

ПОТОКИ ПЛАЗМЫ СТАЦИОНАРНОЙ ДУГИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**В.М. Хороших***Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ
(Харьков)
Украина*

Поступила в редакцию 30.03.2005

Приведены результаты исследований плазмы стационарной вакуумной дуги в области малых давлений газа в отсутствие магнитного поля. Проведены измерения зарядового состава плазмы для катодов из: меди, железа, хрома, титана, молибдена, алюминия, графита и ниобия. Обнаружено, что степень направленности ионов возрастает с уменьшением их зарядности, вследствие чего состав плазмы зависит от расстояния до плоскости катода. Изучена роль бунемановской неустойчивости в процессе формирования потоков частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Основным видом атомарных частиц, генерируемых вакуумно-дуговым разрядом, являются ионы материала катода. Доля ионов в общем потоке частиц, движущихся из катодного пятна дуги, в ряде случаев достигает 90 ÷ 100% [1].

В выполненных ранее работах [2, 3] изучены массовые и энергетические спектры ионов и измерена величина электронной температуры вдали от приэлектродных участков дуги для импульсных и квазистационарных разрядов. При этом измерения проводили без контроля условий на катоде разряда, что затрудняет установление взаимосвязи между параметрами генерируемой плазмы и катодными явлениями. Кроме того, исследования ионного компонента плазмы в зависимости от условий горения разряда производились в одной фиксированной точке пространства на оси разряда, что не дает возможности сопоставить параметры ионного компонента с другими плазменными характеристиками в различных областях разрядного промежутка.

В настоящей работе систематизированы результаты исследования плазменных потоков, в том числе и изучение угловых распределений ионов, проведены в условиях строгого контроля геометрии рабочей поверхности и интегральной температуры катода. При этом предпринята попытка определения взаимосвязи между явлениями на катоде и параметрами плазмы, а также оценено взаимное влияние различных групп частиц

(ионов, капель, нейтральных атомов), генерируемых разрядом.

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ И ЭНЕРГИЯ ИОНОВ; ВЛИЯНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА

Эксперименты по изучению зарядового состава плазмы проводили для катодов из восьми материалов: титана, молибдена, меди, хрома, железа, алюминия, графита и ниобия [2 – 5]. Использовался источник плазмы с автостабилизацией катодного пятна. Диаметр катода был равен 62 мм. Во время горения дуги вакуум в разрядном промежутке, обеспечиваемый паромасляным насосом с азотной ловушкой, поддерживался на уровне $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Па. Для анализа плазмы использовался радиочастотный однопольный масс-спектрометр, приспособленный для плазменных исследований. На входе масс-спектрометра для энергетического анализа ионов устанавливали многоэлектродный электростатический зонд. Определялось относительное содержание в плазме ионов различной кратности заряда и оценивалась их средняя энергия.

Данные измерений приведены в табл. 1.

В работе [2] отмечается, что данные по ионному составу для стационарной дуги с медным катодом близки к приведенным в работе [6]. Что же касается молибдена, то расхождение результатов этих работ существенно. Наблюдаемое расхождение, по-видимому, связано с различными временами горения дуги, обуславливающими отличие

Таблица 1
Содержание ионов различной зарядности и их средние энергии (эВ) в плазме вакуумной дуги (ток дуги – Fe, Cr, Ti, Cu, C, Al, Nb – 100 А, Мо – 170 А)

	Параметры	Кратность заряда					$U_p, В$
		1	2	3	4	5	
Fe	$n_i, \%$	54	46	0,5	–	–	19
	\bar{E}_i/Z	92	61	–	–	–	
Cr	$n_i, \%$	16	68	14	–2	–	19
	\bar{E}_i/Z	73	37	34	–	–	
Ti	$n_i, \%$	27	67	6	–	–	20
	\bar{E}_i/Z	65	39	34	–	–	
Cu	$n_i, \%$	38	55	7	0,5	–	22
	$n_i, \%$ [7]	30	54	15	0,4	–	
	\bar{E}_i/Z	59	45	44	–	–	
Al	$n_i, \%$	68	32	–	–	–	18
	\bar{E}_i/Z	26	19	–	–	–	
C	$n_i, \%$	98	2	–	–	–	16
	\bar{E}_i/Z	22	15	–	–	–	
Nb	$n_i, \%$	12	38	36	4	–	26
	\bar{E}_i/Z	–	–	–	–	–	
Mo	$n_i, \%$	3	33	42	19	3	28
	$n_i, \%$ [7]	16	64	13	1,5	–	
	\bar{E}_i/Z	95	65	51	45	49	

тепловых режимов катодов в сравниваемых работах. При этом более существенное расхождение результатов для молибдена связано с его худшей, по сравнению с медью теплопроводностью.

Влияние интегральной температуры катода на характеристики плазмы, генерируемой стационарной вакуумной дугой, исследовалось для титанового [8] и молибденового [9] катодов. Использовались источники плазмы с автостабилизацией и с магнитным удержанием катодного пятна.

Установлено, что при повышении температуры катода T_k от 390 до 770 К происходит трансформация энергетических спектров ионов: появляются дополнительные максимумы и регистрируются группы частиц с энергией, не превышающей несколько электронвольт (рис. 1).

Приведенная средняя энергия ионов с ростом температуры катода понижается (в единицах E/Z). При этом одновременно уменьшается относительное содержание в потоке многозарядных ионов при соответствующем росте доли однозарядных ионов (табл. 2).

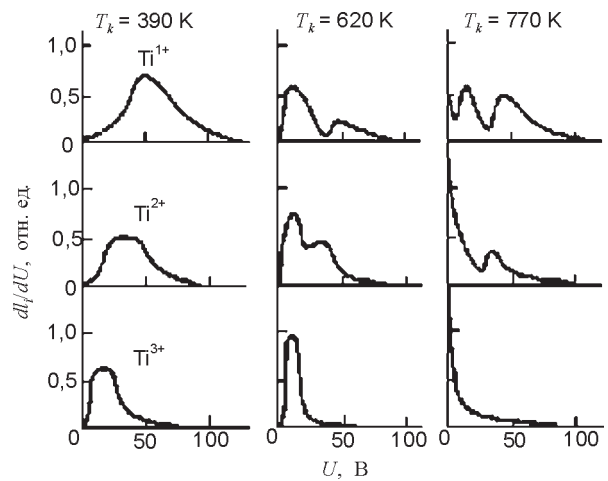


Рис. 1. Энергетические спектры ионов титана, снятые на оси системы на расстоянии 500 мм от плоскости катода ($I_0 = 100 А, p = 7 \cdot 10^{-4}$ Па).

Таблица 2
Зависимость приведенной средней энергии ионов титана различной кратности заряда и их относительного содержания в плазменном потоке от интегральной температуры катода ($I_0 = 100 А, p = 7 \cdot 10^{-4}$).

Параметры	Зарядность иона	$T_k, К$		
		390	620	770
$\bar{E}_i/Z, эВ$	Ti ¹⁺	57	33	32
	Ti ²⁺	35	22,5	22
	Ti ³⁺	21	9	7
$n_i/\sum n_i, \%$	Ti ¹⁺	17	29	34
	Ti ²⁺	81	69	65
	Ti ³⁺	2	2	1

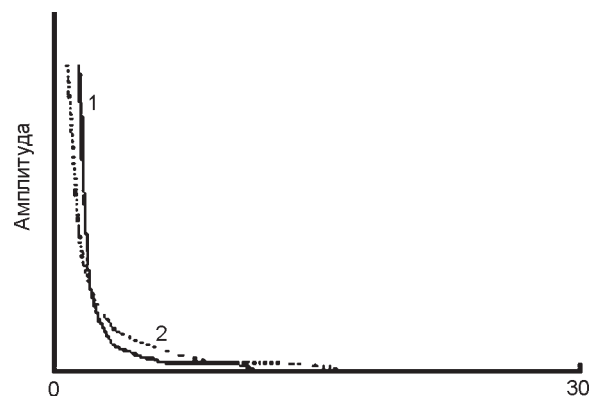


Рис. 2. Частотные спектры колебаний напряжения на разрядном промежутке при различных температурах катода: 1 – 770 К; 2 – 390 К.

Спектр колебаний напряжения на разрядном промежутке представлен на рис. 2.

С повышением температуры катода от 390 до 770 К интенсивность колебаний (исследовалась анализатором спектра С 4-8) увели-

чивается на 8 дБ за счет роста мощности в низкочастотной области спектра. При этом в плазменном потоке, генерируемом при $T_k = 770$ К, визуально наблюдается большое количество макрочастиц.

Характерными для катода с рабочей температурой 770 К являются существенно большие, чем при $T_k = 390$ К, размеры следов катодного пятна дуги.

Появляются оплавленные зоны размером до 1 мм. На поперечном шлифе видна приповерхностная зона воздействия катодного пятна глубиной ≈ 20 мкм. При $T_k = 390$ К зона воздействия катодного пятна при увеличении $\times 200$ не разрешается. При $T_k \approx 770$ К происходит рекристаллизационный отжиг материала катода, проявляющийся в резком увеличении размеров зерен [8].

