

# Моделирование диода с плазменными границами с учетом эмиссионных характеристик катодной и анодной плазмы

В. Т. Астрелин<sup>1</sup>, И. В. Карпов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,  
630090 Россия, Новосибирск  
e-mail: astrelin@inp.nsk.su

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090 Россия, Новосибирск

Методом численного моделирования рассматривается задача формирования электронного пучка в диоде с плазменными электродами без внешних магнитных полей. Применительно к диоду с катодной плазмой, создаваемой дуговым разрядом в газе, и в присутствии анодной плазмы проводится учет влияния параметров плазмы на условия равновесия в диоде ее эмитирующей поверхности. В распределении плотности эмитируемого тока по поверхности плазмы учитывается влияние формы отверстий в электродах, ограничивающих область эмиссии. Приводится пример моделирования диода с термоэмиссионным катодом и плазменным анодом.

## Введение

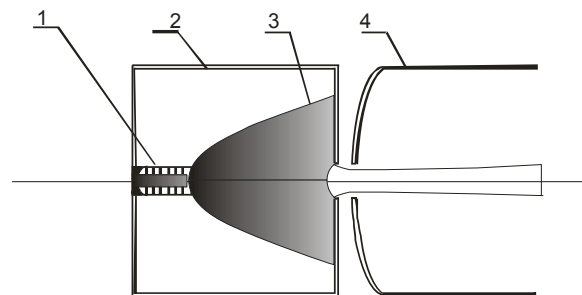
Устройства плазменной эмиссионной электроники (ПЭЭ) позволяют получать пучки большой длительности с высокой плотностью тока. В них используется эмиссия заряженных частиц с поверхностей плазмы, а сами поверхности могут являться частью электродов ускоряющей системы. Для таких систем остро встает вопрос об управлении пучками, поскольку электронно-оптические характеристики ускоряющих структур определяются потенциалами и формой электродов, которые для плазменных компонент сами зависят как от параметров плазмы, так и от распределения в ней и в диоде электрических полей и потоков. По этой же причине моделирование и численный расчет систем ПЭЭ представляет трудную задачу.

Цель – анализ условий формирования электронного пучка в диоде с плазменным катодом и влияния на него характеристик катодной и анодной плазмы для учета этого влияния в численных моделях в рамках вычислительного кода POISSON-2 [1]. Работа ориентирована на анализ работы и оптимизацию источника мощного электронного пучка, используемого для нагрева дейтериевой плазмы в многопробочной магнитной ловушке ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН [2].

## Диод с плазменными электродами

Типичная схема диодного источника электронного пучка с большой плотностью

тока, использующего плазменный эмиттер, приведена на рис. 1. Такая схема используется в ИЯФ СО РАН [3] для получения пучка субмиллисекундного диапазона. Она содержит диод с полым катодом 2, заполненным плазмой на основе дугового разряда в газе 1, отверстиями в стенке катода для выхода эмиссионного тока и отверстиями в анодном электроде 4 для выпуска электронного пучка. На рисунке показана схема диода с однопертурным катодом.



**Рис. 1.** Схема генератора пучка: 1 – дуговой источник плазмы; 2 – экспандер (катодный электрод диода); 3 – плазма в экспандере; 4 – анод диода

В источнике пучка с большой длительностью импульса, как правило, возникает и анодная плазма. Она может образоваться на поверхностях анодного электрода или коллектора, на который принимается пучок, и при ионизации пучком газа в пространстве за анодом. Возникшая анодная плазма является источником ионов, которые могут влиять на катодную плазму и электрические поля в диоде, попадая на металлические части катода, вы-

зывая вторичную эмиссию и приводить к пробое диода в результате развития лавинного процесса. Для предотвращения пробоев геометрия диодного зазора должна быть выбрана такой, чтобы минимизировать облучение поверхностей электродов потоками заряженных частиц.

