

Форвакуумный плазменный источник ленточного электронного пучка с повышенной плотностью тока на основе разряда с протяженным полым катодом

А.С.Климов, В.А.Бурдовицин, Е.М.Окс

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050 Россия, Томск
e-mail: kas3501@rambler.ru

Представлены результаты экспериментального исследования формирования ленточного электронного пучка при отборе электронов из плазмы стационарного разряда в системе с составным полым катодом в форвакуумной области давлений. Показано, что применение катодной полости представляющей собой комбинацию узкой и широкой частей приводит к повышению концентрации плазмы вблизи ее эмиссионной границы и увеличению плотности тока пучка. При транспортировке такого ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений генерируется плотная плазма, обеспечивающая практически полную компенсацию заряда, накапливаемого на изолированной мишени, что дает принципиальную возможность обработки изолированных мишеней и высокотемпературных диэлектриков, без создания специальных условий для нейтрализации заряда пучка.

Введение

Повышение производительности установок, предназначенных для электронно-лучевой обработки больших поверхностей, требует создания источников пучков большого сечения, в частности, пучков ленточной конфигурации. Среди подобных источников особый интерес представляют устройства, способные генерировать пучок в условиях предварительного вакуума или форвакуума, достигаемого использованием лишь механических средств откачки.

В проведенных ранее исследованиях была показана принципиальная возможность создания источника ленточного электронного пучка способного функционировать в форвакууме (1-15 Па). На основе проведенных исследований был создан не имеющий аналогов простой и надежный электронный источник с плазменным катодом, который в форвакуумном диапазоне давлений позволяет получать электронный пучок ленточной конфигурации со стабильными параметрами. Формирование пучка осуществляется за счет эмиссии электронов из разряда с полым катодом в остаточной атмосфере вакуумной камеры, без использования напуска газа и системы дифференциальной откачки. Несмотря на то, что сам факт генерации ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений, представляет собой «прорыв» в развитии плазменной эмиссионной электроники, достигнутые плотности тока пучка (10 мА/см^2), тем не менее, оказались все же недостаточными для ряда принципиальных применений. Наиболее очевидный способ повышения плотности плазмы путем сужения катодной полости в области, прилегающей к аноду, не дал положительных результатов, поскольку привел к возникновению значительных неустойчивостей [1]. Это делает задачу поиска путей увеличения плотности тока ленточного электронного пучка, генерируемого в форвакуумной области давлений, актуальной как в физическом аспекте, так и с точки зрения практического использования таких электронных пучков.

Цель работы состояла в проведении комплекса исследований, направленных на повышение плотности тока, генерируемого плазменным источником ленточного пучка электронов в форвакуумной области давлений. В задачу работы также входила модернизация на основе проведенных исследований существующего источника электронов для обеспечения в ленточном электронном пучке плотности тока не менее 100 мА/см^2 , достаточной для поверхностной обработки и плавки ряда материалов.

Техника эксперимента

В плазменных источниках электронов, генерирующих сфокусированные пучки применительно к электронно-лучевой сварке резкая радиальная неоднородность плотности плазмы, обеспечивающая повышение плотности тока электронного пучка на оси системы достигается сочетанием отрагательного разряда в скрещенных $E \times H$ полях с полым катодом [2]. Подобный принцип повышения плотности плазмы был использован в системе с составной протяженной катодной полостью для генерации в форвакуумной области давлений электронного пучка ленточной конфигурации. Для этого верхняя часть катодной полости, противоположная ее выходной апертуре, имела меньшую ширину.

Для проведения исследований использовался модернизированный экспериментальный макет плазменного источника ленточных электронных пучков. Основа конструкции макета плазменного электронного источника представляла собой трехэлектродную систему (рис. 1), состоящую из прямоугольного полого катода 1 размером $280 \times 75 \times 40$ мм, плоского анода 2, с протяженностью эмиссионного окна 280 мм и ускоряющего электрода 3. Все электроды выполнены из нержавеющей стали. Модернизация заключалась в расположении внутри катодной полости медных вкладышей 4 (рис. 1), что позволило изменять ширину d и глубину L верхней части полости. Вставки в катодную полость были электрически изолированы от стенок катодной полости. Таким образом, формировался составной полый катод, представляющий собой в поперечном сечении комбинацию двух прямоугольных секций различной ширины, названных условно «узкой» и «широкой».

