, 3 –  $L = 0,1$  м; 1, 3 –  $R = 0,025$  м; 2 –  $R = 0,03$  м; 1 –  $z = 0,01$  м; 2, 3 –  $z = 0,05$  м

## 2. Влияние извлечения электронов на параметры эмиттирующей плазмы

Плазма газового разряда отделена от электродов пристеночным падением потенциала, роль которых заключается в саморегулировании ухода заряженных частиц из плазмы таким образом, чтобы выполнялся общий баланс токов в ПИЭЛ. В этом случае принудительный отбор электронов на один из электродов, вследствие повышения его относительного потенциала за счет внешнего источника напряжения, приведет к перестройке всего разряда в целом. Степень влияния отбора электронов на параметры плазмы, очевидно, зависит от эффективности извлечения, условий отбора (площадь эмиттирующей поверхности, падение потенциала в слое, давление в ускоряющем промежутке) и процессов, обеспечивающих формирование эмиттирующей плазмы.

Для выявления механизмов влияния отбора электронов на параметры эмиттирующей плазмы при повышенных давлениях экспериментально исследовалось распределение потенциала в экспандере в отсутствие принудительного извлечения и при эффективном извлечении электронов через сетку на дополнительный извлекающий электрод (на рисунке 2 не показан). С этой целью измерялось распределение плавающего потенциала зонда, помещенного в плазму, сформированную в экспандере. При этом предполагалось, что градиент плавающего потенциала по длине экспандера соответствует градиенту потенциала плазмы.

На рисунке 5 представлены экспериментальные распределения плавающего потенциала ( $U_f$ ) в зависимости от длины экспандера (а –  $L = 0,1$  м, б –  $L = 0,07$  м), давления газа, тока разряда ( $i_d$ ) и тока эмиссии ( $i_e$ ). Точность подобных измерений потенциала невысока и составляет величину, равную примерно  $T_e$ , однако полученные экспериментальные данные позволяют качественно выявить механизм влияния отбора электронов на параметры плазмы.

Из рисунка 5, а (кривые 1, 3) и рисунка 5, б (кривая 1) следует, что при невысоких давлениях и в отсутствии принудительного извлечения в плазме присутствует слабое электрическое поле. При этом его напряженность распределена неоднородно – в области, прилегающей к основному разряду, поле отсутствует, а основной градиент потенциала электрического поля появляется вблизи эмиттерного электрода. С увеличением тока разряда или давления газа градиент потенциала увеличивается в большей степени именно в области, прилегающей к эмиттерному электроду (см. рис. 5, а, кривые 1, 3, 4; рис. 5, б, кривая 1). Это обусловлено тем, что даже в отсутствии принудительного извлечения доля электронов, уходящих из плазмы на эмиттерный электрод, значительна. Поэтому для обеспечения баланса токов в разряде возникает электрическое поле, обеспечивающее дополнительный поток плазменных электронов. Причем область, где возникает градиент потенциала, ограничена и расширяется с ростом тока разряда и давления газа, так как подвижность электронов падает и для обеспечения требуемого потока требуется дополнительное ускорение электронов (см. рис. 5, а, кривая 4; рис. 5, б, кривая 3).