Таким образом, при повышении температуры поверхности катода от 390 до 770 К изменяются как параметры плазмы, генерируемой катодным пятном дуги, так и характер эрозии катода.

В соответствии с представлениями работ [10, 11] на катоде вакуумного дугового разряда могут существовать два типа катодных пятен: быстро перемещающиеся пятна первого рода, вызывающие минимальную эрозию, и более медленные пятна второго рода и их ассоциации – групповые пятна, эрозия в которых существенно выше. Тип пятна определяет все физические процессы в вакуумной дуге.

Природа катодных пятен первого и второго рода полностью не выяснена. Характерные особенности пятен первого рода могут быть объяснены в рамках взрывной модели [12]. В работах [13, 14] проведены детальные исследования условий возникновения отдельных эмиссионных центров (фрагментов) катодного пятна, базирующиеся на представлениях о фундаментальной роли взрывной электронной эмиссии [12] в катодных процессах вакуумной дуги. В соответствии с [13, 14] характер и скорость движения катодных пятен первого рода определяется наличием на поверхности катода неметаллических включений и пленок сорбированных газов, обязательно присутствующих при использовании технических катодных материалов в вакууме $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ Па. При очистке поверхности катода происходит локализация отдель-

ных эмиссионных центров пятна и уменьшение скорости движения пятна в целом, что приводит к повышению удельной эрозии катода за счет дополнительных термических эффектов и к переходу от катодного пятна первого рода к катодному пятну второго рода.

При горении стационарного вакуумного дугового разряда поверхностный слой катодного материала непрерывно обновляется за счет эрозии катода под воздействием хаотически перемещающегося катодного пятна дуги. При этом наличие на катоде пленок газов определяется соотношением между промежутком времени, за который происходит обновление поверхностного слоя катода, и временем регенерации пленок сорбированного газа. Образование пленок газов на катоде может осуществляться как за счет попадания на него потока остаточных газов, так и при выделении газа, растворенного в металле. Однако при малых (на уровне десятых долей процента) содержании газовых примесей в титане [15] газовой выделением из катода можно пренебречь.

При хаотическом характере движения катодного пятна максимально вероятная величина его смещения x за промежуток времени t выражением [16]:

$$x^2 = 0,5pr^2\tau^{-1}t, \quad (1)$$

где τ – время жизни отдельной ячейки катодного пятна; r – размер ячейки. При $r^2\tau^{-1} \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ м²/с [17] и радиусе катода $r_k = 3$ см время, за которое катодное пятно достигнет края катода (обойдет всю его поверхность), составит $\sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ с. При таких малых временах и давлении остаточных газов ~ 1 Па и температуре катода $T_k \leq 700$ К можно пренебречь процессами поглощения газов с образованием химических соединений (хемосорбцией) и считать основным процессом, определяющим регенерацию пленок на поверхности, физическую сорбцию [18, 19].

Температурная зависимость поверхностной плотности σ сорбированных газов [20]:

$$\sigma \sim \alpha(T)\exp[-E_d/R_0T]. \quad (2)$$

Здесь $\alpha(T)$ – коэффициент прилипания частиц к поверхности; E_d – энергия сорбции; R_0 – газовая постоянная. Принимая $E_d \approx 400$ кДж·моль⁻¹, $\alpha \approx \text{const}$ для исследованного интервала температур получим, что при по-

вышении температуры поверхности катода от 390 до 770 К плотность сорбированного газа уменьшается в 500 раз. Это приводит к изменению типа пятна в соответствии с механизмом, предложенным в работе [11].

В рассматриваемых экспериментальных условиях наиболее вероятным представляется существование во всем исследованном диапазоне температур пятен обоих типов с преобладанием пятен первого рода при $T_{\kappa} = 390\text{K}$ и пятен второго рода при более высоких температурах. При росте T_{κ} возможно слияние пятен второго рода с образованием их ассоциаций – групповых пятен.

Рекристаллизационный отжиг титана при $T_{\kappa} = 770\text{K}$ приводит к уменьшению механической прочности материала катода [21] и является, по-видимому, причиной увеличения количества генерируемых макрочастиц [22]. Следует отметить, что кратеры, обнаруживаемые на катоде, работающем при $T_{\kappa} = 770\text{K}$, имеют линейные размеры порядка размеров зерен (0,1 ÷ 1 мм) и возникают, очевидно, при их отрыве от поверхности катода; при $T_{\kappa} = 390\text{K}$ кратеры таких размеров отсутствуют.

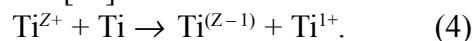
Температурная зависимость характера колебаний напряжения на разрядном промежутке также может быть связана с интенсивной эмиссией макрочастиц горячим катодом. Отрыв макрочастицы от поверхности катода происходит под действием катодного пятна или отдельных его эмиссионных центров. При отрыве макрочастиц, вследствие уменьшения количества центров эмиссии, участвующих в токопереносе, происходит снижение проводимости канала дуги и соответственно рост напряжения на разряде. Это приводит к появлению низкочастотных колебаний разрядного напряжения (рис. 2).

Как отмечалось в работах [10, 11], при трансформации катодных пятен первого рода в пятна второго рода, а также при переходе к групповым пятнам становятся существенными термические эффекты и, в частности, испарение материала катода. При этом в отличие от случая существования пятен первого рода плазменный поток, генерируемый катодным пятном дуги, движется через при-

мыкающую к катоду мишень, состоящую из атомов катодного материала. Изменение параметров плазменного потока является следствием взаимодействия плазмы с атомами мишени. Плотность и, следовательно, эффективность взаимодействия частиц с ростом T_{κ} повышаются [23]. Наблюдаемое экспериментально изменение энергетических спектров ионов (рис. 1) может быть связано с прямой и ступенчатой ионизацией атомов титана электронами, а также с перезарядкой ионов различной кратности заряда в нейтральном паре атомов титана. Согласно работе [24] сечение перезарядки σ_p является функцией заряда иона:

$$\sigma_p \sim Z^l. \quad (3)$$

В связи с этим наиболее эффективным процессом в рассматриваемых экспериментальных условиях является перезарядка многозарядных ионов [20]:



Это приводит к уменьшению содержания в потоке многозарядных ионов, при соответствующем уменьшении содержания однозарядных частиц (табл. 2), а также к появлению дополнительных максимумов на функции распределения ионов по энергиям (рис. 1). При этом средняя энергия ионов определяется выражением [25]:

$$\frac{\bar{E}_{Z-k}}{Z-k} = \frac{E_Z}{Z} \left(1 + \sum_l^k \frac{Z-k+l}{Z-k} \times \frac{n_{Z-k+l}}{n_{Z-k}} \prod_m^l Q_{Z-k+m} \right), \quad (5)$$

где Z – максимальная кратность заряда ионов, генерируемых катодным пятном дуги; $k > l > m$ ($k < Z$) – текущие индексы; n_{Z-k} – плотность ионов с зарядом $Z - k$, генерируемых катодным пятном; Q_{Z-k} – интегральное сечение перезарядки, определяемое выражением:

$$Q_{Z-k} = N_x \langle v_{Z-k} \sigma_{Z-k} (v_{Z-k}) \rangle, \quad (6)$$

где $N_x = n_x L$ – количество частиц – мишеней в области перезарядки, n_x – плотность медленных частиц (паров материала катода и примесных атомов), L – характерный размер области перезарядки.

Отметим, что подобный механизм формирования энергетических спектров ионов рассматривается также в работе [26], посвящен-

ной изучению плазменных сгустков в коаксиальном источнике.

На рис. 3 приведена зависимость параметров плазмы дуги, горящей на молибденовом катоде от тока разряда. При росте тока дуги происходит повышение интегральной температуры катода. Для разделения эффектов влияние тока разряда и температуры катода проводился зарядовый анализ плазмы при раз-

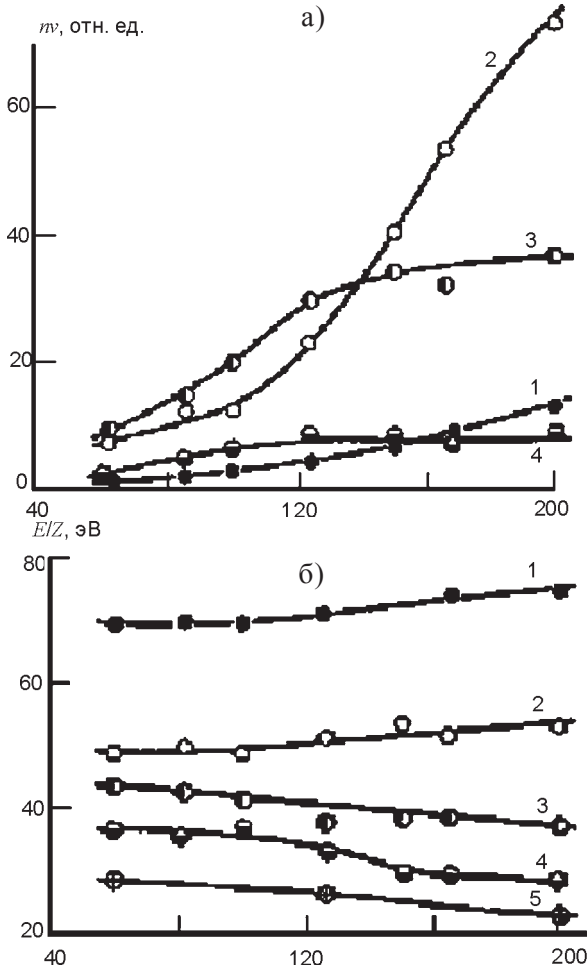


Рис. 3. Зависимость состава ионного компонента плазмы (а) и приведенной средней энергии ионов (б) от тока дуги (материал катода – молибден марки МЧВП); давление – $7 \cdot 10^{-4}$ Па; цифры у кривых – заряд иона.