Ширина d узкой части полости варьировалась в пределах $0 \div 40$ мм. Глубина L изменялась в пределах $0 \div 60$ мм. При больших значениях L зажигание и поддержание разряда становилось возможным только при повышенном напряжении (≥ 1000 В). Разряд при этом горел неустойчиво с образованием одного или нескольких локальных максимумов концентрации плазмы.

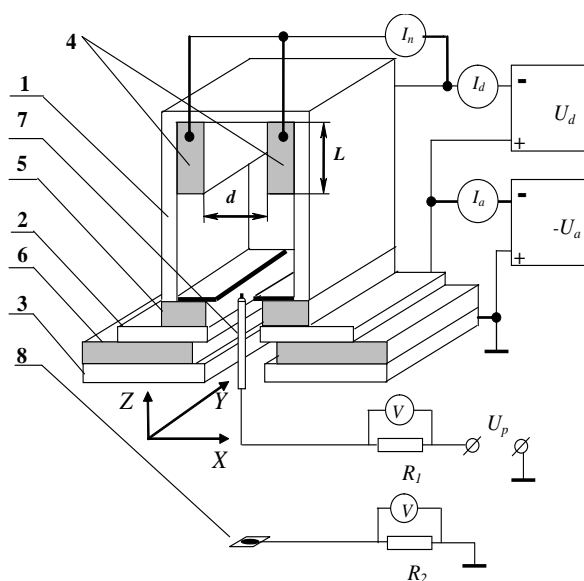


Рис. 1. Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – медные вкладыши; 5, 6 – изоляторы; 7 – зонд; 8 – перемещаемый коллектор.

Измерение распределения плотности тока по сечению электронного пучка производилось с помощью перемещаемого коллектора 8 (рис. 1), с коллимирующим отверстием диаметром 3.5 мм. Измерение концентрации n плазмы в катодной полости производилось одиночным цилиндрическим зондом Ленгмюра 5 (рис. 1) [3, 4]. Потенциал ϕ_n плазмы измерялся эмиссионным зондом в режиме «плавления» [3].

Плазменный источник электронов размещался на фланце вакуумной камеры. Изменение давления в интервале $5 \div 15$ Па обеспечивалось напуском воздуха непосредственно в камеру.

Результаты и их обсуждение

Эксперименты показали, что свойства разряда с составной катодной полостью отличаются от аналогичных свойств разряда с однородной полостью – полым катодом прямоугольного сечения. Отличия проявились как в вольтамперных характеристиках (ВАХ), так и в параметрах газоразрядной плазмы. ВАХ разряда с однородной полостью монотонна (рис. 2 кривая 1). Для составной же полости существует участок скачкообразного снижения напряжения горения и роста тока разряда (рис. 2 кривые 2, 3). Одновременно со скачкообразным изменением тока наблюдалось увеличение яркости свечения плазмы в пределах узкой части полости, регистрируемое при визуальном наблюдении [5].

Значения пороговых токов, при превышении которых происходит скачкообразный рост, определяются давлением газа и шириной узкой части полости. Чем ниже давление и меньше ширина узкой части полости, тем больше пороговый ток. Соотношение между токами I_{nd} и I_{wd} (рис. 3), приходящимися на узкую и широкую части полости, соответственно, указывает на то, что большая доля приходится именно на узкую часть.

