

Формирование длинноимпульсного электронного пучка с высокой плотностью тока в диоде со свободными плазменными эмитирующими границами

В.Т. Астрелин,^{1,2} А.В. Бурдаков,¹ Г.Е. Деревянкин,¹ И.В. Кандауров,^{1,2} Ю.А. Трунев¹

¹ Институт ядерной физики им.Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет,
630090, Новосибирск, Россия
e-mail: astrelin@inp.nsk.su

Приводятся результаты экспериментов по генерации электронного пучка длительностью 250 мкс в диоде с плазменным эмиттером на основе импульсного дугового разряда в водороде. Экстракция электронов пучка проводилась из круглого эмиссионного отверстия диаметром 3,8 мм в режиме открытой плазменной границы. Ускоренный в диодном зазоре пучок выходил в дрейфовое пространство через отверстие диаметром 4,1 мм в аноде. При различных ускоряющих напряжениях было исследовано влияние токоосаждения на край анодного отверстия на предельно достижимый ток пучка (превышение которого приводит к пробое диодного промежутка). Для ускоряющего напряжения 32 кВ была достигнута средняя плотность тока эмиссии 130 А/см^2 . Средняя напряженность электрического поля в ускоряющем зазоре составляла при этом 140 кВ/см.

Проведено численное моделирование работы диода с вычислением формы установившихся плазменных эмиссионных границ в катодной и анодной апертурах. Показано влияние плотности ионного тока с поверхности анодной плазмы на величину предельно достижимого тока электронного пучка.

Введение

Мощные импульсные электронные пучки с энергией электронов до уровня десятков кэВ до 1 МэВ и током от сотен ампер до десятков килоампер находят широкое применение в различных технологических приложениях и в научных исследованиях. В последние годы наметился интерес к мощным длинноимпульсным электронным пучкам в исследованиях по нагреву и удержанию плазмы с термоядерными параметрами в открытых магнитных ловушках. Для таких приложений пучок должен иметь: энергию электронов в диапазоне нескольких сотен кэВ при полном токе в килоамперном диапазоне, большую длительность ($\geq 10^{-3}$ с), высокую плотность тока ($\geq 1 \text{ кА/см}^2$), а также малую угловую расходимость ($< 0,2$ рад) в сильном магнитном поле (~ 5 Тл) [1]. Требуемая плотность тока в данном случае может быть получена путем создания пучка с высокой яркостью в умеренном магнитном поле с последующим магнитным сжатием.

Мощные электронные пучки субмиллисекундной длительности могут быть получены

в источниках с плазменным эмиттером на основе сильноточного разряда в газе. Плазменный эмиттер привлекателен в сравнении с термоэмиттером в силу относительной технологической простоты и нетребовательности к вакуумным условиям. Последнее обстоятельство особенно важно в приложениях по нагреву плазмы пучками электронов в открытых ловушках. К настоящему времени уже накоплен достаточный опыт получения электронных пучков килоамперного уровня длительностью в сотни микросекунд в системах с плазменными эмиттерами различных типов [2-4].

Наряду с выбором типа эмиттера электронов ключевым вопросом является выбор электронно-оптической системы (ЭОС), способной обеспечить формирование пучка с требуемыми полным током, энергией электронов и яркостью. Перспективным вариантом представляется использование двух- или трехэлектродных ЭОС с набором апертур круглого или щелевого типа.

В настоящей работе представлены результаты исследований по определению предель-

ных параметров электронного пучка субмиллисекундной длительности в диодной ЭОС с единичными круглыми катодной и анодной апертурами, эмиссия в которых происходит в условиях открытой плазменной границы, и изучению факторов, определяющих предельно достижимую плотность тока пучка.

Анализ результатов эксперимента проводился также с использованием численного моделирования работы диода. Комплексный подход, совмещающий экспериментальные исследования с численным анализом, позволяет лучше понять оптику пучков в системах с плазменными электродами.

