

Получение высокой плотности тока субмиллисекундного электронного пучка в диоде с плазменным катодом в режиме эмиссии с открытой плазменной границей

© В.Т. Астрелин,^{1,2} И.В. Кандауров,¹ 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

(Поступило в Редакцию 14 февраля 2013 г.)

Экспериментально исследована генерация электронного пучка длительностью $250 \mu\text{s}$ в диоде с плазменным эмиттером. Плазма создавалась импульсным дуговым разрядом в водороде. Экстракция электронов пучка проводилась из круглого эмиссионного отверстия диаметром 3.8 mm в режиме открытой плазменной границы. Ускоренный в диодном зазоре пучок выходил в дрейфовое пространство через отверстие диаметром 4.1 mm в аноде в отсутствие внешнего магнитного поля. При различных ускоряющих напряжениях и диодных зазорах было исследовано влияние электронного токоосаждения на край анодного отверстия на предельно достижимый ток пучка, превышение которого приводит к пробое диодного промежутка. Показана роль поверхностных процессов на поверхности электродов. Для ускоряющего напряжения 32 kV была достигнута средняя плотность тока эмиссии 130 A/cm^2 . Средняя напряженность электрического поля в ускоряющем зазоре составляла при этом 140 kV/cm . С применением пакета программ POISSON-2 проведено численное моделирование работы диода с вычислением формы установившихся плазменных эмиссионных границ в катодном и анодном отверстиях. Показано влияние плотности ионного тока с поверхности анодной плазмы на величину предельно достижимого тока электронного пучка.

Введение

Электронные пучки с энергией электронов от десятков keV до нескольких MeV и током от сотен ампер до десятков kA находят широкое применение в различных технологических приложениях и в научных исследованиях. В частности, в исследованиях по нагреву и удержанию плазмы с термоядерными параметрами в открытых магнитных ловушках наметился интерес к мощным длинноимпульсным электронным пучкам. Для таких приложений пучок должен иметь: энергию электронов в диапазоне нескольких сотен keV с током в килоамперном диапазоне, большую длительность ($\geq 10^{-3} \text{ s}$), высокую плотность тока ($1-2 \text{ kA/cm}^2$), а также малую угловую расходимость ($< 0.2 \text{ rad}$) в сильном магнитном поле ($\sim 5 \text{ T}$) [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, что особенно важно в приложениях по нагреву плазмы пучками электронов в открытых ловушках. К настоящему времени уже накоплен достаточный опыт получения электронных пучков субкилоамперного уровня длитель-

ностью в сотни микросекунд в системах с плазменными эмиттерами различных типов [2-5].

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 высокой яркостью. Одним из возможных вариантов может быть использование ЭОС с двумя или тремя электродами с круглыми или щелевыми отверстиями с толщиной и сечениями масштабов нескольких миллиметров, которые должны быть более устойчивыми к электрическим пробоям и распылению, по сравнению с мелкомасштабными сетками. Есть положительный опыт использования таких систем [4,5].

В настоящей работе представлены результаты исследований по определению предельных 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 с использованием численного моделирования работы диода. Комплексный подход, совмещающий экспериментальные исследования с численным анализом, позволяет лучше понять оптику пучков в системах с плазменными электродами.

1. Модель диода с эмитирующими плазменными поверхностями

Для численного моделирования источников пучков использовался пакет прикладных программ POISSON-2 [6], модифицированный для решения задач с плазменными границами [7]. Пакет предназначен для решения двумерных стационарных задач формирования и транспортировки пучков заряженных частиц во внешних и собственных электрических и магнитных полях. В нем используется метод интегральных уравнений с вычислением потенциала в точке через поверхностную и объемную плотность зарядов, с граничными условиями на поверхностях, описываемыми диэлектриками, условия симметрии и периодичности для плоского и осесимметричного случаев. Проведенная модификация пакета позволяет в отличие от других известных кодов рассчитывать источники с одновременной эмиссией электронов и ионов разных сортов с нескольких как катодных, так и анодных поверхностей.

