

04;12

## Исследования направленных скоростей ионов в вакуумном дуговом разряде эмиссионными методами

© А.С. Бугаев, В.И. Гушенец, А.Г. Николаев, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
E-mail: gyushkov@hcei.tomsk.su

(Поступило в Редакцию 22 июня 1999 г.)

Направленные скорости ионов в плазме вакуумного дугового разряда измерены на основе исследования реакции параметров тока эмиссии ионов при резком изменении тока дуги. Показано, что эти скорости составляют величину порядка  $10^6$  cm/s, определяются материалом катода и практически не зависят от зарядности ионов. Магнитное поле приводит к возрастанию направленных скоростей ионов, а повышение давления газа — к их уменьшению. При этом лишь в последнем случае наблюдается зависимость направленных скоростей от зарядности ионов.

### Введение

При горении вакуумного дугового разряда катодные пятна эмиттируют в разрядный промежуток поток плазмы, которая, являясь проводящей средой, обеспечивает замыкание разрядного тока между катодом и анодом. Основные характеристики этого разряда и его применения достаточно подробно изложены в [1–5]. Несмотря на многолетнее интенсивное исследование вакуумного дугового разряда и его широкое использование в сильноточных коммутаторах и ионно-плазменных технологических установках, до настоящего времени не имеется установившегося представления о деталях физических механизмах, определяющих существование разряда такого типа. Известно, что поток плазмы вакуумной дуги включает в себя электроны, распределение по энергиям которых близко к распределению Максвелла с температурой  $T_e = 3–6$  eV [1]. Ионный компонент плазмы определяется материалом катода, а зарядность ионов лежит в пределах  $Q = 1–6$  [2]. Ионы движутся из области катодных пятен с направленной скоростью  $v_i \sim 10^6$  cm/s [3]. Изучению зависимости скорости ионов  $v_i$  от их кратности заряда  $Q$  посвящен ряд исследований. В работах [6–8] показано, что скорости ионов  $v_i$  возрастают с увеличением кратности их заряда  $Q$  как функция  $v_i \propto Q^\alpha$ , где  $0.5 < \alpha < 1$ . При этом в [8] наблюдаемая зависимость объясняется на основании модельных представлений об одновременном ускорении ионов за счет газодинамических эффектов и в результате прохождения ими так называемого "горба потенциала", возможно, существующего в катодной области вакуумной дуги. При этом, согласно первому механизму, направленная скорость ионов не зависит от кратности заряда иона, тогда как при электростатическом ускорении ионов в "горбе потенциала" их направленная скорость  $v_i$  должна возрастать с увеличением  $Q$ . В исследованиях, представленных в [9], скорости ионов, эмиттированных катодными пятнами, в одном случае зависят от  $Q$  и авторы объясняют это ускорением ионов в "горбе потенциала", в другом случае не зависят от  $Q$ , что, по

мнению авторов, объясняется ускорением ионов только за счет газодинамического механизма. Таким образом, имеющаяся к настоящему времени совокупность экспериментальных данных о влиянии зарядности иона на его направленную скорость в вакуумной дуге достаточно противоречива. В результате один и тот же физический процесс — ускорение ионов в катодной области вакуумного дугового разряда объясняется на основании хотя и не взаимоисключающих, но совершенно различных гипотез или даже их комбинаций.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований направленных скоростей ионов в плазме вакуумного дугового разряда. Отличительная особенность данных исследований состоит в привлечении эмиссионных методов для диагностики вакуумной дуги.

### Методика и техника эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Конструкция и принцип работы разрядной системы были аналогичны используемой в работах [10,11]. Поджигающий импульс длительностью  $40 \mu\text{s}$  и током 20 А прикладывался между катодом 1 и охватывающем его поджигающим электродом 2 от источника питания 7. Приложение поджигающего импульса приводило к возникновению пробоя между электродами 1 и 2 по торцевой поверхности изолятора 3, разделяющего эти электроды. Плазма разряда по поверхности диэлектрика инициировала импульсную вакуумную дугу между катодом 1 и анодом 4. Длительность и ток импульса вакуумной дуги определялись параметрами источника питания 9 и составляли  $500 \mu\text{s}$  и 100–300 А соответственно. При горении вакуумной дуги эмиттируемая катодными пятнами плазма материала катода 1 заполняла анодную полость. Исследования проводились с катодами 1, выполненными из С, Mg, Al, Ni, Ti, Zr, Nb, Cu, Pb, Bi. В торцевой поверхности анода 4 на расстоянии 12.6 см от катода имелись эмиссионные отверстия для извлечения ионов из плазмы. Отбираемые

