

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В.А. Белоус, В.М. Хороших

*Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ (Харьков)
Украина*

Поступила в редакцию 30.03.2005

Изучены плазмооптические свойства электромагнитных систем транспортировки плазмы. Показано, что они определяются, в основном, структурой электрического поля в плазме и слабо зависят от магнитного поля, удовлетворяющего условию замагниченности электронного компонента плазмы. Исследованы радиальные потоки частиц. Обнаружено, что концентрация газовых ионов резко возрастает при наличии магнитного поля, соответствующего условиям замагниченности электронного компонента плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных проблем, возникающих при практическом использовании вакуумного дугового разряда, является управление потоком плазмы – его фокусировка, очистка от нейтральных атомов и макрочастиц, сканирование и т. п. Решение этой задачи осложняется тем, что ионный компонент плазмы вакуумной дуги составляют хотя и относительно медленные, ($v \sim 10^4$ м/с), но, в большинстве случаев, тяжелые ионы, и управление потоком такой плазмы, осуществляемое в условиях замагниченности ионов, требует создания достаточно сильных стационарных магнитных полей. Более перспективным, поэтому является применение различных систем плазменной оптики, действие которых основано на проникновении внешнего электрического поля в объем плазмы в условиях замагниченности электронного компонента и наличия замкнутого электронного тока Холла.

Вопросам, связанным с динамикой потоков плазмы стационарного дугового разряда низкого давления в магнитном поле посвящен обширный цикл исследований, обобщенный в работе [1]. Однако, при анализе результатов не учитывались полученные позднее данные о структуре плазменных потоков; расчет движения потока плазмы в криволинейных системах проводился на основе упрощенных моделей, дающих представление только о качественной картине процесса. Практически не исследованы прямолинейные системы сепарации плазмы, а также не изучены многокомпонентные системы формирования плазмен-

ных потоков. Данная работа посвящена анализу этих вопросов.

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ И ЭНЕРГИЯ ИОНОВ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ

Ранее было предложена вакуумно-дуговая система с источником плазмы с магнитной стабилизацией катодного пятна и с фокусировкой генерируемого потока эрозионной плазмы [2]. Система нашла широкое применение в практике осаждения покрытий вакуумно-дуговым методом. Проведенные исследования [3] позволили установить механизм фокусировки плазменного потока в системе. Однако полученных при этом данных недостаточно для выявления факторов, определяющих характер зависимости зарядового состава ионного компонента потока от магнитного поля. Между тем, выявление этих факторов было бы крайне полезным при создании полной физической модели процесса формирования плазменных потоков в системах осаждения покрытий вакуумно-дуговым методом. Недостаточно изучено также взаимодействие плазменных потоков с газом. В этой связи нами были проведены дополнительные экспериментальные исследования. Результаты исследований и их интерпретация приведены в данном разделе.

Влияние напряженности и структуры магнитного поля на параметры плазмы в высоком вакууме. Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Исследуемое устройство

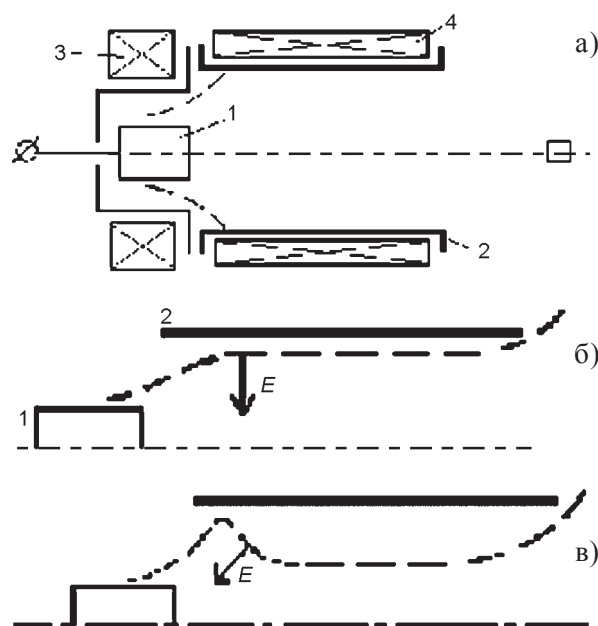


Рис. 1. Схема эксперимента. Пунктирной линией показан примерный вид эквипотенциальной линии E - поля в анодной области для $H_\phi < H_{\phi\text{кр}}$ (а), $H_\phi \approx H_{\phi\text{кр}}$ (б) и $H_\phi > H_{\phi\text{кр}}$ (в).

содержит цилиндрический титановый катод (1) диаметром 60 мм; водоохлаждаемый цилиндрический анод (2) с внутренним диаметром 210 мм и длиной 240 мм; катушку (3) для создания магнитного поля, удерживающего катодное пятно на поверхности рабочего торца катода; фокусирующий соленоид (4).

Исследуемые плазменные источники и диагностические элементы располагали в вакуумной камере (на рисунке не показана), откачиваемой паромасляным диффузионным насосом с азотной ловушкой. Рабочий вакуум в системе $5 - 10^{-4}$ Па. Ток дуги во всех измерениях был равен 100 А. Напряженность магнитного поля, создаваемого фокусирующим соленоидом, измерялась на оси соленоида в его средней части.

Относительное содержание (β) частиц Ti^+ и Ti^{2+} , плотность их токов I_p , и отношение \bar{E}_i / Z (\bar{E}_i – средняя энергия ионов, Z – кратность их заряда) на оси системы в зависимости от напряженности фокусирующего магнитного поля H_ϕ приведены на рис. 2 [4]. (В экспериментах не учитывались ионы Ti^{3+} , доля которых в рассматриваемых условиях не превышала нескольких процентов).

При анализе представленных графиков обращает на себя внимание то, обстоятельст-

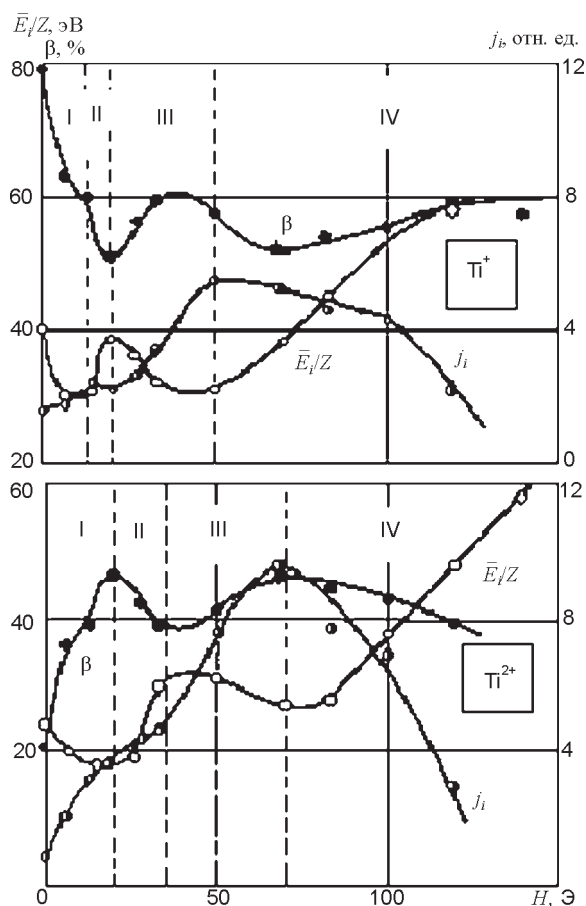


Рис. 2. Относительное содержание (β) ионов Ti^+ и Ti^{2+} , плотность их токов j_i и отношение средней энергии к кратности заряда частиц \bar{E}_i / Z на оси системы в зависимости от магнитного поля H_ϕ .

во, что положение максимумов кривых $\beta(H_\phi)$ и $I_i(H_\phi)$ совпадает с положением минимумов зависимостей \bar{E}_i / Z от магнитного поля. Из этого следует, что характер зависимостей $\beta(H_\phi)$ и $I_i(H_\phi)$ определяется условиями прохождения и фокусировки низкоэнергетичных частиц.

Представленные на рис. 2 кривые можно объяснить, анализируя изменяемые в процессе фокусировки угловые распределения для ионов различной кратности заряда Z и зависимости средней энергии ионов от угловой координаты. Данные об угловых распределениях ионов с различными Z для исходного потока частиц, генерируемого дугой в отсутствие фокусировки, приведены в работе [5]. Проведенные эксперименты обнаруживают заметные отличия угловых распределений для ионов различной кратности заряда. При этом угол разлета однозарядных ионов существен-

но меньше, чем для частиц с более высокой кратностью заряда. Зависимости средней энергии ионов Ti^+ и Ti^{2+} от угловой координаты также приведены. Представленные кривые свидетельствуют о снижении средней энергии для частиц, движущихся под малыми углами. Средняя энергия однозарядных ионов в потоке, направленном вдоль плоскости катода, вдвое меньше, чем в части потока, испускаемого вдоль оси разряда; для ионов Ti^{2+} энергии частиц, движущихся в указанных двух направлениях, отличаются примерно в 1,5 раза.

Располагая данными об угловых распределениях ионов и зависимостями их энергии от угловой координаты, характер кривых, представленных на рис. 2, можно связать с влиянием следующих факторов. В области малых значений H_ϕ (область I) наблюдаемый рост тока ионов Ti^+ и Ti^{2+} сопровождается уменьшением их средней энергии. При этом за счет большого значения производной dI_i/dH_ϕ относительное содержание двухзарядных ионов титана в потоке возрастает. Доля ионов Ti^{2+} в сфокусированном потоке во всем исследованном диапазоне H_ϕ превышает их долю в потоке, движущемся в отсутствие фокусирующего поля ($H_\phi = 0$).

Наблюдаемый характер зависимостей β , \bar{E}_i / Z , и I_i от H_ϕ связан с тем, что в области I, отличающейся малой напряженностью радиального электрического поля в устройстве [2], происходит фокусировка низкоэнергетичных частиц. Такие частицы поступают на ось устройства со всего потока, в том числе и из той его части, которая испускается катодным пятном под малыми углами. При этом повышение доли ионов Ti^{2+} в потоке связано с меньшими значениями \bar{E}_i / Z для этих частиц, а также с тем, что генерируемый катодным пятном дуги суммарный поток частиц Ti^{2+} , имеющих более широкую диаграмму направленности, превышает суммарный поток ионов Ti^+ .