*Условия равновесия плазменной границы.* Для описания границы плазмы, в которой дебаевский радиус много меньше всех характерных размеров в диоде, будем пренебрегать толщиной дебаевского слоя на поверхности плазмы. Здесь приведем условия равновесия в приближении тонкой границы в форме, применимой как для катодной, так и для анодной плазмы, втекающих в диодный зазор. Электрическое поле в слое останавливает одну из компонент плазмы, имеющую температуру  $T$  и плотность  $n$  там, где давление потока плазмы равно давлению электрического поля  $E$  на поверхности слоя:

$$nT \approx E^2 / 8\pi, \quad (1)$$

Здесь и далее температура приводится в энергетических единицах.

Вторая компонента плазмы проходит через дебаевский слой, набрав в нем энергию с плотностью  $E^2/8\pi$ . Условием равновесия для нее является неразрывность потока

$$\vec{j} = \vec{j}_0. \quad (2)$$

Здесь  $\vec{j}_0$  – плотность тока этой компоненты в плазме;  $\vec{j}$  – плотность тока в диодном зазоре, определяемая электрическим полем  $E$  на границах и объемным зарядом в зазоре.

*Свойства катодной плазмы.* Характеристики катодной плазмы зависят от метода ее генерации и геометрии конкретного источника, и для разных типов разряда широко освещены в литературе (см. [4]). Для исследовательского стенда [3] детального изучения катодной плазмы не проводилось, поэтому о ее характеристиках будем судить приближенно, используя известные данные для близких по типу систем.

В катодной дуговой плазме можно ожидать появления неравновесной двухкомпонентной функции распределения электронов: первичные дуговые электроны с энергией в диапазоне 70–90 эВ и вторичные, среди которых есть и вторично-эмиссионные, выбитые

ионами с поверхности экспандера, с энергией порядка 1–5 эВ.

Ионы водорода в катодной плазме в экспандере, по оценкам, находятся в состоянии теплового равновесия с газом и имеют температуру в диапазоне 0,5–2 эВ. Плотность катодной плазмы зависит от мощности дугового разряда и давления газа и для рассматриваемых случаев находится в диапазоне  $10^{11}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup> [4]. Характерная длина свободного пробега частиц порядка 0,2–10<sup>2</sup> см. Дебаевская длина составляет  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  см, что значительно меньше характерных размеров диода.

*Свойства анодной плазмы.* В источниках пучков, предназначенных для нагрева плазмы в открытой магнитной ловушке, основным поставщиком анодной плазмы является сама ловушка. Чтобы источник пучка не был разрушен потоком плазмы, поток ослабляется расходящимся магнитным полем, а источник размещается в слабом поле. Продольная энергия ионов потока возрастает за счет ускорения в амбиполярном электрическом поле и уменьшения поперечной температуры ионов. Оценочно, при расширении магнитного поля в 100 раз направленная энергия ионов составит 6–7 электронных температур, а температура ионов падает в 50–100 раз. Плотность потока плазмы порядка  $10^{11}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и определяется плазмой в ловушке. Кроме этого, анодная плазма может возникать при ионизации остаточного газа в объеме и при попадании пучка на электроды системы.

*Основные факторы, влияющие на неоднородность эмиссии.* В отличие от твердотельных диодов, где распределение эмиссии и форму электродов можно точно задать их конструкцией, на эмиссию из катодной плазмы, втекающую в диод через апертуры диодного электрода, воздействуют следующие факторы.

1. Для катодного электрода с толщиной, большей дебаевского слоя, плотность плазмы, вытекающей через отверстие в нем, уменьшается больше, чем наполовину, вблизи боковой поверхности отверстия за счет «обрезания» подходящего к этому месту потока ионов плазмы корпусом самого электрода (эффект тени, или диафрагмирования). Это приводит к уменьшению эмиссии в области вблизи края отверстия, на расстоянии порядка толщины

электрода. Очевидно, этот эффект существенно повлияет на равновесную форму поверхности плазмы и характеристики формируемого пучка.

2. Эффект диафрагмирования эмиссионного потока необходимо рассматривать совместно с функцией распределения эмитируемых частиц по скоростям, так как анизотропия скоростей и потоковое движение плазмы может существенно повлиять на диафрагмирование эмиссии, в частности, ионов из анодной плазмы.