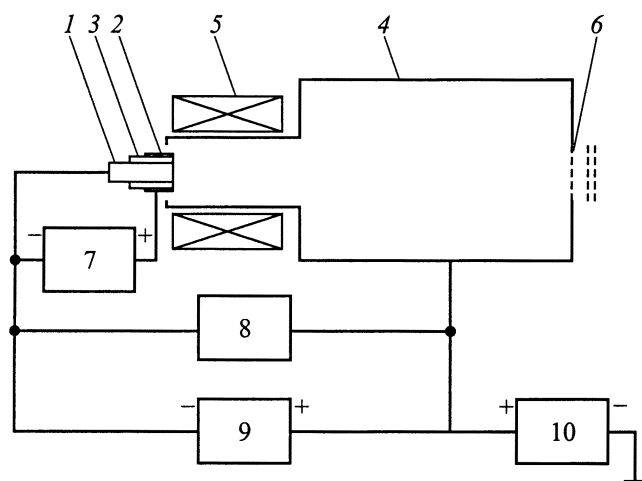
**Таблица 1.** Сравнение результатов измерений зарядового состава плазмы вакуумной дуги с данными работы [14]

Материал катода	По данным работы [14]						Результаты измерений					Сравнение $\frac{\langle Q_m \rangle - \langle Q \rangle}{\langle Q \rangle}, \%$	
	Заряд $Q, \%$					Средний заряд $\langle Q \rangle$	Заряд $Q, \%$						Средний заряд $\langle Q_m \rangle$
	1 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>		1 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>		
C	100	–	–	–	–	1.00	98	2	–	–	–	1.04	+4.0
Mg	37	63	–	–	–	1.63	30	70	–	–	–	1.70	+4.3
Ti	6	82	12	–	–	2.06	14	58	27	1	–	2.15	+6.4
Zr	9	55	30	6	–	2.33	8	48	34	10	–	2.46	+5.6
Nb	5	46	37	12	–	2.56	7	40	35	15	3	2.67	+4.3
W	8	34	36	19	3	2.75	7	29	33	25	6	2.94	+6.9
Ta	13	39	28	18	2	2.57	9	40	30	16	5	2.68	+4.2

из плазмы ионы ускорялись в многоапертурной ускоряющей замедляющей системе извлечения постоянным напряжением 10–25 кВ от источника питания 10. В дальнейшем ускоренные ионы попадали во времяпролетный масс-спектрометр, где зарядовый состав ионного потока анализировался по времени прохождения ускоренными ионами базы масс-спектрометра длиной 1.2 м. Принцип работы, конструкция и характеристики используемого в наших экспериментах масс-спектрометра подробно описаны в работах [12,13]. Вакуум в разрядной системе и спектрометре уровня  $0.8-1.5 \cdot 10^{-5}$  Торр создавался турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 500 л/с. Для тестирования созданного нами времяпролетного спектрометра результаты измерений зарядового распределения ионов сравнивались с данными других работ. Так, сравнение с широко известными и многократно проверенными результатами, полученными ранее

Я. Брауном [14], показали (табл. 1), что зарядовые распределения в обоих случаях практически совпадают.

Развиваемые нами эмиссионные методы исследования вакуумного дугового разряда представляют собой изучение реакции параметров ионного тока, отбираемого с эмиссионной границы плазмы, на кратковременные внешние воздействия, которым подвергается вакуумная дуга. В качестве такого воздействия может выступать резкое изменение тока вакуумной дуги, приводящее к гибели существующих или рождению дополнительных катодных пятен. В данной работе источник питания вакуумной дуги замыкался быстродействующим ключом (обрыв тока) или к разрядному промежутку прикладывался дополнительный импульс тока (скачок тока). В первом случае ток вакуумной дуги уменьшался с величины 100–300 А до нулевого значения за время  $1.4 \mu\text{s}$ , а напряжение на разрядном промежутке снижалось с обычных для вакуумной дуги значений напряжения горения  $U_{\text{arc}} = 25-50 \text{ V}$  до величины менее 10 В, недостаточной для дальнейшего функционирования дуги. Во втором случае ток дуги возрастал на 100–800 А в течение времени  $2-4 \mu\text{s}$ . Источник питания, формирующий дополнительный импульс тока, включал в себя емкость величиной  $0.1 \mu\text{F}$ , которая разряжалась непосредственно между катодом 1 и анодом 4 при подаче управляющего импульса на высоковольтный разрядник. При приложении дополнительного импульса напряжение между электродами вакуумной дуги увеличивалось до значения более 100 В и экспоненциально спадало в течение  $5 \mu\text{s}$  до обычных значений  $U_{\text{arc}}$ . Замыкание разрядного промежутка или приложение к его электродам дополнительного импульса осуществлялось через  $150-200 \mu\text{s}$  после момента инициирования вакуумной дуги, когда все ее основные параметры уже устанавливались. Реакция тока эмиссии ионов и его зарядового состава на внешнее воздействие наблюдалась с некоторой задержкой, которая определялась главным образом временем прохождения ионами расстояния от катода до эмиссионной границы плазмы. Направленная скорость ионов определялась, таким образом, по величине времени прохождения ионами разрядного промежутка.