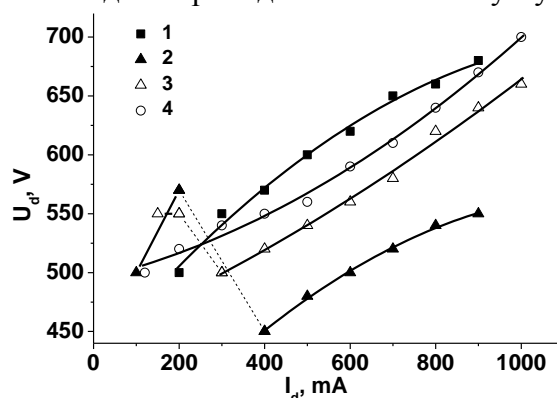


Рис. 2. Вольтамперные характеристики разряда для полостей с различной шириной d узкой части: 1 – $d=40$ мм, 2 – $d=12$ мм, 3 – $d=14$ мм, 4 – $d=16$ мм, давление рабочего газа (воздуха) 6 Па

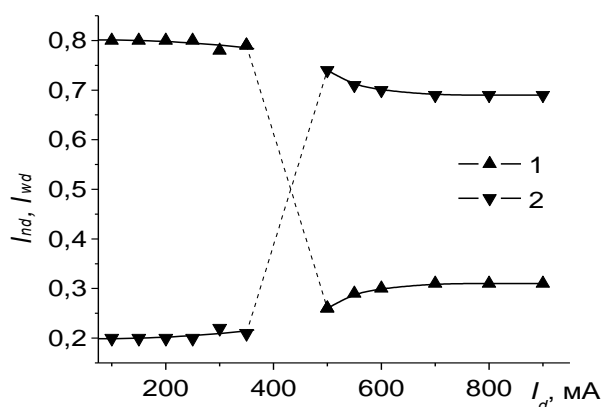


Рис. 3. Отношения токов на широкую I_{wd} (1) и узкую I_{nd} (2) части катодной полости к току разряда I_d . Давление 5 Па, ширина узкой части полости $d = 16$ мм

Пространственные распределения параметров плазмы представлены зависимостями $n(x)$, измеренными для разных значений координаты z (рис. 4). В однородной полости $n(x)$ представляется плавной кривой (рис. 4, кривая 1). Для составной полости вид аналогичных зависимостей, измеренных в широкой ее части, определяется значениями разрядного тока. Для токов, меньших пороговых, кривая $n(x)$ по форме такая же, как и для однородной полости. Разрядные токи, превышающие пороговые, приводят к распределениям, за-

висящим от координаты z . Для больших z , т.е. в непосредственной близости от границы двух частей полости кривая $n(x)$ имеет отчетливо выраженный максимум, ширина которого примерно равна ширине узкой части полости (рис. 4, кривая 2). Этот максимум расширяется и понижается с уменьшением z (рис. 4, кривая 3). Значения концентрации в максимуме превышают аналогичные величины для однородной полости в 1,5 – 2 раза при тех же значениях разрядного тока.

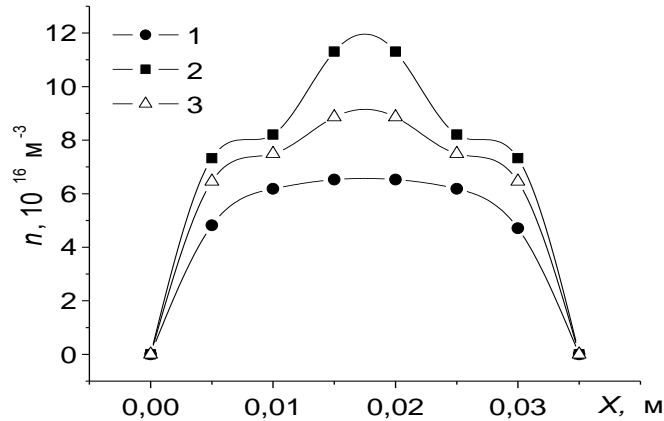


Рис. 4. Поперечное распределение концентрации плазмы n в однородной катодной полости (1), и в составной полости на различных расстояниях z от границы раздела секций: 2 – 0 см, 3 – 1 см. Ток разряда $I_d = 0.8 \text{ A}$, $d = 16 \text{ мм}$, $P = 8 \text{ Па}$