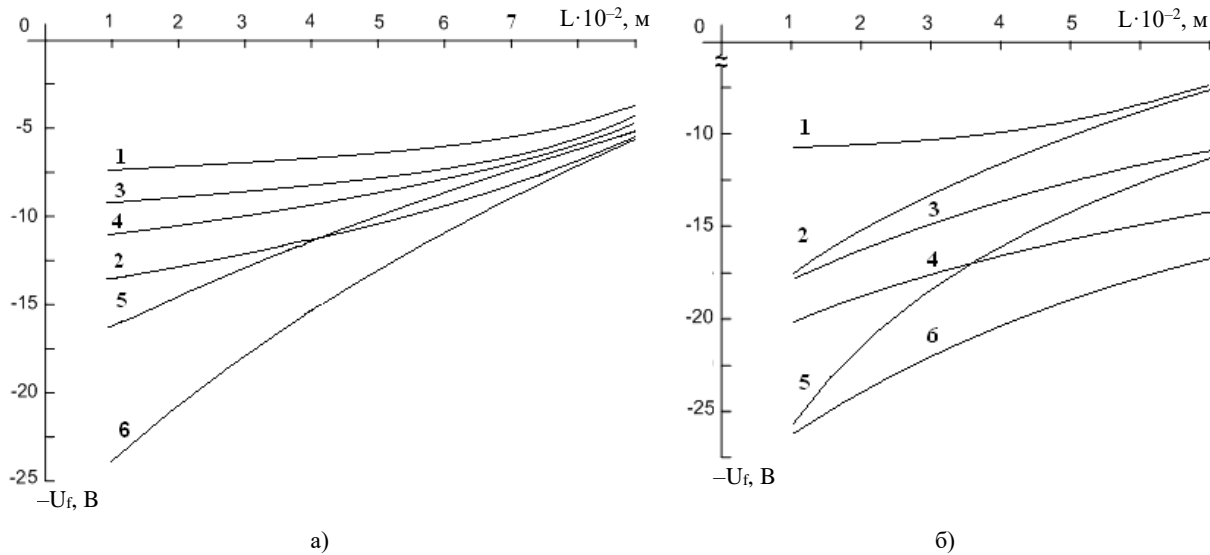


Рис. 5. Распределение плавающего потенциала по длине экспандера (относительно анода)  
 а)  $L = 0,1$  м; 1, 2 –  $i_d = 0,3$  А; 3, 4, 5, 6 –  $i_d = 0,4$  А; 1, 3, 4 – в отсутствии принудительного извлечения; 2 –  $i_e = 0,2$  А; 5, 6 –  $i_e = 0,3$  А; 1, 2, 3, 5 –  $p = 9 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст.; 4, 6 –  $p = 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  
 б)  $L = 0,07$  м; 1, 2 –  $i_d = 0,3$  А; 3, 4, 5, 6 –  $i_d = 0,4$  А; 1, 3, 4 – в отсутствии принудительного извлечения; 2 –  $i_e = 0,2$  А; 5, 6 –  $i_e = 0,3$  А; 1, 2, 3, 5 –  $p = 3 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 4, 6 –  $p = 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

В условиях принудительной эмиссии названные процессы усиливаются, и с увеличением тока эмиссии не только растет градиент потенциала в плазме, но и расширяется область в плазме, где формируется поле, что иллюстрируется рисунком 5, а (кривые 2, 5) и рисунком 5, б (кривые 2, 5). При повышении давления значительный градиент потенциала формируется на всем протяжении экспандера (см. рис. 5, а, кривая 6 и рис. 5, б, кривая 5). Необходимо отметить, что в экспандере меньшей длины (см. рис. 5, б) наблюдаемые эффекты проявляются в большей степени. Вместе с тем представленные зависимости свидетельствуют о том, что при формировании тока эмиссии основной вклад дает поток частиц из основного разряда. При этом для увеличения эффективности отбора необходимо обеспечить дополнительный поток электронов из основного разряда и объема экспандера. В результате формируется градиент потенциала по всей длине экспандера (см. рис. 5, а, кривые 5, 6 и рис. 5, б, кривые 2, 5, 6). Однако при больших токах разряда с увеличением давления газа вид зависимостей качественно меняется. В частности, (см. рис. 5, б, кривые 4, 6) градиент потенциала в этом случае оказывается значительно меньшим как в отсутствии принудительного извлечения (см. рис. 5, б кривые 3, 4), так и при интенсивном отборе электронов (см. рис. 5, б, кривые 5, 6). Наблюдаемый факт свидетельствует о возрастании роли ионизации газа плазменными электронами в экспандере при повышении давления, поскольку для формирования заданного тока эмиссии достаточным оказывается количество электронов, генерируемых в экспандере, и сильное электрическое поле в экспандере не возникает. Необходимо также отметить, что ионизационная

способность плазменных электронов, ускоренных в электрическом поле, возрастает, что приводит к повышенной концентрации плазмы, превышающей на некоторой координате  $z$  первоначальное значение на 10...50 %, в сравнении с отбором при меньших токах разряда или с меньшей эффективностью. С уменьшением длины экспандера положение максимума концентрации смещается в сторону основного разряда, причем с увеличением максимального значения (рис. 6).