С ростом напряженности магнитного поля (область II) происходит уменьшение производной dI_i/dH_ϕ для ионов Ti^+ и Ti^{2+} , связанное с отражением низкоэнергетичных частиц

продольной составляющей электрического поля. Уменьшение содержания в потоке ионов малых энергий, ведет к росту средней энергии частиц. Продольная составляющая электрического поля, эквипотенциалами которого являются силовые линии магнитного поля [2], появляется в системе за счет того, что топография магнитного поля в устройстве определяется суперпозицией полей стабилизирующей и фокусирующей катушек. При превышении H_ϕ некоторого его критического значения $H_{\phi_{кр}}$, на стыке катушек появляется «провал» магнитного поля, обуславливающий появление продольной составляющей электрического поля E_z , которая отражает ионы в сторону катода (рис. 1в).

В области III рост ионных токов частиц Ti^+ и Ti^{2+} , происходит вследствие фокусировки основной части потока, распространяющегося из катодных пятен в виде струи с углом раскрытия $40 - 60^\circ$. Фокусировка этой части потока также сопровождается уменьшением средней энергии ионов, которое обусловлено ростом содержания низкоэнергетичных ионов Ti^+ и Ti^{2+} , в потоке, в большей степени подверженных воздействию радиального электрического поля E_r .

В области относительно больших магнитных полей (область IV), также как и в области II, уменьшение ионных токов частиц Ti^+ и Ti^{2+} связано с их отражением возрастающим продольным электрическим полем в анодной области устройства. Снижение относительного содержания ионов Ti^{2+} в потоке обусловлено более низким (по сравнению с ионами Ti^+) значением для этих частиц.

Влияние магнитного поля на процессы взаимодействия потоков металлической плазмы с газом. Анализ ионов на оси системы не выявил существенных отличий в характере зависимостей состава плазмы и энергии ионов от давления газа, получаемых в отсутствие и при наличии магнитного поля в системе. Однако, для радиальных плазменных потоков влияние магнитного поля весьма существенно.

На рис. 3 [6] представлены зависимости тока атомарных и молекулярных ионов азота в зависимости от индукции внешнего магнитного поля.

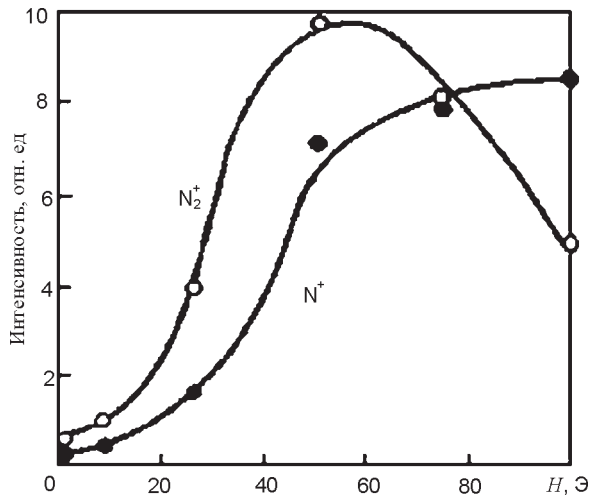


Рис. 3. Радиальные потоки ионов азота.

Из приведенных кривых следует, что наличие внешнего магнитного поля ведет к существенному увеличению содержания ионов азота, движущихся по нормали к оси разряда. Отметим, что в полях напряженностью $H \geq 75 \text{ Э}$ содержание атомарных ионов N^+ превышает содержание молекулярных ионов N_2^+ .

Повышение содержания частиц N_2^+ и N^+ , наблюдаемое в присутствии магнитного поля $H > 10 \text{ Э}$, связано с увеличением эффективности взаимодействия замагниченных электронов плазмы с частицами газа [7].

Замагничивание электронов эквивалентно повышению эффективного давления газа на величину ΔP , связанную с магнитным полем H , массой m_e и температурой T_e электрона соотношением [8].

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{C_1}{m_e T_e} \left(\frac{H}{P} \right)^2, \quad (1)$$

где C_1 – константа.

Вероятность W_e неупругого взаимодействия электронов с частицами газа представим в виде [8]:

$$W_e \sim \Sigma n_e P \langle \sigma_e(v_e)v_e \rangle, \quad (2)$$

где n_e – концентрация электронов соответственно, $\sigma_e(v_e)$ – сечение неупругого взаимодействия электрон-молекула (или атом) газа, v_e – относительная скорость электрона и частицы газа. Суммирование ведется по всем видам неупругих взаимодействий электрон-частица газа.

Из (1) и (2) следует, что вероятность неупругого рассеяния электронов на молекулах

является функцией напряженности магнитного поля H :

$$W_e \sim \Sigma n_e P [1 + C/m_e T_e (H/P)^2] \langle \sigma_e(v_e)v_e \rangle. \quad (3)$$

В рассматриваемых условиях эффективность ионизации газа электронным ударом мала. Однако изменение состояния газа (например, вследствие перехода в возбужденное состояние, вероятность которого достаточно высока [10]) существенно влияет на процессы взаимодействия с ним потока ионов металла, генерируемого катодным пятном дуги. В этом случае как в молекулярном (рис. 3), так и в атомарном (рис. 4) газах, увеличивается скорость реакции перезарядки многозарядных ионов металла на частицах газа.

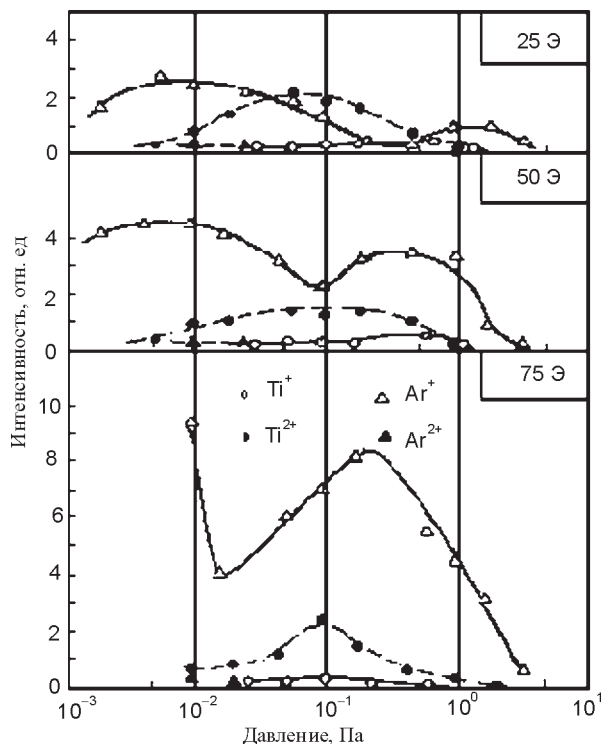


Рис. 4. Влияние магнитного поля на характер зависимости состава плазмы от давления аргона.

Наличие двух максимумов на кривых $I_i(p)$ для аргона (рис. 4) связано с тем, что в области малых давлений образование частиц Ar^+ и Ar^{2+} обусловлено с перезарядкой трехзарядных ионов титана на атомах и однозарядных ионах аргона соответственно.

При повышении давления преобладающим процессом образования ионов Ar^+ становится перезарядка одно- и двухзарядных ионов металла на нейтральных атомах газа. При регистрации радиальных потоков ионов масс-спектрометром, входная диафрагма

которого расположена на фиксированном расстоянии от выходного среза анода источника плазмы, с изменением давления газа области максимальной концентрации ионов, генерируемых в результате указанных двух процессов, перемещаются вдоль оси системы. Этим и обуславливается наблюдаемый характер кривых $I_i(p)$ для аргона (рис. 3) и азота (рис. 4).

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В КРИВОЛИНЕЙНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ранее движение ионов в криволинейной плазмо-оптической системе, выполненной в виде четверти тора исследовалось в приближении параксиального пучка [11]. Принимаемое при этом распределение ионов по скоростям отличалось от измеренного экспериментально; влияние магнитного поля на динамику частиц также не учитывалось. Ввиду этих упрощающих допущений, результаты расчетов только качественно соответствовали данным эксперимента.

В настоящем разделе приведены результаты теоретических расчетов движения иона в плазмо-оптической системе, образованной слабо сопряженными полями зеркальной и тороидальной конфигураций [13]. Результаты теоретического анализа сравниваются с экспериментальными данными.

Схематический чертеж плазмооптической системы приведен на рис. 5.

Пусть ионный пучок инжектируется в плазмовод из точечного источника в плоскости $z = 0$ (рис. 6).

Плотность тока пучка инжектируемых частиц зависит от угла как [14]:

$$n(\alpha_k) = n(0)\cos^2\alpha_k, \quad (4)$$

где $n(0)$ плотность тока инжектируемых частиц для $\alpha_k = 0$.

Предположим также, что каждому значению α_k соответствует максвелловское распределение по скоростям:

$$f_0(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_T} e^{-\left(\frac{v-v_0}{v_T}\right)^2}, \quad (5)$$

где v_T – скорость теплового движения ионов, v_0 – средняя скорость частиц в потоке.

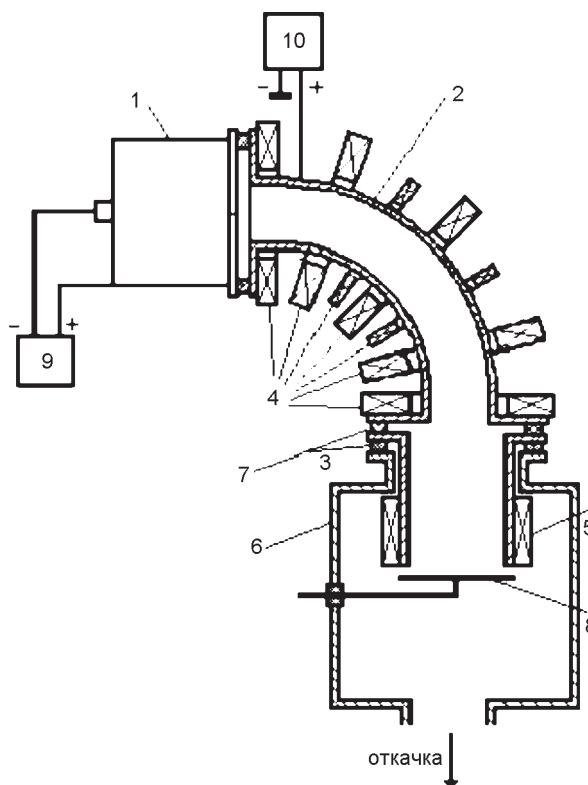


Рис. 5. Схема экспериментальной установки с тороидальной плазмооптической системой [12]: 1 – источник плазмы, 2 – плазмовод, 3 и 7 – изоляторы, 4 и 5 – магнитные катушки, 6 – вакуумная камера, 8 – коллектор, 9 – источник питания дуги, 10 – источник потенциала смещения стенки плазмовода.

