

УДК 533.9.01

А.А. Бизюков, А.Д. Чибисов, Е.В. Ромащенко, В.В. Коваленко

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4,

Харьков, 61077

e-mail: viktoriiakovalenko20@gmail.com

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ МАКРОЧАСТИЦ В ВАКУУМНО-ДУГОВЫХ СИСТЕМАХ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

Изучена возможность транспортировки заряженных макрочастиц (МЧ) через магнитный фильтр вакуумно-дуговых источников плазмы. Показано, что при движении МЧ через криволинейный магнитный фильтр МЧ могут заряжаться как положительно, так и отрицательно. При условии существования отрицательного пространственного заряда (радиального электрического поля) в плазмоводе происходит изменение траектории заряженных макрочастиц. При этом в зависимости от параметров макрочастиц и плазмы, возможно их удержание внутри плазмовода. Получены условия, при которых происходит транспортировка макрочастиц через фильтр.

**Ключевые слова:** макрочастицы, плазма, магнитный фильтр.

### Введение

Вакуумно-дуговой разряд является эффективным источником плазмы, имеющим широкий спектр научного и технологического применения [1-2]. Одно из важнейших технологических применений вакуумно-дуговой плазмы связано с ее использованием для ионно-плазменного осаждения покрытий, улучшающих эксплуатационные свойства изделий. При горении вакуумной дуги основным источником плазмы являются катодные пятна, однако при функционировании катодного пятна эрозия поверхности катода приводит к генерации не только ионных потоков, но и макрочастиц материала катода. Доля капельной фракции в общей эрозии катода составляет значительную часть, являясь, с точки зрения характеристик источника плазмы, негативным фактором. Это связано с тем, что оседающие на поверхности изделий капли ухудшают ряд важных характеристик поверхностного слоя, таких как шероховатость и пористость поверхности, адгезия покрытия к поверхности, коррозионные и другие свойства поверхности.

На практике большинство способов снижения потока капель на изделия

основано на разделении траекторий ионного и капельного потоков. Прежде всего, используется тот факт, что (в силу различной природы формирования ионного и капельного потоков) основная масса капель движется под малым углом ( $25-30^\circ$ ) к поверхности катода, тогда как основной ионный поток движется нормально к этой поверхности [3]. Более эффективными являются различные фильтры, в которых ионный поток отклоняется от капельного потока с помощью магнитных полей [4]. Однако чем выше требуется степень очистки ионного потока от капель, тем более сложной и дорогой оказывается конструкция фильтра, и тем значительнее становятся потери ионной составляющей фильтруемого потока.

Вместе с тем экспериментальные данные свидетельствуют о том, что небольшая часть МЧ проходит через фильтр. Одним из механизмов транспортировки МЧ через фильтр является изменение их траекторий в результате упругих столкновений со стенками фильтра [4]. В настоящей работе изучается возможность прохождения МЧ через магнитный фильтр в результате их

удержания электрическим полем внутри фильтра.

### Заряд МЧ в вакуумно-дуговых источниках плазмы

Известно, что МЧ в плазме заряжается в результате поглощения частиц плазмы, а так же различных видов эмиссий электронов с поверхности МЧ [5]. При этом заряд МЧ варьируется в широких пределах в зависимости от энергии и соотношения плотностей частиц в плазме и может принимать как отрицательные, так и положительные значения [6]. Величина заряда и его знак определяют характер взаимодействия МЧ с электрическим полем и как следствие определяют траекторию МЧ в фильтре. Заряд МЧ определяется балансом токов на МЧ. Вычисление токов из плазмы на МЧ в магнитном поле является достаточно сложной задачей, однако в ряде случаев успешно используются различные приближенные модели. В частности, если магнитное поле не достаточно велико, такое, что

$$r_g \gg \lambda_d \gg a, \quad (1)$$

где  $r_g$  – ларморовский электронный радиус,  $\lambda_d$  – длина Дебая,  $a$  – радиус МЧ, в бесстолкновительной плазме используют модель OML разработанную Ленгмюром для нахождения ионного и электронного тока на сферический зонд [7]. В настоящей работе рассматривается плазма, созданная дуговым разрядом низкого давления с плотностью  $n_0 = 10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , температурой электронов  $T_e = 1 \text{ eV}$ . Ионная компонента имеет направленную скорость, с распределением ионов по энергиям близким к максвелловскому со средней энергией направленного движения ионов 25-50 эВ [4]. Магнитное поле в фильтре составляет  $B = 100 \text{ Гаусс}$ . При этих параметрах, характерных для вакуумно-дуговых систем, условие (1), выполняется и использование модели OML является корректным.

