

УДК 537.52

**ДИНАМИКА КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЫ В ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА
НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ****А.А. Бизюков, Е.В. Ромащенко*, К.Н. Серета, А.Д. Чибисов, А.Е. Кашаба***Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Харьков, 61108, пр. Курчатова, 31;***Восточноукраинский национальный университет им. В.Даля, Луганск, 91034, ул. Ватутина, 1;**E-mail: bizyukov@htuni.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 10 декабря 2004 г.

Показана принципиальная возможность испарения или уменьшения размеров определенной части капель материала катода в плазменном потоке вакуумной дуги за счёт их испарения под действием потоков заряженных частиц в пространстве массопереноса. Показано, что в зависимости от начальных размеров, капли в плазме могут охлаждаться, нагреваться до определенной температуры или испаряться. Эффективность испарения капельной фазы растет с увеличением плотности плазмы. Показано, что испарение капель в неизотермической плазме вакуумно-дугового разряда происходит главным образом под действием бомбардировки капель ионами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дуговой разряд, капельная фаза, испарение капель, качество покрытий.

С середины 70-х годов в технологии упрочнения инструментов и в машиностроении широко применяются защитные покрытия, получаемые конденсацией вещества из плазменного потока, генерируемого дугой низкого давления (вакуумной дугой), в условиях ионной бомбардировки конденсата. Характерной особенностью дугового разряда в вакууме является наличие на катодной поверхности быстро перемещающихся катодных пятен. Эрозия поверхности катода вакуумной дуги под воздействием катодного пятна обуславливает генерацию потоков ионов, нейтрального пара и макрочастиц – капель (иногда – твердых осколков) материала катода. Основными продуктами эрозии являются ионы и капли, доля нейтрального пара в расходе массы катода мала и не превышает 1% [1-3]. Эрозия катода в капельной фазе особенно велика для легкоплавких металлов с низким коэффициентом теплопроводности (Zn, Cd, Sn, Pb, Bi) и для графита [4]. Вклад капельной фазы в полный массоперенос материала катода может достигать 90%. Макрочастицы имеют размеры 1...100 мкм, однако встречаются более крупные и более мелкие частицы. Скорость движения капель $10^2 \dots 10^4$ см/с [5]. Количество макро-частиц зависит от материала катода, тока дугового разряда, теплового режима и геометрии катода [6 с. 210-213].

Наличие макрочастиц материала катода в плазме вакуумной дуги ограничивает применимость данного метода в таких областях, как оптика, микроэлектроника, точная механика, медицина, поскольку такие характеристики, как адгезия покрытия с поверхностью, пористость, шероховатость поверхности покрытия оказываются неудовлетворительными для решения целого спектра технологических задач. Наиболее распространенный способ уменьшения концентрации капель в плазменном потоке вакуумной дуги основан на разделении траекторий капельной и ионной фаз. К настоящему времени разработано большое количество различных фильтров и сепараторов, эффективно удаляющих капельную фазу из плазменного потока [7]. Однако удаление основной составляющей массопереноса из плазменного потока вакуумной дуги существенным образом снижает скорость нанесения покрытий, и эффективность метода оказывается сравнимой с другими методами осаждения покрытий, такими как метод магнетронного нанесения покрытий и метод нанесения ионно-лучевым распылением.

В настоящей работе рассматривается принципиальная возможность уменьшения количества капель в плазменном потоке вакуумной дуги за счёт их испарения под действием потоков заряженных частиц в пространстве массопереноса.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Макрочастицы, вылетевшие с поверхности катода, пролетая через плазму вакуумной дуги, подвергаются воздействию электронов и ионов плазмы, что обуславливает заряд макрочастиц до амбиполярного потенциала, определяемого параметрами плазмы. Величина потенциала капли в плазме вакуумной дуги может быть определена из условия равенства ионного и электронного токов на поверхности капли. Учитывая, что в стационарном дуговом разряде низкого давления образуется неизотермическая плазма с плотностью $n_{pl} = 10^8 \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (в импульсном $n_{pl} = 10^{12} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$), температурой электронов $T_e \approx 10$ эВ и температурой ионов $T_i < 1$ эВ, для ионного тока на каплю можно воспользоваться выражением Бомы $j_i = 0,6 \cdot e n_{pl} \sqrt{T_e / m_i}$. Тогда для потенциала капли можно записать: $\varphi = (T_e / |e|) \ln(0,6 \sqrt{2 m_e / m_i}) \approx -52$ В, где m_i и m_e — масса иона и электрона, соответственно, e - заряд электрона. Следовательно, ионы плазмы, ускоряясь в поле дебаевского слоя, бомбардируют

