03;04

Механизм „отстрела“ и перемещения газовых пузырьков в объеме жидкости при искровом разряде

© *И.О. Явтушенко, А.М. Орлов, С.В. Жарков*

Ульяновский государственный университет
E-mail: yavigor@mail.ru, am-orlov@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 февраля 2012 г.

Исследованы условия возбуждения импульсного плазменного разряда на поверхности обрабатываемого металла (Cu), погруженного в проводящий водный раствор. Катодная поляризация Cu осуществлялась с помощью высоковольтной конденсаторной батареи ($4\,\mu$F), заряжаемой после каждого разряда до $U = 200-1100$ V. Установлено, что электрическому пробою, длившемуся не более $0.1\,\mu$s, всегда предшествует образование на поляризуемой поверхности небольших по размеру ($r \approx 37-40\,\mu$m) водородных пузырьков, на образование которых затрачивается $139-159\,\mu$s. Рассмотрен механизм пассивации обрабатываемой поверхности водородными пузырьками, синхронно „отстреливаемыми“ с поверхности электрода искровым разрядом. По согласованности экспериментальных и расчетных данных найдены основные параметры, определяющие кинетику срыва пузырьков с электродной поверхности при различных U на блоке конденсаторов.

Электрогидродинамические явления, сопровождаемые плазменным разрядом, играют важную роль в процессах формирования плазмоидов (типа шаровых молний) над водной поверхностью [1] и вспученностей на поверхности жидкости (конуса Тейлора) [2], постоянно колеблющихся со строго фиксируемой частотой в широком диапазоне прикладываемых напряжений [3]. Электрогидродинамические эффекты оказывают определяющее влияние и на работу высоковольтного оборудования [4,5], а также на режимы электроэрозионной обработки [6] и плазменной полировки металлов [7] в кислородосодержащих электролитах, где непрерывно образующиеся газовые пузырьки радикально воздействуют на тепловые и транспортные потоки жидкости. Однако, несмотря на важность рассматриваемой проблемы, механизм активизации пузырьков, отвечающих за тепло- и массообмен в зоне

плазменных преобразований, до настоящего времени практически не рассмотрен [1,4]. Ниже представленные результаты пытаются восполнить этот пробел.

При изучении стартового механизма возбуждения плазменного разряда на поверхности обрабатываемого металла, погруженного в проводящий водный раствор, было обнаружено [8], что визуально фиксируемому искровому разряду всегда предшествует спонтанно возникающий шум, сопровождаемый отскакиванием („отстрелом“) пузырьков (газовых включений) от катодно-поляризуемой поверхности в глубь раствора. Учитывая чрезвычайно важную роль газовых включений в механизме зарождения плазмы и в перегруппировке транспортных потоков жидкости, мы изучили режимы возбуждения и кинетику последующего вытеснения пузырьков от поверхности их зарождения. Поскольку при искровом разряде взаимное расположение электродов играет определяющую роль в кинетике отрыва пузырьков от поверхности, то на этой стадии исследований мы использовали схему с вертикальным расположением электродов.

Используемая в опытах установка представляла собой стеклянную емкость с внутренним диаметром $\varnothing 63$ и высотой 115 mm, на 4/5 заполненную 1%-ным водным раствором серной кислоты. Рабочим электродом (катодом), расположенным сверху, служила торцевая часть медного цилиндра $\varnothing 7.8$ mm, частично погруженного в раствор. Его боковая поверхность экранировалась электротехническим лаком [9]. Противоэлектродом (анодом) служил запрессованный в резиновую пробку графитовый стержень $\varnothing 6$ mm. Пробка с выступающим электродом (35 mm) герметично фиксировалась в донном отверстии стеклянной емкости. Такое соотношение рабочих площадей способствовало возбуждению плазменного разряда только на медном электроде.

Источником напряжения ($200 < U_c < 1100$ V) являлась батарея конденсаторов (в дальнейшем „конденсатор“ общей емкостью $C = 4\,\mu$F), заряжаемая высоковольтным зарядным устройством, отключаемым перед разрядом. Положительный полюс конденсатора соединялся с графитовым электродом, отрицательный — заземлялся. Поляризация электродов предварительно выбранным напряжением происходила замыканием токоподводящего провода медного электрода на массу. Все процессы, протекающие на поляризованном электроде и в его окружении, регистрировались 12-мегапиксельным цифровым зеркальным фотоаппаратом „Canon EOS 450D“ и цифровой видеокамерой „Sony HDR-UX1E“ с покадровой разверткой.

В представленной работе, в отличие от тепловых механизмов образования пузырьков за счет испарения воды [10], газовые включения формировались за счет электролиза. При подаче катодного потенциала на торце электрода площадью S, в соответствии с законом Фарадея, активно выделяется водород, молекулы которого группируются в стремительно растущие пузырьки, экранирующие поверхность и увеличивающие истинную плотность тока по отношению к геометрической, хотя питающее напряжение на разряжающемся конденсаторе быстро снижается. В момент искрового разряда в пузырьках конденсатор полностью разряжается и последующая кинетика их перемещения никак не связана в электрическим полем.