Теоретические соотношения

Приведем основные соотношения, выполняющиеся в плоском диоде, ток которого ограничен пространственным зарядом. Плотность электронного тока в диоде j_e определяется "законом трех вторых", описываемым формулой Чайлда-Ленгмюра

$$j_e = \alpha \frac{4\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} = 2,334 \cdot 10^{-2} \alpha \frac{U_a^{3/2}}{d^2}, \frac{A}{m^2}. \quad (1)$$

Здесь e – элементарный заряд, m – масса электрона, U_a – напряжение на диоде, d – диодный зазор. Коэффициент α равен 1 для электронного или ионного диода, и $\alpha = 1,865$ для биполярного диода. Плотность ионного тока в диоде связана с плотностью электронного тока соотношением

$$j_i = j_e (m/M)^{1/2}, \quad (2)$$

где M – масса иона.

Напряжение на диоде ограничивается предельной величиной электрического поля E_{\max} в зазоре, при превышении которой происходит электрический пробой зазора:

$$U < U_{\max} = E_{\max} \cdot d. \quad (3)$$

Эта величина зависит от материала и состояния поверхности электродов диода. Ее характерное значение составляет $E_{\max} \approx 100$ кВ/см. Очевидно, при фиксированном значении E_{\max} максимально достижимая плотность диодного тока возрастает с уменьшением диодного зазора и напряжения на нем

$$j_e \leq j_{\max} = A_e \frac{U_{\max}^{3/2}}{d^2} = A_e \frac{E_{\max}^{3/2}}{d^{1/2}} = A_e \frac{E_{\max}^2}{U_{\max}^{1/2}}, \quad (4)$$

где A_e – коэффициент из формулы (1).

Ниже мы будем рассматривать диоды, в которых эмиссия происходит с открытых плазменных границ. Форма этих границ не является фиксированной и зависит как от геометрии электродов, так и от свойств эмитирующей плазмы, в отличие от тех систем, где положение плазменной границы фиксируется мелкоячеистой сеткой. Равновесная форма плазменной границы и ее положение определяются условием равенства потока j_{0e} , приходящего на нее со стороны плазмы, и потока электронов j_e , ограниченного пространственным зарядом, уходящего с границы в диодный зазор (j_{0i} и j_i , соответственно, для ионов, эмитируемых анодной плазмой). Приближенно можно считать, что для электронов этот поток определяется половиной максвелловской функции распределения по скоростям

$$j_e = j_{0e} = enV_e / 4, \quad (5)$$

где $V_e = \sqrt{8kT_e / \pi m}$, T_e – температура электронов плазмы, k – постоянная Больцмана, а для ионов он описывается формулой Бома

$$j_i = j_{0i} \approx 0,6 \cdot en \sqrt{kT_e / M}. \quad (6)$$

Эти выражения предполагают, что плазма имеет плавающий потенциал относительно окружающих электродов, а длины свободного пробега частиц в плазме много меньше характерных геометрических размеров диода. Как правило, в реальных диодах с плазменным эмиттером последнее условие не выполняется. Например, даже при плотности плазмы $n \sim 10^{13}$ см⁻³ и температуре 5 эВ длины свободного пробега электронов и ионов равны 4 см и 5,5 см, соответственно. В этом случае более правильным было бы определять потоки в плазме с учетом геометрических границ объема, в котором плазма находится, а также с учетом изменения ее плотности и потенциала у границ эмиссионной поверхности (см, например, [5]). Как правило, при моделировании плазменной области эти факторы либо учитываются приближенно (напри-

мер, моделью токовых трубок для одной компоненты плазмы, а плотность второй компоненты описывается бoльцмановским распределением [6]), либо они не учитываются совсем, а модель плазмы описывается граничными условиями (5), (6) (см.[7]).

Методы исследования

Исследование работы диода с плазменным эмиттером проводилось экспериментально и с применением численных методов.