Таблица 3
Зависимость относительного содержания ионов молибдена различной кратности заряда в плазменном потоке температуры катода и тока дуги ($p = 7 \cdot 10^{-4}$ Па)

T_k, K	I_0, A	$n_i / \sum n_i, \%$					
		1+	2+	3+	4+	5+	6+
410	90	3	47	39	9	1,5	0,5
560	90	5	83	11	1	0,5	–
560	220	6	82	10	2	–	–

личной температуре молибденового катода (табл. 3).

Как следует из данных по составу плазмы, приведенных в табл. 3, физическая сущность влияния разрядного тока на параметры плазмы сводится, в соответствии с выше изложенным, к изменению характеристик катодного пятна, происходящему при изменении температуры катода. При постоянной температуре катода зависимость состава генерируемой плазмы от тока дугового разряда практически отсутствует.

Как показано выше, при недостаточном охлаждении титанового катода, в случае охлаждения его через перегородку, со временем происходит увеличение скорости его эрозии. Эрозия увеличивается как за счет увеличения генерации частиц в виде капель и нейтральных атомов, так и за счет возрастания эрозии в ионной фазе. Эрозия в ионной фазе растет за счет повышения эффективности генерации ионов Ti^+ при сохранении потоков ионов Ti^{2+} и Ti^{3+} на постоянном уровне (рис. 4 [27]).

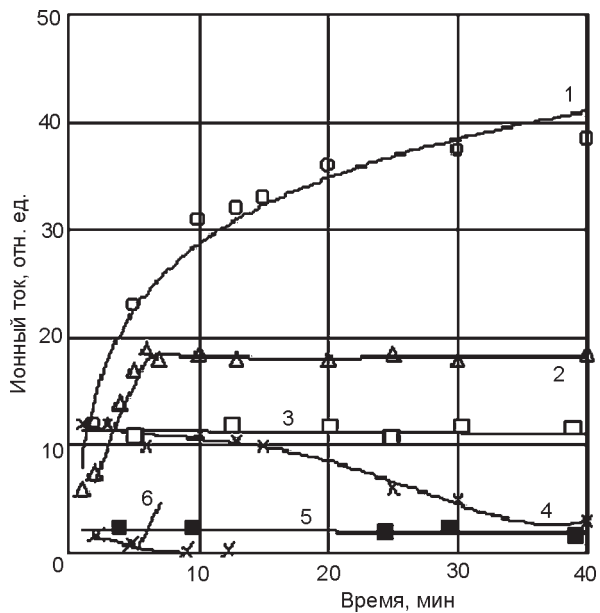


Рис. 4. Зависимость состава плазмы, генерируемой катодом диаметром 80 мм от времени горения дуги: 1, 4, 6 – уплотнитель отсутствует; 2, 3, 5, – одна медная прокладка; 1, 2, – Ti^+ ; 3, 4 – Ti^{2+} ; 5, 6 – Ti^{3+} .

Данное обстоятельство позволяет высказать предположение о различных механизмах генерации одно- и многозарядных ионов в вакуумно-дуговом разряде. Так, содержание однозарядных ионов в плазме в существенной мере зависит от эффективности испарения материала катода, определяемым интегральной и локальной температурой катодной поверхности. Генерация многоза-

рядных ионов связана, по-видимому, с процессами взрывного характера не зависящими от температуры катода. При интенсивном плавлении и испарении катодного материала (катод без уплотнителей) содержание многозарядных ионов уменьшается за счет взаимодействия частиц Ti^{2+} и Ti^{3+} с нейтральными атомами титана [23].

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ

Эксперименты по изучению угловых распределений ионов проводили с использованием источника плазмы с автостабилизацией катодного пятна с вращаемым катодным узлом. В качестве катодного материала использовались титан, медь и алюминий. Диаметр цилиндрических водоохлаждаемых катодов составлял 64 мм. Ток дуги I_0 в экспериментах изменяли в пределах $60 \div 200$ А, однако основной объем измерений выполнен при $I_0 = 100$ А. Вакуум в системе во время горения дуги составлял $\sim 10^{-4}$ Па. При измерениях контролировалась геометрия рабочей поверхности катода, которая приобретала сферическую или чашеобразную форму вследствие эрозии. Глубина лунки в экспериментах (кроме специально оговоренных случаев) не превышала $2 \div 3$ мм. Длина катода, определяющая интегральную температуру его поверхности, изменялась в пределах $2 \div 50$ мм. В процессе горения дуги температуру катода измеряли хромельалюмелевой термопарой, спай которой располагался на расстоянии ~ 2 мм от его рабочей поверхности. Измерения выполнялись через $10 \div 15$ минут после зажигания дуги, что соответствовало установлению тепло-вых и вакуумных условий в системе.

Влияние интегральной температуры и геометрии катода. Угловые распределения плотности ионного тока j_i для дуги с титановым катодом представлены на рис. 5 [28, 29].

Характерной особенностью кривых $j_i(\alpha)$ является существенно большая, по сравнению с предписываемой законом косинуса, степень направленности потока вдоль нормали к поверхности катода. Кроме того, в большинстве экспериментов, регистрируется ионный ток в области ниже плоскости катода ($\alpha < 0$). Угол разлета плазменной струи $\alpha_p/2 \approx 30^\circ$ (α_p – угол, при котором величина j_i падает в два раза по

сравнению с плотностью тока в максимуме кривой $j_i(\alpha)$).

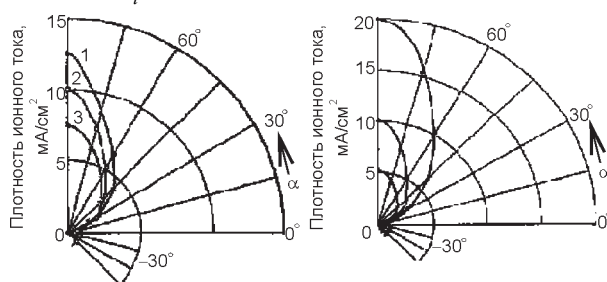


Рис. 5. Угловые распределения плотности ионного тока: а) $I_0 = 110$ А; 1, 2 – лунки нет, 3 – лунка 10 мм, 1 – длина катода 50 мм, 2, 3 – длина катода 10 мм; б) лунки нет, длина катода 10 мм, $I_0 = 180$ (1), 100 (2) и 65 А (3).

Для дуги с катодом длиной $L = 50$ мм ионный ток в области $\alpha < 0$ не регистрируется; величина j_i в максимуме кривой $j_i(\alpha)$ в этом случае несколько выше, чем для более коротких ($L = 2 \div 20$ мм) катодов (рис. 5). Отмеченные отличия кривых $j_i(\alpha)$ для катодов различной длины связаны с изменением условий генерации частиц на поверхности катода за счет изменения его температуры под воздействием пятна дуги. Температура катода длиной 50 мм составляла 770 К, для катода длиной $7 \div 10$ мм – 390 К.

Угловые распределения ионного тока, полученные для дуги с плоским и вогнутым (с выгоревшей лункой глубиной ≈ 10 мм) катодом заметно отличаются друг от друга (рис. 5а). Так, величина плотности ионного тока в максимуме кривой $j_i(\alpha)$ для катода с лункой примерно на 25% меньше, чем для плоского катода; для вогнутого катода ионный ток в области $\alpha < 0$ не регистрируется. Эти отличия связаны с экранировкой части плазменного потока, генерируемого дугой, внутренними стенками чашеобразной лунки, а также с существенным нагревом поверхности катода на кромках лунки под воздействием пятна дуги.

Изменение разрядного тока в диапазоне $I_0 = 65 \div 180$ А не оказывает заметного влияния на характер кривых $j_i(\alpha)$ (рис. 5б).

Масс-спектрометрические исследования плазмы указывают на наличие существенной зависимости ее состава от угловой координаты. На характер этой зависимости влияют степень выгорания (вогнутости) рабочей по-

верхности и длина катода, определяющая интегральную температуру его поверхности (рис. 6). При $L = 50$ мм в области малых значений α заметно возрастает содержание ионов Ti^+ в плазменном потоке; доля ионов Ti^{3+} уменьшается во всей области $90^\circ \geq \alpha \geq 0^\circ$ (рис. 6а, в). Наличие лунки на поверхности катода ведет к резкому возрастанию относительного содержания ионов Ti^+ и Ti^{3+} в плазме при соответственном уменьшении доли ионов Ti^{2+} (рис. 6б, г).