Для выяснения характера перераспределения плазмы между двумя частями полости были проведены измерения концентрации и потенциала плазмы термоэмиссионным зондом вдоль оси z в срединной плоскости катодной полости (рис. 5). Измерения показали значительный рост концентрации и спад потенциала по мере углубления в узкую часть полости (координата z). При этом не удалось обнаружить локального скачка потенциала, который характерен для образования двойного электростатического слоя на границе сужения полости [6]. Снижение потенциала по мере увеличения координаты z в узкой части полости оказалось сравнительно плавным и составило около 10 В. Аналогичное падение потенциала было получено расчетным путем в разрядной системе плазменного источника электронов на основе отражательного разряда с полым катодом [7].

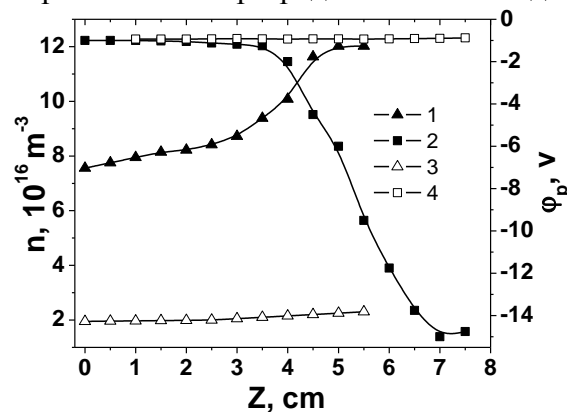


Рис. 5. Концентрация n (1, 3) и потенциал ϕ_p (2, 4) плазмы в зависимости от координаты z в составной (1, 2) с размером $d = 16 \text{ мм}$ и однородной (3, 4) полости. Ток разряда $I_d = 800 \text{ mA}$, давление $P = 6 \text{ Па}$

Изменение геометрии катодной полости существенно изменяет не только характер распределения концентрации плазмы в катодной полости, но и влияет на величину извлекаемого эмиссионного тока. Возрастание плотности плазмы вызывает повышение плотности тока в пучке (рис. 6). Причем повышение

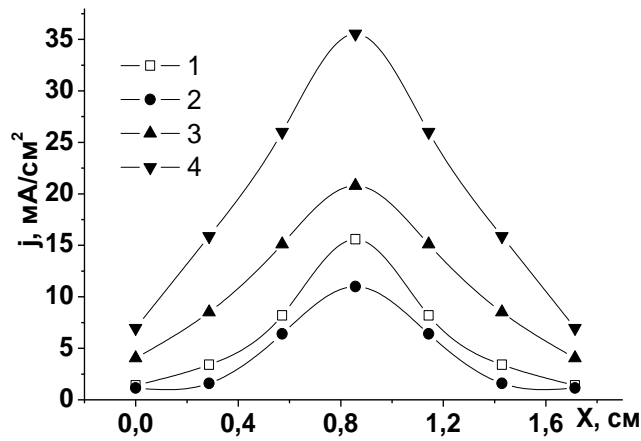


Рис. 6. Распределение плотности тока j по толщине пучка для токов разряда $I_d=100$ мА (1, 2) и 800 мА (3, 4) для однородной (1, 3) и составной (2, 4) полости с размером $d=16$ мм. Давление $P=6$ Па, ускоряющее напряжение $U_a=2$ кВ

этой величины до 35 mA/cm^2 было достигнуто без нарушения однородности пучка по координате y , т.е. по ширине пучка.