поверхность капли с энергией, определяемой потенциалом капли, а электроны плазмы тормозятся в поле слоя, и на поверхность капли попадает только часть электронов из высокоэнергетичного хвоста функции распределения. Тогда для мощностей передаваемых капле электронной и ионной компонентами плазмы можно записать следующие выражения:

$$dE_e = n_{pl} \sqrt{kT_e / 2\pi m_e} e^{-e\phi/kT_e} kT_e S_k dt, \quad dE_i = 0,6n_{pl} \sqrt{2kT_e / m_i} \varepsilon_i S_d dt, \quad (1)$$

где S_k – площадь поверхности капли, $S_d = 4\pi(D_d/2 + D/2)^2$ – площадь поверхности, собирающей ионы, $D_d/2 = R_d$ – толщина дебаевского слоя, D – начальный размер макрочастицы, $\varepsilon_i = |e\phi|$ – энергия ионов. Суммарная энергия, которую электроны и ионы переносят на каплю равна $dE = dE_e + dE_i$.

Зависимость ионной и электронной мощностей от величины плотности плазмы для различных начальных размеров капель приведены на рис. 1. Видно что, величина ионной мощности на порядок превосходит величину электронной мощности передаваемой капле. При плотностях плазмы $n_{pl} > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ данные зависимости имеют существенно нелинейный характер, так как с ростом плотности плазмы $S_d \approx S_k$.

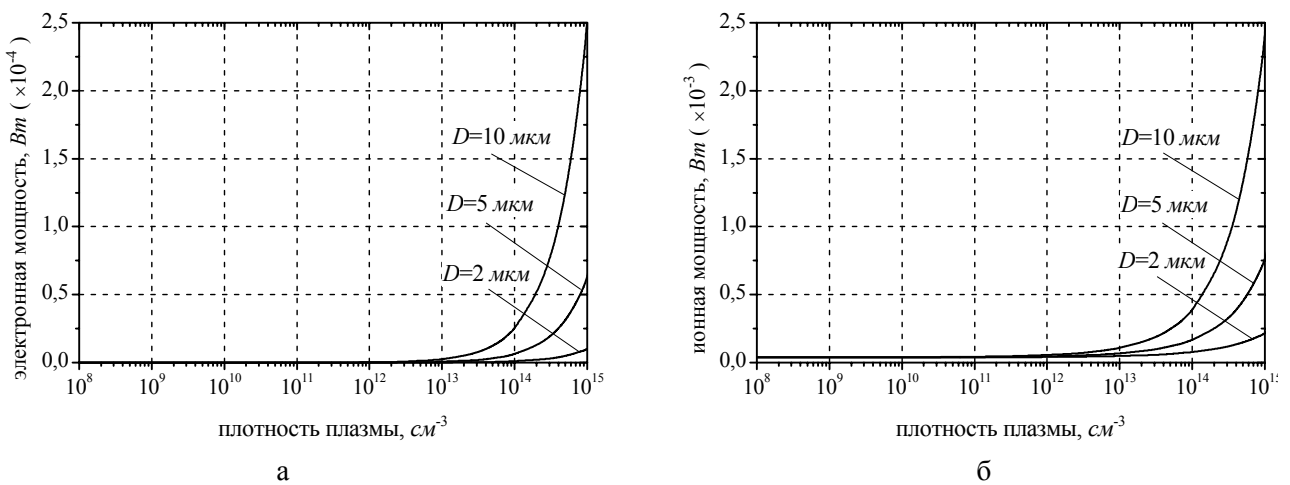


Рис. 1. Электронная (а) и ионная (б) мощности, передаваемые каплям различного размера в зависимости от плотности плазмы $T_e = 10 \text{ эВ}$, $T_i \leq 1 \text{ эВ}$.

В результате ионной и электронной бомбардировки происходит нагрев капли. Однако одновременно с нагревом капли происходит её охлаждение за счет ИК-излучения и теплообмена с окружающим газом. Охлаждение капли за счет ИК-излучения описывается законом Стефана-Больцмана, который в нашем случае принимает вид:

$$dE_R = \alpha \sigma T^4 S_k dt, \quad (2)$$

где α – средняя интегральная излучательная способность капли, σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Теплообмен с окружающим газом описывается законом Ньютона, который в нашем случае принимает вид:

$$dE_n = k_B n_n V_{Tn} S_k (T_n - T_k) dt, \quad (3)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – температура капли, T_n – температура нейтральных атомов, n_n и V_{Tn} – плотность и тепловая скорость нейтральных атомов соответственно.