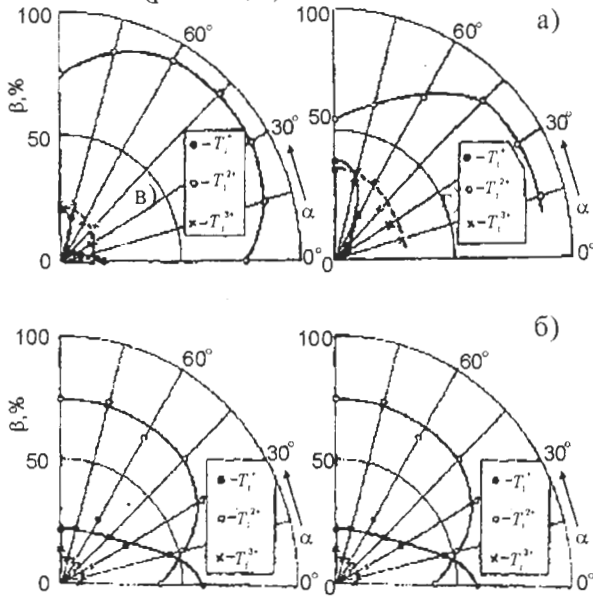


Рис. 6. Содержание (β) ионов Ti^+ , Ti^{2+} и Ti^{3+} от угловой координаты на расстоянии 250 мм от центра катода: Длина катода – 10 мм (а, б), 50 мм (в, г); лунка – $0,2$ мм (а, в) $8 \div 10$ мм (б, г).

Регистрируемый для плоских коротких (холодных) катодов ионный ток в области $\alpha < 0$ переносится частицами Ti^{3+} и Ti^{2+} , ионы Ti^+ ниже плоскости катода не обнаружены. Для катода длиной 8 мм при $\alpha = -15^\circ$ относительное содержание ионов Ti^{3+} и Ti^{2+} в плазме составляет 55 и 45% соответственно. Появление ионов Ti^{3+} и Ti^{2+} в этой области разрядного промежутка связано с более широкой, чем для ионов Ti^+ , диаграммой направленности этих частиц, а также с наличием электрического поля в плазме (рис. 7).

В области малых α электрическое поле разворачивает низкоэнергетичные частицы на плоскость катода. Повышенное содержание ионов Ti^{3+} в области $\alpha < 0$ обусловлено их более широкой диаграммой направленности и более низкой, по сравнению с частицами Ti^{2+} и Ti^+ , средней энергией, отнесенной к кратности заряда иона – E/Z .

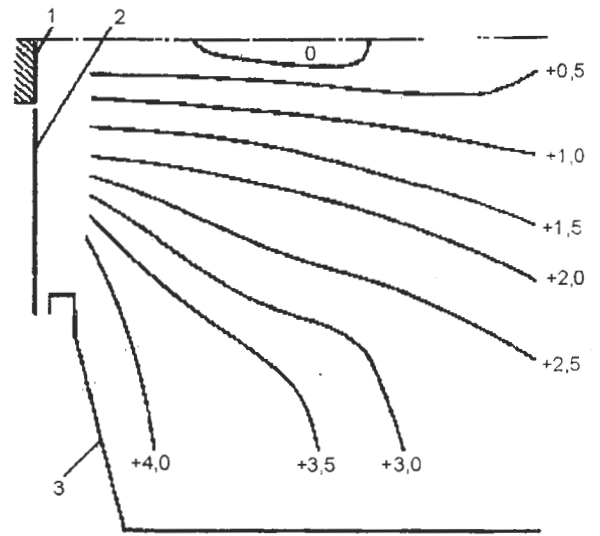


Рис. 7. Распределение потенциала в плазме вакуумной дуги. Ток дуги – 100 А, вакуум $\sim 10^{-4}$ Па. 1 – катод, 2 – дополнительный анод, 3 – стенки вакуумной камеры.

Наличие радиального компонента электрического поля может обуславливать наблюдаемые экспериментально достаточно узкие диаграммы направленности потоков плазмы за счет фокусировки частиц радиальным электрическим полем. Величина радиального компонента электрического поля находится в качественном соответствии с расчетами, сделанными на основе анализа уравнения движения электронного компонента плазмы.

Уравнение движения электронного компонента в гидродинамическом приближении имеет вид [30]:

$$\frac{m_e}{e} \frac{d\vec{U}}{dt} = \frac{\nabla p_e}{en_e} + \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{U} \times \vec{H}] + \frac{\vec{j}}{\sigma_{ei}}, \quad (7)$$

где m_e , e – масса и заряд электрона, \vec{U} – его направленная скорость; $p_e = n_e k T_e$ – давление электронного компонента плазмы; n_e , T_e – концентрация и температура электронов; σ_{ei} – проводимость плазмы; \vec{E} , \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей; \vec{j} – плотность тока. В данных экспериментальных условиях напряженность электрического поля определяется выражением:

$$\vec{E} = -\frac{kT_e}{en_e} \nabla n_i. \quad (8)$$

Радиальный компонент градиента концентрации электронов является следствием сжатия тока разряда собственным магнитным полем. В случае если компонент скорости

$U_z = \text{const}$, радиальное распределение концентрации электронов можно представить в виде распределения Беннета:

$$n_e = n_0 / (1 + r^2 / r_0^2)^2, \quad (9)$$

где n_0 – концентрация электронов на оси, а r_0 определяется выражением:

$$r_0^2 = 16kT_e / (\mu_0 e^2 n_0^2 U_z^2), \quad (10)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Интегрируя (8) с учетом (9), получим величину радиальной разности потенциалов в плазме:

$$\Delta\varphi = \frac{2kT_e}{e} \ln \left(1 + \frac{r^2}{r_0^2} \right), \quad (11)$$

Разлагая (11) в ряд по степеням r^2 / r_0^2 с учетом (10), имеем:

$$\Delta\varphi \cong 1/8eU_z^2 \mu_0 n_0^2 (1 - 1/2r^2 / r_0^2) r^2. \quad (12)$$

Выражение (12) находится в качественном соответствии с экспериментально полученным радиальным распределением потенциала в плазме (рис. 7) для центральной области разряда.

Возвращаясь к результатам измерений состава плазмы, отметим, что ток дуги в диапазоне его значений 60 ÷ 200 А не влияет на характер кривых $\beta(\alpha)$ ($\beta = n_k v_k / \sum_k n_k v_k$, здесь n_k, v_k – концентрация и скорость ионов k -ой кратности заряда соответственно).

Взаимодействие плазмы с капельной фазой эрозии катода. Исследования, проведенные в настоящей работе, а также данные других исследователей, указывают на то, что основной расход массы катода происходит за счет генерации двух потоков частиц: ионов и капель катодного материала. Расход массы катода в ионной фазе на единицу переносимого заряда является величиной постоянной для данного материала, в то время как эрозия в капельной фазе зависит от условий эксперимента, определяющих тепловой режим катода [31].

Испускаемые катодом горячие металлические капли дополнительно нагреваются за счет бомбардировки их поверхности ионами и, испаряясь, служат основным источником нейтрального пара в объеме разрядного промежутка [32]. Нейтральные атомы катодного

материала могут изменить при этом характеристики первичного плазменного потока за счет их соударений с заряженными частицами. Степень влияния нейтральных атомов на параметры плазмы будет зависеть от их концентрации, определяемой условиями генерации и испарения капель в разряде. При этом угловое распределение нейтральных атомов в какой-то степени повторяет распределение капель в объеме разрядного промежутка [29].

Максимум на кривой $\beta(\alpha)$ для ионов Ti^+ (рис. 6а) в области $90^\circ \geq \alpha \geq 75^\circ$ совпадает с максимумом углового распределения ионного тока (рис. 4). Максимум в области $15^\circ \geq \alpha \geq 0^\circ$ – с максимумом углового распределения капель, движущихся под малыми углами к плоскости катода [29]. С ростом интегральной температуры катода ($L = 50$ мм) массоперенос в капельной фазе резко возрастает, что ведет к повышению доли ионов Ti^+ в области малых значений α (рис. 6а). Повышенная концентрация нейтрального пара в прикатодной области обуславливает уменьшение относительного содержания ионов Ti^{3+} , в плазме, обладающих, по-видимому, наиболее высоким значением сечения перезарядки в собственном газе (рис. 6а, б). Кроме участия в процессах перезарядки, нейтральные атомы ионизируются при столкновениях с электронами, о чем свидетельствует возрастание ионного тока, наблюдаемое для более горячего катода (рис. 5).

Для вогнутых катодов наблюдается более высокое, чем для плоских катодов, содержание ионов Ti^+ в плазменном потоке (рис. 6б, г), обусловленное перегревом кромок лунки катодным пятном дуги.