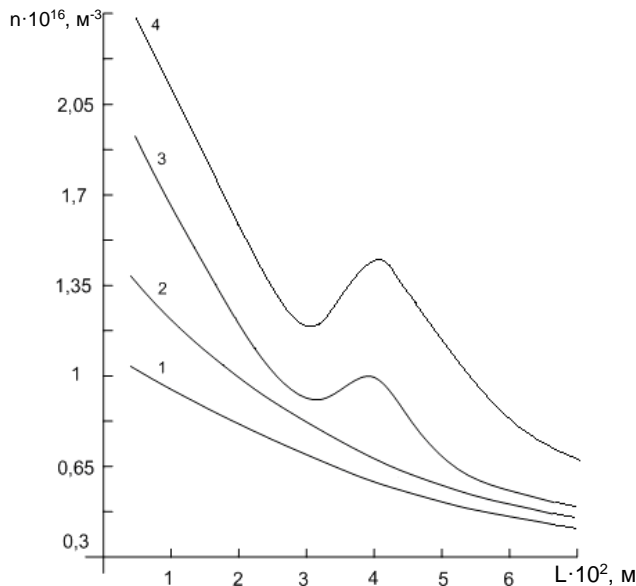


Рис. 6. Распределение концентрации плавающего по длине экспандера ( $L = 0,07$  м)  
 1, 2 –  $i_d = 0,3$  А; 3, 4 –  $i_d = 0,4$  А; 1 – 3 – в отсутствии принудительного извлечения;  
 4 –  $i_e = 0,3$  А; 1 –  $p = 9 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст.; 2 – 4 –  $p = 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Таким образом, отбор электронов наряду с повышенным давлением газа приводят к перестройке газового разряда в целом. Причем оба фактора могут усиливать друг друга, обеспечивая тем самым формирование неустойчивости эмиссионного тока.

### 3. Влияние первеанса промежутка на стабильность тока эмиссии

Для отделения области формирования плазмы от ускоряющего промежутка, как правило, применяются сеточные (или перфорированные) эмиттерные электроды [3]. При этом в отсутствие существенного перепада давления между этими областями реализуется известный сеточный способ стабилизации плазменной эмиттирующей поверхности [9, 10] за счет ограничения пристеночным слоем проникновения плазмы через ячейки сетки в ускоряющий промежуток. Однако при повышенных давлениях газа в промежутке ускорения ПИЭЛ может формироваться вторичная плазма, отделенная от эмиттирующей плазмы двойным электрическим слоем [1, 11]. Вторичную плазму в этом случае можно рассматривать как виртуальный ускоряющий электрод с потенциалом  $U_y$ , расположенным на расстоянии  $l'_y$ , значительно меньшем, чем  $L_y$  (рис. 7).