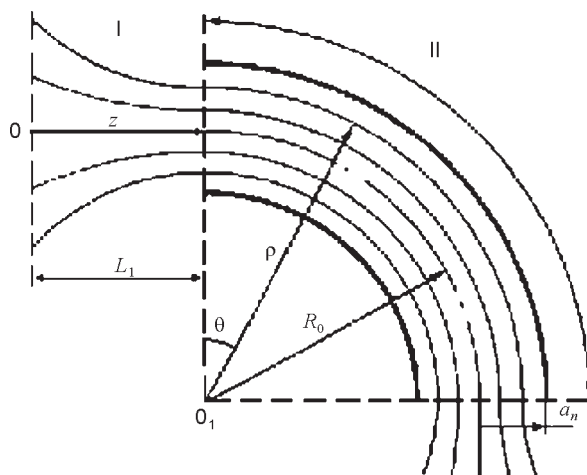


Рис. 6. Система координат в плазмооптической системе. L – длина входной секции, R_0 – радиус кривизны плазмовода, a – внутренний радиус тора. I – входная область, II – тороидальная область

Очевидно, что поведение частиц, движущихся в области I и II, отличается, в связи с чем целесообразно рассмотреть особенности движения частиц в каждой области в отдельности.

Вход иона в тороидальный плазмовод. Векторный потенциал магнитного поля в об-

ласти $0 \leq z \leq L_1$ в цилиндрической системе координат (z, r, φ) с осью симметрии O имеет только составляющую A_φ , определяемую выражением [15]:

$$A_\varphi = \frac{H_0}{K} I_1(Kr) \sin Kz, \quad (6)$$

где H_0 – напряженность магнитного поля на оси системы при $z = 0$, $K = p/2L$, $I_1(Kr)$ – модифицированная функция Бесселя.

Удобно записать уравнение трубки потока магнитного поля как:

$$\frac{r I_1(Kr)}{a I_1(Ka_m)} \sin Kz = \Gamma, \quad (7)$$

где Γ – постоянная на поверхности трубки потока, изменяющаяся от нуля (ось системы) до $\Gamma_{\max} = 1$ (периферия трубки), a_m – радиус тороидального плазмоведа.

Когда система заполнена плазмой с холодными электронами (электронная температура значительно меньше потенциала стенки плазмоведа), в плазме возникает распределение электростатического потенциала с эквипотенциальными поверхностями, совпадающими с поверхностями трубок потока магнитного поля [16]. При фокусировке и транспортировке тяжелых ионов ($\rho_i \geq a \gg \rho_e$), как будет показано ниже, электрическое поле оказывает преобладающее воздействие на характер движения частиц, поскольку магнитное поле достаточно мало.

В этом случае Лагранжиан нерелятивистского иона можно представить в виде:

$$L' = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2) - Ze\varphi + \frac{Ze}{c} \dot{\varphi} A, \quad (8)$$

где m и Ze – масса и заряд иона соответственно, $\varphi = \varphi(\Gamma)$ – потенциал фокусирующего электростатического поля. Во входной области потенциал электростатического поля можно записать как $\varphi = \varphi_0(\Gamma)$ (φ_0 – потенциал стенки плазмоведа). Поскольку Лагранжиан (8) не зависит от координаты φ , обобщенный импульс $P = \partial L' / \partial \dot{\varphi}$ является интегралом движения:

$$P_\varphi = mr^2 \dot{\varphi} + \frac{Ze}{c} r A_\varphi = r_0^2 \dot{\varphi}_0 m,$$

из чего следует: $\dot{\varphi} = \frac{r_0^2}{r^2} \dot{\varphi}_0 - \frac{Ze A_\varphi}{mcr}$, r_0 и $\dot{\varphi}_0$ –

координата и угловая скорость в плоскости инжекции.

Запишем Гамильтониан частицы

$H' = \sum_{i=1}^3 p_i q_i - L'$ в данном поле. Учитывая за-

кон сохранения обобщенного импульса P_φ с учетом того, что в точке инжекции потенциал электростатического поля в магнитном поле векторного потенциала A_φ равен нулю, имеем:

$$H' = \frac{P_r^2 + P_z^2}{2m} + Ze\varphi + \frac{mr^2}{2} \left(\frac{r_0^2}{r^2} \dot{\varphi} - \frac{Ze A_\varphi}{mcr} \right)^2. \quad (9)$$

Таким образом, движение частицы в системе можно трактовать как движение в плоскости (r, z) в поле с потенциальной энергией:

$$U_{ef} = Ze\varphi + \frac{mr^2}{2} \left(\frac{r_0^2}{r^2} \dot{\varphi} - \frac{Ze A_\varphi}{mcr} \right)^2. \quad (10)$$

В силу закона сохранения энергии:

$$\frac{mv^2(0)}{2} = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + \dot{z}^2) + U_{ef} \quad (11)$$

мы приходим к заключению, траектория частицы для каждого значения z ограничена двумя «точками поворота» r_{\min} и r_{\max} , в которых момент $(P_r^2 + P_z^2)^{1/2} = P_n$ обращается в нуль. Соответствующая доля потока вырезается, так что на выходе участка I точки, ограничивающие траекторию, совпадают или меняются местами ($r_{\min}(L_1) = r_{\max}(L_1)$). Используя уравнения (10) и (11) находим, что в область $z > L_1$ (тороидальный участок) попадут только частицы, удовлетворяющие неравенству:

$$\frac{v_{0\perp}^2}{v_0^2} \leq \frac{mv_0^2}{2Ze\varphi_0} \frac{a_m^2}{2r_0 r_\lambda}, \quad (12)$$

где $r_\lambda = mv_0 c / ZeH_0$ – эффективный ларморовский радиус, $v_{0\perp} = \dot{\varphi}_0 r_0$.

Для детального изучения движения частиц в этой области необходимо проинтегрировать соответствующие уравнения движения. Сделаем допущение, что поток инжектируется в систему из точечного источника, расположенного на оси симметрии системы. В этом случае имеем:

$$U_{ef} = Ze\phi + \frac{m\omega_n^2}{2k^2} I_1(Kr) \sin^2 Kz, \quad (13)$$

где $\omega_n = ZeH_0/me$ – ионная циклотронная частота.

Исключение обобщенного импульса P_ϕ , соответствующего циклической координате, из Гамильтониана превращает задачу движения частицы в двумерную, для которой Лагранжиан имеет вид:

$$L^i = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + \dot{z}^2) - U_{ef}. \quad (14)$$

Решая уравнение Лагранжа для функции L^i :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L^i}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L^i}{\partial q_i} = 0, \quad (15)$$

где q_i – обобщенная координата, получим уравнения радиального и аксиального движения частицы:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} + \left(\frac{L\omega_n}{v_0} \right)^2 \frac{I_1^2 y}{2} \sin 2x + \frac{\pi^2 \epsilon_0^2}{8} \frac{I_1(y)y}{I_1(y_0)y_0} \cos x = 0 \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} + \left(\frac{L\omega_n}{v_0} \right)^2 I_1(y) \left[I_0(y_0) - \frac{I_1(y)}{y} \right] \sin^2 x + \frac{\pi^2 \epsilon_0^2}{8} \frac{I_0(y)y}{I_1(y_0)y_0} \sin x = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $x = Kz$, $y = Kr$, $y_0 = Ka$, $\tau = tv_0/L_1$ – безразмерное время, $\epsilon_0^2 = 2Ze\phi/(mv_0^2)$.

Решение уравнений получено для таких начальных условий:

$$\begin{aligned} x(0) = 0, \quad x'(0) = v \cos \alpha_k \\ y(0) = 0, \quad y'(0) = v \sin \alpha_k \end{aligned} \quad (17)$$

где v – начальная скорость иона.

Результаты интегрирования свидетельствуют о том, что проекция траектории частицы на плоскость $z = L_1$ и значение радиуса, при котором ион пересекает эту плоскость, являются начальными условиями для определения характера движения иона в тороидальной области. Отметим, что в уравнениях движения частицы, имеющие отрицательные скорости ($z \leq 0$) на участке $0 \leq z \leq L_1$ или пересекающие плоскость $z = L_1$ при $r \geq a_m$

считаются потерянными в процессе фокусировки. Анализ фокусировки частиц в области I позволяет построить фазовую диаграмму потока в плоскости $z = L_1$ для каждого значения потенциала ϕ_0 . Для $\phi_0 = 10$ В диаграмма представлена на рис. 7.

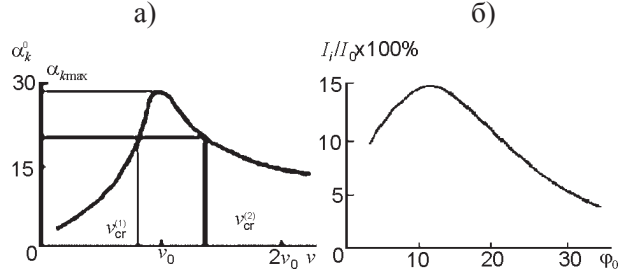


Рис. 7. Фазовая диаграмма ионного потока ($z = L_1$) (а); отношение тока на входе в тор I_i к инжектируемому току I_0 в зависимости от потенциала стенки плазмоведа (б).

Из графика следует, что существуют два значения критической скорости иона $v_{cr}^{(1)}$ и $v_{cr}^{(2)}$ для углов инъекции $\alpha_k \leq \alpha_{kmax}$. Частицы, имеющие скорость $v \leq v_{cr}^{(1)}$ и инжектируемые в указанной области углов отражаются плазменной линзой, а когда скорость $v \leq v_{cr}^{(1)}$ частицы больше $v_{cr}^{(2)}$, частицы не попадают в апертуру тороидальной секции системы.

Ионы со скоростями $v_{cr}^{(1)} < v < v_{cr}^{(2)}$ фокусируются линзой и проходят в тороидальный участок.