Для численного моделирования источников пучков с плазменными эмиттерами использовался пакет прикладных программ POISSON-2 [7]. Пакет предназначен для решения двумерных стационарных задач о формировании и транспортировке пучков заряженных частиц во внешних и собственных электрических и магнитных полях. В нем используется метод интегральных уравнений с

вой функцией (5), (6). В настоящей работе мы используем условие $j_{0e,i}(\mathbf{r}_0) \equiv j_{0e,i} = \text{const}$, где $j_{0e,i}(\mathbf{r}_0)$ и $j_{e,i}(\mathbf{r}_0)$ - плотности тока в осевом направлении. Такая модель позволяет нам сравнить результаты расчетов с результатами моделирования, проведенного другими известными кодами, такими как PBGUNS [6]. Сравнение [7] для электронного и ионного диодов показало хорошее согласие результатов.

Эксперименты проводились на специальном стенде [8]. Схематическое устройство источника пучка показано на рис. 1,а. Плазменный эмиттер формировался импульсным дуговым разрядом с холодным катодом и полым анодом. Рабочим газом служил водород, напускаемый электромагнитным клапаном. Извлечение электронов пучка в диодный зазор производилось из отверстия диаметром

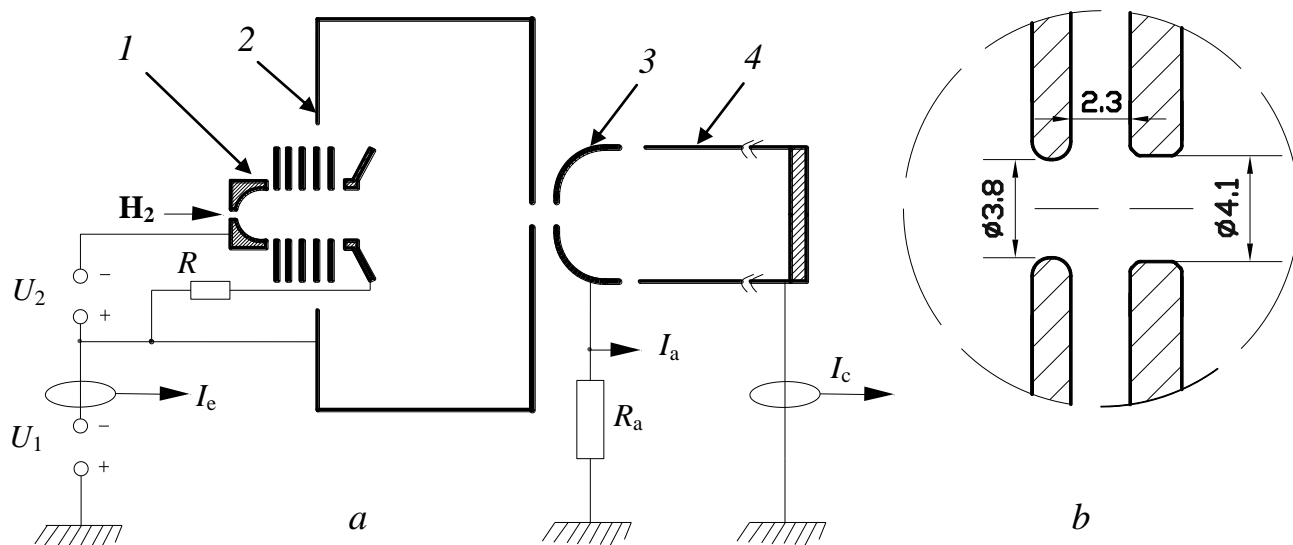


Рис. 1. а – Схема генератора пучка: U_1 – высоковольтный модулятор, U_2 – питание дуги, 1-дуговой источник плазмы, 2 – экспандер (анод дугового разряда), 3 – анод диода, 4 – труба дрейфа с коллектором пучка; б – геометрия диодного промежутка.

вычислением потенциала в точке через поверхностную и объемную плотность зарядов, с граничными условиями на поверхностях, описывающими диэлектрики, условия симметрии и периодичности для плоского и осесимметричного случаев.

