

04;10;12

Использование разряда с неоднородным протяженным полым катодом для повышения плотности тока в форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов

© А.С. Климов, Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,

634050 Томск, Россия

e-mail: burdov@fet.tusur.ru

(Поступило в Редакцию 21 мая 2007 г.)

Представлены результаты измерений параметров плазмы и эмиссионных характеристик источника ленточного электронного пучка на основе разряда с неоднородным протяженным полым катодом. Наличие узкой части в катодной полости привело к повышению концентрации плазмы вблизи ее эмиссионной границы, что обеспечило увеличение плотности электронного тока в пучке. Причина указанного эффекта состоит в формировании неоднородного поперек полости распределения плотности плазмы с максимумом посередине. Наличие этого максимума обусловлено, в свою очередь, потоком плазменных электронов из узкой части, который вызван электрическим полем и направлен в сторону щелевидной эмиссионной апертуры.

PACS: 52.25.Tx

Введение

Повышение производительности установок, предназначенных для электронно-лучевой обработки больших поверхностей, требует создания источников пучков большого сечения [1,2], в частности пучков ленточной конфигурации [3,4]. Среди подобных источников особый интерес представляют устройства, способные генерировать пучок в условиях предварительного вакуума, достигаемого использованием лишь механических форвакуумных насосов [5,6]. Разработанный ранее в нашей лаборатории плазменный источник электронов на основе разряда с протяженным полым катодом обеспечивает в форвакуумной области давлений (1–10 Па) генерацию стационарных ленточных электронных пучков размером 25×1 см с энергией до 8 keV и плотностью тока до $15\text{--}20 \text{ mA/cm}^2$ [7]. Несмотря на то что параметры ленточного электронного пучка, полученные в форвакуумной области давлений, уникальны, достигнутые плотности тока пучка тем не менее оказываются все же недостаточными для ряда принципиальных применений. Попытки увеличения плотности тока пучка простым сужением катодной полости или уменьшением ширины ее выходной апертуры не привели к положительным результатам из-за возникновения значительных неоднородностей в распределении тока по сечению пучка [8,9]. Это делает задачу поиска путей увеличения плотности тока в электронном пучке, генерируемом в форвакуумной области давления, актуальной как в физическом аспекте, так и с точки зрения практического использования таких электронных пучков.

Цель настоящей работы состоит в исследовании возможности повышения плотности тока в форвакуумном ленточном электронном пучке путем совершенствования геометрии катодной полости.

Техника эксперимента

Эксперимент проводился на макете плазменного источника непрерывного ленточного пучка электронов, специально созданного для работы в форвакуумной области давлений (рис. 1). Источник включал в себя выполненный из нержавеющей стали прямоугольный полый катод 1 размером $280 \times 75 \times 40$ мм, в котором ширину d верхней половины можно было изменять посредством медных вставок 2, плоский анод 3 с эмиссионным окном размером 280×10 мм, изоляторы 4, 5 для крепления и фиксации электродов. Вставки в катодную

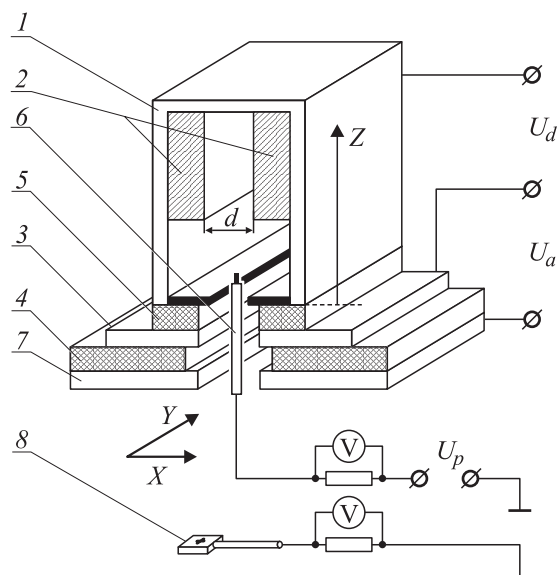


Рис. 1. Схема электронного источника (1 — полый катод, 2 — катодные вставки, 3 — анод, 4, 5 — изоляторы, 6 — зонд, 7 — ускоряющий электрод, 8 — перемещаемый коллектор).