При изменении температуры капли на величину dT , энергия капли меняется на величину

$$dE_d = mc dT, \quad (4)$$

где c – теплоемкость материала капли, m – масса капли.

Из уравнения теплового баланса капли можно получить дифференциальное уравнение первого порядка для T :

$$k_B n_n V_{Tn} S_k (T_n - T_k) - \alpha \sigma T^4 S_k + n \sqrt{kT_e / 2\pi m_e} e^{-e\phi/kT_e} S_k + 0,6n \sqrt{2kT_e / m_i} \varepsilon_i S_d = mc dT/dt. \quad (5)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнение (5) описывает изменение температуры капли в плазме вакуумной дуги при воздействии на неё нагревающих и охлаждающих факторов. На рис. 2 приведены результаты численного решения этого уравнения для медных и титановых капель с различными начальными размерами D . При решении начальная температура капель принималась равной температуре плавления $T = T_{пл}$ соответствующего материала.

Полученные результаты показывают, что для каждого материала при определённых параметрах плазмы (n_{pl} , T_e , T_i) существуют некоторые критические значения ($D_{кр1}$, $D_{кр2}$) начального размера макрочастицы. Если начальный размер капли $D > D_{кр1}$, то капля за время пролета в плазме охлаждается и достигает подложки в твердом состоянии. В случае же, если $D_{кр2} < D < D_{кр1}$, то капля за время пролета в плазме нагревается до некоторой равновесной температуры, когда нагревающие факторы уравниваются охлаждающими, и достигает подложки в расплавленном состоянии. И только капли, размер которых $D < D_{кр2}$ могут нагреться до температуры кипения и испариться. На рис. 3 приведены зависимости критических начальных размеров медных капель от плотности плазмы. Значения критических размеров капель для некоторых элементов при разных плотностях плазмы приведены в таблице.

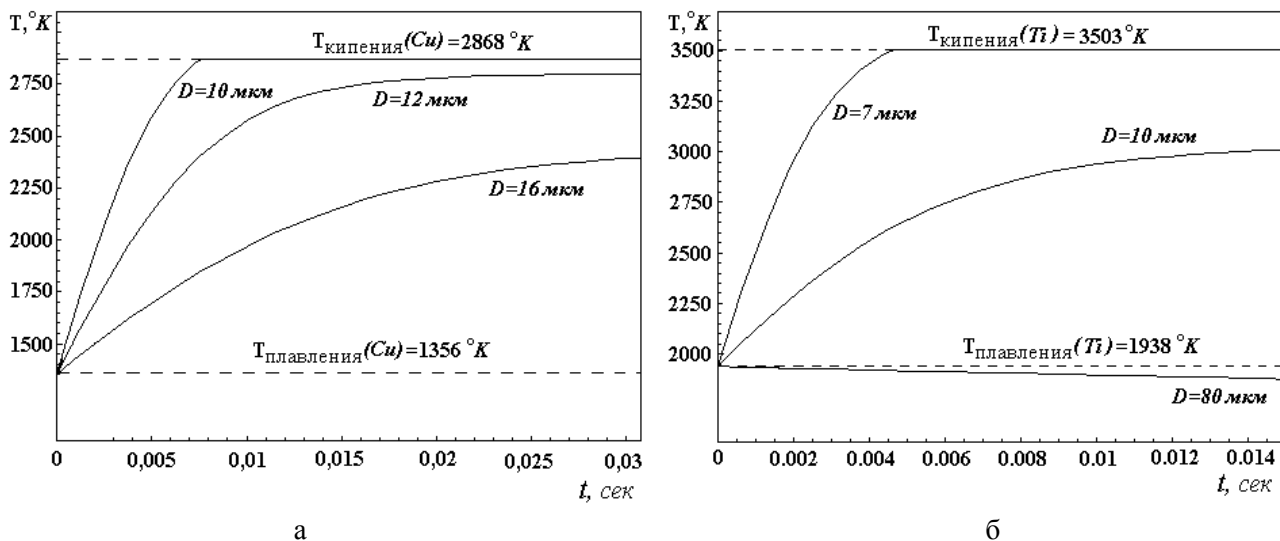


Рис. 2. Зависимость температуры медных (а) и титановых (б) капель разного начального размера от времени пролета в плазме, $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ эВ}$, $T_i = 1 \text{ эВ}$.