Доля потока, находящаяся вне конуса $\alpha = \alpha_{max}$ отражается линзой. С ростом потенциала стенки тороидального плазмоведа увеличивается отражение низкоэнергетичных частиц и прохождение высокоэнергетичных частиц. В результате воздействия этих двух конкурирующих факторов ток на выходе тороидального участка достигает максимума при некотором значении потенциала стенки плазмоведа (рис. 7).

Движение частиц в тороидальном плазмоведе. При описании движения частицы в области II целесообразно ввести цилиндрическую систему координат (ρ, θ, ξ) с осью симметрии, проходящей через центр тора O_1 . Лагранжиан частицы в этой области имеет вид:

$$L_1 = \frac{m}{2}(\dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\theta}^2 + \xi^2) - Ze\varphi + \frac{Ze}{c}r\dot{\phi}A_\varphi. \quad (18)$$

Поскольку радиус камеры (канала тора) мал ($Ka_m \ll 1$), распределение потенциала внутри тора можно представить в виде, аналогичном приведенному в работе [10]:

$$\varphi(r) = \varphi_0 \frac{r^2}{a_m^2}. \quad (19)$$

Здесь, векторный потенциал $A_\varphi = H_0 r/2$, а азимутальная скорость $\dot{\phi} = -ZeH_0/(2mc)$. Координату частицы r на тороидальном участке можно выразить через ρ_1, x_1 в виде:

$$r^2 = (\rho - R_0)^2 + \xi^2, \quad (20)$$

где R_0 – радиус кривизны плазмоведа. Здесь учтено, что эквипотенциальные поверхности электростатического поля в системе в плоскости $\theta = \text{const}$ образуют семейство concentric окружностей с общим центром, расположенным на геометрической оси плазмоведа.

В силу цикличности координаты θ в процессе движения частицы сохраняется соответствующий ей обобщенный импульс:

$$P_\theta = m\rho^2\dot{\theta} = m\rho_0 v_z(L_1), \quad (21)$$

где ρ_0 и $v(L_1)$ – радиус и осевая скорость частицы на входе в плазмовод.

Если частица входит в тор на расстоянии ρ_0 , имея угловую скорость $\dot{\phi}_0(L_1)$, ее Гамильтониан имеет вид:

$$H^i = \left(\frac{Ze\varphi_0}{a_m^2} + \frac{m\omega_n^2}{4} \right) [(\rho - R_0)^2 + \xi^2] + \frac{mv_z^2(L_1)\rho_0^2}{2\rho^2} + \frac{P_\rho^2 + P_\xi^2}{2m}. \quad (22)$$

Проекция траектории иона на плоскость $\theta = \text{const}$ такова, как если бы движение происходило в поле с эффективной потенциальной энергией:

$$U_{ef}^1 = \left(\frac{Ze\varphi_0}{a_m^2} + \frac{m\omega_n^2}{4} \right) [(\rho - R_0)^2 + \xi^2] + \frac{mv_z(L)\rho_0^2}{2\rho^2}. \quad (23)$$

На линии, где потенциальная энергия равна кинетической энергии частицы на входе в плазмовод, расположены точки поворота ее траектории. Нетрудно убедиться, что уравнение границы области движения частицы в плоскости $\theta = \text{const}$ имеет вид:

$$\left(\frac{\varepsilon^2}{a_m^2} + \frac{\omega_n^2}{2v^2(L_1)} \right) [(\rho - R_0)^2 + \xi^2] + \lambda^2 \frac{\rho_0^2}{\rho^2} = 1, \quad (24)$$

где $\lambda^2 = v_z^2(L_1)/v^2(L_1)$; $\varepsilon^2 = 2Ze\varphi_0/mv^2(L_1)$; $v(L_1)$ – скорость частицы на входе в тороидальный плазмовод.

Потенциальная энергия частицы и форма границы схематически представлены на рис. 8.

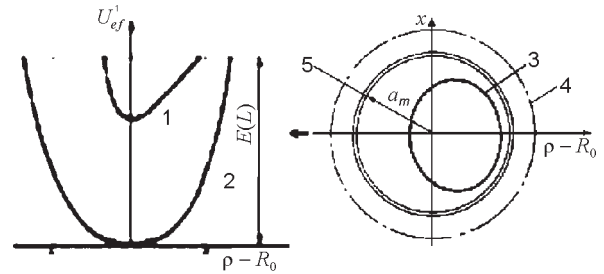


Рис. 8. Потенциальная энергия и область движения частицы в плоскости $\theta = \text{const}$ (область II): 1 – $U_{ef}^1(\rho - R_0)$; 2 – $(Ze\varphi_0 + m\omega_n^2/4)(\rho - R_0)^2$; 3 – граница области движения; 4 – электростатическая граница; 5 – сечение тора (a – радиус тора). Граница области движения рассчитана для $\varphi_0 = 20$ В, $E_0 = 65$ эВ, $\rho_0 - R_0 = 2$ см, $\xi = 0$, $Z = 1$. Стрелкой показано направление к центру тора.

Из рис. 8 следует, что область, в которой заключена траектория частицы, оказывается более узкой, чем область электростатического удержания. Физический смысл этого результата можно выяснить при помощи следующего рассуждения. Если бы частицы при своем движении достигли электростатической границы, то в силу закона сохранения энергии они должны были остановиться. Однако, в силу закона сохранения обобщенного импульса P_θ , проекция скорости частицы v_θ никогда не может обратиться в нуль. Следовательно, частицы с отличными от нуля P_θ при своем движении никогда не достигают электростатической границы. Следствием этого является то обстоятельство, что для поворота и транспортировки потока частиц через тороидальный плазмовод требуется потенциал

меньший, чем энергия инжектируемой частицы.

Найдем значение потенциала стенки плазмоведа, при котором динамическая граница траектории частицы заключена внутри сечения плазмоведа ($\rho_{\max} \leq R_0 + a_m$). Используя (24) имеем:

$$\Phi_0 \geq \left[1 - \lambda^2 \frac{\rho_0^2}{(R_0 + a_m)^2} - \frac{\omega_n^2}{2v^2(L)} \right] a_m \frac{E(L)}{Ze}, \quad (25)$$

где $E(L_1) = mv^2(L_1)/2$ энергия частицы на входе в тор.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что при движении через плазмовод частицы все время находятся внутри своей динамической границы. Поскольку размеры и форма области разрешенного движения зависят только от приложенного к стенке плазмоведа напряжения, приходим к заключению, что оптические свойства системы определяются только этим параметром.

Ионный ток в функции потенциала стенки плазмоведа и сравнение расчетов с данными измерений. Для выяснения особенностей транспортировки частиц в системе рассчитывались уравнения, представленные в предыдущих разделах.

В расчетах поток, инжектируемый в область I, был разделен на конкретное количество частиц. Начальное значение потока ионов, инжектируемых в систему, принималось равным единице.

В области II прошедшими через плазмовод считались только те частицы, для которых выполнялось условие (25). Учитывая, что траектории движения частиц внутри тора являются довольно сложными и в большой степени зависят от начальных условий, сделаем допущение, что каждая частица, прошедшая через тор может с равной вероятностью находиться в любой точке плоскости $\theta = \text{const}$, ограниченной динамической границей рассматриваемых частиц. Следовательно, ток от каждой из частиц, на которые был разделен плазменный поток при расчетах, равномерно распределен по всей площади на выходе тора в пределах динамической границы. Распределение тока на выходе криволинейного участка, полученное с учетом данных допущений приведено на рис. 9.

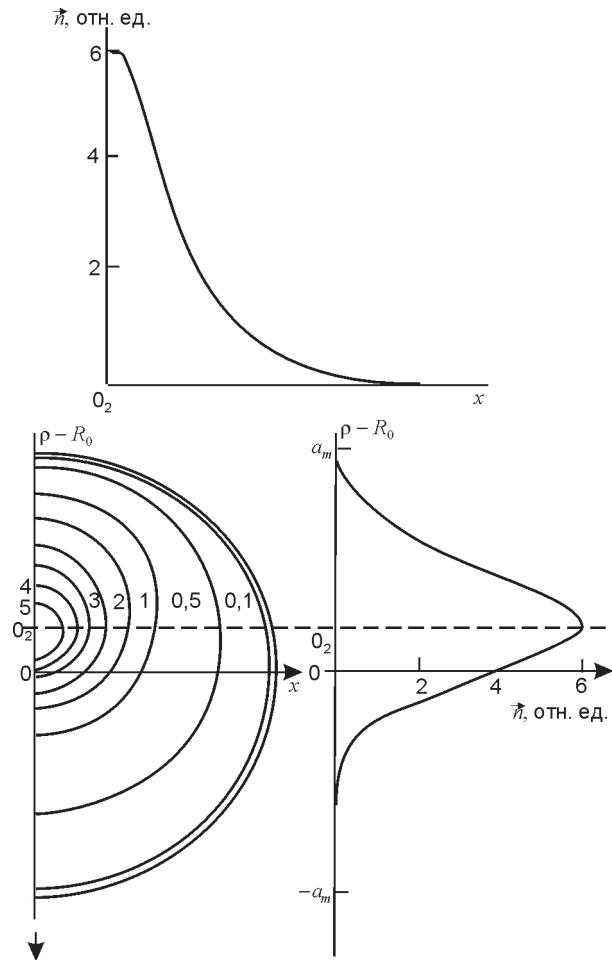


Рис. 9. Распределение плотности тока на выходе тороидальной области. Стрелкой показано направление к центру тора.

Расчет проведен для инжекции потока титановой плазмы в плазмовод при следующих параметрах системы: длина прямолинейного входного участка $L_1 = 300$ мм, радиус кривизны тора $R_0 = 218$ мм, малый радиус тора $a_m = 39$ мм, напряженность магнитного поля (на оси тора) $H_0 = 600$ Э. Средняя энергия поступательного движения ионов, отнесенная к его зарядности \bar{E}_0 / Z составляет 65; 39 и 34 эВ для одно-, двух- и трехзарядных ионов соответственно. По экспериментальным данным, доля энергии теплового движения $E = (v_T/v_0)^2$ находится на уровне 0,35 [14]. Относительное содержание ионов различной зарядности составляло: Ti^{1+} : Ti^{2+} : Ti^{3+} : = 27%: 67%: 6% [16]. Потенциал стенки плазмоведа изменялся в диапазоне 5 ÷ 35 В.