Более высокое содержание ионов Ti^{3+} в плазме для вогнутых катодов не находит объяснения в рамках изложенной выше модели и может быть связано с изменением характера катодных процессов. (В виду малой температуры электронов в плазме (1 ÷ 3 эВ) трехкратно ионизованные ионы титана не могут образовываться вдали от катодного пятна дуги). Причиной изменения условий генерации частиц на вогнутом катоде может служить наличие на внутренних стенках лунки пленки сконденсированного металла.

Структура плазменных потоков. Масс-спектрометрические измерения, проведенные для меди и алюминия, указывают на то, что угловые распределения токов, также как и для титана, отличаются для ионов различной кратности заряда (рис. 8) [5].

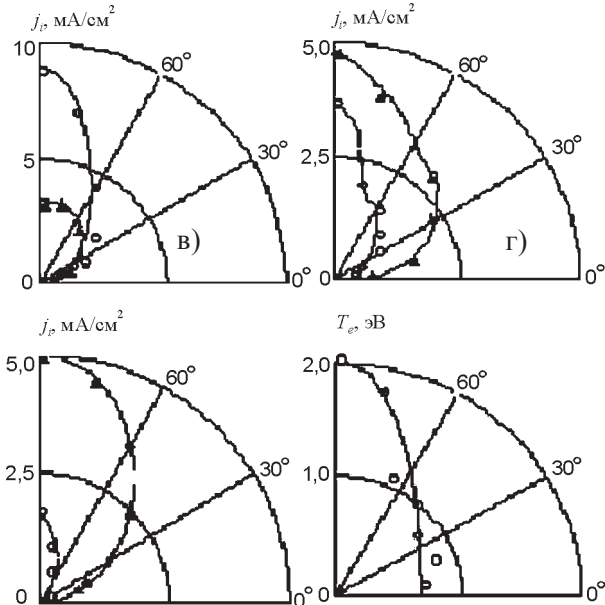


Рис. 8. Угловые распределения тока ионов различной кратности заряда и электронной температуры для дуги с алюминиевым (а), медным (б) и титановым (в, г) катодами. Кружки – однозарядные, треугольники – двухзарядные ионы.

Угловые распределения однозарядных ионов обладают существенно большей неоднородностью, по сравнению с зависимостями $j_i(\alpha)$ для двухзарядных ионов.

На рис. 8 не приведены угловые распределения для трехзарядных ионов, содержание которых в плазме исследованных металлов на оси разряда не превышает нескольких процентов, а угловые распределения отличаются еще большей однородностью, чем зависимости $j_i(\alpha)$ для двухзарядных ионов. Отличие угловых распределений для ионов различной кратности заряда обуславливают отличия в ширине суммарных угловых диаграмм ионного тока для катодных материалов, характеризующихся различным содержанием многозарядных ионов. Так, минимальной угловой расходимостью, из всех исследуемых катодных материалов обладают потоки углеродной плазмы [4] (средний заряд около 1), максимальной – потоки молибденовой плазмы [4].

Потоки однозарядных ионов наблюдаются визуально в виде остронаправленных светя-

щихся струй, распространяющихся вдоль оси разряда. Возможность визуального наблюдения однозарядных ионов связана с тем, что наиболее интенсивные линии излучения для этих частиц в вакуумной дуге лежат в видимой области спектра (430,8 нм для частиц Ti^+). В то время как для многозарядных ионов наиболее интенсивные линии лежат в ближнем (для двухзарядных ионов) или вакуумном (для трехзарядных ионов) ультрафиолете [33] вне зоны чувствительности человеческого глаза.

Вследствие отличий угловых распределений ионов различной кратности заряда в вакуумной дуге наблюдается зависимость состава плазмы от угловой координаты α (табл. 4) и расстояния L до плоскости катода (табл. 5).

В связи с этим генерируемый катодным пятном плазменный поток при анализе дуги как физического явления целесообразно характеризовать ионным составом, проинтегрированным по угловой координате.

Таблица 4

Зависимость относительного содержания ионов различной кратности заряда в плазме дуги с титановым катодом от угловой координаты

Материал катода	Угол, град.	Содержание ионов в плазме, %		
		1+	2+	3+
Al	90	87	11	2
	60	78	20	2
	30	76	21	3
Cu	90	59	37	4
	60	47	49	4
	30	37	62	1
Ti	90	35	60	5
	60	19	73	8
	30	6	88	6

Таблица 5

Зависимость относительного содержания ионов различной кратности заряда в плазме дуги с титановым катодом от расстояния до плоскости катода L

L , см	Содержание ионов в плазме, %		
	Ti^+	Ti^{2+}	Ti^{3+}
10	12	76	12
20	26	66	8
30	35	60	5
38	46	58	6

Расходимость потоков ионов различной кратности заряда увеличивается с ростом расстояния от плоскости катода. Так, на оси разряда на участке между $L = 10$ см и $L = 38$ см (рис. 9).

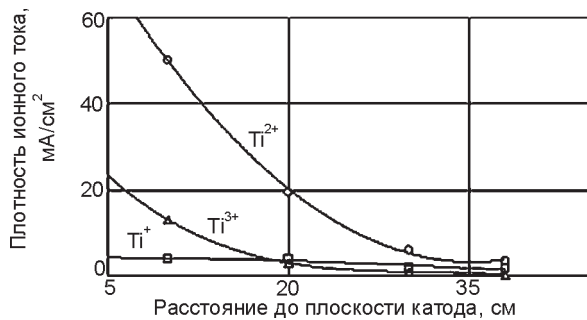


Рис. 9. Зависимость токов ионов различной кратности заряда от расстояния до плоскости катода.

Ток ионов Ti^+ падает только в 3 раза, ионов Ti^{2+} в 13 раз, а ионов Ti^{3+} – в 30 раз. Данное обстоятельство следует учитывать при анализе динамики плазменных струй, генерируемых вакуумным дуговым разрядом.

Отличие угловых распределений ионов различной кратности заряда, испускаемых катодным пятном дуги, может свидетельствовать о том, что процессы их генерации разнесены во времени или (и) в пространстве. В рамках взрывной модели катодного пятна [12] наблюдаемое явление может быть объяснено тем, что ионы с различными кратностями заряда генерируются на различных стадиях формирования эрозионного кратера, возникающего в результате взрыва микровыступа на поверхности катода. На начальной стадии разрушения микровыступа в прикатодной плазме, обладающей в этот момент максимальной температурой и плотностью, генерируются многозарядные ионы. По мере расширения и остывания плазмы, возрастает доля однозарядных частиц. Основная доля однозарядных ионов генерируется на заключительной стадии взрыва при испарении металла с внутренней поверхности сформированного кратера. Геометрия испаряемой поверхности обуславливает узкую диаграмму направленности (кумулятивный эффект).

Проводя аналогию между катодными процессами при взрывной эмиссии электронов и в катодном пятне вакуумной дуги [34], следует отметить, что повышенное содержание многозарядных ионов было зарегистрирова-

но также при исследовании прикатодной плазмы в начальной стадии импульсного вакуумного пробоя. При изучении взрыва алюминиевых микроострий под действием автоэмиссионного тока большой плотности [35] обнаружена временная задержка максимума тока ионов Al^{2+} , причем наличие рекомбинационного свечения ионов Al^{2+} указывает на присутствие ионов Al^{3+} в плазме катодного факела.

Возможность возникновения многозарядных ионов авторы указанной работы связывают с высокой температурой электронов в плазме ($T_e \cong 4,5 \pm 0,8$ эВ).

От угловой координаты зависят также температура электронов T_e (рис. 8) и средняя энергия ионов, отнесенная к кратности заряда \bar{E}_i / Z (рис. 10).

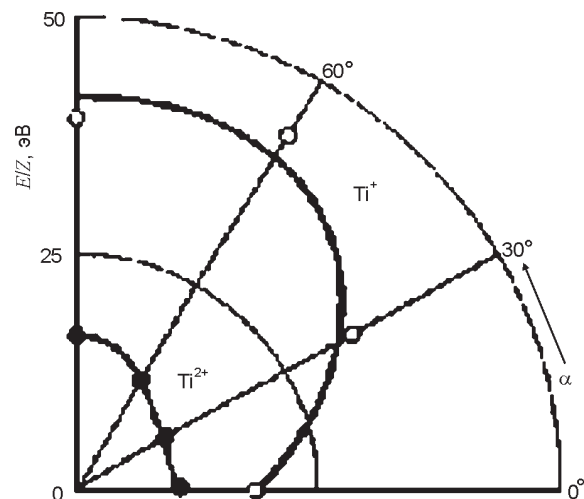


Рис. 10. Зависимость энергии ионов титана от угловой координаты.