В рассматриваемой здесь модели поверхность плазмы рассматривается как эмитирующий электрод с потенциалом, равным потенциалу прилегающих металлических электродов и условием на электрическое поле $E = 0$ на поверхности. Это означает, что давлением плазмы пренебрегается, и плотность эмитируемого тока $j(r)$ ограничивается пространственным зарядом. При этом она должна быть равна плотности тока $j_0(r)$, приходящего из плазмы к ее поверхности. Это достигается подбором формы поверхности. Величина $j_0(r)$ определяется свойствами плазмы и должна соответствовать моделируемому эксперименту. Вычисление формы плазменных границ, эмитирующих электроны или ионы, проводится итерационным методом с целевыми функциями $j_e(r) = j_{0e}(r)$ и $j_i(r) = j_{0i}(r)$. В нашем случае $j_{0e}(r) = \text{const}$ и $j_{0i}(r) = \text{const}$ — плотности тока в плазме вдоль оси, постоянные величины. Эта модель позволяет нам сравнить результаты расчетов с результатами моделирования, полученными другими известными кодами. Такое сравнение [7] с кодом PBGUNS [8], проведенное для электронного и ионного диодов, показало хорошее согласие результатов.

2. Описание эксперимента

Эксперименты проводились на специальном стенде [9]. Схематическое устройство источника пучка показано на рис. 1, *a*. 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 3.8 мм в торце экспандера плазмы (анода разряда). В трубу дрейфа пучок выводился через отверстие в экстрагирующем электроде (аноде ЭОС)

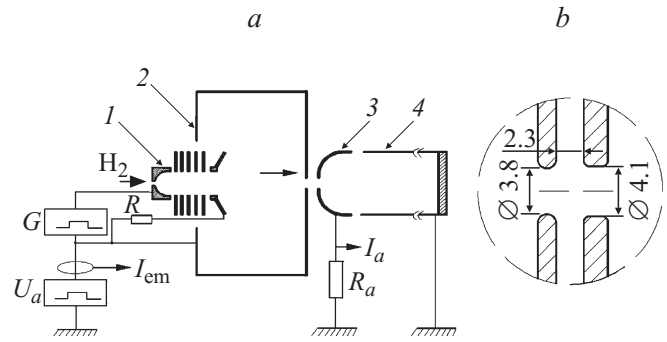


Рис. 1. *a* — схема генератора пучка: U_a — модулятор ускоряющего напряжения, G — генератор питания дуги, I — дуговой источник плазмы, 2 — экспандер (анод дугового разряда), 3 — анод диода, 4 — труба дрейфа с коллектором пучка; *b* — геометрия диодного промежутка.

диаметром 4.1 мм. Зазор между электродами диода составлял 2.35 мм. Геометрия ЭОС приведена на рис. 1, *b*. Материалом электродов служила нержавеющая сталь 12X18Н9Т, не подвергавшаяся какой-либо специальной обработке кроме обычной токарной. После первичной сборки тренировка диода до выхода на максимальные параметры пучка занимала несколько сотен рабочих импульсов.

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

3. Результаты и их обсуждение

Типичные осциллограммы напряжения на диоде, эмиссионного тока и электронного тока, оседающего на анод, показаны на рис. 2. Импульс напряжения длительностью $\tau_b \approx 250 \mu\text{s}$ имеет практически прямоугольный профиль. Ток эмиссии пучка регулировался током дугового разряда. По мере роста тока эмиссии на осциллограммах токов появляются выбросы (рис. 2, *b*), затем длительность импульса сокращается. При дальнейшем увеличении тока эмиссии пробой диода происходит уже на фронте импульса. Таким образом, 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.

