

УДК 537.533.79

**ПАВЕЛ ВЛАДИМИРОВИЧ МОСКВИН**лаборант-исследователь Научно-образовательного центра  
«Нанокластер» Томского государственного университета  
*pavelmoskvin@mail.ru***ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ В ГАЗЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

Проведено исследование потерь энергии электронного пучка длительностью  $\sim 100$  мкс, амплитудой тока  $\sim 100$  А с энергией электронов 15 кэВ в продольном магнитном поле 3,6–30 мТл и давлении  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Па при его транспортировке на расстояние  $\sim 20$  см. Показано, что потери энергии при малых внешних магнитных полях и низких давлениях достигают 50 % и связаны в основном с замыканием части тока на трубу дрейфа вследствие расфокусировки пучка.

Ключевые слова: электронный пучок, транспортировка, плазменный катод, сетчатая стабилизация

Низкотемпературная плазма, создаваемая электрическими разрядами, с успехом используется в качестве эмитирующей электроны или ионы среды в источниках ускоренных заряженных частиц различного назначения. Импульсные источники электронов на основе плазменного катода активно используются для исследовательских и технологических работ по модификации поверхности металлических и металлокерамических материалов [6], [7], в том числе и для наноструктурирования их поверхности [2], [7]. Перспективность использования этого типа источников обусловлена такими особенностями, как возможность получения импульсов субмиллисекундного и миллисекундного диапазона, возможность работы в частотном режиме, высокое значение однородной плотности тока (до  $> 10$  А/см<sup>2</sup>) при значительной площади эмиссионной поверхности (до 100 см<sup>2</sup>), а также возможность плавной и независимой регулировки основных параметров пучка (тока, ускоряющего напряжения, длительности импульса и частоты следования импульсов) [4], [5].

Важным условием устойчивой работы электронно-пучковых источников с плазменным катодом является обеспечение электрической прочности ускоряющего промежутка. С этой целью ускоряющая электродная система источника интенсивных электронных пучков конструктивно выполняется отстоящей на несколько десятков сантиметров от области взаимодействия пучка с облучаемым материалом, так как попадание паров материала в межэлектродный промежуток ускоряющей системы, как правило, приводит к его пробое. В связи с этим существует необходимость детального изучения транспортировки электронного пучка.

Представленные в данной работе исследования были сосредоточены на системе, где эмиссия электронов из газоразрядной плазмы осуществляется через катодный сеточный электрод, а в качестве анодного ускоряющего электрода используется подвижная граница анодной плазмы, которую создает сам электронный пучок при ионизации газа в пространстве дрейфа [3].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 представлена схема электронного источника, на котором проводились исследования. Катодная плазма создается двухступенчатой разрядной системой. Иницирующий (поджигающий) разряд зажигается между полым анодом 1, помещенным в поле постоянных магнитов, и электродом 2. Основной дуговой разряд с регулируемой длительностью (до 100 мкс) и током (до 200 А) горит при подаче импульса напряжения  $U_d$  на электроды 2 и 3. Постоянное ускоряющее напряжение (до 20 кВ) прикладывается между плоским эмиссионным электродом 5 и извлекающим электродом 6, выполненным в виде диафрагмы  $\varnothing 82$  мм. Извлечение электронов под действием ускоряющего потенциала происходит с центральной части эмиссионного электрода, имеющего отверстие  $\varnothing 40$  мм, перекрытое мелкоструктурной сеткой 4.

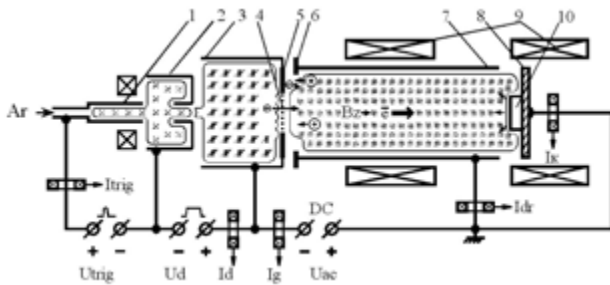


Рис. 1. Упрощенная схема электронного источника

Длительность и ток пучка определяются соответствующими параметрами основного разряда. Транспортировка электронного пучка до коллектора 8 (20 см) осуществляется в трубе дрейфа 7. Система помещена в аксиальное магнитное поле с регулируемой индукцией (от 0 до 30 мТл), создаваемой катушками 9. Напуск рабочего газа – аргона – осуществляется через электрод 1. Давление газа в камере –  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Па. Поскольку напуск газа осуществлялся в электронный источник, реальное давление в области транспортировки электронного пучка было выше измеряемого в объеме рабочей камеры, причем в области эмиссионной сетки оно превышало измеренные значения в 4–5 раз. В качестве датчиков тока использовались пояса Роговского, ускоряющее напряжение измерялось с помощью резистивного делителя. Электронный пучок попадал на коллектор 10, где установлен образец для импульсной термообработки электронным пучком или интегральный калориметр.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