Оценки дают отношение воздействующей на ион электрической силы к магнитной F_E/F_H , на уровне 2 ÷ 5, что находится в соот-

ветствии с предыдущими работами, свидетельствующими об определяющей роли электрического поля в транспортировке частиц в системе [11, 2].

На рис. 10 представлены зависимости выходного ионного тока от потенциала стенки плазмоведа (сплошные линии соответствуют расчету, точки – экспериментальным результатам).

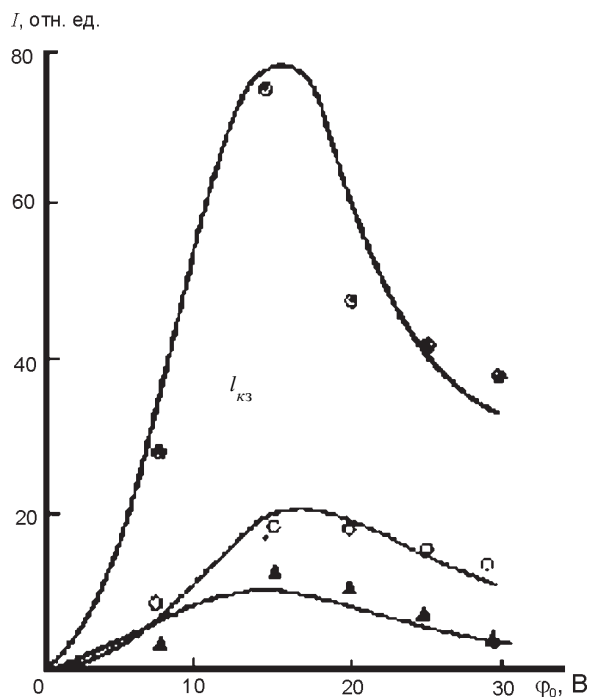


Рис. 10. Ток на выходе тора в функции потенциала стенки тороидального плазмоведа (светлые кружки – Ti^+ , кружки с точкой – Ti^{2+} , треугольники – Ti^{3+}).

Как следует из расчетов, ионный ток на входе тороидального участка в максимуме достигает значения 15% от общего значения тока, генерируемого источником плазмы (рис. 7). Согласно опубликованным данным, доля ионного тока достигает 10% от общего тока дуги [18]. При токе дуги в источнике плазмы 100 А, измеренный ионный ток на входе составляет 1,6 А [11], что хорошо согласуется с результатами расчетов (рис. 8).

Хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными данными указывает на то, что предложенная теоретическая модель может быть использована при расчете таких плазмо-оптических систем.

Прямолинейные системы сепарации плазмы. Сепарация заряженных и нейтральных компонентов плазмы, генерируемой вакуум-

ной дугой, может быть осуществлена и в других, более простых в конструктивном отношении вариантах протяженных плазмооптических систем [19, 20]. Общим условием их геометрии является оптическая непрозрачность в направлении от рабочей поверхности катода источника к выходу. В этом случае на выход проходят только заряженные компоненты плазмы; нейтральные атомы и макрочастицы, генерируемые источником, движутся прямолинейно и оседают на внутренней поверхности системы. На рис. 11 представлено сепарирующее устройство с магнитным «островом» [19].

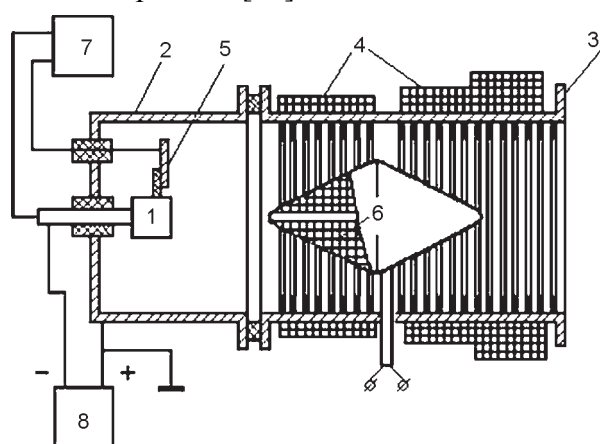


Рис. 11. Плазмооптическая сепарирующая система с магнитным островом [16]: 1 – катод, 2 – анод, 3 – плазмовод, 4 – соленоид, 5 – поджигающий электрод, 6 – отклоняющий соленоид, 7 – поджигающий электрод, 8 – источник питания дуги.

В этом устройстве плазменный поток, генерируемый катодным пятном на рабочем торце вакуумно-дугового источника, направляется в область плазмоведа. Нейтральные пары и макрочастицы, возникающие в катодном пятне, движутся по прямолинейным траекториям, и оседают на стенках плазмоведа и кожухе размещенного на его оси отклоняющего соленоида (магнитного «острова»), не достигая выхода устройства. Заряженные же компоненты плазмы, двигаясь вдоль магнитных силовых линий неоднородного осесимметричного магнитного поля, образуемого включенными встречно обмотками внутреннего и наружного соленоидов, транспортируются к поверхности подложки. В данной системе рельеф электрических полей также определяется геометрией магнитных

полей. В этой связи транспортировка тяжелых металлических ионов здесь так же, как и в тороидальной системе, достигается при относительно слабых магнитных полях (300 Э). Преимуществом рассматриваемой системы перед тороидальной является более широкая диаграмма направленности выходного потока чистой плазмы: сепаратор позволяет наносить равномерные по толщине покрытия на подложки с линейным размером до 150 мм.

Несмотря на существенно большую простоту, по сравнению с тороидальным сепаратором, система с магнитным островом является довольно сложным устройством. В этой связи представляют интерес устройства с осесимметричными магнитоэлектрическими транспортирующими полями и с лабиринтной системой экранов для задержки (перехвата) макрочастиц.

Ниже приведены результаты исследования возможности применения перехватывающих экранов для подавления потока макрочастиц в плазме вакуумно-дуговых источников с магнитной фокусировкой [5, 21 – 24].

Исследуемый источник плазмы (первый вариант) схематически изображен на рис. 12а.

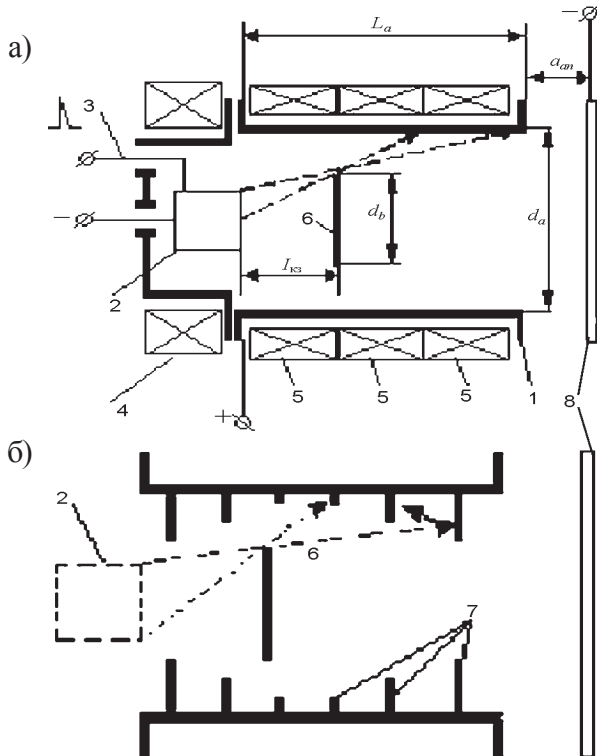


Рис. 12. Источник плазмы с титановым катодом (а); схема анода устройства с графитовыми экранами (б). Пунктирными линиями со стрелками показаны траектории макрочастиц.

Конструкция основных его узлов описана в работах [21, 22]. В состав источника входят: цилиндрический водоохлаждаемый анод 1, катод 2, поджигающее устройство 3, стабилизирующая катушка 4 и фокусирующий соленоид 5, состоящий из трех одинаковых секций. Выведение катодного пятна из зоны поджига на плоский рабочий торец катода осуществлялось магнитным полем катушки 4. Управление формой плазменного потока в пространстве внутри анода осуществлялось магнитными полями, создаваемыми токами в секциях соленоида 5. Внутри анода размещался изолированный от анода экран – заслонка 6, выполненный из немагнитного металла (Мо). На расстоянии 50 мм от выходного торца анода был размещен подложкодержатель 8, на который подавали отрицательное напряжение смещения.

Ионный ток на выходе источников измеряли с помощью плоского коллектора, перекрывающего выходное отверстие анода.

Исследовалось прохождение плазменного потока на выход источников в зависимости от соотношения между размерами анода, катода и экранирующих элементов (заслонок, диафрагм), а также от структуры магнитных полей при сохранении условий стабильного горения дуги.

Основное условие полного перехвата макрочастиц системой экранов заключается в том, что зона осаждения покрытия на подложке должна быть невидимой со стороны рабочей поверхности катода. При этом для макрочастиц, движущихся по прямолинейным траекториям, система также «непрозрачна». Такая непрозрачность обеспечивается определенным сочетанием ряда геометрических параметров системы: диаметров катода, анода и заслонки (d_c , d_a и d_d соответственно), длины анода (L_a), расстояния между катодом и заслонкой (l), внутренних диаметров кольцевых экранов (d_s). Вместе с тем, выбор конкретной комбинации параметров не должен вступать в противоречие с требованиями сохранения стабильности дугового разряда и обеспечения приемлемой «прозрачности» системы для ионов катодного материала. Прохождение ионов к подложке в обход

экранов достигается соответствующим выбором величины, и геометрии магнитных полей, от которых, в свою очередь, также зависит и стабильность горения дуги.

Эксперименты с устройством, изображенным на рис. 12 а, показали, что приближение заслонки к катоду без существенного влияния на стабильность горения дуги возможно лишь до определенного предела: ($l_{\text{кз}} = l_{\text{кзк}} \approx 0,9 d_d$). При $l \leq 0,9 d_d$ горение дуги без погасаний невозможно. По-видимому, в этих условиях происходит перехват заслонкой основной части плазменного потока, генерируемого катодным пятном. Действительно, для случая, когда к.п. находится в центре катода, полный перехват потока с углом расходимости α_p происходит, если $d_d/2l_{\text{кз}} \geq \text{tg}\alpha_p$. При таком соотношении между d_d и $l_{\text{кз}}$ разряд прерывается каждый раз, когда к.п. попадает в центральную область катода. Поскольку для большинства металлов, используемых в качестве катодного материала, $\alpha_p \approx 30^\circ$ [4], имеем: $d_d/2l_{\text{кз}} \geq \text{tg}30^\circ$ или $l_{\text{кз}} \leq 0,87d_d$, что очень близко к приведенному выше условию неустойчивости, полученному экспериментальным путем.