Вольт-амперная 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 $I_{em} \approx 7 \text{ A}$ остается практически постоянным во всем диапазоне ускоряющих напряжений (от 12 до 30 кВ). Вместе с тем при уменьшении диодного напряжения до 15 кВ ток на анод изменяется незначительно, а при приближении к потенциалу $U \approx 12 \text{ kV}$ резко возрастает. При этом, как и для случая, приведенного на рис. 2, *b*, осциллограммы токов

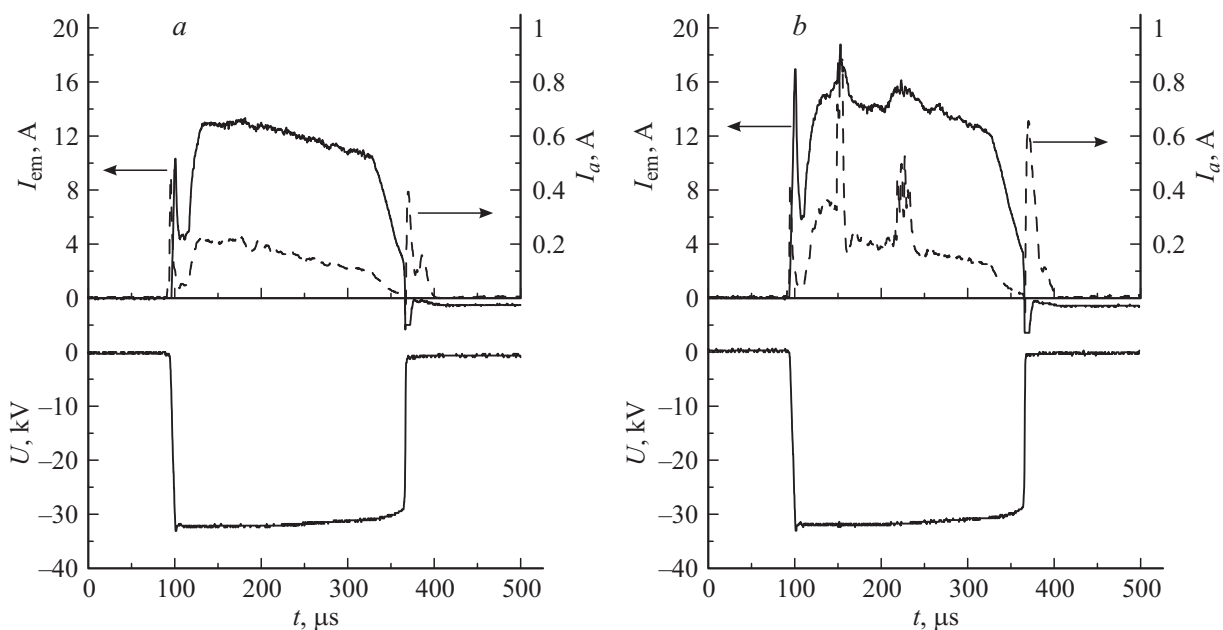


Рис. 2. Осциллограммы напряжения, тока эмиссии и тока на анод (показан штрихами): *a* — режим с током эмиссии, меньшим предельного; *b* — режим с максимальным током эмиссии.

становятся нестабильными, импульс укорачивается и при дальнейшем снижении напряжения диод начинает пробиваться сразу за фронтом 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 тока электронного вакуумного диода, т. е. максимального тока, который может быть проведен через анодную апертуру вакуумного диода без касания пучком краев анодного отверстия. Эта зависимость представляет собой аналог „закона трех вторых“ $I_{\max} = PU^{3/2}$ для диода с плазменным катодом с первеансом, определенным при численном моделировании диода. Расчет первеанса проводился кодом PBGUNS для реальной геометрии электродов с вычислением формы эмитирующей плазменной границы.

Из сравнения токов видно, что при $U \approx 12-13$ кВ, когда наблюдается резкий рост токоосаждения на анод, ток диода в 1.5–2 раза превышает предельный вакуумный ток. Очевидно, что это происходит за счет частичной компенсации объемного электронного заряда ионами. Источником ионов может быть либо плазма, возникающая при ионизации остаточного газа, либо плазма, образующаяся на металлических поверхностях

(анода и коллектора) при попадании на них электронов пучка.