Вычисление формы плазменной границы производится итерационным методом с целе-

3,8 мм в торце экспандера плазмы (анода разряда). В трубу дрейфа пучок выводился через отверстие в экстрагирующем электроде (аноде ЭОС) диаметром 4,1 мм. Зазор между электродами диода составлял 2,3 мм. Геометрия ЭОС приведена на рис. 1,б. Материалом электродов служила нержавеющая сталь 12X18H9T, не подвергавшаяся какой-либо

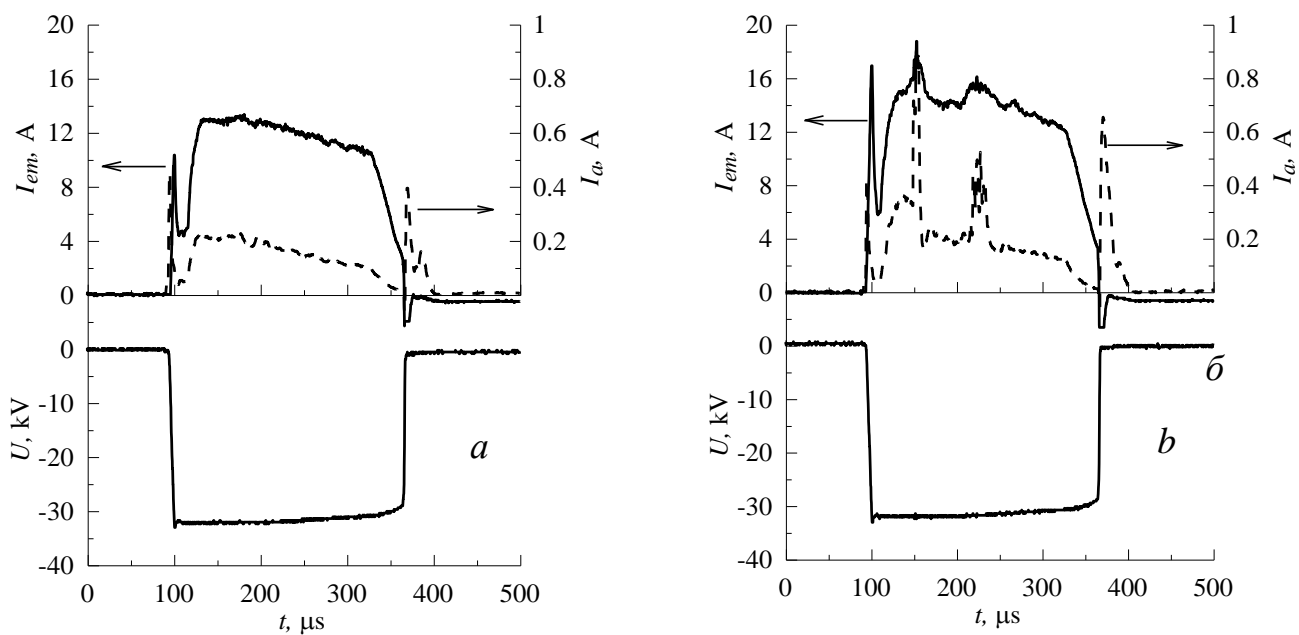


Рис. 2. Осциллограммы напряжения, тока эмиссии и тока на анод: *a* – режим с током эмиссии, меньшим предельного; *b* – режим с максимальным током эмиссии.

специальной обработке кроме обычной токарной. После первичной сборки, тренировка диода до выхода на максимальные параметры пучка занимала несколько сотен рабочих импульсов.

Результаты и их обсуждение

Для определения предельных параметров пучка, формируемого в диоде, был проведен ряд экспериментов, результаты которых приводятся ниже.

Типичные осциллограммы напряжения на диоде, эмиссионного тока и электронного тока, оседающего на анод, показаны на рис. 2. Импульс напряжения длительностью $\tau_b \sim 250$ мкс имеет практически прямоугольный профиль. Ток эмиссии пучка регулировался током дугового разряда. По мере роста тока эмиссии на осциллограммах токов появляются выбросы (см. рис. 2, *b*), затем длительность импульса сокращается. При дальнейшем увеличении тока эмиссии пробой диода происходит уже на фронте импульса. Осциллограммы рис. 2, *b* соответствуют режиму максимально достижимого тока эмиссии. С уменьшением напряжения на диоде величина предельного тока эмиссии также уменьшается, при сохранении характера осциллограмм.