На рис. 13 показана зависимость ионного тока на выходе устройства от отношения диаметров заслонки и анода (d_d/d_a). Из рисунка следует, что диаметр заслонки не должен превышать $0,6d_a$. В противном случае интенсивность потока ионов на выходе системы довольно быстро уменьшается с ростом d_d/d_a .

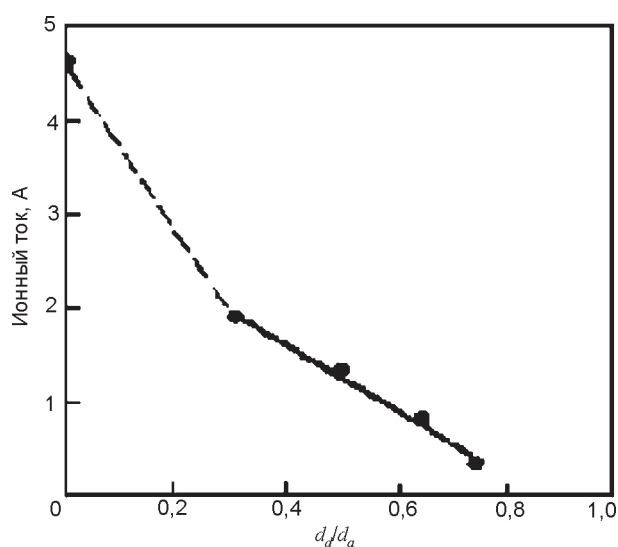


Рис. 13. Влияние размеров диафрагмы на величину ионного тока.

Эксперименты по выбору геометрии магнитного поля в аноде показали, что наиболее оптимальные условия для прохождения ионов на выход системы с сохранением стабильности разряда обеспечиваются при ослаблении поля в области между катодом и заслонкой. Линии магнитного поля в этом случае огибают заслонку, создавая условия для движения заряженных частиц плазмы в обход заслонки. Создание минимума магнитного поля в указанной области обеспечивается подбором величины и направления тока в секции соленоида 5а по отношению к токам в остальных частях соленоида и в катушке 4, включенных согласно.

При токе дуги 100 А максимальный ток ионов титана на выходе системы достигал 1,5 А, что соответствовало скорости осаждения покрытия 6 мкм/ч на площади подложки примерно в пределах выходного сечения анода (рис. 14).

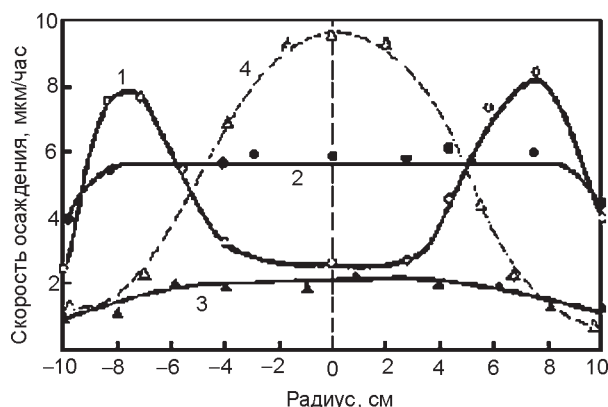


Рис. 14. Распределения скорости осаждения покрытий по радиусу: 1 – расстояние $L_{\text{ан}}$ от выходного отверстия источника до подложкодержателя 5 см; 2 – $L_{\text{ан}} = 12$ см; 3 – $L_{\text{ан}} = 20$ см; 4 – алмазоподобное покрытие $L_{\text{ан}} = 12$ см, (1 – 3 – титановое покрытие).

Исследования шероховатости покрытий с помощью профилографа показали, что средний размер микровыступов на титановых конденсатах толщиной 2 мкм не превышал 0,08 мкм, что существенно ниже соответствующего показателя для аналогичных покрытий, полученных без очистки плазмы от микрочастиц (0,2 мкм и более).

Применение описываемого источника плазмы (рис. 12 а) для сепарации плазмы дуги с графитовым катодом является весьма затруднительным. Это связано с резким ухуд-

шением стабильности горения разряда и с частыми привязками дуги к локальным участкам поверхности анода (возникновение анодных пятен). Последнее обстоятельство приводит к плавлению анода и выходу устройства из строя. Стабильность и надежность источника возрастают при использовании анода с графитовыми вставками (рис. 12б). Наличие электрического контакта заслонки с анодом резко повышает вероятность нахождения катодного пятна на рабочем торце катода. Следствием этого является уменьшение числа погасаний дуги при уходе пятна на боковую поверхность катода. Увеличение токоприемной поверхности анода за счет наличия диафрагм на участке между катодом и заслонкой также повышает стабильность разряда. Эксперименты показывают, что значительного перехвата потока диафрагмами не происходит (при сохранении стабильности дуги) если диаметр отверстий диафрагм находится в пределах $0,8d_c \div 1,2d_c$ (для диафрагм, примыкающих к катоду) и $1,8d_c \div 2d_c$ (для диафрагм примыкающих к заслонке).

Непрозрачность системы для макрочастиц обеспечивается заслонкой и системой диафрагм на участке, примыкающем к выходному торцу анода. Прохождение потока обеспечивается магнитным полем наружных соленоидов. Что касается заслонки, ее влияние на ионный компонент плазмы минимально, если ее диаметр выбран в диапазоне $0,8d_c \div 1,2d_c$. При $d_b \geq 1,2d_c$ перехват частиц заслонкой возрастает. При $d_b \leq 0,8d_c$ и соответствующем уменьшении диаметра диафрагм (для сохранения условия непрозрачности) значительно возрастает перехват плазмы диафрагмами (рис. 15).

Кроме указанных выше функций, диафрагмы препятствуют прохождению на выход частиц упруго отраженных от поверхности анода. Изготовление заслонки и диафрагм из графита исключает возможность загрязнения плазмы посторонним материалом при их распылении и возникновении анодных пятен.

Скорость осаждения алмазоподобного углеродного покрытия на подложку диаметром 80 мм достигала $8 \div 10$ мкм/час. Средняя величина микронеровностей на поверхности пленки толщиной 3 мкм составляла $0,05 \div 0,07$ мкм.

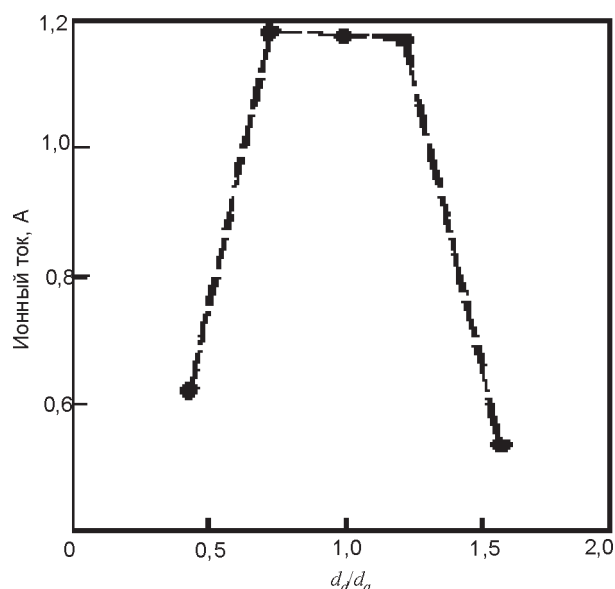


Рис. 15. Зависимость ионного тока от соотношения диаметров заслонки и анода.

Таким образом, исследованные источники плазмы с сепарирующими («фильтрующими») экранами, выгодно отличаясь простотой конструкции от всех других устройств аналогичного назначения, примерно эквивалентны фильтру с «магнитным островом» (рис. 11) [18] по производительности и чистоте получаемых покрытий. Это можно рассматривать как значительный шаг к расширению области практического применения методов, основанных на сепарировании (фильтровании) плазмы вакуумной дуги. Следует, однако, отметить, что по шероховатости покрытий исследованные здесь устройства уступают системам с тороидальными фильтрами [11].

ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК ИЗ СЕПАРИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ.

Используемые на практике ионно-плазменные установки содержат, как правило, несколько работающих одновременно плазменных систем. При этом в объеме рабочей камеры происходит взаимодействие электромагнитных полей и плазменных потоков, создаваемых различными системами, а также с элементами, предназначенными для закрепления обрабатываемых изделий. Эти факторы могут существенным образом повлиять на основные параметры установки. Настоящий раздел

посвящен изучению данных вопросов. Исследовалась установка для получения покрытий из сепарированных плазменных потоков с двумя источниками плазмы. Схематический чертеж установки приведен на рис. 16 [25, 26].

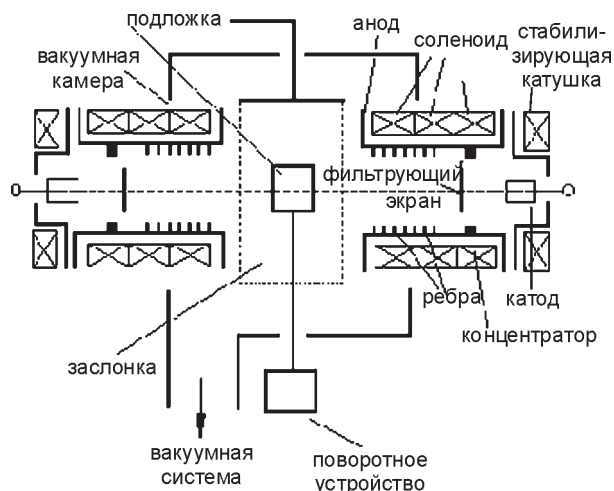


Рис. 16. Схематический чертеж экспериментальной установки.

Установка содержит вакуумную камеру с расположенной внутри нее подложкой, на которой устанавливаются образцы для получения на них исследуемых пленок. Поворотное устройство обеспечивает вращение подложки вокруг оси камеры. Закрепленная на верхнем фланце вакуумной камеры заслонка служит для экранировки подложки от плазменного потока в процессе обезгаживания источников плазмы. На боковых фланцах вакуумной камеры напротив друг друга закреплены два источника плазмы. Каждый из источников плазмы содержит цилиндрический торцевой водоохлаждаемый катод диаметром 64 мм и высотой 35 мм, выполненный из плазмообразующего материала (титана технической чистоты), а также цилиндрический трубчатый анод диаметром 180 и длиной 300 мм, выполненный из немагнитной стали.