Представляется необходимым исследовать связь между величиной электронного тока на анод и предельно достижимыми параметрами диода. С этой целью проводилось измерение зависимости тока на анод I_a от тока эмиссии I_{em} для разных напряжений на диоде и при различных диодных зазорах. На рис. 4 в полулогарифмическом масштабе приведены зависимости $I_a(I_{em})$ для

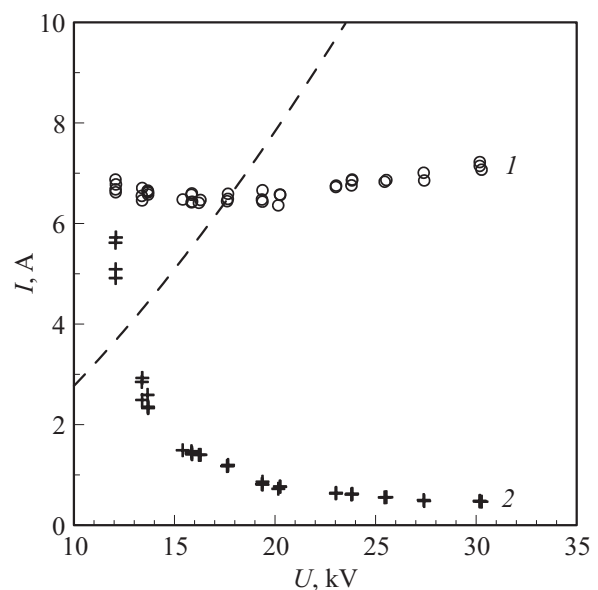


Рис. 3. Зависимость тока эмиссии I_{em} (1) и тока на аноде $10I_a$ (2) от напряжения на диоде. Штрихами показан расчетный максимально достижимый ток вакуумного диода.

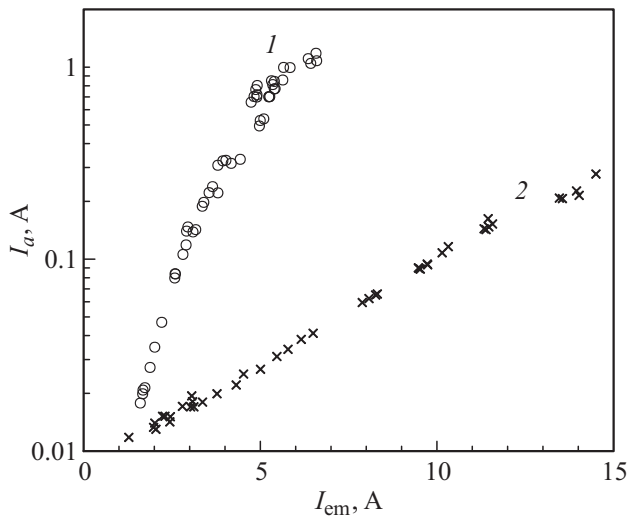


Рис. 4. Зависимость тока на анод от тока эмиссии: 1 — $U = 10.7 \text{ kV}$, 2 — $U = 31 \text{ kV}$.

случаев $U = 10.7 \text{ kV}$ и $U = 31 \text{ kV}$ при диодном зазоре 2.35 mm . Видно, что даже при малых токах эмиссии есть токоосаждение на анод, экспоненциально нарастающее с током эмиссии. При достижении током эмиссии некоторого критического значения ($I_{em} \approx 3-5 \text{ A}$ для случая $U = 10.7 \text{ kV}$ и $I_{em} \approx 13 \text{ A}$ для $U = 31 \text{ kV}$) характер нарастания тока на анод изменяется. Он начинает зависеть от тока эмиссии линейно (для кривой 1 на рис. 4). Наконец, при токе эмиссии $I_{em} \approx 6.5 \text{ A}$ для напряжения $U = 10.7 \text{ kV}$ и токе $I_{em} \approx 14.5 \text{ A}$ для $U = 31 \text{ kV}$ происходит пробой диода.