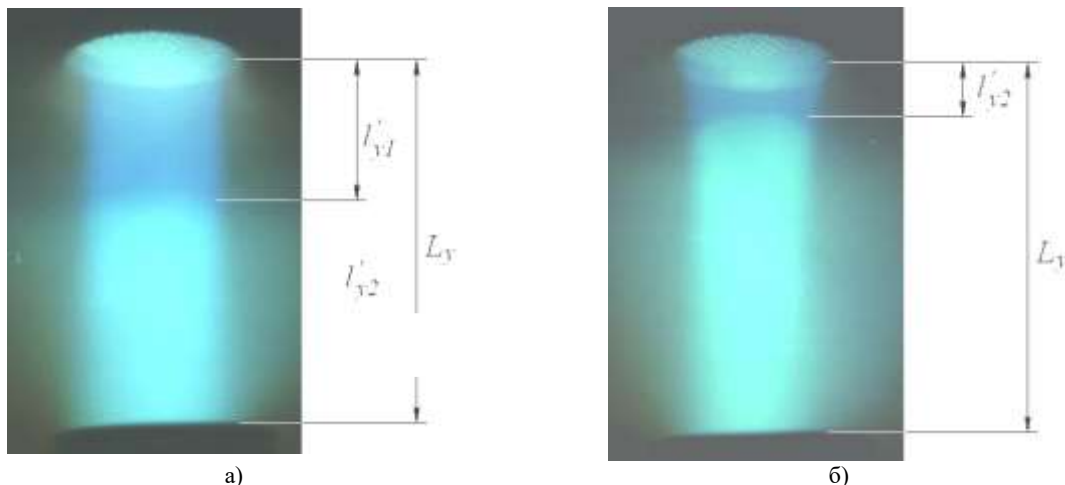


Рис. 7. Возникновение вторичной плазмы в ускоряющем промежутке при формировании электронных пучков большого сечения ( $U_y = 15$  кВ;  $i_e = 70$  мА):  
 а)  $p = 2 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; б)  $p = 6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Видно, что с увеличением давления газа вторичная плазма приближается к сеточному электроду, уменьшая тем самым эффективную длину ускоряющего промежутка  $l'_{y2} < l'_{y1}$ . В результате значительно возрастает приведенная напряженность  $E_{np}$  в промежутке, его первеанс, а значит и распределение потенциала в присеточном слое. При этом эмиссионные характеристики оказываются зависимыми от ионизационных процессов в промежутке. Таким образом, при повышенных давлениях вследствие изменения первеанса промежутка возникает положительная обратная связь между током эмиссии и давлением газа в ускоряющем промежутке, в результате чего стабильность параметров эмиссии не обеспечивается. В такой ситуации для обеспечения сеточной стабилизации эмиссионного тока необходимо использовать электроды с меньшей геометрической прозрачностью. Это соответственно приводит к уменьшению эффективности ПИЭЛ.

Представляется целесообразным использовать метод двухсеточной стабилизации, суть которого сводится к использованию двух эквипотенциальных сеток максимальной допустимой прозрачностью  $\xi$  и заданным расстоянием между ними  $l_z$ . Первая сетка, обращенная к эмиттирующей плазме, как и ранее, решает задачу стабилизации плазменной поверхности. Наличие второй сетки со стороны ускоряющего электрода ограничивает проникновение поля ускоряющего электрода в область присеточного падения потенциала. Ограничение воздействия поля ускоряющего промежутка на присеточный слой реализуется даже в случае возникновения вторичной плазмы, что обусловлено наличием достаточно протяженного эквипотенциального пространства между двумя сетками. Этот фактор обеспечивает сохранение условий эмиссии в режиме квазинасыщения при значительно более высоких значениях давления газа [12] (вплоть до  $10^{-2}$  мм рт. ст. в условиях проводимого эксперимента).

На рисунке 8 приведены зависимости эффективности извлечения тока из плазмы в условиях повышенного давления газа с использованием традиционной сеточной стабилизации (кривые 1, 3) и с двухсеточной стабилизацией (кривая 2).

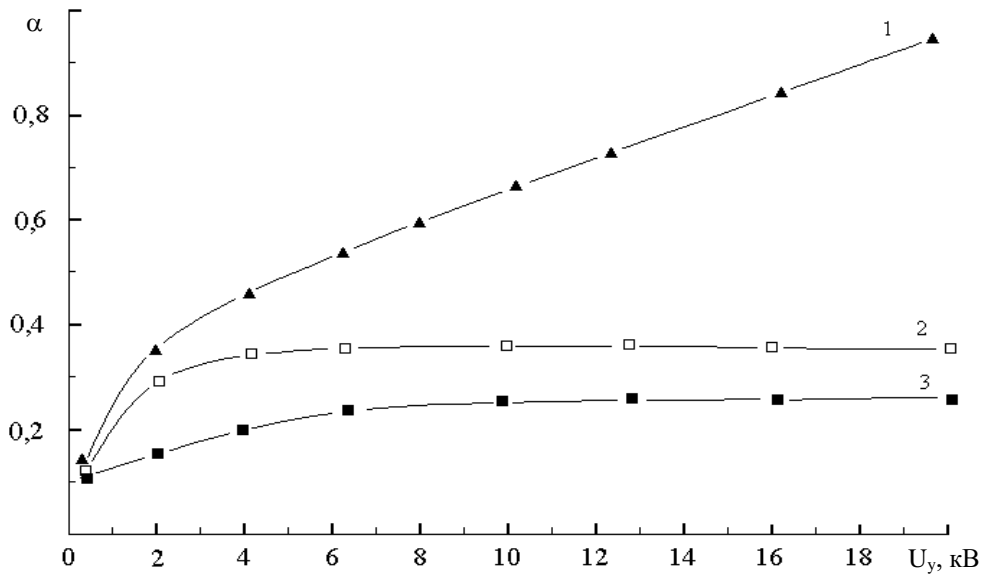


Рис. 8. Зависимость эффективности извлечения от ускоряющего напряжения:  
 $p = 3 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  $i_d^0 = 0,2$  А;  $Q = 840$  атм·см<sup>3</sup>/ч;  
 1, 3 – одинарная сетка; 2 – двойная сетка; 1 –  $\xi = 0,64$ ; 2 –  $\xi = 0,51$ ; 3 –  $\xi = 0,51$