Вольтамперная характеристика (ВАХ) диода при фиксированном токе дуги приведена на рис. 3. Там же показан ток на анод $I_a(t)$ в десятикратно увеличенном масштабе. Видно, что ток эмиссии $I_{em} \sim 7$ А практически не изменяется при уменьшении диодного напря-

жения, а ток на анод резко возрастает при приближении к потенциалу $U \sim 12$ кВ. При этом, как и для случая, приведенного на рис. 2, осциллограммы токов становятся нестабильными, импульс укорачивается и при дальнейшем снижении напряжения диод начинает пробиваться на фронте импульса. Это означает, что, во-первых, ток диода в основном определяется параметрами катодной плазмы, а диодное напряжение влияет на геометрические характеристики электронного потока и его перераспределение между током на анод и выходным током. Во-вторых, появление пробоев в диоде при уменьшении напряжения и росте тока на анод указывает на уменьшение электрической прочности диодного зазора из-за попадания электронов пучка на анодную поверхность.

На рис. 3 приведена также зависимость предельного электронного тока (т. е. максимального тока, который может быть проведен через анодную апертуру) вакуумного диода от напряжения $I_{max} = PU^{3/2}$, аналог закона трех вторых для диода с плазменным эмиттером, с первеансом, определенным при численном моделировании диода. Из сравнения токов следует, что при $U < 17,5$ кВ диод работает в биполярном режиме с током, превышающим в 1,5-2 раза вакуумный предельный ток. Очевидно, это происходит за счет частичной компенсации электронного заряда ионами. Очевидно также, что источником ионов может быть либо плазма остаточного газа, либо плазма с металлических поверхно-

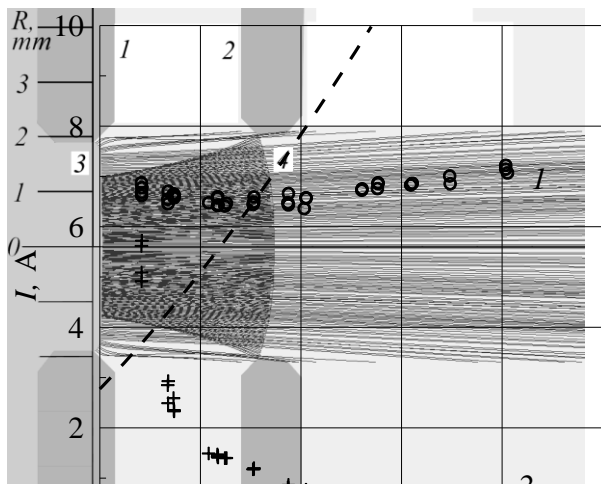


Рис. 5. Форма траекторий и положение границ плазмы в диоде. 1 – катод, $U = 0$; 2 – анод, $U = 10,7$ кВ; 3 – катодная плазма, $j_{em} = 53$ А/см², $I_{em} = 6$ А; 4 – анодная плазма, $j_i = 0,65$ А/см², $I_i = U/kV$

Рис. 3. Зависимость тока эмиссии I_{em} (1) и тока на анод $10 \times I_a$ (2) от напряжения на диоде. Пунктиром показан предельный ток вакуумного диода.

стей (анода), возникающая при попадании на них электронов.

Зависимость тока пучка на анод от тока эмиссии измерялась для разных напряжений на диоде. На рис. 4 приведена такая зависимость для двух случаев с напряжениями $U = 10,7$ кВ и $U = 31$ кВ. Видно, что даже при малых токах эмиссии есть ток на анод, экспоненциально нарастающий с током эмиссии. При достижении током эмиссии некоторого критического значения ($I_{em} \approx 3 \div 5$ А для случая $U = 10,7$ кВ и $I_{em} \approx 13$ А для $U = 31$ кВ) характер нарастания тока на анод изменяется. Он начинает зависеть от тока эмиссии линейно (для кривой 1 на рис. 4). Наконец, при токе эмиссии $I_{em} \approx 6,5$ А для напряжения $U = 10,7$ кВ и токе $I_{em} \approx 14,5$ А для $U = 31$ кВ происходит пробой диода.