**Рис. 1.** Схема установки: 1 — катод, 2 — поджигающий электрод, 3 — керамический изолятор, 4 — анод, 5 — соленоид, 6 — многоапертурная ускоряюще-замедляющая система электродов, 7 — источник питания поджигающего импульса, 8 — замыкающий ключ или схема питания дополнительного импульса тока, 9 — источник питания вакуумной дуги, 10 — источник питания ускоряющего напряжения.

## Результаты экспериментов и их анализ

Зависимости относительной величины тока ионов каждого заряда  $I_i$  для вакуумной дуги с алюминиевым и висмутовым катодами от времени после срабатывания ключа, переключающего питание вакуумной дуги, представлены на рис. 2. Обращает на себя внимание тот факт, что токи ионов различного заряда изменяются пропорционально и зависимости практически совпадают. Аналогичный результат был получен для всех других используемых в экспериментах материалов катодов. Создание импульсного магнитного поля в разрядном промежутке с помощью короткого соленоида 5 (рис. 1) приводило к "сдвигу" зависимостей в область меньших времен (рис. 3). Однако, как видно из рис. 3, и в этом случае зависимости, измеренные для ионов различного заряда, практически совпадали. Кроме этого, магнитное поле, как и в [15], увеличивало напряжение горения, приводя к соответствующему росту доли многозарядных ионов в плазме вакуумной дуги.

Изменение расстояния между катодом и эмиссионной границей приводило к пропорциональному изменению характерных времен спада зависимостей. Так, сокращение расстояния  $L_{ca}$  между катодом, выполненным из Pb, и эмиссионным электродом с 12.6 до 7.8 см приводило к

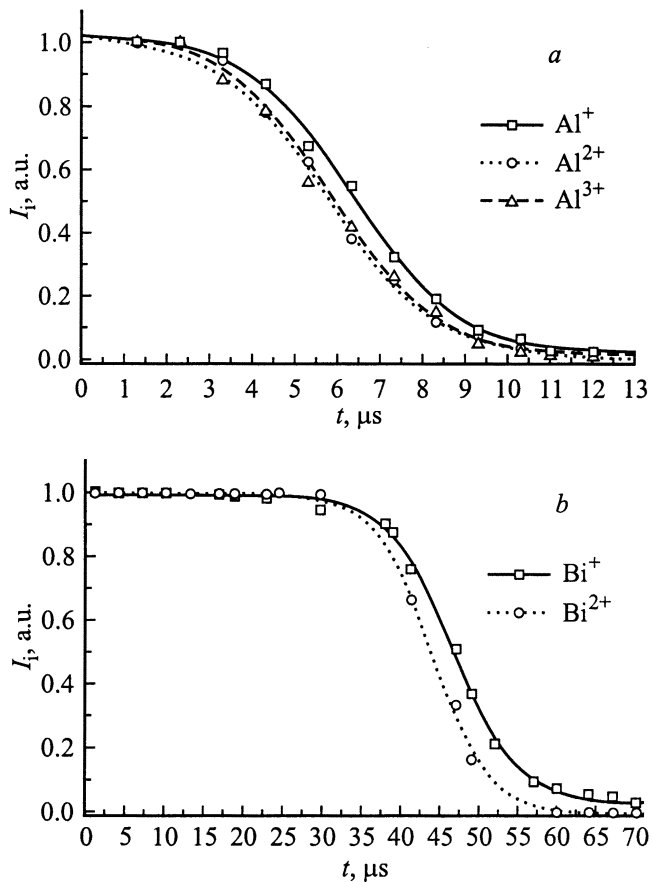


Рис. 2. Зависимость величин ионных токов от времени при обрыве разрядного тока: *a* — Al, *b* — Bi.