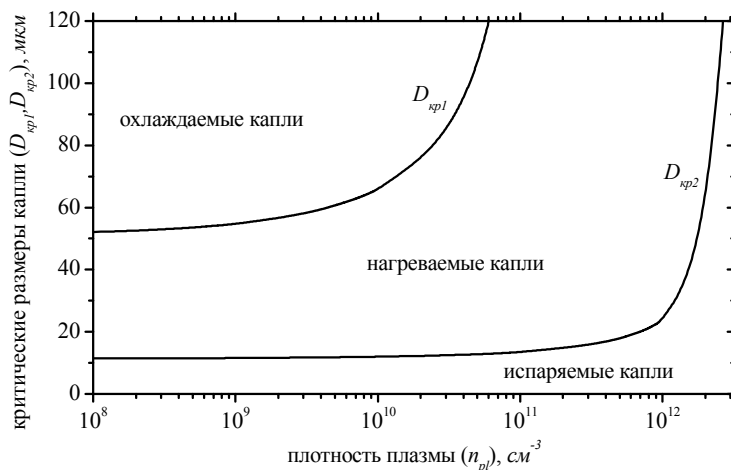


Рис. 3. Критические размеры медной капли ($D_{кр1}$, $D_{кр2}$) в зависимости от плотности плазмы.

Время полного испарения капель $t_{исп}$ складывается из времени t_1 их нагрева от начальной температуры $T = T_{пл}$ до температуры кипения $T = T_{кин}$ и времени t_2 собственно их испарения ($t_{исп} = t_1 + t_2$). Время нагрева t_1 определяется из уравнения (5). Время испарения капли t_2 определяется из уравнения:

$$k_B n_n V_{Tn} (T_n - T_{кин}) r^2 - \alpha \sigma T_{кин}^4 r^2 + n \sqrt{k T_e / 2 \pi m_e} e^{-e \phi / k T_e} r^2 + 0,6 n \sqrt{2 k T_e / m_i \epsilon_i} (r + R_d)^2 = L \rho r^2 dr / dt, \quad (6)$$

в котором учитывается, что размер макрочастицы в течение процесса испарения уменьшается от начального размера D до нуля и при испарении выделяется скрытая теплота парообразования L . При этом считается, что температура капли в течение всего процесса испарения сохраняется постоянной $T = T_{кин}$. Изменение массы и

размера капли за счет испарения за время t_1 при изменении ее температуры от $T = T_{пл}$ до $T = T_{кип}$ пренебрежимо мало по сравнению с испарением за время t_2 в процессе кипения.

На рис. 4а показана зависимость времени полного испарения медных капель от значения плотности плазмы для разных начальных размеров капель, удовлетворяющих условию $D < D_{кр2}$. На рис. 4б показана зависимость полного испарения медных капель от значения начального размера при разных значениях плотности плазмы.

Из рисунков видно, что время полного испарения капель растет с увеличением начального размера капель и уменьшается с ростом плотности плазмы. В диапазоне значений плотности плазмы $n_{пл} = 10^8 \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$ время испарения капли практически не зависит от плотности. При плотностях плазмы $n_{пл} > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ наблюдается существенное уменьшение времени испарения капель, что связано с ростом мощности передаваемой капле ионами и электронами плазмы (рис. 1). Принимая во внимание, что скорость движения капель в плазме вакуумной дуги $10^2 \dots 10^4 \text{ см/с}$, капли, удовлетворяющие условию $D < D_{кр2}$, могут быть испарены на длине пролета порядка метра.

Таблица. Критические размеры капель некоторых элементов.

		$n_{пл} = 1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$	$n_{пл} = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$n_{пл} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$
Al	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	221	408	
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	23	24	51
Cu	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	104	132	
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	23	24	51
Au	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	102	129	
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	22	24	48
Pt	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	25	26	58
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	4	4	4
Ti	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	21	22	43
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	6	6	7
Mo	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	11	11	15
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	3	3	4
W	$D_{кр1} \text{ (мкм)}$	5	5	6
	$D_{кр2} \text{ (мкм)}$	2	2	2