полость были электрически изолированы от стенок так, что токи, приходящиеся на узкую и остальную часть полости, можно было измерять отдельно. Разрядное U_d и ускоряющее U_a напряжения прикладывались к соответствующим электродам источника, как показано на рис. 1. Более подробно конструкция и характеристики устройства описаны в [7]. Для измерения концентрации плазмы n в катодной полости использовался перемещаемый одиночный зонд Ленгмюра δ , потенциал U_p которого задавался отдельным источником питания. Конструкция зонда позволяла производить измерения параметров плазмы по всей ширине полости на разных расстояниях z от щелевидной апертуры. Потенциал плазмы ϕ_p измерялся эмиссионным зондом в режиме „плавления“ [10]. В процессе зондовых измерений сетка из эмиссионного окна удалялась, а напряжение U_a на ускоряющий электрод 7 не подавалось. Измерения распределения плотности тока в пучке производились перемещаемым коллектором 8. Для откачки вакуумной камеры использовался механический форвакуумный насос АВЗ-20. Изменение давления в интервале 3–10 Па обеспечивалось напуском воздуха непосредственно в камеру.

Результаты эксперимента

Эксперименты показали, что свойства разряда с неоднородной катодной полостью отличаются от аналогичных свойств разряда с однородной полостью, т.е. с полым катодом прямоугольного поперечного сечения. Отличия проявляются как в вольт-амперных характеристиках (ВАХ), так и в параметрах газоразрядной плазмы. ВАХ разряда с однородной полостью монотонна (рис. 2, кривая 1). Для неоднородной полости характерно наличие участка скачкообразного снижения напряжения и роста тока разряда (рис. 2, кривые 2, 3). Концентрация плазмы в плоскости симметрии полости повторяет поведение тока. Одновременно со скачкообразным возрастанием тока и концентрации плазмы происходит увеличение яркости свечения плазмы

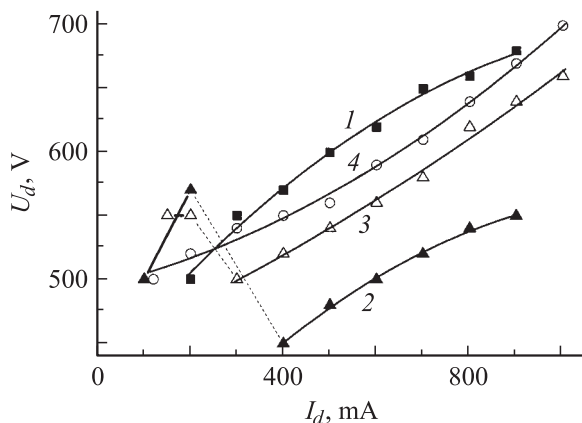


Рис. 2. ВАХ разряда для полостей с различным значением сужения d : 1 — 40, 2 — 12, 3 — 14, 4 — 16 мм. $P = 6$ Па.

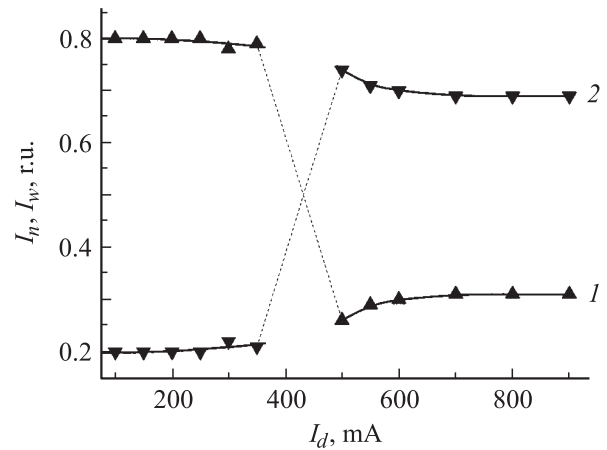


Рис. 3. Отношение токов, приходящихся на широкую I_w (1) и узкую I_n (2) части катодной полости к току разряда I_d . $P = 5$ Па, $d = 16$ мм.