Так, для частиц Ti^+ , движущихся под малыми углами к плоскости катода, средняя энергия вдвое меньше, чем для потока, испускаемого вдоль оси разряда; для ионов Ti^{2+} энергия частиц, движущихся в указанных двух направлениях, отличается примерно в 1,5 раза. Понижение средней энергии ионов, наблюдаемое с уменьшением угла к плоскости катода, связано с появлением в их энергетическом спектре группы низкоэнергетичных частиц, интенсивность которой максимальна для потока, распространяющегося вдоль катодной поверхности (рис. 11). Появление группы низкоэнергетичных частиц, движущихся вдоль плоскости катода, связано с

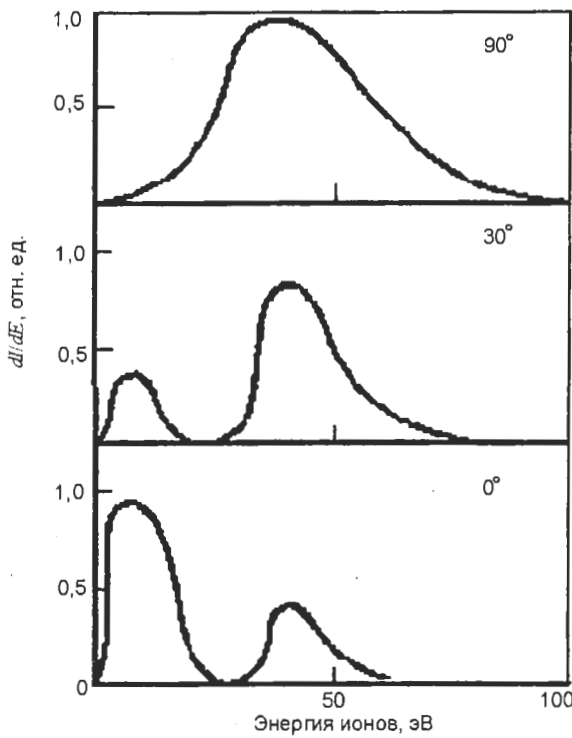


Рис. 11. Суммарные энергетические спектры ионов титана при различных угловых координатах.

ионизацией электронами плазмы нейтрального пара, испаряющегося с поверхности раскаленных капель, испускаемых катодным пятном дуги. Электроны при этом теряют энергию и в области малых углов температура электронов уменьшается (рис. 8).

БУНЕМАНОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Теоретический анализ. В области малых давлений газа, когда процессами ионизации нейтральных частиц электронами и перезарядкой ионов, генерируемых пятном дуги, на молекулах или атомах газа в объеме можно пренебречь, относительное движение электронного и ионного компонентов плазмы может привести к возбуждению бунемановской неустойчивости [36]. Для появления неустойчивости этого типа требуется выполнение неравенства $u \geq u_{кр} \cong \alpha v_e$ [37]. Здесь $\bar{u} = \bar{u}_e - \bar{u}_i$ – скорость относительного движения электронного (\bar{u}_e) и ионного (\bar{u}_i) компонентов плазмы (токовая скорость), $v_e = (T_e/m_e)^{1/2}$ – тепловая скорость электронов (T_e, m_e – температура и масса электрона), коэффициент $\alpha \geq 1$ за-

висит от соотношения ионной (T_i) и электронной температур.

При максвелловском распределении ионов по скоростям дисперсионное уравнение линейной теории немагнитных потенциальных колебаний плазмы имеет вид:

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} [1 + i\sqrt{\pi} S_e W(S_e)] + \sum_{Z=1}^{\infty} \frac{4\pi e^2 n_i \chi_Z Z^2}{k^2 v_{iZ}^2 m_i} [1 + i\sqrt{\pi} S_Z W(S_Z)] = 0, \quad (13)$$

$$S_e = \frac{\omega - \bar{k}\bar{u}_e}{\sqrt{2}kv_e}, \quad S_Z = \frac{\omega - \bar{k}\bar{u}_{iZ}}{\sqrt{2}kv_{iZ}}, \quad \omega_{pe}^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e},$$

$$W(S) \equiv e^{-S^2} \left[1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^S e^{-S'^2} dS' \right].$$

Здесь $\omega = \bar{\omega}_{\bar{k}} + i\gamma$ и \bar{k} – комплексная частота и волновой вектор колебаний, χ_n – доля ионов с зарядом eZ , n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, нормируемые следующим образом:

$$\sum_{Z=1}^{\infty} \chi_Z = 1, \quad n_i \sum_{Z=1}^{\infty} Z \chi_Z = n_e, \quad (14)$$

$v_{iZ} = (T_{iZ}/m_i)^{1/2}$ и u_{iZ} – тепловая и средняя скорости ионов с зарядом eZ (T_{iZ}, m_i – температура и масса иона).

Полагая в (13), что $v_{iZ} \cong u_{iZ} = v_{i1} Z^{2/5}$ (см. ниже формулу (30)) и $S_1 \cong S_2 \cong S_3$, из условий $\gamma = 0$ и $d\gamma/dk = 0$ найдем пороговое значение токовой скорости $Z_{кр} = \alpha v_e$, где

$$\alpha \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) = T_e \sum_Z Z^{6/5} \chi_Z \left(T_m \sqrt{e_0} \sum_Z Z \chi_Z \right)^{-1} \cong \frac{T_e}{\sqrt{e_0 T_m}} \quad (15)$$

$e_0 \cong \exp(1)$. Согласно (15), величина α зависит практически только от отношений температур T_{i1}/T_e :

$$\alpha = \sqrt{2} \left(\frac{T_{i1}}{T_e} = 1,17 \right), \quad \alpha = 2 \left(\frac{T_{i1}}{T_e} = 2,24 \right),$$

$$\alpha = 3 \left(\frac{T_{i1}}{T_e} = 18 \right). \quad (16)$$

Вблизи порога неустойчивости, когда $\Delta u \cong u - u_{кр}$ инкремент нарастания γ и частота

ω_k колебаний определяются из (13) аналитически:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi T_{i1}}{e_0 T_e} \right)^{1/2} \omega_0 \left(1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) \times \left[\frac{\Delta u}{u} - \frac{\vartheta^2}{2} - \frac{T_{i1}^2 (ku/\omega_{pe} - 1)^2}{\sqrt{2} T_e^2 \alpha^3 (\alpha^2 - 1)} \right], \quad (17)$$

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{u} (u_{i1} \pm v_{i1}) \text{sign} \vec{k} \vec{u}, \quad \omega_0 \equiv \frac{4\pi e^2 n_i}{m_i} \sum_Z Z^{6/5} \chi_Z,$$

где ϑ – угол между \vec{k} и \vec{u} (или между \vec{k} и $-\vec{u}$).

Согласно (17), для раскачки колебаний необходимо, чтобы

$$\vartheta^2 \leq 2 \frac{\Delta u}{u},$$

$$\left(\frac{ku_{kp}}{\omega_{pe}} - 1 \right)^2 \leq \sqrt{2} \alpha^3 (\alpha^2 - 1) \left(\frac{T_e}{T_{iZ}} \right)^2 \frac{\Delta u}{u_{kp}}. \quad (18)$$

В квазилинейном приближении дисперсионное уравнение для неустойчивых колебаний плазмы приобретает следующий вид [38]:

$$1 + \varepsilon_e(\vec{k}, \omega) + \varepsilon_i(\vec{k}, \omega) = 0, \quad (19)$$

где $\varepsilon_e(\vec{k}, \omega) \equiv \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \int d\nu \left(k \frac{\partial f_e}{\partial \nu} \right) \frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{\nu} + i0}, \quad (20)$

$$\varepsilon_i(\vec{k}, \omega) \equiv \frac{4\pi e^2}{m_i k^2} \sum_Z Z^2 \int d\nu \left(\vec{k} \frac{\partial f_{iZ}}{\partial \nu} \right) \frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{\nu} + i0}. \quad (21)$$

Из (17), (21) следует, что условие черенковского резонанса для электронов $\omega_{\vec{k}} = \vec{k}\vec{v}$ выполняется для почти взаимно перпендикулярных векторов \vec{v} и \vec{k} (так как $\omega_{\vec{k}} \ll kv_e$). В этом случае, как и в задаче о ионно-звуковой неустойчивости [39], основным эффектом обратного воздействия колебаний на электроны является упругое рассеяние частиц на волнах, т.е. торможение электронного потока в лабораторной системе координат. Одновременное ускорение электронов внешним электрическим полем $\vec{E} = -\nabla\phi$ и их упругое рассеяние на волнах приводят к мощному нагреву электронов (энергия направленного движения частиц преобразуется в тепловую).

При этом разумно предположить, что в режиме нелинейного насыщения плазма находится вблизи порога возбуждения бунемановской неустойчивости, т.е. выполняется условие:

$$u = \frac{j_e}{en_e} \approx u_{kp} \equiv \alpha v_e, \quad (22)$$

где j_e – плотность электронного тока в плазме вакуумной дуги.

Из условия черенковского резонанса $\omega_{\vec{k}} = \vec{k}\vec{v}$ следует, что для волн с $k \approx \omega_{pe}/u$, $\vartheta \leq 1$ резонансными являются ионы в широком диапазоне скоростей $\Delta v \sim v_i$. Это означает, что рассеяние частиц на волнах, ведет не только к ускорению ионного компонента как целого, но и к широкому разбросу ионов по энергиям.