Электрический пробой газовой рубашки реализуется при достаточно полной экранизации ($\theta = \pi r^2 N/S > 0.932$ [3]) электрода мельчайшими пузырьками радиусом r. В результате практически весь потенциал падает в тонком пограничном слое электролита, ограниченного по высоте экваториальными размерами пассивирующих пузырьков ($2r$). Их электрический пробой происходит при таком сочетании потенциала U_b и радиуса r, которые удовлетворяют условию $U_b = 2rE$, где E — напряженность электрического поля, при котором происходит пробой пузырьков, тут же отстреливаемых в объем жидкости. При используемых U_c число отстреливаемых пузырьков N настолько велико, а их радиус настолько мал, что количественная оценка N и r по фотофиксации оказалась невозможной. Однако эти параметры могут быть рассчитаны теоретически, если известны краевой угол смачивания φ [8], коэффициент диффузии D [9], поддерживающий транспорт выделяемого H_2 к своим стокам (пузырькам), сопротивление ячейки $R_e = 26\,\Omega$ и время роста пузырьков до пробойного значения $t = t_b$. Действительно, если перед пробоем каждый пузырек окружен диффузионной зоной протяженностью $2\sqrt{Dt_b}$, то $N \approx S/(\pi(r + 2\sqrt{Dt_b})^2)$. Подстановка этого значения в θ связывает r и t_b: $r = 2\sqrt{\theta D t_b}/(1 - \sqrt{\theta})$. С другой стороны, r может быть представлен и через U_b: $r = U_b/(2E) = U_c \exp(-t_b/(R_e C))/(2E)$. Совместный учет этих r определяет t_b:

$$\exp\big(-t_b/(R_e C)\big)\big/\sqrt{t_b} = 4E\sqrt{\theta D}/U_c(1 - \sqrt{\theta})\big|_{\theta=0.932}. \qquad (1)$$

Как показывают расчеты, в диапазоне $U = 750-1100\,\mathrm{V}$ время формирования пузырьков до предпробойных размеров ограничивается $139-159\,\mu\mathrm{s}$ соответственно, в то время как длительность искрового разряда, провоцирующего „отстрел“, не превышает и $0.1\,\mu\mathrm{s}$, что в

Таблица 1. Расчетные данные скорости циркулирующего потока и радиуса присоединенной жидкости с локализованным в ней пузырьком, обеспечивающие согласование теории с экспериментом

U_c, V	Скорость циркулирующего потока, m/s	Изменение радиуса присоединенной массы R_L, m
850	$V(t) = 0.13\exp(-t/0.00588) + 0.06\exp(-t/0.05215) - 6.8\text{e}{-5}$	$R_L(t) = 5.02137\text{e}{-5}\exp(-t/0.00116) + 3.92084\text{e}{-5}$
950	$V(t) = 0.087\exp(-t/0.049) + 0.237\exp(-t/0.0055) + 0.0014$	$R_L(t) = 4.99053\text{e}{-5}\exp(-t/9.26007\text{e}{-6}) + 3.96834\text{e}{-5}$
1000	$V(t) = 0.1351\exp(-t/0.050) + 0.292\exp(-t/0.0039) + 0.00195$	$R_L(t) = 6.16537\text{e}{-5}\exp(-t/8.01142\text{e}{-4}) + 3.9694\text{e}{-5}$
1100	$V(t) = 1.616\exp(-t/0.0022) + 0.197\exp(-t/0.042) + 0.0035$	$R_L(t) = 7.15483\text{E}{-5}\exp(-t/5.00154\text{e}{-4}) + 4.01244\text{e}{-5}$

1390–1590 раз меньше отведенного для роста пузырьков времени. Основные результаты этих расчетов представлены в табл. 1. Видно, что на долю каждого разрядного импульса в пузырьке приходится тем больший заряд и энергия $W = 0.5CU_b^2/N$, чем выше U_c и U_b. Это согласуется с экспериментальным характером изменения $x(U_c)$.