Полученные результаты могут быть объяснены с использованием представлений о двух режимах горения разряда в составной катодной полости. При относительно малых значениях токов и, соответственно, низких концентрациях плазмы разряд существует лишь в широкой части катодной полости, поскольку катодные слои перекрывают сужение полости, и плазма не имеет возможности проникновения в узкую ее часть. Увеличение разрядного тока внешними регулировками позволяет достичь момента, при котором происходит разрыв катодных оболочек, и плазма проникает в узкую часть полости. Условие проникновения записывается в виде [8]

$$\frac{d}{2} > l_c = \sqrt[4]{\frac{\epsilon_0^2 U_c^3}{en^2 k T_e}}, \quad (1)$$

где d – ширина узкой части катодной полости, l_c – протяженность катодного слоя, n и T_e – концентрация и электронная температура плазмы, U_c – катодное падение потенциала. Подставляя полученные в измерениях параметры плазмы и разряда для порогового тока, получаем $l_c \approx 0,5$ см, что в целом удовлетворяет условию (1). Скачкообразный рост тока наряду со снижением разрядного напряжения (рис. 2), а также перераспределение тока между частями полости (рис.3) таким образом, что большая доля катодного компонента тока разряда замыкается на узкую часть, однозначно свидетельствует о том, что в разрядной системе с неоднородным полым катодом реализуются условия для более эффективной ионизации. Результат оказывается несколько неожиданным, если отметить, что в случае, когда вся полость имеет одинаковую ширину, равную ширине узкой части, в рабочем диапазоне давлений разряд в стабильной форме поддерживать не удастся из-за возникновения неустойчивых неоднородностей распределения плазмы по длине полости. Наблюдаемое переключение большей доли разрядного тока на узкую часть полости обеспечивает увеличение концентрации плазмы в пределах этой части. Поскольку наблюдаемые эффекты имеют место лишь в составной полости, являющейся, в сущности, комбинацией широкой и узкой полостей, то этот факт позволяет предположить взаимовлияние двух областей горения разряда, обуславливающее устойчивость разряда и эффективную ионизацию. Существование заметного спада потенциала в узкой катодной полости обеспечивает диффузионно-дрейфовое движение плазменных электронов в широкую полость. В этом случае дополнительный электронный поток оказывает стабилизирующее воздействие на разрядные процессы в широкой полости, подобно внешней инжекции электронов в катодную область тлеющего разряда низкого давления [9].

Дальнейшее увеличение плотности тока ленточного электронного пучка базируется на распространенном способе – увеличении разрядного тока. Это обусловлено практически линейной связью между разрядным током, концентрацией плазмы n и плотностью тока эмиссии j

$$j = \frac{1}{4} en \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \quad (2)$$

Вместе с тем этот метод повышения тока электронного пучка имеет свои ограничения, вызванные высокой вероятностью перехода тлеющего разряда в дуговой при условии, что разрядный ток превышает величину в 1 ампер [10]. Резонно предположить, что обеспечить повышение концентрации плазмы при неизменном разрядном токе можно, уменьшив площадь электродов разрядной системы.

Результаты измерения распределения плотности тока по поперечному сечению пучка в катодной полости с длиной уменьшенной с 28 см до 10 см и щелевидной апертурой 0,5 см показаны на рис. 7. При токе разряда, не превышающем одного ампера, удалось поднять плотность тока в пучке до 200 мА/см^2 , что в несколько раз превысило ранее достигнутый уровень. Понятно, что при этом пришлось уменьшить ширину электронного пучка. Однако, такая связь между плотностью тока и размерами поперечного сечения пучка является, по-видимому, отражением объективных свойств систем, использующих в качестве эмиссионной среды плазму тлеющего разряда вообще и разряда с полым катодом, в частности.