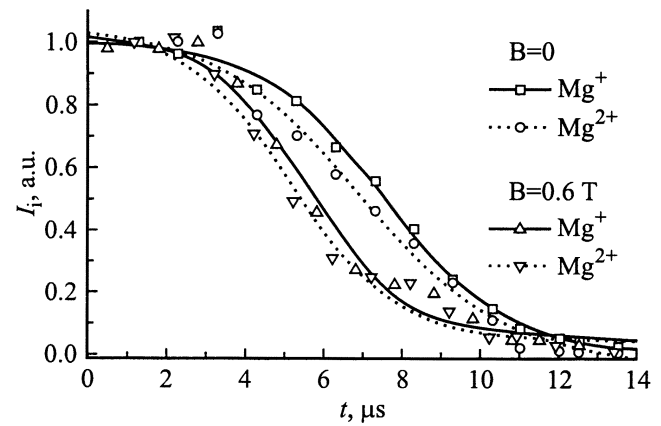


Рис. 3. То же, что и рис. 2, для катода из магния без внешнего магнитного поля и с магнитным полем.

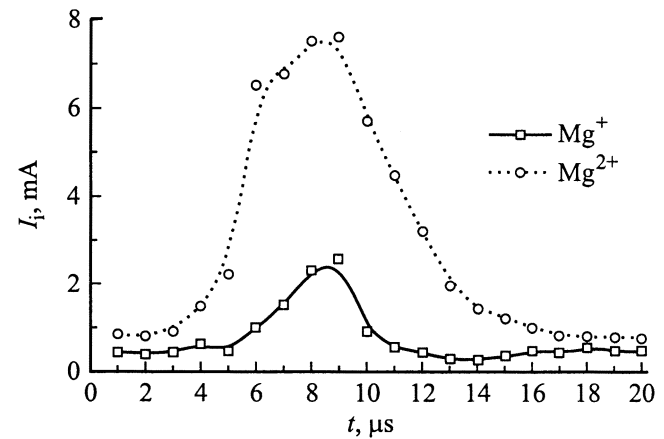


Рис. 4. Временная зависимость зарядовых составляющих тока эмиссии ионов в режиме скачка тока (600 А, 2  $\mu$ s).

соответствующему уменьшению времен, за которые токи ионов изменялись в два раза (с 39 до 24  $\mu$ s для ионов  $Pb^+$  и с 35 до 22  $\mu$ s для ионов  $Pb^{2+}$ ).

В режиме скачка тока дуги реакция тока эмиссии ионов наблюдалась через некоторый промежуток времени, зависящий в основном от материала катода и расстояния между катодом и эмиссионным электродом. Изменение во времени зарядовых компонентов тока эмиссии ионов после приложения разрядного импульса в случае вакуумной дуги с магниевым катодом представлено на рис. 4. Обращает на себя внимание экспериментальный факт, заключающийся в том, что токи ионов каждого заряда достигают максимума в один и тот же момент времени. Указанные особенности были характерны для всех исследуемых материалов катодов.

В обоих режимах реакция тока эмиссии ионов на резкое изменение тока дуги проявляется через некоторый промежуток времени  $t$ . Поскольку основные процессы ионизации материала катода в вакуумной дуге происходят вблизи катодных пятен на расстояниях, не превышающих 1 мм от поверхности катода и много

**Таблица 2.** Скорости направленного движения ионов  $\nu_i$ , измеренные методами скачка тока вакуумного дуги (1) и его обрыва (2)

Ионы	$Q$	$\nu_i, 10^6 \text{ cm/s}$ (1)	$\nu_i, 10^6 \text{ cm/s}$ (2)	Отношение скоростей
Mg	1+	1.8	2.0	0.90
	2+	1.7	2.1	0.81
Al	1+	1.8	2.5	0.72
	2+	1.8	2.6	0.69
	3+	1.6	2.5	0.64
Ti	1+	1.6	1.5	1.07
	2+	1.5	1.4	1.07
	3+	1.4	1.5	0.93
Pb	1+	0.5	0.4	1.25
	2+	0.5	0.4	1.25
Bi	1+	0.4	0.3	1.33
	2+	0.4	0.3	1.33

меньших расстояния  $L_{ca}$ , и в дальнейшем имеет место лишь разлет плазменного факела, то время  $t$  можно представить как

$$t = t_p + t_{acc} + t_g, \quad (1)$$

где  $t_p$  — время движения ионов из катодной области до эмиссионной границы;  $t_{acc}$ ,  $t_g$  — времена, за которые ионы преодолевают ускоряющий промежуток и расстояние от ускоряющего промежутка до затвора спектрометра соответственно.