Далее для получения количественных оценок будем считать, что функции распределения $f_{e,i}$ имеют максвелловский вид ($u_e \approx \alpha v_e \gg u_{iz} \approx v_{iz}$) и все параметры плазмы зависят только от радиуса r (центр сферической системы координат совпадает с центром катодного пятна). Тогда, пренебрегая слагаемым с электрическим полем, получим, что:

$$\frac{\partial v_m^5}{\partial r} = \sqrt{\pi} \frac{e^2 Z^2}{m_i^2} \sum_k \omega_k |\phi_k|^2 S_i e^{-S_i}, \quad S_i = 1. \quad (23)$$

Как следует из [40], бунемановская неустойчивость в однородной плазме приводит к установлению состояния с $T_e \gg T_i$. В потоке плазмы вакуумной дуги этого не происходит, так как работа электрического поля над током $j\vec{E}$ здесь расходуется не на увеличение T_i со временем, а на компенсацию затрат энергии, связанных с выносом теплового ($q_r = -\chi \partial T_e / \partial r$) и конвективного ($q = (5T_e + m_e u^2) n_e u / 2$) потоков энергии электронов на стенки камеры и электродов и с неупругими соударениями электронов с ионами. Если учесть, что $u \approx \alpha v_e$ ($\alpha = \text{const}$),

$$\chi = \frac{3n_e T_e}{m_e v_{eff}}, \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 n_e u = 0, \quad (24)$$

$$v_{eff} \equiv \frac{|\vec{F}|}{m_e u} = \frac{1}{u} \left(\frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{m_e n_e} \frac{\partial}{\partial r} n_e T_e \right) - \frac{\partial u}{\partial r} - v_{ei}, \quad (25)$$

то можно показать, что потери энергии из объема разрядного промежутка почти пол-

ностью связаны с потоком q . Вследствие этого справедливо соотношение:

$$T_e = T_{e0} + \frac{2e}{5 + \alpha^2} [\varphi(r) - \varphi(a)], \quad (26)$$

где a – характерный размер катодного пятна.

Пренебрегая в (25) слагаемыми $((\partial u / \partial r) + v_{ei})$, найдем из (23) – (26), что при $r \gg a \sim 10^{-3}$ см [41] справедливы следующие соотношения:

$$\bar{E}^2 \equiv \sum_k k^2 |\varphi_k|^2 = \frac{\sqrt{2} \omega_{pe} T_{i1}(r)}{e^2 u} \left(e \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{2T_e}{r} \right), \quad (27)$$

$$\bar{F} = \frac{\bar{r}}{r} \left(e \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{2T_e}{r} \right), \quad n_e = n_0 \left(\frac{a}{r} \right)^2, \quad (28)$$

$$T_{i1}(r) = T_{i1}(0) + q T_e \left\{ \ln \frac{2}{a} + \frac{1}{2T_e} [e\varphi(r) - e\varphi(a)] \right\}, \quad (29)$$

$$T_{iz} \cong Z^{4/5} T_{i1}, \quad q \cong 1, \quad T_{iz} \cong m_i v_{iz}^2, \quad (30)$$

где n_0 – средняя плотность плазмы в катодном пятне дуги, \bar{E} – напряженность электрического поля колебаний плазмы.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Используемый в экспериментах одиночный зонд с размером токоприемной поверхности $\sim 0,5$ см² не мог измерять электрическое поле бунемановских колебаний в плазме, поскольку даже в случае $\Delta u \sim u_{kp}$ эти колебания локализованы по спектру в области слишком малых длин волн: $k \cong \omega_{pe} / u \geq 10^2$ см⁻¹. Однако при токе дуги ≈ 100 А, площади анода (стенки вакуумной камеры) $S \leq 5 \cdot 10^2$ см² средняя плотность тока на анод достигает величины $j \cong 2 \cdot 10^{-1}$ А/см² (максимальная плотность тока соответственно в несколько раз больше), если концентрация частиц плазмы в прианодной области разряда $n \sim 7 \cdot 10^9$ см⁻³ (рис. 12).

Если учесть, что температура электронов слабо изменяется вдоль оси плазменного потока и составляет $\sim 1,25$ эВ [3], а энергия двухзарядных ионов титана, доля которых в потоке является преобладающей, достигает нескольких десятков эВ, то нетрудно убедиться в выполнении условия появления бунемановской неустойчивости ($u = j_e / en_e \geq u_{kp} \equiv \alpha v_e$) в наших экспериментах ($T_{i1} / T_e \cong 8, \alpha \cong 2 \div 3$, см. (10)). В связи с этим сопоставим экспериментальные данные с полученными расчетными соотношениями.

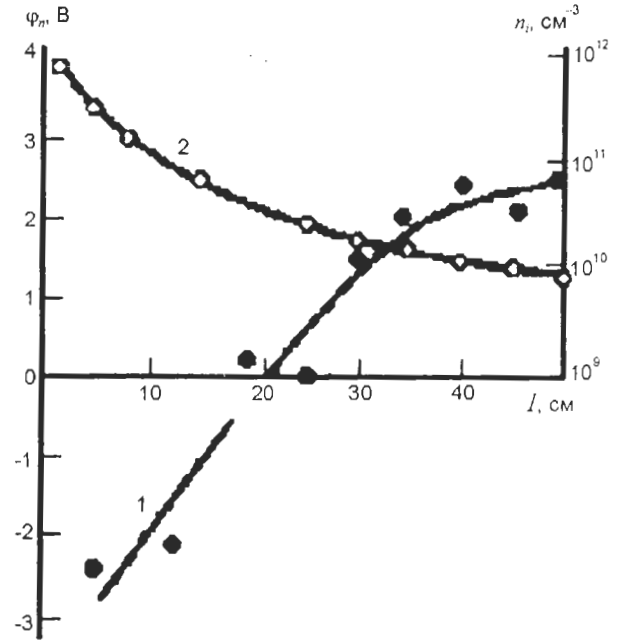


Рис. 12. Распределение потенциала плазмы (1) и концентрации заряженных частиц (2) вдоль оси системы ($p \sim 10^{-3}$ Па).

Так, значения энергии ионов и концентрации частиц в объеме, определяемой из измерений плотности ионного тока j_i как $n_i = j_i / Ze v_i$ при $\bar{Z} = 1,8$ и $\bar{v}_i = 1,9 \cdot 10^6$ см/с, удовлетворительно описываются соотношениями (26) – (29), если в последних положить $\alpha \sim 10^{-3}$ см, $n_0 \sim 10^{18}$ см⁻³ [37], $e[\varphi(r) - \varphi(a)] \approx 5$ В, $T_e \approx 1,25$ эВ (рис. 11). При этом наличие наблюдаемого в экспериментах широкого распределения ионов по энергиям хорошо согласуется с допущением о наличии турбулентной силы трения между электронами и ионами, не учитываемой в предыдущих работах по изучению газодинамического механизма ускорения ионов в плазме вакуумной дуги [42].

ВЫВОДЫ

1. Плазма стационарного вакуумного дугового разряда, также как и плазма импульсных и квазистационарных разрядов, характеризуется высоким содержанием многозарядных ионов, движущихся от катода к аноду с энергией (в электроно-вольтах), превышающей величину напряжения на разряде.
2. Интегральная температура катода оказывает существенное влияние на зарядовый состав, энергетический спектр и плот-

- ность ионного компонента плазмы, создаваемой катодным пятном стационарного дугового разряда. Изменение параметров плазмы связано с изменением типа катодного пятна. Изменение типа катодного пятна может быть обусловлено изменением состояния поверхности катода в соответствии с механизмом, предложенным в работе [36]. Влияние разрядного тока на характеристики плазмы вакуумной дуги обусловлено изменением интегральной температуры катода.
3. Характер функции распределения ионов по энергиям свидетельствует о влиянии элементарных процессов взаимодействия частиц в прикатодной области плазмы. Основным элементарным процессом, влияющим на функцию распределения ионов по энергиям, является перезарядка многозарядных ионов на нейтральных атомах пара материала катода.
 4. Угловое распределение ионного тока в плазме вакуумной дуги отличается существенной неоднородностью; степень направленности ионов вдоль нормали к плоскости катода существенно выше, предписываемого законом косинуса.
 5. Состав плазмы вакуумной дуги зависит от угловой координаты. Степень направленности ионов возрастает с уменьшением их зарядности, вследствие чего состав плазмы зависит от расстояния до плоскости катода. Отличие угловых распределений ионов различной зарядности находит объяснение в рамках взрывной модели катодного пятна. Энергия ионов и температура электронов также зависят от угловой координаты и уменьшаются в области малых углов к плоскости катода. Существенное влияние на параметры плазмы оказывает взаимодействие ионов с капельной фазой эрозии катода.
 6. В плазме вакуумной дуги существует электрическое поле. Радиальный компонент поля обеспечивает фокусировку ионного компонента плазмы. Наличие продольной составляющей электрического поля объясняет зависимость состава плазмы от угловой координаты.
 7. На характер зависимости состава плазмы вакуумной дуги от угловой координаты влияет геометрия рабочей поверхности катода, определяющая условия конденсации на катоде части генерируемого пятном дуги плазменного потока.
 8. Для вакуумной дуги в диапазоне умеренных токов (100 А) выполняется условие возбуждения бунемановской неустойчивости в объеме плазмы вдали от приэлектродных областей разряда.
 9. При наличии бунемановской неустойчивости появляется турбулентная сила трения между электронами и ионами плазмы, приводящая к ускорению ионов в направлении от катода к аноду за счет передачи импульса от электронов к ионам через колебания в плазме. Экспериментально наблюдаемые значения энергии при широких энергетических спектрах ионов хорошо согласуются с данным механизмом ускорения частиц в плазме вакуумной дуги.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eckhardt G. Interpretation of data on cathode erosion and efflux from cathode spots of vacuum arcs // *J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 46, № 8. – P. 3282-3285.
2. Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.И. Исследование некоторых характеристик плазмы вакуумной металлической дуги. III // *ЖТФ.* – 1977. – Т. 47, Вып. 7. – С. 1491-1495.
3. Лунев В.М., Овчаренко В.Д., Хороших В.М. Исследование некоторых характеристик плазмы вакуумной металлической дуги. I // *ЖТФ.* – 1977. – Т. 47, Вып. 7. – С. 1486-1490.
4. Аксенов И.И., Вакула С.И., Падалка В.Г., Стрельницкий В.Е., Хороших В.М. Высокоэффективный источник чистой углеродной плазмы // *ЖТФ.* – 1980. – Т. 50, Вып. 9. – С. 2000-2004.
5. Хороших В. М., Аксенов И.И., Коновалов И.И. О структуре плазменных струй, генерируемых катодным пятном вакуумной дуги // *ЖТФ.* – 1988. – Т. 58, Вып. 6. – С. 1220-1221.
6. Davis W.D., Miller H.C. Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient // *J. Appl. Phys.* – 1969. – Vol. 40, № 5. – P. 2212-2221.
7. Плюто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т. Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг // *ЖЭТФ.* – 1964. – Т. 47, № 2. – С. 494-507.