3. Возможно значительное влияние пространственно-неоднородного потока ионов из анодной плазмы на электрическое поле в диоде у поверхности катодной плазмы и на форму поверхности плазмы.

Среди всех потенциально возможных причин, приводящих к неоднородности эмиссионного тока, перечисленные выше факторы будут на нее влиять в первую очередь. Поэтому необходимо провести предварительный теоретический анализ этих факторов и учесть их при моделировании.

### Влияние диафрагмирования на эмиссию

Рассматривается осесимметричная задача формирования эмиссионного потока заряженных частиц с плазменной поверхности, образующейся при входе потока через цилиндрическое отверстие в область электрического поля диода. Предполагается, что длины свободного пробега электронов и ионов значительно больше, а электронный и ионный дебаевские радиусы в плазме много меньше размеров отверстия, так что границу плазмы можно считать бесконечно тонкой. В баллистическом приближении пренебрегается также влиянием электрических и магнитных полей внутри плазмы и в плазменных слоях на движение частиц.

Рассмотрим однородный поток в плазме для трех случаев: изотропное распределение скоростей в плазме  $f = A_1 \cdot \exp(-m\vec{V}^2 / 2T)$ , частный случай сдвинутого по скорости максвелловского двухтемпературного распределения:

$$f = A_2 \cdot \exp(-mV_{\perp}^2 / 2T_{\perp}) \cdot \exp(-m(V_z - V_0)^2 / 2T_{\parallel}) \quad (3)$$

здесь  $A_1$  и  $A_2$  – нормировочные коэффициенты и общий случай осесимметричной анизотропной функции распределения скоростей  $f(V_{\perp}, V_z)$ .

Граница плазмы устанавливается у выходного отверстия электрода и, как правило, приобретает выпуклую или вогнутую форму. Мы ограничимся поверхностями плазмы только такого типа, не имеющими перегибов их профиля. Рис. 2 иллюстрирует расчет плотности тока эмиссии с учетом обрезания телесного угла  $\Omega$ , из которого поступают частицы плазмы, краями выходной апертуры с прямоугольным профилем сечения и поверхностью самой плазмы  $r=r(z)$ . Ограничивающая поток поверхность апертуры является диафрагмой ( $Y > R_0, Z = z_0$ ), которая выделена на рис. 2а жирной линией. На нем область плазмы находится слева, пучок эмитируется вправо. На рис. 2б апертура показана «в анфас» на координате  $z_0$ . Рассматривается эмиссия из точки  $(r, z)$ , расположенной в плоскости рисунка, на поверхности плазмы, из которой выходит поток электронов с плотностью тока  $\vec{j}(r)$ . Запишем проекцию плотности тока на нормаль  $\vec{n}$  к поверхности плазмы:

$$j_n = (\vec{j} \cdot \vec{n}) = \int_{\Omega_r} (\vec{V} \cdot \vec{n}) f(\vec{V}) d^3V \quad (4)$$

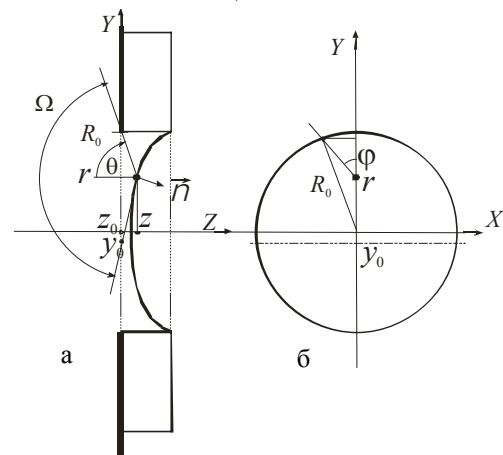


Рис. 2. Ограничение эмиссионного потока диафрагмой

Здесь интегрирование ведется по области пространства скоростей  $\Omega_r$ , соответствующей свободному прохождению частиц через апертуру эмиссионного электрода. Для изотропной функции распределения, проведя ин-