В свою очередь  $t_{acc}$  и  $t_g$  можно легко рассчитать для ионов различной зарядности и массы, зная длину ускоряющего промежутка, расстояние от эмиссионной границы плазмы до затвора масс-спектрометра  $L_g$  и величину ускоряющего напряжения  $U_{acc}$ . Простые оценки величин  $(t_{acc} + t_g)$  для различных типов ионов и величины  $U_{acc}$  для большинства экспериментов, равной 21 kV, показывают, что значения  $t$  на порядок превышают значения  $(t_{acc} + t_g)$ , что свидетельствует об определяющем вкладе в запаздывание реакции ионного тока времени прохождения ионами разрядного, а не ускоряющего промежутков или расстояния до затвора спектрометра. Тем не менее небольшое расхождение зависимостей рис. 2 может быть связано с различными значениями величины  $(t_{acc} + t_g)$  для ионов разных зарядностей.

Таким образом, по измеренному расстоянию между катодом и эмиссионным электродом  $L_{ac}$  легко определить направленную скорость ионов в плазме  $\nu_i$  как

$$\nu_i = L_{ac} / (t - (t_{acc} + t_g)). \quad (2)$$

Величина  $t$  в режиме скачка тока определялась как время между максимумами разрядного тока и тока ионов  $I_i$ . В случае обрыва тока за величину  $t$  принимался интервал между максимумами дифференцируемых по времени зависимостей этих же токов. Скорости ионов, определяемые обоими методами для некоторых материалов катодов, представлены в табл. 2. Видно, что

различия между направленными скоростями, определенными этими двумя методами, относительно невелики и не превышают  $\pm 35\%$ . Из приведенных в таблице данных следует, что более легкие ионы, такие как ионы магния, имеют более высокую скорость, чем, например, ионы висмута. Отметим вновь достаточно важный результат: направленные скорости, а следовательно, и кинетические энергии направленного движения ионов одного материала, но различного заряда оказываются практически одинаковыми.

Сокращение расстояния между катодом и эмиссионной поверхностью приводило к практически пропорциональному уменьшению времени, при котором наблюдается уменьшение ионного тока. Действительно, учитывая значение  $(t_{acc} + t_g)$ , входящее в измеряемую величину  $t$ , получим, что сокращение величины  $L_{ca}$  в 1.6 раз (с 12.6 до 7.8 см) приводит к уменьшению времени, за которое значение тока ионов  $Pb^+$  снижается вдвое, в 1.6 раз. Для ионов  $Pb^{2+}$  это же время уменьшается в 1.5 раз. Данный экспериментальный факт является еще одним подтверждением неизменности скорости ионов в расширяющейся плазме вакуумной дуги, а также того, что размер области, в которой происходит интенсивная ионизация, много меньше характерного размера разрядного промежутка. И в этом случае близкие значения  $t$  для ионов  $Pb^+$  и  $Pb^{2+}$  свидетельствуют о практически полном отсутствии зависимости  $\nu_i = f(Q)$  для ионов одного материала.

Дифференцируя зависимость ионного тока от времени при обрыве тока разрядного промежутка и учитывая значения  $(t_{acc} + t_g)$  для ионов разного заряда, можно получить функцию распределения ионов по направленным скоростям. Результат такого преобразования зависимостей, приведенных на рис. 2, представлен на рис. 5. Видно, что не только максимумы, но и сами распределения для ионов алюминия и висмута практически совпадают между собой. В приближении изотропного распределения скоростей ионного потока можно утверждать, что распределение кинетической энергии между всеми ионами потока равномерно независимо от их зарядового состояния. Вместе с тем полученная таким образом функция распределения по скоростям гораздо медленнее спадает, чем распределение Максвелла.