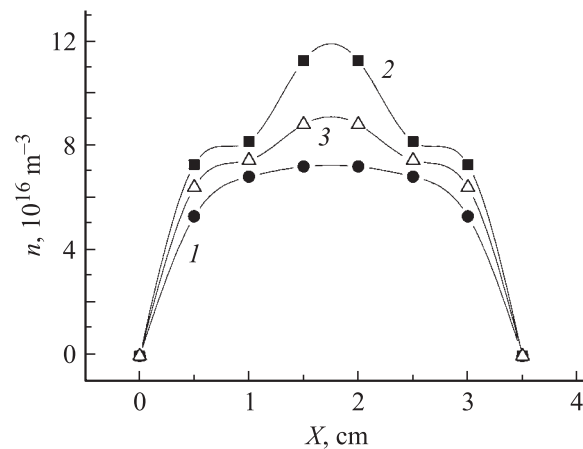


Рис. 4. Поперечное распределение концентрации плазмы n в однородной (1), а также в неоднородной полостях на различных глубинах z : 2 — 3, 3 — 2 см. $I_d = 800$ мА, $d = 16$ мм, $P = 6$ Па.

в пределах узкой части полости, регистрируемое при визуальном наблюдении. 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_n и I_w (рис. 3), приходящимися на узкую и широкую части полости соответственно указывает на то, что скачок тока обусловлен его перераспределением, причем большая доля приходится именно на узкую часть катодной полости. 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 неоднородной 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, зависящим 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 для однородной полости в 1.5–2 раза при тех же значениях разрядного тока.

Достижение более высокой концентрации плазмы обуславливает соответствующее возрастание плотности тока электронного пучка, извлекаемого из плазмы разряда (рис. 5). Как видно из рис. 5, плотность тока электронного пучка увеличивается в той же степени, что и повышается плотность плазмы, и достигает 35 mA/cm^2 . С целью установления физических причин повышения плотности плазмы были проведены зондовые измерения

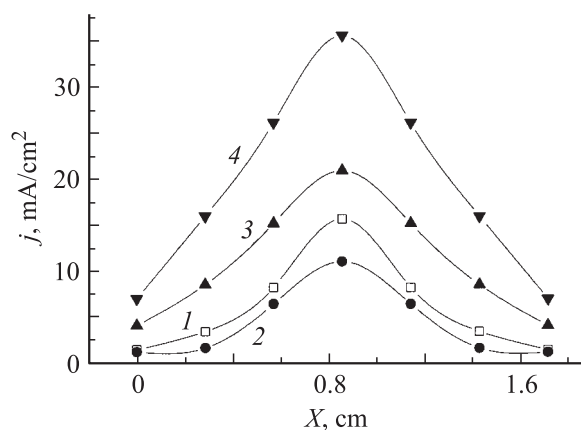


Рис. 5. Распределение плотности тока j в пучке для токов разряда $I_d = 100$ (1, 2) и 800 mA (3, 4) для однородной (1, 3) и неоднородной (2, 4) полостей с размером $d = 16 \text{ mm}$. $P = 6 \text{ Pa}$. $U_a = 2 \text{ kV}$.

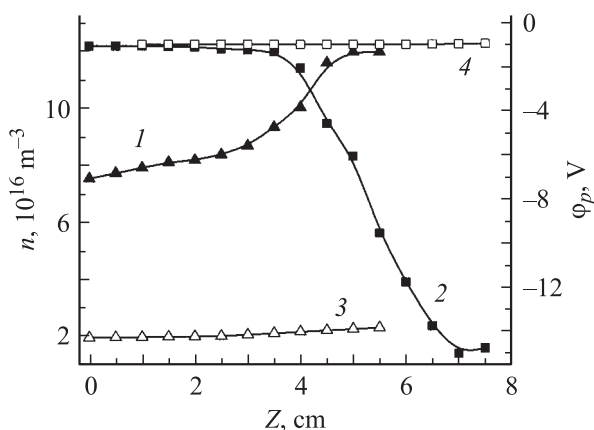


Рис. 6. Концентрация n (1, 3) и потенциал U_p (2, 4) плазмы в зависимости от координаты z в неоднородной (1, 2) с размером $d = 16 \text{ mm}$ и однородной (3, 4) полостях. Ток разряда $I_d = 800 \text{ mA}$, $P = 6 \text{ Pa}$.

вдоль оси Z в плоскости симметрии катодной полости (рис. 6). Измерения показали заметный рост концентрации n по мере углубления в узкую часть полости. Потенциал плазмы в сужении существенно ниже, чем в основной полости. При этом не удалось обнаружить локального скачка потенциала, который характерен для возникновения двойного электростатического слоя на границе сужения полости [11]. Снижение потенциала по мере увеличения координаты z в узкой части полости оказалось сравнительно плавным и составило приблизительно 10 V . Аналогичное падение потенциала было получено расчетным путем в разрядной системе плазменного источника электронов на основе отражательного разряда с полым катодом [12].