тегрирование по модулю скорости  $V$  в сферической системе координат, можно свести интеграл к вычислению телесного угла  $\Omega$ :

$$j_n = -\frac{2j_0}{2\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^{\theta_{\max}} (\vec{e} \cdot \vec{n}) \cdot \sin\theta d\theta. \quad (5)$$

Здесь  $j_0 = en\sqrt{T/2\pi m} = enV_m/4$  – односторонний поток частиц через полуплоскость из телесного угла  $\Omega = 2\pi$ ,  $\vec{e}$  – вектор с координатами  $(1, \varphi, \theta)$ ,  $\theta_{\max}$  – полярный угол, которым видимое пространство ограничено диафрагмой и поверхностью плазмы в плоскости, наклоненной под углом  $\varphi$  к плоскости рис. 2а.

Приведем результат для изотропной функции распределения частиц по скоростям, опуская выражение для  $\theta_{\max}$ ,

$$j_n = -\frac{j_0}{\pi} \int_0^\pi d\varphi [n_Y \cos\varphi \cdot (\sin 2\theta_{\max}/2 - \theta_{\max}) + n_Z (1 - \cos 2\theta_{\max})/2], \quad (6)$$

где  $n_Y, n_Z$  – проекции вектора нормали на оси  $Y$  и  $Z$ .

Для общего случая осесимметричной функции распределения частиц  $f(V_\perp, V_Z)$ , проведем замену  $\vec{V} = (-V_\perp \sin\varphi, V_\perp \cos\varphi, V_Z)$  и  $V_\perp = V \sin\theta$ ,  $V_Z = V \cos\theta$ . Выражение для плотности эмиссионного тока принимает вид

$$j_n = - \int_{\Omega, V} (n_Y V_\perp \cos\varphi + n_Z V_Z) \cdot f(V_\perp, V_Z) d\varphi \cdot V_\perp dV_\perp \cdot dV_Z =$$

$$= -2 \int_0^\pi d\varphi \int_0^{\theta_{\max}} \sin\theta \cdot d\theta \cdot [n_Y \sin\theta \cdot \cos\varphi + n_Z \cos\theta] \cdot \int_0^\infty f(V \sin\theta, V \cos\theta) \cdot V^3 dV. \quad (7)$$

Здесь пределы интегрирования по углам находятся, как и ранее, поскольку они таким же образом определяются положением точек эмиссии относительно диафрагмы и поверхности плазмы.

Наконец, для анизотропного максвелловского распределения (3), переходя к интегрированию по энергии частиц, перепишем выражение (7) как долю тока, пропускаемого диафрагмой:

$$j_n = \frac{2}{T_\perp \sqrt{T_\parallel} [\sqrt{\pi T_\parallel} \exp(-E_0/T_\parallel) + \pi \sqrt{E_0} (1 + \Phi(\sqrt{E_0/T_\parallel}))]} \times$$

$$\times \int_0^\pi d\varphi \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \sin\theta \cdot (n_Y \cos\varphi \cdot \sin\theta + n_Z \cos\theta) \times$$

$$\times \int_0^\infty \exp\left(-E \sin^2\theta/T_\perp - (\sqrt{E} \cos\theta - \sqrt{E_0})^2/T_\parallel\right) \cdot E dE, \quad (8)$$

где  $\Phi(x)$  – интеграл ошибок;  $E_0 = mV_0^2/2$ ,  $j_{0\parallel}$  – плотность тока эмиссии вдоль оси из невозмущенного диафрагмой потока плазмы

Соотношения (6) и (8) используются в алгоритмах кода для самосогласованного вычисления равновесной формы поверхности плазмы при учете диафрагмирования.