Создание в разрядном промежутке магнитного поля приводит к увеличению напряжения горения дуги  $U_{arc}$  и появлению в плазме ионов более высокой зарядности. Но в этом случае сокращаются времена "спада" зависимостей в режиме обрыва тока разрядного промежутка или появления максимума тока эмиссии ионов для скачка разрядного тока. На рис. 6 представлена зависимость измеренных скоростей ионов различных материалов  $\nu_i$  от величины напряжения горения вакуумной дуги  $U_{arc}$ . Левая точка зависимости рис. 6 для каждого материала соответствует обычному напряжению горения  $U_{arc}$  в отсутствие магнитного поля, а правая — повышенным значениям  $U_{arc}$  при создании магнитного поля. Видно, что рост напряжения горения приводит к увеличению

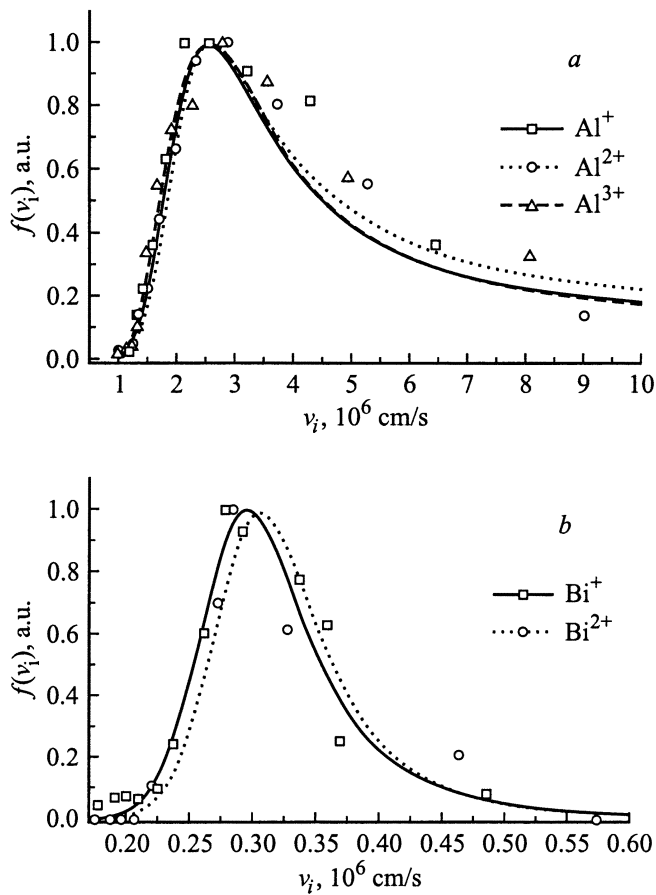


Рис. 5. Функция распределения ионов по скоростям для вакуумной дуги с катодом из алюминия (а) и висмута (б).

направленных скоростей ионов. Вместе с тем практически одинаковые значения  $t$  для ионов различной зарядности при создании магнитного поля свидетельствуют о том, что скорости увеличиваются одинаково для ионов различных  $Q$ . Таким образом, дополнительная энергия, поставляемая в катодную область вакуумной дуги за счет увеличения напряжения горения, равномерно перераспределяется между ионами различного заряда и каждый ион независимо от его заряда увеличивает скорость движения, а следовательно, и кинетическую энергию на приблизительно одинаковую величину.

Полученные данные не вполне согласуются с результатами работы [7], в которых наблюдалась зависимость направленной скорости ионов  $v_i$  от их заряда  $Q$ . Согласно предложенному авторами [7] объяснению, за катодным падением потенциала плазмы вакуумной дуги имеется "потенциальный холм", величина которого превышает напряжение горения вакуумной дуги. Ионы, движущиеся из катодной области вакуумной дуги, приобретают направленную скорость за счет электростатического ускорения, "скатываясь" с этого "потенциального холма". Естественно, что в этом случае кинетическая энергия ионов будет пропорциональна их заряду  $Q$ , а скорости

ионов в предположении безстолкновительного движения ионного потока будут пропорциональны  $Q^{0.5}$ .