Токи электронов и ионов из плазмы на поверхность МЧ, имеют вид:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 e n_0 v_{Te} \exp(e\phi_a / T_e), \quad (2)$$

$$I_i = \sqrt{\pi} n_0 \langle Z \rangle v_{Ti} \pi a^2 \left( 1 - \frac{\langle Z \rangle e \phi_a}{T_i} \right), \quad (3)$$

где  $n_0$  – плотность плазмы,  $T_{e(i)}$  – температуры электронов и ионов плазмы,  $v_{Te(i)} = \sqrt{T_{e(i)} / m_{e(i)}}$  их тепловые скорости,  $\langle Z \rangle = 1 \cdot \alpha_1 + 2 \cdot \alpha_2 + 3 \cdot \alpha_3$  – средний заряд иона,  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  – относительная концентрация ионов с зарядом  $Z = 1, 2, 3$  соответственно,  $\phi_a$  – потенциал на поверхности МЧ.

При вакуумно-дуговом нанесение покрытий происходит осаждение материала на подложку (изделие, деталь) из плазменного потока, генерируемого стационарной вакуумной дугой. Для фокусировки плазменного потока на подложку подается отрицательный потенциал  $U_{sub}$ , что приводит к ускорению ионов до энергий  $\varepsilon_i^{\text{fl}} = U_{sub}$ . Взаимодействие ионной компоненты плазменного потока с подложкой приводит к генерации потока вторичных электронов, плотность которого определяется коэффициентом вторичной ион-электронной эмиссии. Учитывая, что в плазменном потоке присутствуют ионы с различной степенью ионизации, целесообразно ввести усредненный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии:

$$\delta_s^{i-e} = \alpha_1 \cdot \delta_{s1}^{i-e} + \alpha_2 \cdot \delta_{s2}^{i-e} + \alpha_3 \cdot \delta_{s3}^{i-e} \quad (4)$$

$\delta_{sZ}^{i-e}$  – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии для ионов с зарядом  $Z$ . Энергия вторичных электронов  $\varepsilon_e^b$  определяется величиной отрицательного потенциала на подложке  $U_{sub}$  и имеет незначительный разброс соответствующий энергетическому спектру вторичных электронов. Плотность потока вторичных электронов связана с плотностью ионного тока  $j_j$  на подложке соотношением:

$$j_e^b = \delta_s^{i-e} j_i$$

Ток вторично эмиссионных электронов на поверхность МЧ определяется из OML модели:

$$I_e^b = j_e^b \pi a^2 \left( 1 + \frac{e\phi_a}{T_i} \right) \quad (5)$$

Важным процессом, влияющим на величину заряда МЧ, является эмиссия электронов с ее поверхности. Можно выделить следующие основные механизмы эмиссии электронов: ион-электронная эмиссия, электрон-электронная эмиссия, термо-электронная эмиссия. Значение тока ион-электронной эмиссии с поверхности МЧ определяется выражением:

$$I_s^{i-e} = \delta_s^{i-e} I_i, \quad (6)$$

Учитывая (3) и (6) для удобства будем считать, что на поверхность МЧ течет эффективный ток:

$$I_i^{eff} = I_i + I_s^{i-e} \quad (7)$$

Выражение для тока вторичной электрон-электронной эмиссии имеет аналогичный вид:

$$I_s^{e-e} = I_e^b \delta_s^{e-e}$$

где  $\delta_s^{i-e}$  коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии. По аналогии с ионным током введем эффективный ток электронов:

$$I_e^{eff} = I_e^{pl} + I_e^b - I_s^{e-e} \quad (8)$$

Плавающий потенциал МЧ определяется из условия равенства токов (7), (8) на ее поверхности:

$$I_e^{eff}(\phi_a) + I_i^{eff}(\phi_a) = 0. \quad (9)$$

Заряд МЧ связан с ее потенциалом соотношением

$$Q_{mp} = a \cdot \phi_a$$

На рис. 1 представлено численное решение уравнения (9).