В работах [1], [8] сообщалось, что в аналогичной системе при повышении давления  $\geq 3 \cdot 10^{-2}$  Па и наложении аксиального магнитного поля  $\geq 30$  мТл происходит существенное увеличение тока в ускоряющем промежутке. В не-

которых случаях ток в ускоряющем промежутке в 2 раза и более превышал по амплитуде ток разряда в газоразрядной ячейке плазменного катода. Экспериментально было показано, что значительное увеличение тока в ускоряющем промежутке обусловлено возникновением вторичной ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода [8]. При таком режиме генерации ток пучка состоит из электронов, извлеченных из катодной плазмы, и вторичных электронов, выбитых с поверхности эмиссионного электрода и ускоренных в слое пространственного заряда до энергии, соответствующей величине приложенного напряжения. В настоящее время это явление, названное эффектом усиления эмиссии, продолжает интенсивно исследоваться [1].

На рис. 2 приведены построенные по осциллограммам зависимости общего тока от давления при различных значениях магнитного поля (а) и зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от величины продольного магнитного поля для различных рабочих давлений (б). Осциллограммы тока снимались в диапазоне рабочих давлений  $(1,5\text{--}4) \cdot 10^{-2}$  Па и диапазоне магнитных полей (3,6–30) мТл.

Видно, что с ростом давления ток в ускоряющем промежутке растет. Та же тенденция наблюдается с увеличением аксиального магнитного поля при давлении  $\geq 2 \cdot 10^{-2}$  Па. Первый факт связан с увеличением вероятности неупругого столкновения молекул рабочего газа с электронами пучка в пространстве дрейфа вследствие увеличения их концентрации.

Это приводит к увеличению концентрации плазмы в данной области и как следствие – к росту обратного ионного тока на эмиссионный электрод. В дополнение к этому рост обратного ионного тока приводит к увеличению тока вторично эмитированных электронов. В результате ток в цепи ускоряющего электрода, включающий в себя ток эмитированных электронов, обратный ионный ток и ток вторичных электронов, вырастет.

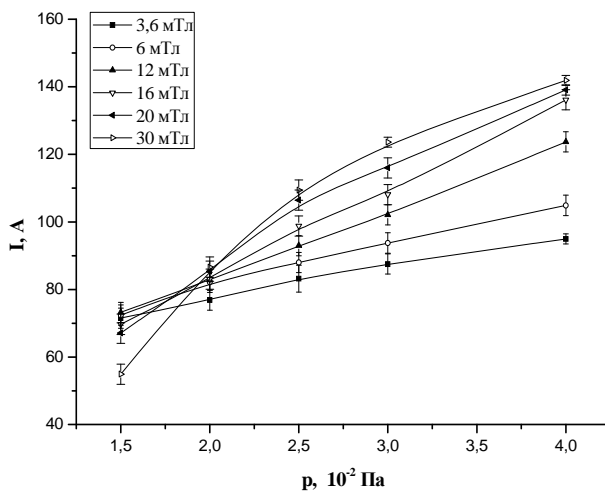
Осциллограммы на рис. 3 иллюстрируют зависимость тока в ускоряющем промежутке от величины магнитного поля при давлении  $4 \cdot 10^{-2}$  Па.

Для наименьшего и наибольшего полей из исследуемого диапазона наблюдалось следующее (рис. 3). В слабом (3,6 мТл) поле ток в ускоряющем промежутке равен току разряда ( $\sim 100$  А). Ток в цепи коллектора меньше этого значения и составляет  $\sim 80$  А, на трубе дрейфа регистрируется электронный ток с амплитудой  $\sim 30$  А. С увеличением магнитного поля до 30 мТл ток ускоряющего электрода превысил ток основного разряда и составил  $\sim 160$  А, а ток коллектора вырос до  $\sim 200$  А. На трубе дрейфа регистрировался ионный ток с амплитудой до  $\sim 50$  А.