В экспериментах, описанных в [7], вакуумный дуговой разряд функционировал в течение 0.5 с. При этом для откачки разрядного промежутка вакуумной дуги использовался магнитоотрядный насос со скоростью откачки 20 л/с. Большая величина длительности разрядного импульса и относительно малая скорость откачки используемого насоса в совокупности с "падающей" характеристикой скорости откачки насоса от величины давления газа могли приводить к тому, что давление в разрядной системе при горении вакуумной дуги было существенно выше, чем величина, приводимая в [7]. Именно для проверки этой гипотезы нами был проведен эксперимент по измерению скоростей ионов при повышенном давлении газа в разрядном промежутке. Как показали эксперименты, увеличение давления газа при его принудительном напуске в разрядный промежуток вакуумной дуги приводило к увеличению значения времени, при котором наблюдался "спад" зависимостей (рис. 7), и, как и в работе [16], уменьшало долю многозарядных

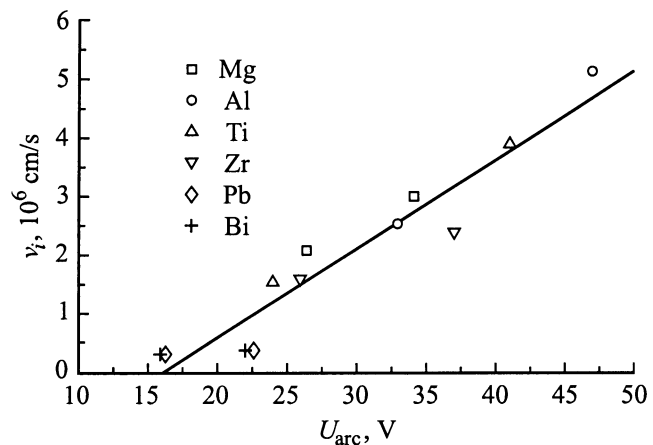


Рис. 6. Зависимость скоростей ионов от величины напряжения горения вакуумных дуг.

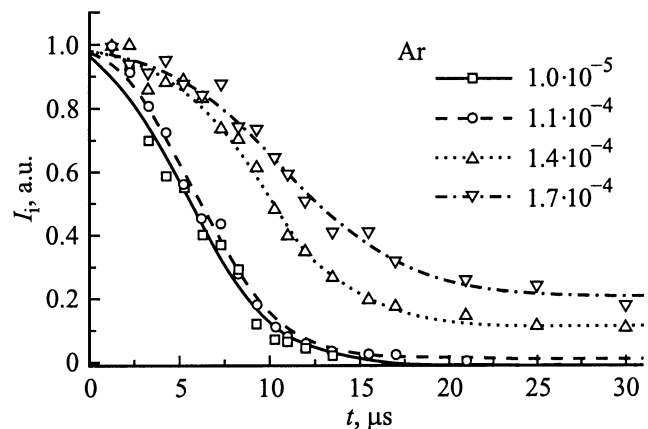
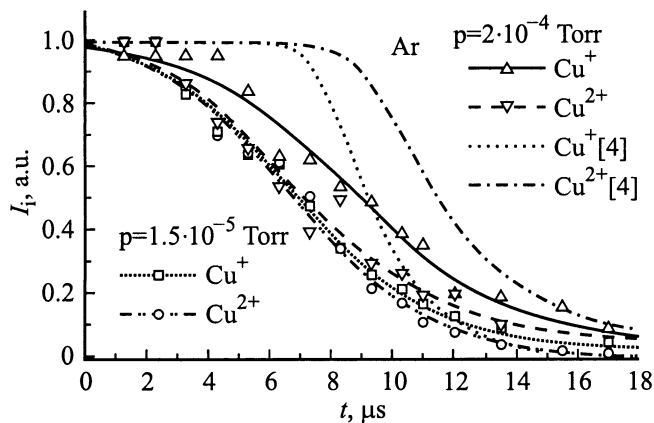


Рис. 7. Зависимость величин токов ионов  $Al^+$  от времени в режиме обрыва тока. Катод алюминиевый



**Рис. 8.** Сравнение экспериментальных зависимостей зарядовых составляющих ионного тока от времени при обрыве тока с аналогичными зависимостями, рассчитанными по данным, опубликованным в [4].

ионов. Подробно влияние давления на снижение доли многозарядных ионов рассмотрено в работе [17]. Вместе с тем влияние увеличения давления газа на зависимости для различных зарядностей было неодинаково. Так, для ионов меньшей зарядности увеличение времени "спада" выражено сильнее, чем для ионов, имеющих больший заряд. В качестве примера влияния газа на скорости ионов можно привести зависимость ионного тока от времени в режиме обрыва тока вакуумной дуги с медным катодом при повышенном давлении за счет принудительного напуска аргона в разрядную систему (рис. 8).