### Влияние встречного потока плазмы на характеристики пучка

Уже отмечалось, работа источника пучка на открытой магнитной ловушке характеризуется наличием плотного высокотемпературного потока плазмы из торца установки на сам источник. Это дает возможность использовать как плазму в качестве анодного электрода диода, аналогично экспериментам в ИСЭ СО РАН, г. Томск [5], так и термоэмиссионный катод. Такой подход позволяет ослабить требования к характеристикам анодной плазмы, избавиться от анодного электрода как одного из «соучастников» пробоя диодного зазора и при сокращении расстояния между катодом и плазмой обеспечить меньшие углы между векторами электрического и магнитного полей, уменьшая таким образом питч-углы электронов.

Рассмотрим диод (рис. 3), образованный дисковым термокатодом (слева) и поверхностью анодной плазмы, сформированной плазменным потоком плотности  $n$  с температурой электронов и ионов  $T_e$  и  $T_i$ , движущимся с направленной на катод скоростью  $V_0$  и соответствующей энергией ионов  $\varepsilon_0 = mV_0^2/2 \gg T_i$ . Здесь толщина дебаевского слоя на поверхности плазмы много меньше характерных размеров элементов диода и диодного зазора, так что толщиной слоя можно пренебречь. Плотность электронного тока  $j_e$ , определяемая температурой эмитирующей поверхности катода, задана и постоянна вдоль нее. Равновесие границы анодной плазмы в стационарном случае определяется двумя условиями: упомянутой выше непрерывностью потока ионов,  $j_i = qnV_0$  ( $q$  – заряд иона) и равенством давления элек-

трического поля у поверхности плазмы давлению электронного потока, отражаемого полем,  $E_0^2/8\pi = nT_e$  (в правой части равенства вкладом направленной скорости потока в энергию электронов можно пренебречь). Для полноты постановки ее необходимо дополнить связью электрического поля на поверхности анодной плазмы с плотностью тока эмиссии ионов и крайевыми условиями в диоде – потенциалами на электродах и их формы. В одномерном случае такая связь аналогична закону Чайлда-Ленгмюра для ионов с добавлением в него начальной энергии частиц, объемного заряда электронов и ненулевого электрического поля на эмиттере ионов. В рассматриваемом осесимметричном случае совместное решение условий равновесия и уравнения Пуассона требует применения численных методов.

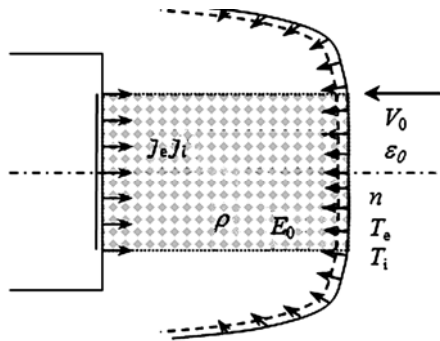


Рис. 3. Схема диода с плазменным анодом

Модель квазиплоского диода [6, 7]. Для решения частной задачи эмиссии частиц с поверхности анодной плазмы выделим тонкий слой, прилегающий к эмиттеру, в пределах которого задачу можно считать плоской (см. на рис. 3, пунктир). Рассмотрим эмиссию частиц с начальной скоростью  $V_0$  и с зарядом  $q$  с поверхности эмиттера, имеющего потенциал  $U=0$  в плоском слое (играющего далее роль анодного электрода квазиплоского диода) с напряжением  $U_0$  между поверхностями плазмы и слоя (рис. 4). Проводимый анализ справедлив для любого сорта частиц, хотя конкретно для этой задачи рассмотрим положительно заряженные ионы. В диодном зазоре может присутствовать также фон простран-

ственного заряда  $\rho_e$ , созданного электронным пучком. Для энергий электронов, много больших  $eU_0$ , на длине прианодного слоя фон можно считать однородным,  $\rho_e = \text{const}$ . Электрическое поле на поверхности эмиттера  $E_0$  отлично от нуля. Для такого слоя найдем соотношение, подобное «закону 3/2» для электронного диода.