Приведенные результаты указывают на наличие у пучка помимо основной части внешнего галб. При увеличении тока эмиссии пучок в диоде уширяется, приводя сначала к увеличению тока из галб на анод (экспоненциальная часть зависимостей рис. 4). При достижении некоторого тока пучка его основная часть также начинает попадать на анод, изменяя характер зависимости $I_a(I_{em})$. Отметим, что это изменение происходит при токе эмиссии, близком к предельному току вакуумного диода, который в отсутствие плазмы равен ~ 3.1 и $\sim 15 \text{ A}$ для $U = 10.7$ и 31 kV соответственно. Это указывает на незначительность влияния плазмы, возникающей при ионизации остаточного газа в диоде и за анодом, 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 эмиссия ионов с нее должны 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 $I_{em} \approx 6 \text{ A}$ и напряжения на диоде $U = 10.7 \text{ kV}$ (рис. 5). Принималось, что плотность тока эмиссии электронов постоянна по поверхности катодной плазмы и равна $j_{em} = 53 \text{ A/cm}^2$, а плотность эмиссии ионов из анодной плазмы также считалась однородной и подбиралась такой, чтобы электронный ток части пучка, попадающей на анод, был равен 1 A , т. е. предпробойному току $I_{a,max}$, найденному из эксперимента (рис. 4). Полученная при моделировании плотность ионного тока оказалась равной $j_i = 0.65 \text{ A/cm}^2$, что для водородной плазмы с температурой электронов 5 eV соответствует плотности анодной плазмы $n_a \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Приближенный характер этой оценки очевиден, поскольку при возникновении анодной плазмы на краях анодной апертуры распределения ее плотности и плотности ионного тока с поверхности плазмы должны быть неоднородными по радиусу.

Давление остаточного газа, как показал специальный эксперимент, практически не влияет на характеристики диода при значениях от $5 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$. Это свидетельствует в пользу ранее сделанного предположения об определяющей роли плазмы, возникающей на поверхности анода.

Предельные параметры диода определялись для максимально возможного напряжения на диоде, ограниченного источником питания стенда. При увеличении тока дуги и соответственно эмиссионного тока катода экспериментально определялся максимальный ток эмиссии, выше которого происходил пробой зазора. Для диодного зазора 2.35 mm и напряжения 32 kV это был ток $\sim 14.5 \text{ A}$. Он соответствует плотности тока эмиссии с катода $\sim 130 \text{ A/cm}^2$ и средней напряженности поля в

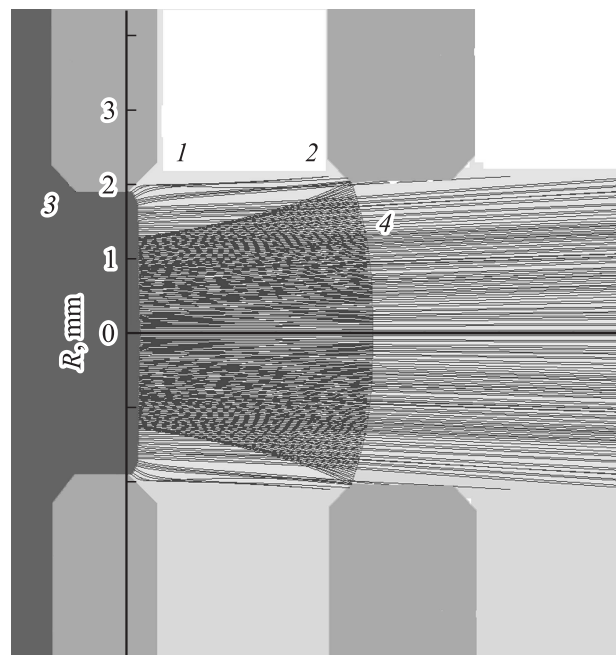


Рис. 5. Форма траекторий и положение границ плазмы в диоде: 1 — катод, 2 — анод, 3 — катодная плазма, 4 — анодная плазма.