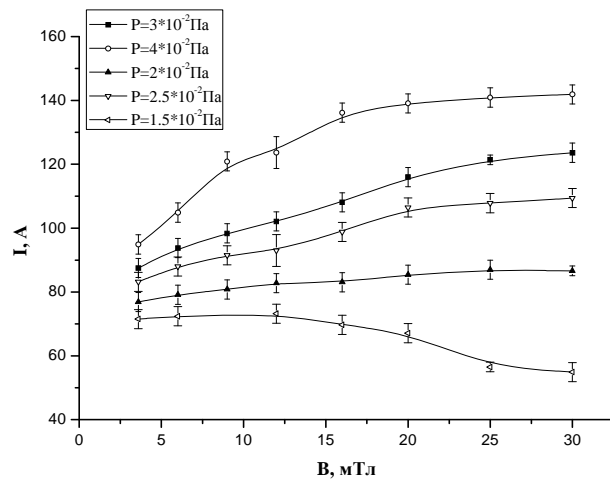
Объяснить эти результаты можно увеличением длины траекторного пробега электронов в пространстве дрейфа, которое приводит к уве-

личению вероятности столкновения электронов пучка с молекулами рабочего газа, то есть к увеличению концентрации плазмы, генерируемой пучком. Возрастающий вместе с концентрацией плазмы обратный ионный ток увеличивает ток вторичных электронов. Следовательно, растет ток в ускоряющем промежутке. Движение плазменных электронов на стенку трубы дрейфа (поперек магнитного поля) затруднено, и их ток замыкается на коллектор (рис. 3б, осциллограмма 3).

Дополнительный возможный механизм, объясняющий увеличение тока в ускоряющем промежутке при увеличении магнитного поля, может быть связан с перераспределением ионных потоков на электроды в пространстве дрейфа



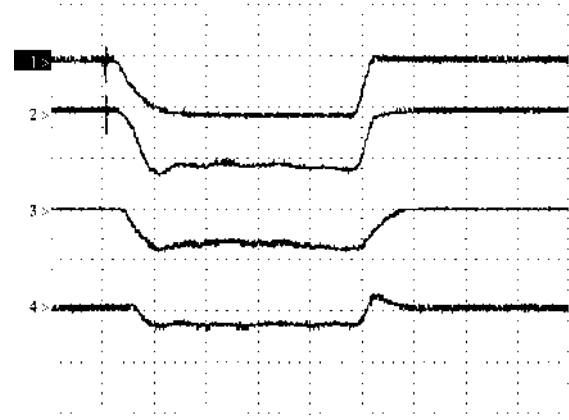
а)



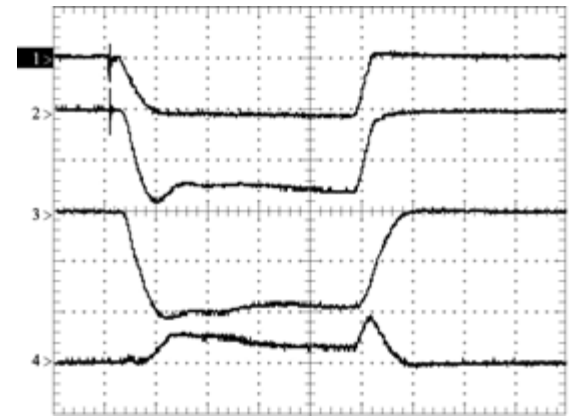
б)

Рис. 2.

а – зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от давления в рабочей камере для различных значений внешнего аксиального магнитного поля, б – зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от величины внешнего аксиального магнитного поля при разных рабочих давлениях



а)



б)

Рис. 3. Осциллограммы токов

Ток разряда (1); ток в ускоряющем промежутке (2); ток на коллектор (3); ток на трубу дрейфа (4);  $p = 4 \cdot 10^{-2}$  Па;  $U_{\text{уск.}} = 15$  кВ, масштаб: 100 А/дел., 25 мкс/дел.; а – магнитное поле  $B_z = 3,6$  мТл; б – магнитное поле  $B_z = 30$  мТл.

пучка. Наложение аксиального магнитного поля в трубе дрейфа затрудняет движение плазменных электронов на стенку трубы (поперек магнитного поля). В результате этого между плазмой и трубой может образоваться слой положительного прианодного падения потенциала. Это дополнительное падение будет препятствовать движению ионов на стенку трубы и направлять большую их часть в сторону эмиссионного электрода и в сторону коллектора. В результате такого перераспределения ионного потока будет происходить увеличение тока ионов на эмиссионный электрод, а следовательно, и вторичного электронного тока с него.