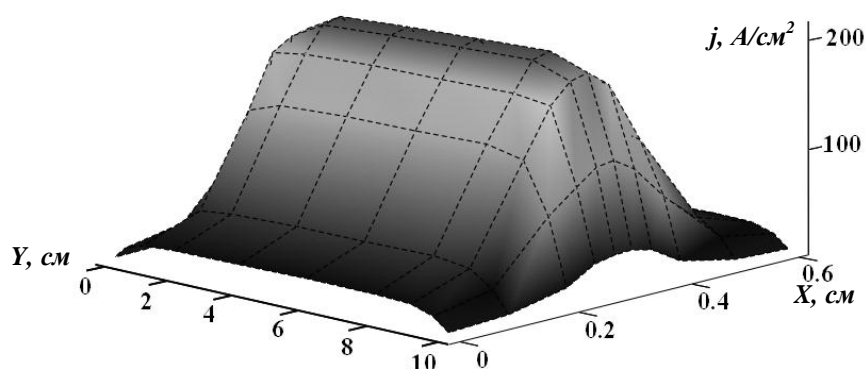


Рис. 7. Распределение плотности тока пучка для укороченной катодной полости, ток разряда 700 мА, ускоряющее напряжение 4 кВ, давление 10 Па

Особенность электронного пучка, функционирующего в форвакуумной области давлений, создавать на пути распространения плотную плазму, а также полученные плотности эмиссионного тока обуславливают возможность использования таких источников электронов в традиционных технологиях электронно-лучевой обработки проводящих материалов - плавки, сварки, размерной обработки и др. Отмеченные преимущества форвакуумных источников электронов весомы, но более значительным и важным представляется возможность непосредственной электронно-лучевой обработки непроводящих высокотемпературных керамик.

Электронно-лучевая обработка диэлектриков реализуется лишь при создании условий для нейтрализации отрицательного заряда, накапливаемого на поверхности обрабатываемого изделия при его бомбардировке ускоренными электронами. Такие условия могут быть выполнены, например, в результате одновременного воздействия на поверхность электронами и ионами, погружения обрабатываемого изделия в плазму или нагрева диэлектрика до температур, при которых появляется заметная электропроводность, обеспечивающая стекание заряда [11]. Для всех вышеупомянутых случаев требуется привлечение специального дополнительного оборудования, приводящего к существенному усложнению, а, следовательно, и удорожанию процесса обработки.

Процесс электронно-лучевого воздействия на диэлектрические материалы можно смоделировать на примере взаимодействия ускоренного электронного пучка с изолиро-

ванной металлической мишенью. При этом очевидно ключевым вопросом является установившийся потенциал изолированной мишени при ее бомбардировке электронами.

Проведенные исследования показали, что потенциал ϕ_f изолированной мишени заметно возрастает с увеличением давления (рис. 8).

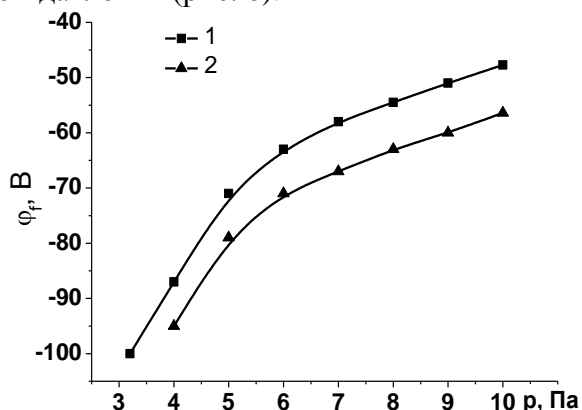


Рис. 8. Зависимость потенциала изолированной мишени ϕ_f от давления p для токов пучка I_b : 1 – 380 мА, 2 – 550 мА. Ускоряющее напряжение 3 кВ

Полученные значения потенциала изолированной мишени оказались по абсолютной величине значительно меньше ускоряющего напряжения, которое во всех экспериментах составляло 3 кВ. Очевидно, что такие значения потенциала изолированной мишени не могут оказать сколь-нибудь заметного влияния на траекторию ускоренных электронов, воздействующих на мишень.