Снаружи анодов расположены соленоиды, создающие изменяющееся вдоль оси неоднородное магнитное поле. Снаружи выполненного из немагнитной стали корпуса катода расположена стабилизирующая катушка. Кроме обеспечения фиксации катодного пятна дуги на рабочем торце катода, данная катушка является элементом общей магнитной системы источника плазмы. Внутри анода

расположен: фильтрующий экран, имеющий форму диска диаметром 100 мм, вблизи которого, между катодом и экраном, установлен концентратор магнитного поля (ферромагнитное кольцо), имеющий электрический контакт с анодом. На внутренней поверхности анода, между его выходным торцом и фильтрующим экраном, размещается система ребер, служащая для улавливания капель, отражающихся от внутренней поверхности анода при движении их от катода на выход источника плазмы. Откачка вакуумной камеры осуществляется с помощью системы механического и паромасляного насосов через специальный откачной патрубок.

Отличительной особенностью источников плазмы, применяемых в этой установке, по сравнению с устройствами, описанными в работе [5] (рис. 12), является наличие в анодах концентраторов магнитного поля, выполненных в виде колец из ферромагнитной стали. Их наличие ведет к тому, что силовые линии магнитного поля, создаваемого соленоидом и стабилизирующей катушкой замыкаются на данные концентраторы, а в связи с тем, что концентраторы находятся под потенциалом анода, дуговой разряд в источниках плазмы горит, в основном, между катодом и концентратором. По данной причине, движущийся в аноде плазменный поток, в области концентратора имеет тенденцию к приобретению в сечении формы кольца и далее проходит через зазор между сепарирующей заслонкой и анодом с минимальными потерями. Следствием этого является то, что рассматриваемый источник плазмы по производительности примерно на 25% превосходит источник, описанный в работе [5].

В данном разделе проведено изучение зависимостей ионного выходного тока и скорости осаждения покрытий на основе титана и его нитридов от основных параметров процесса конденсации, таких как давление рабочего газа (азота) в вакуумной камере, потенциал подложки и ток дугового разряда. Покрытия получали на образцах размером 10×10×10 мм, выполненных из нержавеющей стали, закрепленных на цилиндрическом подложко-кодержателе диаметром и высотой 40 мм. Специальных мер по термостабили-

зации образцов не проводилось. Измерение толщины (скорость осаждения) покрытий производилось с помощью интерференционного микроскопа по методу «теневых ножей». Ионный ток на выходе источника плазмы измерялся с помощью плоских коллекторов диаметром, превышающем на 25% выходной диаметр анодов и установленных на расстоянии 20 мм от их выходных торцов (полный выходной ток), а также на подложкодержатель указанных выше размеров.

На рис. 17 приведены зависимости полного ионного тока на выходе источников плазмы от давления азота в объеме вакуумной камеры.

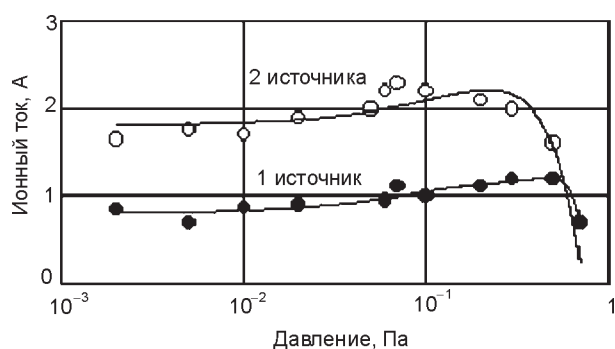


Рис. 17. Зависимости полного выходного ионного тока от давления азота в вакуумной камере. Ток дугового разряда 85 А.

Из приведенных зависимостей следует, что с ростом давления газа в диапазоне 0,002 ÷ 0,1 Па наблюдается повышение ионного тока на выходе системы. Причиной этого явления может быть ионизация молекул газа электронами в анодах источников плазмы. При давлении более 0,1 ÷ 0,3 Па происходит снижение выходного ионного тока, связанное с рекомбинацией ионов на нейтральных молекулах газа. Величина ионного выходного тока зависит от разрядного тока. С ростом тока дуги происходит линейное увеличение ионного тока, который при токе разряда 115 А в высоком вакууме достигает значения 1,2 А для одного источника плазмы (рис. 18).

Для двух работающих источников плазмы ионный ток, регистрируемый с помощью коллектора, а также при регистрации на цилиндрический подложкодержатель и встречном включении магнитных систем источников плазмы, во всем диапазоне давлений газа

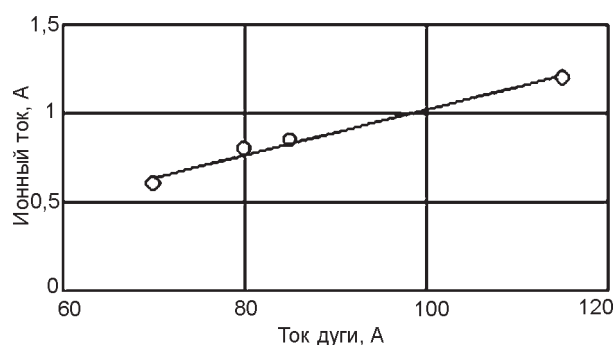


Рис. 18. Зависимость полного ионного выходного тока, генерируемого одним источником плазмы в высоком (0,002 Па) вакууме от тока дуги

примерно вдвое выше, чем в случае включения одного источника плазмы.

Однако, в случае отбора тока на цилиндрический подложкодержатель, и согласно включению магнитных систем источников плазмы это соотношение не сохраняется во всем исследуемом диапазоне давлений. Так, при давлении азота ~0,1 Па ионный ток на подложкодержатель при двух включенных источниках плазмы примерно в 5 раз превосходит его значение для одного источника плазмы (рис. 19).



Рис. 19. Зависимости ионного выходного тока на цилиндрический подложкодержатель от давления азота. Ток дугового разряда 85 А.

Данное обстоятельство связано с фокусировкой потока плазмы в пространстве между выходными торцами анодов суммарным полем двух магнитных систем источников плазмы. При этом величина ионного выходного тока, а также скорость конденсации покрытий (рис. 20) увеличивается с ростом давления азота в области 0,002 ÷ 0,1 Па.

Однако, анализ зависимостей скоростей осаждения покрытий, полученных в высоком (0,002 Па) вакууме и при давлении 0,02 Па от

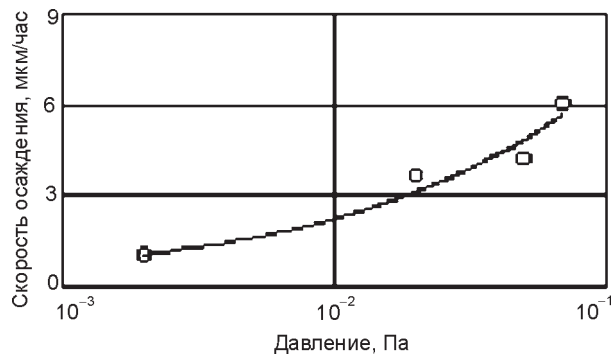


Рис. 20. Зависимость скорости осаждения покрытий от давления азота для двух источников плазмы. Ток дугового разряда 85 А, потенциал подложки -200 В.

потенциала подложки, (рис. 21) свидетельствует о том, что наблюдаемый рост скорости осаждения связан с увеличением коэффициента конденсации частиц.

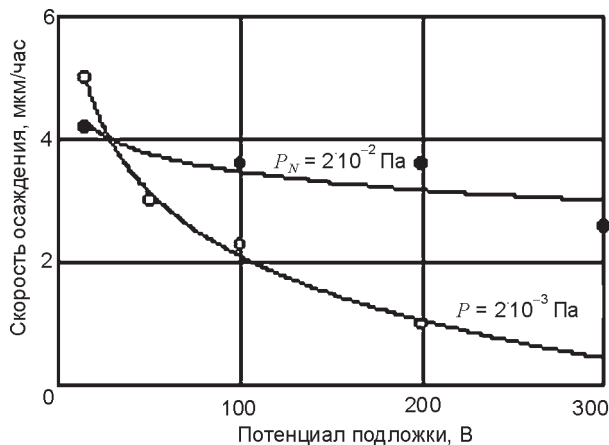


Рис. 21. Зависимости скорости осаждения покрытий от потенциала подложки при различных давлениях газа в объеме вакуумной камеры. Включены два источника плазмы.

Так, с ростом отрицательного потенциала подложки наблюдается уменьшение скоростей осаждения для покрытий, полученных как при давлении азота $0,02$ Па, так и в высоком вакууме. При плавающем потенциале подложки скорость конденсации покрытий, полученных в высоком вакууме, даже несколько выше, чем в присутствии азота. Т. е. с ростом давления газа не происходит увеличения потока частиц, достигающих поверхности подложки и единственной причиной увеличения скорости осаждения покрытий с ростом давления газа может быть увеличение коэффициента конденсации.

Отличие коэффициента конденсации связано, очевидно, с отличиями состава и структуры конденсатов, получаемых в азоте и в высоком вакууме. Из литературы [27] известно, что коэффициент распыления нитридов при ионной бомбардировке существенно ниже, чем для чистых металлов даже при плавающем потенциале подложки. Определенный вклад в повышение коэффициента конденсации металла может оказать также снижение кратности заряда ионов в пролетном пространстве, связанное с перезарядкой многозарядных ионов титана на частицах газа [6]. В условиях подачи отрицательного смещения на подложку это явление приводит к уменьшению энергии ионов, достигающих поверхности подложки.

Проведенный выше анализ, позволяет сделать заключение о том, что увеличения величины ионного тока, наблюдаемого при росте давления газа, связано с ионизацией молекул азота замагниченными электронами в пространстве между выходными торцами анодов. Отметим, что столь высокой степени ионизации азота не наблюдалось нами ранее ни в одной из исследованных одиночных плазменных систем, таких как тороидальный фильтр [12], система с магнитным островом [18] или источник с фокусировкой плазменного потока [2]. Следствием этого является то, что давление азота, при котором удается получать плотные нитридные пленки в исследуемой установке не превышает $0,05$ Па. В то же время в системах, исследуемых в работе [15], желтые нитридные пленки с хорошей адгезией к подложке получают, в ряде случаев, даже при давлениях азота в несколько Па [25].