Наличие существенного электронного тока на трубу дрейфа и малая (по сравнению с током ускоряющего промежутка) амплитуда тока на коллекторе в слабых магнитных полях (~3,6 мТл) могут быть связаны с малой эффективностью транспортировки пучка к коллектору. Часть краевых электронов пучка, вероятно, попадает на трубу дрейфа и не доходит до коллектора.

Распределение потерь энергии по длине трубы дрейфа измерялось помещенным в нее калориметром. Прибор изготовлен из восьми медных колец

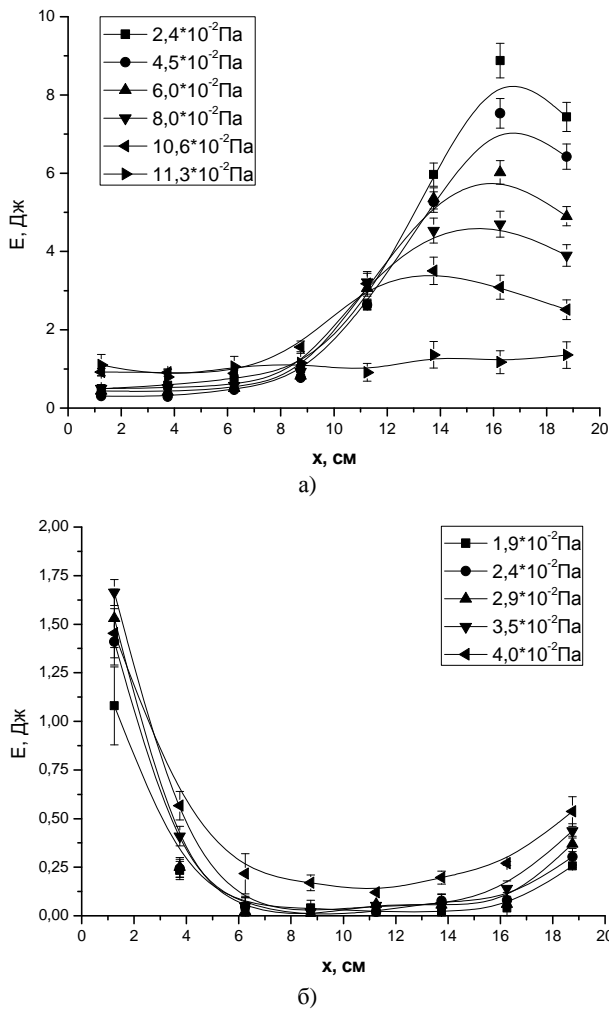


Рис. 4. Распределение потерь энергии по длине трубы дрейфа при разных давлениях  $U_{уск} = 15$  кВ,  $I_d = 100$  А:

а – 3,6 мТл, б – 30 мТл.

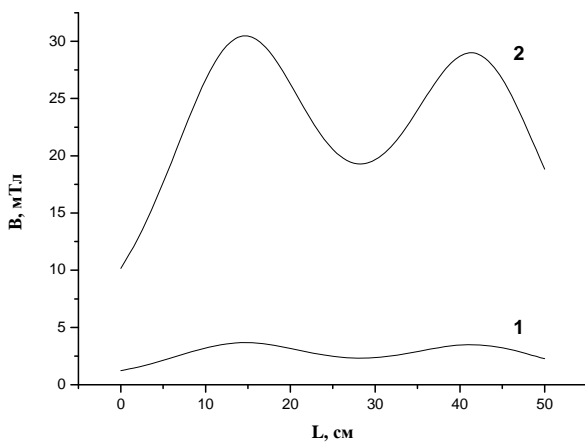


Рис. 5. Распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа 3,6 мТл (1) и 30 мТл (2)

диаметром 80 мм и шириной 25 мм. На каждом кольце установлен датчик температуры – термистор. Результаты измерений приведены на рис. 4. Как видно, в слабом магнитном поле (3,6 мТл) энергия, приходящая на трубу дрейфа, значительна. Например, при давлении  $p = 2,4 \cdot 10^{-2}$  Па она составляет 28 Дж, что сравнимо с энергией на коллекторе. Максимум функции распределения находится на расстоянии 20–30 мм до выходного конца трубы дрейфа, причем с ростом давления максимум потерь в этой области трубы плавно уменьшается, и при давлении 0,113 Па распределение становится равномерным. Тот факт, что суммарные по всей трубе дрейфа (интегральные) потери электронного пучка с ростом давления при слабом внешнем магнитном поле падают, вероятно, связан с лучшими условиями зарядовой нейтрализации электронного пучка при повышенном давлении и с уменьшением глубины модуляции его радиуса. Наличие максимума в функции распределения, по-видимому, связано с особенностями взаимодействия собственного магнитного поля пучка со слабым внешним неоднородным аксиальным магнитным полем.