Обсуждение результатов

Полученные результаты могут быть объяснены с использованием представлений о двух режимах горения разряда в неоднородной 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 [12]

$$d/2 > l_c = (\epsilon_0/n)^{1/2}(U_c)^{3/4}/(ekT_e)^{1/4}, \quad (1)$$

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. Подставив полученные в измерениях параметры плазмы и разряда для порогового тока, получим $l_c \approx 0.5 \text{ cm}$, 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 [18]. Наблюдаемое переключение большей доли разрядного тока на узкую часть полости обеспечивает увеличение концентрации плазмы в пределах этой части. Для объяснения перераспределения разрядного тока между двумя частями полости должны быть использованы дополнительные соображения. Одно из таких соображений может быть получено на основании сравнения

длины λ свободного пробега γ -электронов с шириной полости. Для использованных давлений 3–10 Па λ равна 1–3 см. Это может означать, что при ширине полости 4 см осцилляции электронов ослаблены и, следовательно, эффект полого катода не проявляется в полной мере. Сужение полости до ~ 1.5 см обеспечивает, по видимому, условия для более эффективной осцилляции, при которой возможны образования ионно-электронных пар в катодном слое [14]. Поскольку наблюдаемые эффекты имеют место лишь в неоднородной полости, являющейся в сущности комбинацией широкой и узкой полостей, то этот факт позволяет предположить взаимное влияние 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 [15]. Поток электронов из узкой полости обеспечивает также перераспределение плазмы в широкой полости. Это объясняет наличие максимума на кривых $n(x)$ при больших z и расширение этого максимума с уменьшением z . С другой стороны, сравнение диффузионного j_d и дрейфового j_f потоков ионов, согласно выражениям

$$j_d = -D \frac{dn}{dz}, \quad j_f = -\mu n \frac{d\phi}{dz}, \quad (2)$$

где D и μ — коэффициент диффузии ионов и подвижность соответственно показывают, что дрейфовый поток ионов в узкую полость примерно на два порядка превышает противоположный диффузионный поток. Это означает, что ионы, переходящие из широкой полости в узкую, ослабляют интенсивность ионизационных процессов в широкой полости и стимулируют ее в узкой полости за счет γ -процессов эмиссии электронов с поверхности катода. Это обстоятельство может быть признано еще одной причиной переключения разрядного тока в узкую полость.

Заключение

Разрядная система с неоднородным протяженным полым катодом обеспечивает условия для более эффективной ионизации газа и обуславливает, таким образом, рост концентрации плазмы в срединной области катодной полости. Это, в конечном счете, приводит к увеличению в 1.5–2 раза плотности тока электронного пучка ленточной конфигурации, генерируемого плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений. Достигнутая плотность тока пучка не является, по видимому, предельной. Дальнейший ее рост возможен за счет оптимизации геометрии неоднородной протяженной катодной полости и параметров разряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 05-02-98000 и 05-08-01319.

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Крейндель Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 10.
- [2] Koval N.N., Oks E.M., Kreindel Yu.E. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1992. Vol. A321. N 3. P. 417–428.
- [3] Giclen S.W.A., Peters P.J.M., Witterman W.J. et al. // Rev. Sci. Instr. 1996. Vol. 67. N 7. P. 2449–2452.
- [4] Osipov V.V., Gavrilov N.V., Bureyev O.A. et al. // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 1. P. 68–78.
- [5] Leonhardt D., Walton S.G., Muratore C. et al. // J. Vac. Sci. Technol. 2004. Vol. A22. N 6. P. 2276–2283.
- [6] Бурдовицин В.А., Окс Е.М., Федоров М.В. // Изв. вузов. Физика. 2004. № 3. С. 74–77.
- [7] Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Окс Е.М. и др. // ПТЭ. 2003. № 2. С. 127–129.
- [8] Бурдовицин В.А., Климов А.С., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 7. Вып. 10. С. 62–65.
- [9] Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 104–107.
- [10] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967. С. 150.
- [11] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [12] Бурдовицин В.А., Галанский В.Л., Груздев В.А. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 184–189.
- [13] Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. С. 44.
- [14] Метель А.С., Настюха А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 12. С. 1884–1890.
- [15] Визирь А.В., Окс Е.М., Шандриков М.В., Юшков Г.Ю. // Прикладная физика. 2004. № 6. С. 115–119.