8. Аксенов И.И., Брень В.Г., Коновалов И.И. и др. Исследование плазмы стационарного вакуумного дугового разряда. II. Влияние интегральной температуры катода //ТВТ. – 1983. – Т. 21, № 4. – С. 646-651.
9. Аксенов И.И., Брень В.Г., Осипов В.А., Хороших В.М. Исследование плазмы стационарного вакуумного дугового разряда. I. Формирование потоков плазмы//ТВТ.– 1983. – Т. 21, № 2. – С. 214-220.
10. Rakhovskii V.I. Experimental study of the dynamics of cathode apots developoatent// IEEE Transactions on Plasma Science. – 1976. – Vol. PS-4, № 2. – P. 81-102.
11. Любимов Г.А., Раховский В.И. Катодное пятно вакуумной дуги // УФН. – 1978. – Т. 125, Вып. 4. – С. 665-706.
12. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная электронная эмиссия // УФН. – 1975. – Т. 115, № 1. – С.101-118
13. Проскуровский Д.И., Пучкарев В.Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. 1. Закономерности образования новых эмиссионных центров // ЖТФ. – 1979. – Т. 49, Вып. 12. – С. 2611-2618.
14. Проскуровский Д.И., Пучкарев В.Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. 2. Проявление установленных закономерностей в вакуумных разрядах // ЖТФ. – 1979. – Т. 49, Вып. 12.– С. 2619-2622.
15. Корнилов И.И. Титан. – М.: Наука, 1977.– 310 с.
16. Hantzsche E. A new model of crater formation by arc spots//Beitragte Plasmaphysik. – 1977.– Bd.17, h.1. – P. 65-74
17. Daalder J.E. Diameter and current density of single and multiple cathode discharges in vacuum // IEEE Trans. on Power Appl. and Systems. – 1974. – Vol. PAS-93, № 6. – P. 1747-1758
18. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М.: Мир, 1964. – 540 с.
19. Ивановский Г.Ф., Ширлев А.Г., Вилесова Б.А. Физика и техника высокого вакуума. – Л.: Машиностроение, 1968. – 274 с.
20. Митселл Л., И Глэнч Р. М.: Технология тонких пленок. Т. 1. – М.: Советское радио, 1977. – 664 с.
21. Мальцев М.В. Термическая обработка тугоплавких, редких металлов и их сплавов. – М.: Металлургия, 1974. – 344 с.
22. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970. – 520 с.
23. Diakov V.E., Holmes R. Cathode spot structure and dynamics in low-current vacuum arcs. – J. Phys. D.: Appl. Phys., 1974, v. 7, № 4, p. 569 – 580
24. Мюллер А., Шевелько В.П. Зависимость сечений перезарядки от заряда налетающего иона // ЖТФ.-1980.-Т. 50, вып. 5.-С. 985-992.
25. Аксенов И.В., Брень В.Г., Падалка В.Г., Хороших В.М. О механизме формирования энергетических спектров ионов плазмы вакуумной дуги // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7, Вып. 19. – С. 1164-1167.
26. Войценья В.С. Энергетические спектры ионов ускоренной плазмы // ЖТФ. – 1961. – Т. 38, Вып. 1. – С. 2098-2100.
27. Хороших В.М. Катодный узел электродугового источника плазмы // Вопросы атомной науки и техники; вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 1999. – Вып. 2(10). – С. 6-9
28. Аксенов И.И., Белоус В.А., Коновалов И.И., Осипов В.А., Падалка В.Г., Сафонов В.И., Хороших В.М. Угловое распределение потока ионов в плазме стационарной вакуумной дуги //Ионно-плазменные установки для технологических целей. – Харьков: Изд. ХАИ. – 1988. – С. 3-10.
29. Aksenov I.I., Khoroshikh V.M., Angular distributions of ions in a plasma stream of steady-state vacuum arc// Proc. 18-th ISDEIV.- Eindhoven (The Netherlands). – 1998. – P. 211-214.
30. Морозов А.И., Лебедев С.В. Плазмооптика // В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 8. – М.: Атомиздат, 1974. – С. 247-260.
31. Daalder J.E. Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arcs// J. Phys. D: Appl. Phys. – 1975. – Vol. 8, № 14. – P. 1647-1659
32. Boxman R.L., Goldsmith S. The interaction between plasma and macroparticles in a multicathode-spot vacuum arc // J. Appl. Phys. – 1981.– Vol. 52, № 1. – P. 151-159.
33. Демиденко И.И., Ломино Н.С., Овчаренко В.Д., Падалка В.Г., Полякова Г.Н. О механизме ионизации реакционного газа в вакуумно-дуговом разряде//ЖТФ. – 1984. – Т. 54, Вып. 8. – С. 1534-1538.
34. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. – 1983. – Т. 139, Вып. 2. – С. 265-302.

35. Бакшт Р.Б., Кудинов А.И., Литвинов Е.А. Исследование состава прикатодной плазмы в начальной фазе вакуумного разряда // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, № 1. – С. 146-152
36. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Сизоненко В.Л., Хороших В.М. Неустойчивости в плазме вакуумной дуги при наличии газа в разрядном промежутке.1 // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, Вып. 11. – С. 1373-1379
37. Buneman O. Dissipation of currents in ionized media // Phys. Rev. – 1959. – Vol. 115, № 3. – P. 503-517
38. Веденов А.А., Велихов В.П., Сагдеев Р.З. Устойчивость плазмы// УФН. – 1961. – Т. 73, № 4. – С. 701-766.
39. Рудаков Л.И., Кораблев Л.В. Квазилинейная теория неустойчивости тока в плазме // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50, Вып. 1. – С. 220-231.
40. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы//Вопросы теории плазмы. – Вып. 7.– М.: Атомиздат, 1973. – С. 3-51
41. Харрис Л. Катодные процессы // Вакуумные дуги. – М.: Мир, 1982. – С. 153-209.
42. Любимов Г.А. О механизме ускорения катодных струй пара // ДАН СССР. – 1975.– Т. 225, № 5. – С. 1045-1048.
43. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Хороших В.М. Исследование влияния давления газа в объеме на прикатодные процессы стационарной вакуумной дуги//ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 4. – С. 650-654.

**ПОТОКИ ПЛАЗМИ СТАЦИОНАРНОЇ
ДУГИ НИЗЬКОГО ТИСКУ
Хороших В.М.**

Приведено результати досліджень плазми стаціонарної вакуумної дуги в області малих тисків газу під час відсутності магнітного поля. Проведено виміри зарядового складу плазми для катодів з: міді, заліза, хрому, титану, молибдену, алюмінію, графіту і ніобію. Виявлено, що ступінь спрямованості іонів зростає зі зменшенням їхньої зарядності, унаслідок чого склад плазми залежить від відстані до площини катода. Оцінено роль бунемановської нестійкості у формуванні потоків плазми.

**PLASMA STREAMS OF STEADY-STATE
LOW PRESSURE ARC
Khoroshikh V.M.**

The plasma of stationary low pressure arc discharge without magnetic field was studied in details. The investigations were provided for Cu, Fe, Cr, Ti, Mo, Ai, C, and Nb, cathodes. For the first time the spatial segregation of composition of the vacuum arc plasma was observed as the degree of ion directivity was found to encase with decreasing the ion charge state. The role of Bunneman instability in the process of forming the particle fluxes was studied.