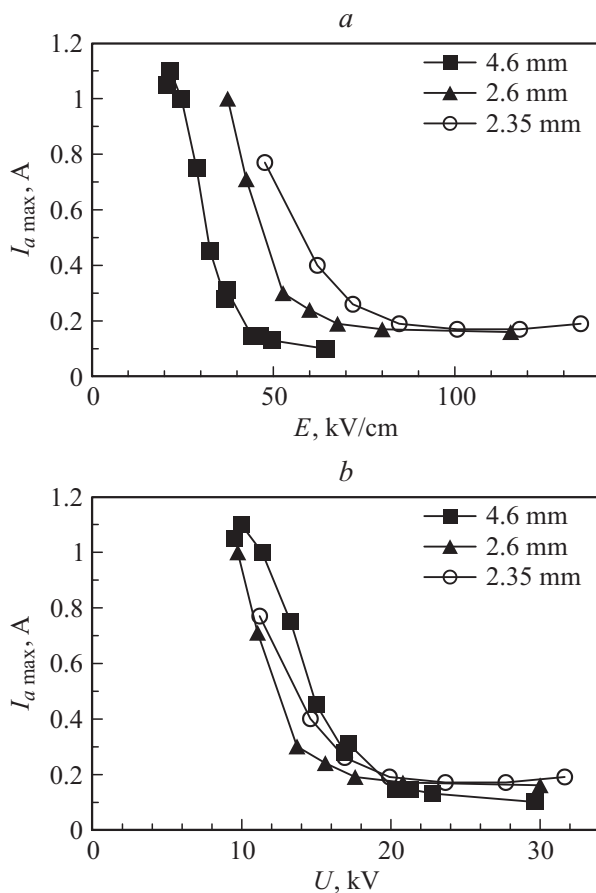


Рис. 6. *a* — зависимость предельного тока на анод от напряжения на диоде для разных диодных зазоров; *b* — зависимость предельного тока на анод от напряженности электрического поля в диоде для разных диодных зазоров.

зазоре ~ 140 kV/cm — максимальные величины, достигнутые в эксперименте. При этом величина предельно допустимого электронного тока на анод составляла ~ 0.2 А.

Увеличение диодного зазора от 2.35 до 4.6 мм показало, что электрическая прочность зазора не определяется только напряженностью электрического поля. Для заданной напряженности при изменении зазора изменяется также максимально допустимая величина электронного тока на анод $I_{a,\max}$, при превышении которой происходит пробой диода (рис. 6, *a*). Как следует из рис. 6, *b*, где приведена зависимость предельного тока от напряжения диода, условия пробоя определяются, главным образом, не напряженностью электрического поля в диоде, а разностью потенциалов между его электродами. Величина предельного тока при постоянном электрическом поле возрастает с уменьшением зазора (рис. 6, *a*), в то время как в ее зависимости от напряжения $I_{a,\max}(U)$ однозначной связи с зазором диода нет (рис. 6, *b*).

Как видно из рис. 6, *a* и рис. 4, при уменьшении напряжения на диоде в области $U < 20$ kV пробой диода происходит при большем токоосаждении пучка

на анод. Это означает, что с уменьшением напряжения между электродами диода зазор становится менее „чувствительным“ к бомбардировке анода электронами. Кроме того, как показал эксперимент, при увеличении напряжения предельный ток перестает зависеть от него и составляет $I_{a,\max} \approx 0.1-0.2$ А. Параметром, характеризующим этот переход, является именно напряжение $U \approx 20$ kV, а не напряженность поля, изменяющаяся от 50 до 80 kV/cm при уменьшении зазора.