Приведенные результаты указывают на наличие у пучка галó. При увеличении тока эмиссии пучок в диоде уширяется, приводя к увеличению тока из галó на анод. При достижении некоторого тока пучка его основная часть также начинает попадать на анод. Отметим, что изменение характера зависимости $I_a(I_{em})$ происходит при токе эмиссии, близком к предельному току вакуумного диода, который в отсутствие плазмы равен \approx

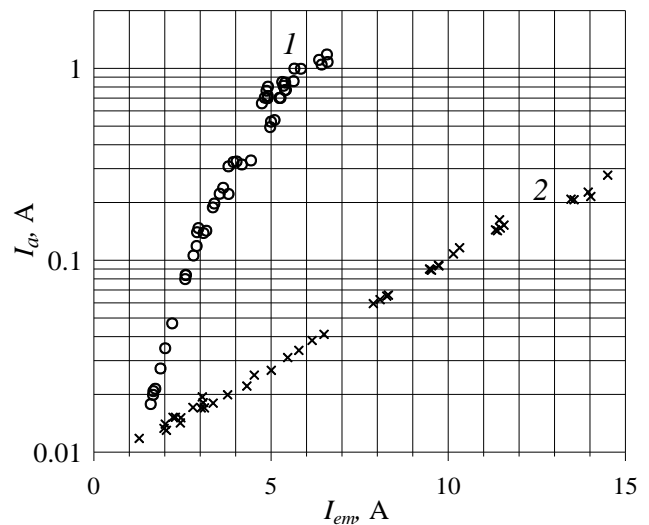


Рис. 4. Зависимость тока на анод от тока эмиссии. 1 – $U = 10,7$ кВ; 2 – $U = 31$ кВ;

3,1 А и ≈ 15 А, соответственно. Возможно, это указывает на незначительность влияния плазмы, возникающей при ионизации остаточного газа, на оптику диода, а основная плазма, приводящая к биполярному режиму работы диода, возникает при бомбардировке анодной поверхности электронами пучка. В этом случае генерация плазмы с поверхности анода и эмиссии ионов с нее должна приводить к компенсации электронного заряда пучка и ослаблению его уширения, замедляя нарастание тока на анод. Таким образом, возможно возникновение механизма авторегулировки расходимости пучка за счет изменения потока ионов из создаваемой пучком анодной плазмы.

Для оценки плотности тока ионов из анодной плазмы было проведено моделирование работы диода для тока эмиссии $I_{em} \sim 6$ А и напряжения на диоде $U = 10,7$ кВ (рис. 5). Принималось, что плотность тока эмиссии электронов постоянна по поверхности катодной плазмы $j_{em} = 53$ А/см², а плотность эмиссии ионов из анодной плазмы также считалась однородной и подбиралась такой, чтобы электронный ток части пучка, попадающей на анод, был равен 1 А, то есть току, найденному из эксперимента (рис. 4). Полученная при моделировании плотность ионного тока оказалась равной $j_i = 0,65$ А/см², что для водородной плазмы с температурой электронов

5 эВ соответствует плотности анодной плазмы $n_a \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Давление остаточного газа, как показал специальный эксперимент, практически не влияет на характеристики диода при значениях от $5 \cdot 10^{-6}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ Торр. Это свидетельствует в пользу ранее сделанного предположения об основную роли плазмы с поверхности анода.

Из зависимостей, приведенных на рис. 4, следует, что при уменьшении напряжения на диоде пробой диода происходит при большей величине токоосаждения пучка на анод. Это означает, что при уменьшении напряженности электрического поля в диоде зазор становится менее "чувствительным" к бомбардировке анода электронами. С целью выяснения характера этой зависимости были проведены специальные измерения. Для разных напряжений на диоде определялся максимальный ток эмиссии, при превышении которого наступал пробой диода. Одновременно с этим регистрировалось токоосаждение на анод. Полученная зависимость показана на рис. 6. Очевидно, что с ростом токоосаждения электрическая прочность диодного промежутка падает.