Сдвиг кривых зависимостей на рис. 7 в область больших времен однозначно свидетельствует об уменьшении направленных скоростей ионного потока. В то же время из зависимостей, приведенных на рис. 8, следует, что для двухзарядных ионов меди значение времени, за которое величина ионного тока падает в два раза, составляет  $9 \mu\text{s}$ , в то время как для однозарядных —  $7 \mu\text{s}$ . На этом же рисунке представлены зависимости рассчитанные для приведенной в [4] функции распределения ионов меди по направленным скоростям, полученной на основании анализов результатов работы [7]. Видно, что тенденция изменения зависимостей при возрастании давления газа направлена на непропорциональное изменение скорости одно- и двухзарядных ионов и при увеличении давления зависимости приближаются к тем, которые должны наблюдаться согласно данным [4]. Указанное влияние увеличения давления на скорости ионов различного заряда была подтверждена при измерении значений  $v_i$  методом наложения дополнительного импульса разрядного тока между электродами дуги. К сожалению, в нашей разрядной системе вследствие необходимости сохранения электрической прочности ускоряющего промежутка максимальная величина давления была ограничена величиной  $4\text{--}7 \cdot 10^{-4}$  Torr. Однако факт непропорционального изменения скоростей ионов различного заряда был установлен для различных мате-

риалов исследуемых катодов и различных газов, напускаемых в разрядный промежуток. Причем для получения заметного эффекта, как и в работе [17], давление более тяжелых газов — ксенона и аргона могло быть ниже, чем более легких — азота и воздуха. Таким образом, различие экспериментальных результатов по измерению направленных скоростей ионов, полученных в данном исследовании и в работе [7], могут объясняться различными значениями давления в разрядном промежутке во время горения вакуумной дуги. Вместе тем при давлении газа в разрядном промежутке вакуумной дуги уровня  $10^{-5}$  Torr зависели от зарядности.

## Выводы

1. Направленная скорость ионов в плазме вакуумного дугового разряда может быть измерена на основе анализа временной эволюции параметров извлеченного из плазмы разряда ионного тока при резком изменении тока дуги.
2. Направленная скорость ионов составляет величину порядка  $10^6$  cm/s, определяется материалом катода и практически одинакова для ионов различных зарядностей.
3. При горении вакуумного дугового разряда в магнитном поле направленные скорости ионов возрастают, при этом наблюдается корреляция между увеличением направленной скорости и повышением напряжения горения дуги.
4. Повышение давления остаточного газа в разрядном промежутке вакуумного дугового разряда приводит к уменьшению направленной скорости, причем это изменение выражено сильнее для более низких зарядовых состояний.

Работа выполняется при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-18163). Частично работа финансируется в рамках гранта для молодых ученых СО РАН.

## Список литературы

- [1] Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
- [2] Месяц Г.А. Эктоны. Екатеринбург: Наука, 1994.
- [3] Handbook of Vacuum Arc Science and Technology / Ed. by R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.I. Martin. New York: Noyes Publications, Park Ridge, 1995.
- [4] Вакуумные дуги / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982.
- [5] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
- [6] Lunev V.M., Padalka V.G., Khoroshikh V.M. // Sov. Phys. Tech. Phys. 1977. Vol. 22. P. 858.
- [7] Davis W.D., Miller H.C. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 2212.
- [8] Miller H.C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 2212.

- [9] *Tsuruta K., Sekiya K., Tan O., Watanabe G.* // Proc. XVII Intern. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berceley (USA), 1996. Vol. 1. P. 181.
- [10] *Oks E.M., Brown I.G., Dickinson M.R., MacGill R.A.* // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. P. 959.
- [11] *Oks E.M., Brown I.G., Dickinson M.R.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 67. P. 200.
- [12] *Brown I.G., Galvin J.E., MacGill R.A., Wright R.T.* // Rev. Sci. Instrum. 1987. Vol. 58. P. 1589.
- [13] *Brown I.G., Godechot X.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. P. 713.
- [14] *Brown I.G., Galvin J.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. Vol. 17. P. 679.
- [15] *Oks E.M., Anders A., Brown I.G.* et al. // IEEE Trans. on Plasm. Sci. 1996. Vol. 24. P. 1174.
- [16] *Oks E.M., Wolf B.H., Spadtke P., Emig H.* // Proc. Beijing Workshop on Mevva Ion Sourcess and Application. Beijing (China), 1993. P. 24.
- [17] *Spadtke P., Emig H., Wolf B.H., Oks E.M.* // Rev. Sci. Instrum. 1994. Vol. 65. P. 3113.