При увеличении магнитного поля потери уменьшаются (при неизменном давлении) и для поля 30 мТл составляют уже  $\sim 3$  Дж ( $p = 2,4 \cdot 10^{-2}$  Па), что не достигает 5 % от энергии, регистрируемой на коллекторе. Характер распределения потерь также сильно меняется с увеличением магнитного поля. На рис. 5 показано распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа для значений поля в катушках 3,6 мТл и 30 мТл. В сильных полях потери энергии электронного пучка на трубу дрейфа распределяются таким образом, что максимальные их значения приходятся на минимальные значения внешнего аксиального магнитного поля.

С ростом давления при транспортировке в сильном магнитном поле потери на трубу дрейфа растут. Например, для 30 мТл при переходе от давления  $1,9 \cdot 10^{-2}$  Па к давлению  $4 \cdot 10^{-2}$  Па потери увеличиваются с 1,7 до 3,5 Дж. Рост потерь в этих условиях, по-видимому, связан со значительным ростом тока пучка (потери на трубу дрейфа увеличиваются приблизительно пропорционально). Режим работы электронного источника с большим внешним магнитным полем является более эффективным с точки зрения потерь энергии на трубу дрейфа.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально показано, что потери электронного пучка, генерируемого электронным источником с плазменным катодом с сетчатой стабилизацией эмиссионной границы и подвижной границей анодной плазмы, на трубе дрейфа при его транспортировке в газе низкого давления существенно зависят от таких парамет-

ров, как давление рабочего газа и величина внешнего продольного магнитного поля. В слабом (3,6–16 мТл) магнитном поле энергия, приходящая на трубу дрейфа, соизмерима с энергией, выделяемой пучком на коллекторе. При этом с увеличением давления рабочего газа наблюдается снижение потерь пучка. В сильном (20 ÷ 30 мТл) магнитном поле потери энергии электронного пучка на трубе

дрейфа не превышают 5 % от энергии на коллекторе во всем диапазоне давлений. В этом режиме с ростом давления наблюдается увеличение потерь на трубу дрейфа. Полученные результаты представляют интерес для оптимизации режимов термообработки импульсным электронным пучком материалов и изделий с целью наноструктуризации их поверхностного слоя.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев С. В., Девятков В. Н., Коваль Н. Н., Тересов А. Д. Исследование влияния ионно-электронной эмиссии на характеристики электронного источника с плазменным катодом // Труды III Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника», 23–30 июня 2009 г., Улан-Удэ. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 2009. С. 37–44.
2. Иванов Ю. Ф., Коваль Н. Н., Колубаева Ю. А., Тересов А. Д., Feng Lu, Guangxun Liu, Yukui Gao, Xiaoyun Zhang, Zhihui Tang, Qiang Wang. Модификация поверхности технически чистого титана электронным пучком субмиллисекундной длительности // Известия вузов. Физика. 2008. Т. 51, № 11/3. С. 17–21.
3. Коваль Н. Н., Щанин П. М., Девятков В. Н. и др. Установка для обработки поверхности металлов электронным пучком // ПТЭ. 2005. Вып. 1. С. 135–140.
4. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
5. Goebel D. M., Schumacher R. W., Watkins R. M. Long pulse, plasma cathode e-gun // Proc. Conf. on High Power Particle Beams, Washington, DC, May 25–29, 1992. P. 1093–1098.
6. Ivanov Yu. F., Kolubaeva Yu. A., Teresov A. D., Koval N. N., Lu Feng, Liu Guangxun, Gao Yukui, Zhang Xiaoyun, Tang Zhihui, Wang Qiang. Electron beam nanostructuring of titanium alloys surface // Proc. 9th Int. Conf. Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, Russia, 2008. Tomsk, 2008. P. 143–146.
7. Koval N. N., Grigoryev S. V., Devjatkov V. N., Sochugov N. S. et al. Automated power complex for pulse surface treatment of materials by electron beam // Proc. 8th Int. Conf. Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, Russia, 2006. Tomsk, 2006. P. 79–85.
8. Koval N. N., Grigoriev S. V., Devjatkov V. N., Teresov A. D., Schanin P. M. Effect of emission increasing at the generation of low-energy submillisecond electron beam in the diode with the plasma cathode // Proc. of the 17<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams, Xi'an, P. R. China, July 6–11, 2008. P. 177–181.