Максимально достигнутая в экспериментах средняя напряженность электрического поля в диоде составляет 140 кВ/см при напряжении на диоде 32 кВ. При этом обострение электрического поля на краях электродов не сказывается на прочности зазора из-за влияния объемного заряда частиц, максимального у эмитирующих поверхностей.

Заключение

В диоде с плазменным эмиттером со свободной границей плазмы получен электронный пучок длительностью ≈ 250 мкс с плотностью тока на эмиттере $\approx 130 \text{ А/см}^2$ и полным током пучка $\approx 15 \text{ А}$. При этом средняя напряженность электрического поля в диодном зазоре составила $\approx 140 \text{ кВ/см}$. Как видно из вольтамперной характеристики, ток пучка может превышать расчетный предельный вакуумный ток диода с плазменным эмиттером. Этот факт указывает на присутствие в диоде

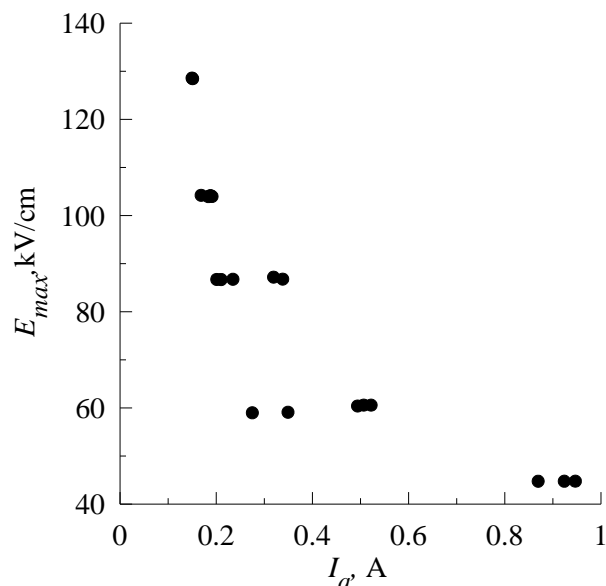


Рис. 6. Зависимость предельной напряженности электрического поля в диоде от тока на анод.

ионов, источником которых, предположительно, является анодная плазма, возникающая на поверхности анода при попадании на него периферийных электронов пучка.

Проведено численное моделирование диода с плазменными катодом и анодом. Получена оценка плотности анодной плазмы $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Измерена зависимость электрической прочности диодного зазора от величины тока пучка, попадающего на анод.

Работа выполнена при поддержке гранта-ми РФФИ 07-08-00682 и 08-08-00827, 08-01-00622, 08-02-01197, CRDF Y4-P-08-09, RNP.2.2.2.3.1003, а также грантом Рособразования "Развитие научного потенциала ВШ" 2.1.1/3983.

Список литературы

- [1] A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin, et al. // Abstracts of 7th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Daejeon, Korea, 2008, P02.
- [2] Н.Н. Коваль, П.М. Щанин, В.Н. Девятков и др. // ПТЭ, 2005, вып.1, стр. 135-140.
- [3] S.W.A. Gielkens et al. // Rev. Sci. Instrum., 1996, v.67, No.7, pp.2449-2452.
- [4] D.M. Goebel and R.M. Watkins. // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71, pp.388-398.

- D.M. Goebel*. "Low Pressure Plasma Cathode Electron Guns", NRL Workshop on Cathodes for Relativistic Electron Beams, Washington DC, May 10-11, 2001 (<http://other.nrl.navy.mil/CREBWorkShop/>)
- [5] *V.Ya. Martens and N.V. Zhdanova*. // 15th International Symposium on High Current Electronics: Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2008, p.121-124.
- [6] *J.E. Boers*, Proceedings of the 1995 PAC, Dallas TX, 2312 (May 1995).
- [7] *V. Astrelin, A. Burdakov, G. Derevyankin, et al.* // 15th International Symposium on High Current Electronics: Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2008, p.11-15.
- [8] *A. V. Burdakov, V.I. Davydenko, G.E. Derevyankin, et al.* // 14th International Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia; Изв. вузов. Физика. 2006. т. 49, № 11, Приложение.- с.78-80.