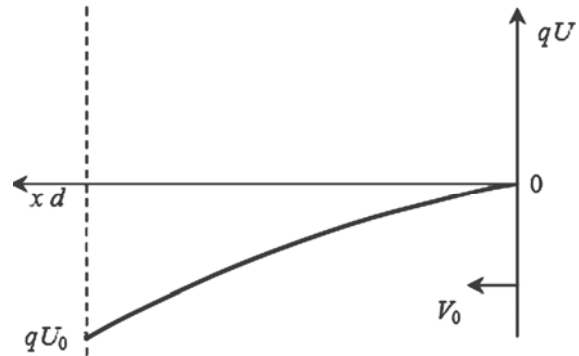


Рис. 4. Распределение потенциала  $U$  в слое. Ионы эмитируются справа со скоростью  $V_0$ ,  $d$  – зазор между поверхностями слоя

Из закона сохранения энергии запишем скорость иона  $V$  с массой  $m$  в каждой точке диода с потенциалом  $U$ :

$$\frac{mV^2}{2} = \frac{mV_0^2}{2} - qU \rightarrow V = \sqrt{V_0^2 - 2qU/m}.$$

Запишем также плотность заряда в слое, образованную эмитированным потоком ионов с плотностью тока  $j$  и электронным фоном  $\rho_e$ :

$$\rho = qn + \rho_e = j / \sqrt{V_0^2 - 2qU/m} + \rho_e,$$

и уравнение Пуассона с граничными условиями:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi \left( \frac{j}{\sqrt{V_0^2 - 2qU/m}} + \rho_e \right)$$

$$-\frac{dU}{dx} \Big|_{x=0} = \sqrt{8\pi nkT_e}, \quad U|_{x=0} = 0, \quad U|_{x=d} = U_0. \quad (9)$$

Умножаем, как обычно, уравнение (9) на  $2dU/dx$  и интегрируем с учетом граничного условия на производную потенциала, разделяем переменные, интегрируем и получаем уравнение

$$x = F(U, j) = \int_0^U \frac{dU}{\sqrt{8\pi} \cdot \sqrt{nkT - \rho U + \frac{j \cdot U \sqrt{m/2}}{\sqrt{\epsilon_0 - qU}} + \frac{j \sqrt{2m}}{q} (\sqrt{\epsilon_0 - qU} - \sqrt{\epsilon_0})}}, \quad (10)$$

описывающее распределение потенциала  $U$  по длине слоя  $x$  при заданных значениях  $j$ ,  $nkT_e$ ,  $\rho_e$ ,  $\varepsilon_0$ . Интеграл (10) вычисляется аналитически через полные и неполные эллиптические интегралы и корни характеристического кубического уравнения, но решение имеет очень громоздкий вид. Поэтому для практического решения задачи численное решение уравнения (10) представляется более рациональным.

Очевидно, граничные условия на потенциал  $F(U_0, j) = d$  в неявном виде определяют величину плотности эмиссионного тока  $j$  для заданного потенциала  $U_0$  и толщины слоя  $d$ , аналогично закону Чайлда-Ленгмюра. Численное решение уравнения (10) включено в алгоритмы пакета POISSON-2 для нахождения тока эмиссии, ограниченного пространственным зарядом и используются в задаче, рассмотренной ниже. Эту задачу следует рассматривать как методическую, иллюстрирующую применимость приведенного выше теоретического рассмотрения, учитывающего свойства и возможность использования плазмы как электрода в диоде. Реализация данного варианта расчета на установке ГДЛ возможна только в импульсном режиме ввиду высокой мощности нагрева поверхности катода ионами.

*Решение задачи о формировании электронного пучка в диоде с плазменным анодом.* Рассматривался вариант размещения катода в магнитном поле 1 кГс, с дальнейшим сжатием пучка магнитным полем до 100 кГс. Диаметр катода 42 мм, диаметр эмитирующей части из гексаборида лантана  $\text{LaB}_6$  – 30 мм, плотность электронного тока задается накалом и принята  $5 \text{ А/см}^2$ , потенциал катода -30 кВ. На катод налетает поток водородной плазмы плотностью  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температурой электронов и ионов 150 эВ, направленной энергией ионов 700 эВ. Плотность тока ионов  $0,3 \text{ А/см}^2$ . Результат расчета границы анодной плазмы и формы электронных и ионных траекторий приведен на рис. 5. Распределение плотности электронного тока по радиусу практически однородное в соответствии с его эмиссией на катоде. Питч-углы электронов в магнитном поле нарастают от оси к краю пучка до  $\sim 6 \times 10^{-2}$  радиан, что позволяет сжать пучок магнитным полем в  $\sim 3 \times 10^3$  раз.