Видно, что применение сеточных электродов с меньшей геометрической прозрачностью ( $\xi = 0,51$ , кривая 3 и  $\xi = 0,64$ , кривая 1) позволяет снизить возмущение плазмы отбором электронов, однако при этом эффективность извлечения существенно уменьшается. Причем, как показывают эксперименты, с увеличением давления и при больших ускоряющих напряжениях сеточная стабилизация параметров эмиссии для электродов с меньшей прозрачностью также не достигается. Тогда как применение двухсеточного эмиттерного электрода обеспечивает стабильность эмиссионных параметров источника при со-



хранении высокого значения эффективности извлечения в широком диапазоне значений ускоряющих напряжений и давления газа. При этом может быть достигнута более высокая эффективность извлечения, чем в условиях извлечения через сеточный эмиттерный электрод с меньшей прозрачностью (см. рис. 8, кривые 2 и 3)

#### Заключение

1. Эксперименты и численное моделирование показали, что в плазме могут формироваться электрические поля, обусловленные как повышенным рабочим давлением, так и интенсивным отбором электронов из плазмы. Это в свою очередь может стать причиной неустойчивости режима работы ПИЭЛ, вследствие формирования соответствующих неоднородностей распределения концентрации. Кроме этого при повышенных давлениях возможен переход газоразрядной структуры с электродом-расширителем в активный режим работы, когда параметры плазмы в экспандере становятся в значительной степени более зависимыми от геометрических размеров экспандера и давления газа в нем, чем от потока заряженных частиц из области разряда, где реализуются катодные процессы. Эти процессы могут быть использованы для повышения плотности тока эмиссии в плазменных источниках электронов, генерирующих пучки большого сечения, в том числе и при разработке эффективных ПИЭЛ с радиальным электронным пучком при отборе электронов из области максимума распределения концентрации.

2. Рассмотренные процессы в экспандере ПИЭЛ затрудняют схемотехническую стабилизацию эмиссионного тока, что приводит к необходимости разработки методов физической стабилизации эмиссионных свойств плазмы, ограничивающих воздействие вариативности дестабилизирующих факторов. К таким методам можно отнести ограничение подвижности плазменных электронов вблизи эмиттирующей плазменной поверхности за счет создания продольного извлечения слабого магнитного поля и предложенный метод двухсеточной стабилизации плазменной поверхности, для реализации которого не требуется дополнительных систем управления и электропитания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Груздев, В.А. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, Вып. 7. – С. 46 – 55.
2. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев [и др.] // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.
3. Бугаев, С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
4. Левитский, С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике / С.М. Левитский. – Киев: Изд-во Киевского ун-та, 1964. – 211 с.
5. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В.Л. Грановский – М.: Наука, 1971. – 525 с.
6. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
7. Галанский, В.Л. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5 – 23.
8. Galansky, V.L. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V.L. Galansky, [etc.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
9. Жаринов, А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, Вып. 1. – С. 66 – 70.
10. Жаринов, А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, Вып. 4. – С. 687 – 693.
11. Груздев, В.А. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, О.Н. Петрович // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, Вып. 10. – С. 38 – 45.
12. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения: пат. Респ. Беларусь (BY) 469 U, МПК Н 01 J 3/04 / Груздев В.А., Залесский В.Г., Голубев Ю.П.; выдан 8.11.2001; заявитель Полоц. гос. ун-т. – № u20010194; заявл. 31.07.2001; опубл. 30.03.2002 // Афіцыйны бюл. / Дзярж. пат. ведамства Рэсп. Беларусь. – 2002. – № 1(32). – С. 221 – 222.

Поступила 26.02.2007