Из решения уравнения следует, что заряд может быть как положителен, так и отрицателен. Заряд положителен в интервале  $\varepsilon_1 > \varepsilon_e^b > \varepsilon_2$  в котором коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии  $\delta_s^{e-e}$  превышает единицу. Максимальное значение заряда МЧ в интервале энергий  $\varepsilon_1 > \varepsilon_e^b > \varepsilon_2$  определяется энергией вторичных электронов.

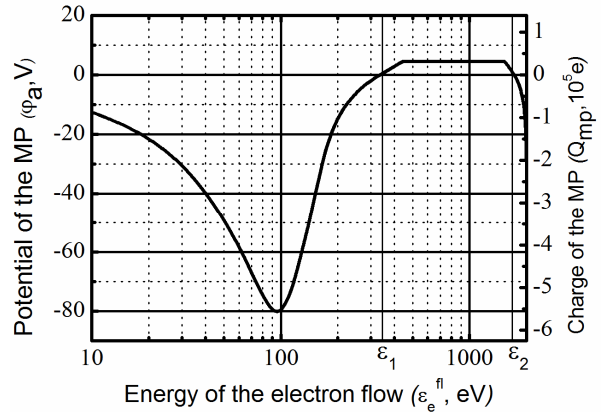


Рис.1. Зависимость потенциала титановой МЧ от энергии электронного потока ( $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 3 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_i^b = 25 \text{ eV}$ )

### Движение МЧ в криволинейном фильтре

Как показывают эксперименты, распределение потенциала  $\phi(r)$  в фильтре имеет параболический вид, радиальное падение потенциала составляет  $\Delta\phi \approx 20 - 40 \text{ В}$  [7], типичные размеры МЧ, образованных на катоде, принимают значения в интервале  $0,005 \text{ мкм} \leq r \leq 20 \text{ мкм}$ , а их скорости составляют  $1 \leq v \leq 30 \text{ м/сек}$  [3]. Таким образом, МЧ генерируются в источнике плазмы с максимальной кинетической энергией (минимальная энергия стремится к нулю)

$$0 < E_{mp} < E_{kin \max}$$

где  $E_{kin \max} = \frac{M_{mp} v_{\max}^2}{2} = 4.8 \cdot 10^8 \text{ эВ}$ .

Кулоновская сила связанная с радиальным электрическим полем, действующая на МЧ, определяется выражением:

$$F_E = Q_{mp} E = -Q_{mp} \frac{\partial}{\partial r} \varphi(r) \quad (10)$$

Для удержания МЧ в объеме фильтра кулоновская сила  $F_E$  должна компенсировать центробежную силу  $F_R$ , возникающую при движении частицы вдоль продольной оси фильтра с радиусом кривизны  $R$ .

$$F_E = F_R = \frac{M_{mp} v^2}{R} = \frac{2E_{kin}}{R} \quad (11)$$

Таким образом, из (11) максимальная кинетическая энергия МЧ, которые могут удерживаться в объеме фильтра, определяется выражением:

$$E_{kin \max} = \frac{M_{mp} v^2}{2} = \frac{1}{2} Q_{mp} ER \quad (12)$$

Используя экспериментальные результаты работы [7], распределение потенциала  $\varphi(r)$  можно аппроксимировать выражением:

$$\varphi = Ar^2,$$

где  $A \approx 3,2 \text{ В/см}^2$ ,  $E \approx 6,5 \text{ В/см}^2$ .