При работе плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений воздействие ускоренного ленточного электронного пучка на кварц приводило к локальному плавлению материала в зоне воздействия пучка. Визуальные наблюдения при этом не обнаружили какого-либо отклонения траектории электронного пучка (рис. 9). Аналогичный результат

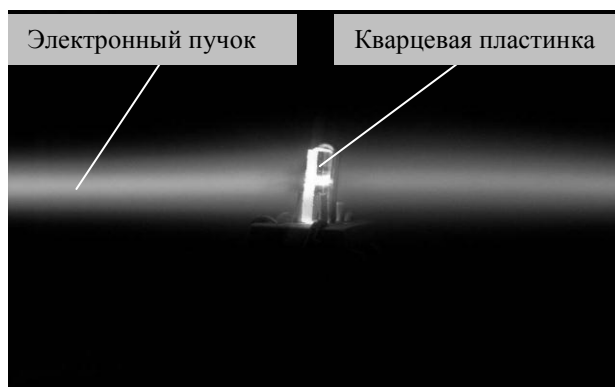


Рис. 9. Воздействие электронного пучка на диэлектрик. Ускоряющее напряжение 4 кВ, ток пучка 300 мА, давление 8 Па

наблюдался при взаимодействии пучка со стеклом и алундовой керамикой. В алундовой керамике после затвердевания расплава образовывалась стеклообразная область. В керамических материалах на основе нитрида бора имела место сублимация материала, что позволяло осуществить сверление.

Использование ленточного электронного пучка для сварки керамических трубок позволило избежать перенапряжений в образцах за счет прогрева и сварки сразу большой площади шва. На рис. 10 показаны различные образцы керамики после сварки.



Рис. 10. Керамические трубки на основе талькошамотной массы до и после электронно-лучевой обработки. Ускоряющее напряжение 4 кВ, ток пучка 0.2 А, давление 8 Па

Специально проведенные испытания показали, что сварной шов в этой керамике оказался вакуумно-плотным для давлений до 0,001 Па. В результате испытаний на разрыв получены прочностные значения от 15 до 30 МПа. Аналогичные измерения для исходной керамики дали значения 40÷50 МПа[12].

Заключение

Применение в форвакуумном источнике ленточного электронного пучка разрядной системы с составным полым катодом обеспечивает условия для более эффективной ионизации газа и позволяет, в конечном счете, повысить плотность тока электронного пучка. Генерация плотной плазмы при транспортировке ленточного электронного пучка, обеспечивает практически полную компенсацию заряда, накапливаемого на изолированной мишени. Полученные значения плотности эмиссионного тока источника и его способность работать в условиях форвакуума (5-15 Па) позволяют производить поверхностную обработку, пайку и сварку изолированных мишеней и высокотемпературных диэлектриков, без создания специальных условий для нейтрализации заряда пучка. Сваренные таким способом керамические изделия оказываются вакуумноплотными и достаточно прочными.

Список литературы

- [1]. Климов А.С., Бурдовицин В.А., Окс Е.М. //Изв. вузов. Физика. -2007. - №6. – С. 3-10.
- [2]. Галанский В.Л., Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. // Известия ВУЗов. Физика, 1992, Т. 35, № 5, с. 5-23.
- [3]. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда, Мир, 1967. 250с.
- [4]. Методы исследования плазмы. (Спектроскопия, лазеры, зонды) / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М. Мир. 1971, 552 с.
- [5]. Климов А.С., Бурачевский Ю.А., Бурдовицин В.А., Окс Е.М. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 4. С. 43–46.
- [6]. Метель АС. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 2. С. 241-247.
- [7]. Бурдовицин В.А., Галанский В.Л., Груздев В.А., Зеленский В.И., Репин М.Ф. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 184-189.
- [8]. Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
- [9]. Визирь А.В., Окс Е.М., Шандриков М.В., Юшков Г.Ю. // Прикладная физика. 2004. № 6. С. 115-119.
- [10]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб. руководство: Для вузов–2-е изд., перераб. и доп. – М: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1992.–536с.
- [11]. Ольшанский Н.А., Зайцев К.И. Сварка в машиностроении: Справочник. В 4-х т. – М.: Машиностроение, 1978 – т.2/ под ред. А.И. Акулова. 1978. 462 с, ил.
- [12]. Бурдовицин В.А., Климов А.С., Окс Е.М. //Письма в ЖТФ. 2009. т. 35, вып. 11. с. 61-66.