Проведенные измерения указывают на определяющую роль явлений, происходящих на поверхности электродов, в развитии ион-электронных лавин в диоде, приводящих к его пробую. Такими процессами могут быть: а) отражение электронов от поверхности анода, б) рождение вторичных частиц при бомбардировке, в) образование плазмы на поверхностях вследствие десорбции газа с поверхностей и его ионизации и г) пробой диэлектрических пленок и включений на поверхностях. В этих процессах величина зазора между электродами не играет роли.

Сильная зависимость $I_{a,\max}(U)$ при $U < 20$ kV и слабая при $U > 20$ kV может указывать на разный характер поверхностных процессов в этих случаях. Возможно также, что влияет изменение пространственного распределения электронного и ионного токов в диоде, приводящее к плазмообразованию на разных участках электродов (с внутренней поверхности отверстий при больших потенциалах, и с фронтальной поверхности электрода при малых). Строгого объяснения наблюдаемой зависимости $I_{a,\max}(U)$ пока нет.

Заключение

В отсутствие внешнего магнитного поля проведено исследование предельных параметров одноапертурного диода с плазменным эмиттером, зазором 2.3 мм, диаметром апертуры ~ 4 мм.

Получена плотность тока эмиссии ~ 130 А/см² при напряженности поля $E \approx 140$ kV/cm.

Разработаны и реализованы алгоритмы расчета формы плазменной границы для моделирования ЭОС. Проведено численное моделирование диода с плазменными катодом и анодом, согласующееся с экспериментом.

Результаты эксперимента указывают на то, что причиной пробоя является осаждение части электронов пучка на края анодного отверстия. Как показывает численное моделирование, увеличение тока на анод происходит как при уменьшении напряжения на диоде (при фиксированном токе эмиссии) или увеличении тока эмиссии (при фиксированном напряжении) за счет уширения пучка вследствие увеличения влияния объемного заряда и изменения формы эмиттирующей границы плазмы в катодном отверстии.

Отмечено влияние плазмы возникающей на поверхности анода, на характеристики пучка. Ее плотность оценена, как $3 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Показано, что может работать

„авторегулировка“ расходимости электронного пучка под влиянием анодной плазмы. Получена зависимость предельно допустимого тока на анод от напряжения на диоде при разных зазорах. Показано, что этот ток, главным образом, зависит от величины напряжения, а не от напряженности электрического поля диода.

Авторы искренне благодарят А.В. Бурдакова и Г.Е. Деревянкина за поддержку работы и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, РФФИ (грант № 10-08-00707), программы президиума РАН (программа № 12, проект № 7), интеграционного междисциплинарного проекта СО РАН № 104.

Список литературы

- [1] *Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V.* et al. // Abstracts of the 7th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. Daejeon, Korea, 2008. P. 02.
- [2] *Коваль Н.Н., Щанин П.М., Девятков В.Н.* и др. // ПТЭ. 2005. Вып. 1. С. 135–140.
- [3] *Gielkens S.W.A.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. N 7. P. 2449–2452.
- [4] *Goebel D.M., Watkins R.M.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71. P. 388–398.
- [5] *Goebel D.M.* // NRL Workshop on Cathodes for Relativistic Electron Beams. Washington DC, 2001. (<http://other.nrl.navy.mil/CREBWorkShop/>)
- [6] *Астрелин В.Т., Иванов В.Я.* // Автометрия. 1980. № 3. С. 92–99.
- [7] *Astrelin V., Burdakov A., Derevyankin G.* et al. // Proc. of the 15th International Symposium on High Current Electronics. Tomsk: IAO SB RAS, 2008. P. 11–15.
- [8] *Boers J.E.* // Proc. of the 1995 PAC. Dallas, 1995. P. 2312.
- [9] *Burdakov A.V., Davydenko V.I., Derevyankin G.E.* et al. // Сеп. Изв. вузов. Физ. 2006. Т. 49. № 11. Приложение. С. 78–80.