Захват МЧ в радиальном электрическом поле фильтра возможен, когда кинетическая энергия капли меньше электрического потенциального барьера в радиальном направлении. Следовательно частицы с энергией  $E \leq E_{kin} = \frac{M_{mp} v^2}{2}$  будут

удерживаться, МЧ с большими энергиями будут осаждаться на стенках фильтра. Таким образом, сравнивая результаты вычислений выполненных в работе, а также результаты экспериментальных наблюдений [1] видно, что в плазменном потоке стационарной вакуумной дуги присутствуют МЧ, которые могут пройти через магнитный фильтр и влиять на качество нанесения покрытий в вакуумно-дуговых плазменных технологических системах.

### Выводы

1. Установлено, что МЧ стационарных вакуумно-дуговых источников плазмы заряжаются положительно за счет процесса вторичной электрон-электронной эмиссии в результате их взаимодействия с электронным потоком генерированным на подложке.
2. Основными процессами, определяющими траекторию положительно заряженных МЧ в криволинейном плазмодоме, являются центробежная сила и взаимодействие МЧ с радиальным электрическим полем.
3. Установлена возможность захвата положительно заряженных МЧ в объеме плазмодомов магнитных фильтров отрицательным объемным зарядом. Определены условия и параметры МЧ, проходящих через магнитный фильтр.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boxman R.L., Sanders D.M., Martin P.J. (Eds). Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications – Park Ridge, NJ: Noyes Publ. – 1995. – 742 p.
2. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. Springer Science Business Media, LLC. – 2008. – 540 p.
3. Аксенов И.И., Андреев А.А., Белоус В.А. и др. Вакуумная дуга: источники плазмы, осаждение покрытий, поверхностное модифицирование / под. ред. Аксенова И.И. – НПП «Издательство "Наукова думка" НАН Украины» – 2012. – 726 с.
4. Фортгов В.Е., Храпак А.Г. Пылевая плазма // УФН. – 2004. – Т. 174, № 5. – С. 495-544.
5. Bizyukov A.A., Romashchenko E.V. et al. Electric potential of a macroparticle in beam-plasma systems // Plasma Physics

Reports.– 2009. – Vol. 35, №. 6. – P. 499–501.

6. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М., 1971. – 543 с.

7. Byon E. and Anders A. Bias and Self-Bias of Magnetic Macroparticle Filters for Cathodic Arc Plasmas // J.Appl.Phys. – June 15, 2003. - V. 93, No. 12 — P. 8890-8897.

Стаття надійшла до редакції 21.06.2015.

A.A. Bizyukov, A.D. Chibisov, E.V. Romashchenko, V.V. Kovalenko  
V.N. Karazin Kharkiv National University, Svobody sq., 4, Kharkiv, 61077

## THE EFFICIENCY OF THE MAGNETIC SEPARATION MACROPARTICLES VACUUM-ARC COATING SYSTEMS

The possibility of transportation of the MP through a magnetic separator due to their capture by the electric field generated by the negative space charge. It is shown that under the condition of existence of space charge in the plasma duct interact positively charged particulates and negative space charge, resulting in a possible retention of particulate inside duct. We obtain the conditions under which transportation of the macroparticles through the magnetic separator occurs.

**Keywords:** macroparticles, plasma, magnetic separator occurs.

О.А. Бізюков, О.Д. Чібісов, О.В. Ромащенко, В.В. Коваленко  
Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, пл. Свободи, 4, Харків, 61077

## ЕФЕКТИВНІСТЬ МАГНІТНОЇ СЕПАРАЦІЇ МАКРОЧАСТИНОК В ВАКУУМНО-ДУГОВИХ СИСТЕМАХ НАНЕСЕННЯ ПОКРИТТІВ

Вивчена можливість транспортування макрочастинок (МЧ) через магнітний фільтр вакуумно-дугових джерел плазми. Показано, що при русі МЧ через криволінійний магнітний фільтр МЧ можуть заряджатися як позитивно, так і негативно. При умові існування від'ємного просторового заряду (радіального електричного поля) в плазмоводі відбуваються зміни траєкторії руху МЧ. При цьому в залежності від параметрів МЧ та плазми, можливо їх утримання всередині плазмоводу. Отримані умови, при яких відбувається транспортування макрочастинок через фільтр.

**Ключові слова:** макрочастинки, плазма, магнітний фільтр.