Измерения степени шероховатости образцов из нержавеющей стали, имеющих исходный средний размер неоднородностей поверхности $0,09$ мкм с нитридными покрытиями толщиной ≈ 3 мкм показали, что нанесение покрытий не ухудшает класс чистоты обработки поверхности подложек. Микротвердость покрытий толщиной ≈ 10 мкм, полученных при давлении азота $0,02$ Па и потенциале подложки -200 В, составляет ≈ 20 ГПа. При использовании подложкодержателя и образцов из немагнитной стали неоднород-

ность покрытия по толщине по высоте образца на длине 40 мм не превышает 5%. Однако, в случае нанесения покрытий на образцы из ферромагнитных материалов, наличие магнитного поля в области зазора между анодами приводит к появлению краевых эффектов, проявляющихся в возникновении неоднородностей по толщине покрытия вблизи торцов подложкодержателя на уровне 15%.

Таким образом, проведенные исследования позволили установить, что данная система, отличаясь простотой и низкой стоимостью, обладает достаточно высокими рабочими характеристиками, что делает ее весьма перспективной в плазменных процессах получения прецизионных покрытий для решения ряда задач точного машиностроения и микроэлектроники.

ВЫВОДЫ

1. Характер зависимости параметров плазмы на выходе вакуумно-дугового устройства от фокусирующего магнитного поля определяется влиянием следующих факторов.
2. Отличием угловых распределений содержания ионов с различной кратностью заряда в исходном плазменном потоке, генерируемом катодным пятном.
3. Зависимостью средней энергии ионов от направления их движения, приводящей к появлению в сфокусированном потоке двух групп частиц, отличающихся значением средней энергии.
4. Изменением структуры электрического поля в системе, обусловленным изменением соотношения магнитных полей стабилизирующей и фокусирующей катушек устройства.
5. Наличие продольного магнитного поля в разрядном промежутке исследуемой системы ведет к существенному увеличению содержания ионов газа в потоках на выходе источника, движущихся по нормали к оси системы. Это явление связано с увеличением эффективности взаимодействия первичных ионов металла, генерируемых катодным пятном дуги, с час-

тицами газа, активированными за счет неупругих столкновений с замагниченными электронами плазмы.

6. Оптические свойства криволинейной системы определяются, в основном, структурой электрического поля в плазме и слабо зависят от магнитного поля, удовлетворяющего условию: $\rho_e \ll a < \rho_i$.
7. Для обеспечения эффективной транспортировки ионного потока в криволинейной системе, необходимо учитывать условия входа частиц в систему. Искривление силовых линий магнитного поля на входном участке системы ведет к появлению составляющей электрического поля, направленной встречно плазменному потоку и препятствующей прохождению ионов в системе.
8. При движении в криволинейной системе ион находится в пределах динамической границы, которая является более узкой, чем область электростатического удержания.
9. Зависимости тока ионов различной зарядности от потенциала стенки плазмодода указывают на хорошее согласие теории с экспериментом.
10. Сепарация потока макрочастиц может быть осуществлена в аксиальных системах, отличающейся, по сравнению с криволинейными, большей простотой и меньшей стоимостью, однако обеспечивающих меньшую эффективность процесса сепарации капель.
11. При анализе зависимостей скорости осаждения покрытий и интенсивности потоков частиц на выходе источников плазмы от условий их транспортировки и генерации следует учитывать взаимное влияние магнитных систем в установках с несколькими источниками плазмы, а также изменение коэффициента конденсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хороших В.М. Исследование плазмооптических методов управления потоками плазмы вакуумной дуги: Дис. канд. Физ.-мат. наук: 01.04.08.– Харьков, 1979. – 151 с.
2. Aksenov I.I., Belokhvostikov A.N., Padalka V.G., Repalov N.S., Khoroshikh V.M. Plasma Flus

- Motion in a Toroidal Plasmaoptical Systems/ Proc. XV-th Int. Conf. on Phenom. in Ionized Lases.-Minsk (USSR).-1981. – P. 877-878.
3. Аксенов И.И., Падалка В.Г., Толок В.Т., Хороших В.М. Исследование движения потоков плазмы вакуумной дуги в линейной протяженной плазмооптической системе // Физика плазмы. – 1980. – Т.6, Вып. 4. – С. 918-924.
 4. Aksenov I.I., Khoroshikh V.M., Charge composition and ion energy in the plasma of magnetically focused vacuum-arc source//Proc. 18 ISDEIV, Eindhoven (The Netherlands). – 1998. – Vol. 2. – P. 570-572.
 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. Хороших В.М. Формирование ионно-плазменных покрытий при пониженных тепловых потоках в зону конденсации // Вопросы атомной науки и техники; вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 1999. – Вып. 2(10). – С. 40-49.
 7. Аксенов И.И., Антуфьев Ю.П., Брень В.Г., Падалка В.Г., Попов А.И., Хороших В.М. Влияние замагниченности электронов плазмы вакуумной дуги на кинетику реакций синтеза нитридсодержащих покрытий// ЖТФ. – 1981. – Т.51, Вып. 2. – С. 303-309.
 8. Энгель А. Ионизованные газы. – М.: ГИФМЛ, 1959. – 159 с.
 9. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – М.: ГИФМЛ, 1963. – 259 с.
 10. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. – М.: Мир. – 1965. – 583 с.
 11. Аксенов И.И., Падалка В.Г., Репалов Н.С., Хороших В.М. Исследование движения плазменного потока в криволинейной плазмооптической системе// Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, Вып. 2. – С. 312-317.
 12. Аксенов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. Устройство для очистки плазмы вакуумной дуги от макрочастиц // ПТЭ. – 1978. – № 5. – С. 236-237.
 13. Aksenov I.I., Belokhvostikov A.N., Padalka V.G., Repalov N.S., Khoroshikh V.M. Plasma flux motion in a toroidal plasma guide // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1986. – Vol. 28, № 5. – P. 761-770.
 14. 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.
 15. Синельников К.Д., Хижняк Н.А., Репалов Н.С., Зейдлиц П.М., Ямницкий В.А., Азовская З.А. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. – К.: Наукова думка, 1965. – 388 с.
 16. Морозов А.И. Фокусировка холодных квазинейтральных пучков в электромагнитных полях // ДАН СССР. – 1965. – Т. 163, Вып. 6. – С. 1363-1367.
 17. Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.И. Исследование некоторых характеристик плазмы вакуумной металлической дуги. II // ЖТФ. – 1977. – Т. 47, Вып. 7. – С. 1491-1495.
 18. Kimblin C.W. Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs//J. Appl. Phys. – 1973. – Vol. 44, № 7. – P. 3074-3081.
 19. Пат. 4452686 США, МКИ С 23 С 15/00; С 23 С 13/08. Arc plasma generator and a plasma arc apparatus for treating the surfaces, incorporating the same arc plasma generator: Пат. 4452686 США, МКИ С 23 С 15/00; С 23 С 13/08. Аксенов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. (СССР). – № 360447; Заявлено 22.03.82; Зарег. 05.06.84. – 8 с.
 20. Вакуумно-дуговое устройство А.с. 1111671 СССР/ Аксенов И.И., Брень В.Г., Падалка В.Г., Хороших В.М. Чикрыжов А.М. (СССР). – 3 с.
 21. Электродуговой источник плазмы: А.с. 1708133 СССР, МКИ Н 05 Н 1/26/. Аксенов И.И., Потапенко В.А., Тимошенко А.И., Хороших В.М. (СССР). – № 4836567/25; Заявлено 08.06.1990; Зарег. 22.09.91. – 5 с
 22. Вакуумно- дуговое устройство, А.с. 1584727 СССР, МКИ Н 05 Н 1/26/. Аксенов И.И., Тимошенко А.И., Хороших В.М. (СССР). – № 4666840/31-25; Заявлено 27.03.89; Зарег. 08.04.90. – 3 с
 23. Аксенов И.И., Тимошенко А.И., Хороших В.М. Источники углеродной плазмы // Тезисы докладов 2-го Всесоюзного симпозиума Современное электротермическое оборудование для поверхностного упрочнения деталей машин. – Саратов 1990. – С. 29-30.
 24. Aksenov I.I., Khoroshikh V.M. Filtering shields in vacuum-arc plasma sources // Proc. TATF'98 Regensburg (Germany). – 1998. – P. 283-288.
 25. Khoroshikh V.M., Leonov S.A., Belous V.A. Installation for vacuum-arc film deposition by filtered plasma fluxes // Proc. 19 ISDEIV.- Xi'an (China). – 2000. – Vol. 2. – P. 563-566.

26. Хороших В.М., Леонов С.А., Белоус В.А. Установка для вакуумно-дугового осаждения пленок из сепарированных плазменных потоков//Материалы Международной конфе-

ренции по физике радиационных повреждений и радиационного материаловедения. Алушта (Украина). – 2000. – С. 147-151.

27. Плешивцев И.В. Катодное распыление. – М.: Атомиздат, 1968. – 397 с.

**ДИНАМІКА ПЛАЗМИ ВАКУУМНОЇ
ДУГИ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ І
СИСТЕМИ ФОРМУВАННЯ
ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ
Білоус В.А., Хороших В.М.**

Вивчені плазмооптичні властивості електромагнітних систем транспортування плазми. Показано, що вони визначаються, в основному, структурою електричного поля в плазмі й слабо залежать від магнітного поля, що задовольняє умові замагнічення електронного компонента плазми. Досліджено радіальні потоки частинок. Виявлено, що концентрація газових іонів різко зростає при наявності магнітного поля, що відповідає умовам замагнічення електронного компонента плазми.

**VACUUM -ARC PLASMA IN THE
MAGNETIC FIELD AND PLASMA
STREAMS FORMATION SYSTEMS**

Belous V.A., Khoroshikh V.M.

Plasmaoptical properties of electromagnetic plasma transportation systems are studied. It is shown, that they are determined, basically, structure of an electric field in plasma and poorly depend on a magnetic field, satisfying to a condition of plasma electronic component magnetising. Radial streams of particles are investigated. It is revealed, that concentration of gas ions sharply increases at presence of the magnetic field corresponding conditions of electronic component of plasma magnetising.