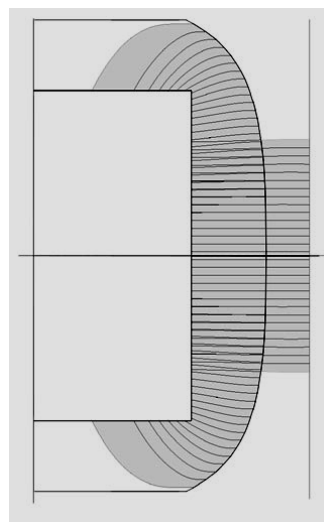


Рис. 5. Траектории ионов и электронов в диоде

Очевидно, в такой постановке неоднородности параметров анодной плазмы практически не скажутся на характеристиках электронного пучка. Во многом это связано с достаточно большой величиной магнитного поля на катоде.

### Заключение

Проведен анализ процессов, сопровождающих работу диода с плазменным катодом на основе дугового разряда в газе. Несмотря на недостаточность экспериментальных данных о свойствах катодной плазмы, которые зависят также от конкретных деталей конструкции дугового источника плазмы, оказалось возможным сделать оценку влияния этих процессов на эмитирующую поверхность плазмы. Рассмотрены факторы, влияющие на неоднородность эмиссии с поверхности плазмы. Получены решения для диодного зазора, учитывающие температуру и направленную скорость плазмы, эмитирующей потоки заряженных частиц. Выведены формулы, учитывающие влияние профиля апертуры с эмитирующей плазмой на распределение плотности эмитируемого тока. Полученные соотношения реализованы в алгоритмах кода POISSON-2. Решена методическая задача формирования границы плазмы, используемой в диоде в качестве анода.

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения постановок задач и физических процессов А. В. Бурдакову, С. В. Гри-

горьеву, И. В. Кандаурову, Н. Н. Ковалю, В. В. Куркучекову и Ю. А. Труневу.

*Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранта № 11.G34.31.0033 Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования от 24.11.2010, гранта РФФИ 10-08-00707, АВЦП «Развитие научного потенциала ВШ» 2.1.1/3983, интеграционного междисциплинарного проекта СО РАН № 104.*

### **Литература**

1. Astrelin V., Burdakov A., Derevyankin G., et al. Numerical Simulation of Diodes with Plasma Electrodes // Proc. of 15<sup>th</sup> Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk: Publishing House of the IAO SB RAS, 2008. P. 11–15.
2. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V., et al. Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap // Fusion Science and Technology. 2009. Vol. 55, № 2Т. P. 63–70.
3. Burdakov A. V., Davydenko V. I., Derevyankin G. E., et al. Study of Electron Beam Emitter Based on a High Current Arc Plasma Source // Proc. of 14<sup>th</sup> Int. Symp. on High Current Electronics. Russia // Изв. вузов. Физика. 2006. Т. 49. № 11, прил. P. 7–80.
4. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 216 с.
5. Григорьев С. В., Девятков В. Н., Коваль Н. Н. и др. Транспортировка субмиллисекундного электронного пучка, генерируемого в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы // Тр. III Междунар. Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН. 2009. С. 30–36.
6. Астрелин В. Т., Карпов И. Е. Формирование ленгмюровского слоя в диодах с плазменными электродами // Тез. докл. на XXXIX Междунар. Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2012. С. 257.
7. Астрелин В. Т., Багрянский П. А., Карпов И. Е., Трунев Ю. А. Характеристики электронного пучка, генерируемого в диоде с потоком анодной плазмы, налетающим на накаливаемый катод // Тез. докл. на XXXVIII Междунар. Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2011. С. 324.