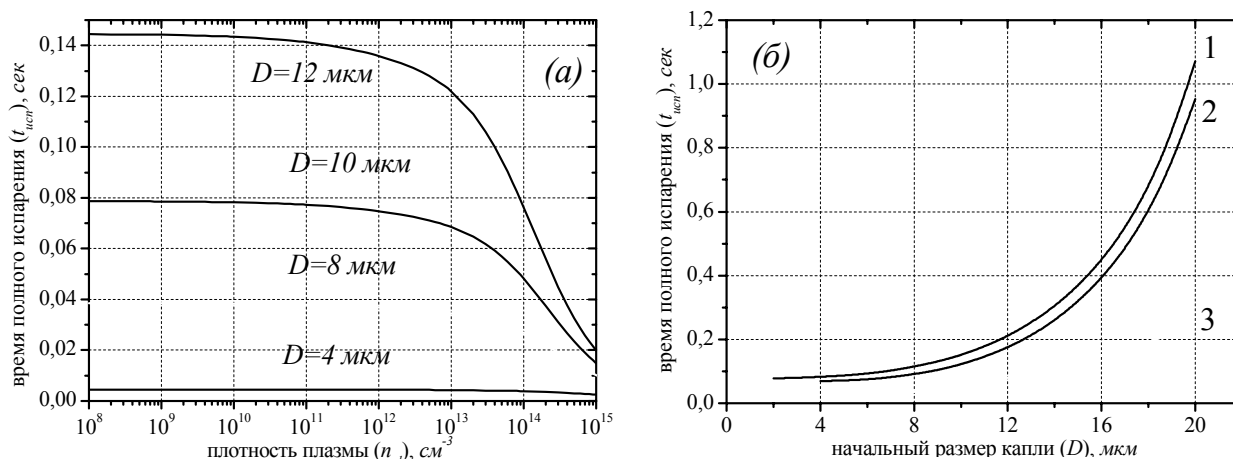


Рис. 4. Зависимость времени полного испарения медных капель:

а) от значения плотности плазмы для разных начальных размеров капель; б) от значения начального размера при разных значениях плотности плазмы 1– $n_{пл} = 1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, 2– $n_{пл} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 3– $n_{пл} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

ВЫВОДЫ

Таким образом, показана принципиальная возможность испарения или уменьшения размеров определенной части капель в плазменном потоке вакуумной дуги. Показано, что испарение капель в неизотермической плазме вакуумно-дугового разряда происходит, главным образом, под действием бомбардировки капель ионами. Эффективность испарения капельной фазы растет с увеличением плотности плазмы. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых и усовершенствовании уже существующих дуговых испа-

рителей с целью увеличения качества покрытий и эффективности метода вакуумно-дугового нанесения покрытий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kimblin C.W. Erosion and ionization in the cathode spot region of vacuum arcs // J. Appl. Phys. - 1973. - Vol.44. - №7. - P. 3074-3081.
2. Daalder J.E. Components of cathode erosion in vacuum arcs // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1976. - Vol.9. - №11. - P. 2379-2395.
3. 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.
4. Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А., Дружинина Н.Н. Разрушение металлов катодным пятном дуги в вакууме // ЖТФ.- 1969.-Т.39. - Вып.6.-С. 1061-1065.
5. McClure G.W. Plasma expansion as a cause of metal displacement in vacuum arc spots // J. Appl. Phys. -1974. -Vol.45. -№5.- P. 2078-2084
6. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. -М.:Наука, 1970. -520 с.
7. Aksenov I.I. Magnetically filtered vacuum-arc plasma deposition systems // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (8) -2002. -№5. -P. 139-141.

THE DYNAMICS OF DROP PHASE IN PLASMA OF LOW PRESSURE ARC DISCHARGE

A.A. Bizyukov, E.V. Romashchenko*, K.N. Sereda, A.D. Chibisov, A.Y. Kashaba

Kharkiv National University, 31 Kurchatov Ave., Kharkiv, 61108, Ukraine;

**East-Ukrainian National University, 1 Vatutin Str., Lugansk, 91034, Ukraine;*

E-mail: bizyukov@htuni.kharkov.ua

The possibility of evaporation or decrease in size of particular part of drops from cathode material in a plasma stream of vacuum arc due to their evaporation by charged particle streams in the mass transfer space was shown. It was shown that depending on initial sizes of the drops they can be cooled, heated to defined temperature or evaporated. The efficiency of drop phase evaporation grows with increasing plasma density. It was shown that the evaporation of drops in nonisothermal low pressure arc discharge plasma occurs mainly under effect of ion bombardment of drops.

KEY WORDS: arc discharge, drop phase, evaporation of drops, coating quality.