Поведение пузырьков на электроде зависит от прикладываемого напряжения. Если $U_c < U_b$, то пузырьки, не имея возможности всплыть, прижимаются подъемной силой Архимеда к торцевой поверхности медного электрода и, разрастаясь (при повышенных допробойных U_c), иногда вытесняют друг друга с торца электрода путем радиального их скольжения в периферийные зоны, покидая которые, всплывают. Так что транспорт газовых пузырьков в этом режиме, если и имеет место, то обеспечивается только тангенциальной составляющей, вызванной взаимным вытеснением разрастающихся пузырьков. Но их поведение меняется, если реализуется режим искрового разряда, разогревающий газовую атмосферу. Из-за вязкого сопротивления жидкости объем включения не успевает полностью отреагировать на мгновенно выросшую температуру. Результатом такой инерционности является стремительный рост давления в пузырьке и его „отстрел“ из приэлектродной области в глубь раствора. Тангенциальная составляющая в этом режиме никогда не фиксируется. Следует отметить, что коллективный „отстрел“ пузырьков от электродной поверхности приводит к циркуляции жидкости, отмеченой стрелками на рис. 1. Поперечное сечение нисходящей ветви этого потока соответствует площади медного электрода, так что „отстреливаемые“ пузырьки дополнительно увлекаются вниз нисходящим потоком, что требует учета при кинетическом анализе отстреливаемых газовых включений в отсутствие электрического поля.

Отрывающиеся от электрода пузырьки с перегретым газом быстро охлаждаются почти до комнатной температуры (по расчетам за $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ s) и, постепенно замедляясь, останавливаются в толще электролита с последующим всплытием к поверхности с постоянной скоростью, быстро устанавливаемой после непродолжительного переходного интервала (рис. 2). Линейный характер изменения $x(t)$ на этапе всплытия пузырьков свидетельствует об уравновешивании подъемной силы вязким сопротивлением жидкости. Это явление хорошо изучено и не представляет особого интереса. Следует лишь обратить внимание на уменьшение скорости всплытия пузырьков с ростом U, указывающей на пропорциональное увеличение радиуса „отстреливаемых“ пузырьков с

Таблица 2. Экспериментальные (U_c, x), расчетные (t_b, r, N, U_b, v_0, T) и согласующие (R_L, k) данные, обеспечивающие полное соответствие теории эксперименту (рис. 2)

U_c, V	x, mm	t_b, μs	r, μm	N, шт	$U_b = 2rE$, V	v_0, m/s	T, K	$R_L(0)$, μm	k	Перераспределение заряда Q между выделяемым водородом $Q_{H_2} = C(U_c - U_b)$, полным $\Sigma Q_{dc} = CU_b$ и единичным $Q_{dc} = CU_b/N$ разрядным импульсом			
										$Q = CU_c$, 10^{-4}C	Q_{H_2}, 10^{-4}C	ΣQ_{dc}, 10^{-4}C	Q_{dc}, 10^{-8}C
850	3.3	139.0	37.2	10233	223.3	0.175	850	88.4	1.10	34	25.068	8.932	8.72
950	5.3	147.5	38.3	9644	230.0	0.45	950	96.2	1.15	38	28.8	9.2	9.54
1000	8.1	151.5	38.9	9392	233.1	0.85	1000	101.4	1.20	40	30.676	9.324	9.93
1100	12.6	158.9	39.8	8954	238.8	3.0	1100	111.7	1.30	44	34.448	9.552	10.67

Примечание: U_c — стартовое напряжение разрядки конденсатора; x — глубина погружения пузырьков; N — количество пузырьков в „отстреливаемом“ пакете; t_b — вычисленное по уравнению (1) время роста пузырька до „отстрела“; v_0 — стартовая скорость пузырька при отстреле; T и k — температура и коэффициент расширения пузырька при искровом разряде; $R_L(0)$ — стартовый радиус пузырька с присоединенной массой жидкости при „отстреле“. При расчетах $D = 3.2 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{m^2/c}$; $R_e = 26\,\Omega$.

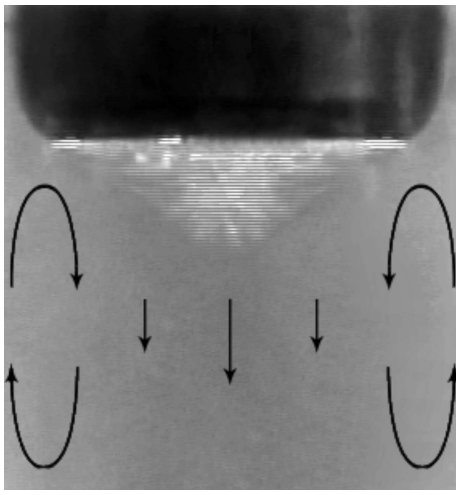

Рис. 1. „Отстрел“ газовых пузырьков от поверхности медного электрода при катодной поляризации ($t \leqslant 0.04$ s). Стрелками показана циркуляция электролита под электродной поверхностью.

напряжением, что согласуется с теоретической оценкой r, представленной в табл. 2.

При описании регистрируемых здесь явлений воспользуемся классическими представлениями о перемещении сферических объектов в жидкой среде, для чего введем обозначения, присвоив подстрочный индекс G параметрам, относящимся к пузырькам, а L — водному раствору. Пусть m_G и M_L — локализованная в пузырьке масса газа и масса перемещаемой вместе с пузырьком присоединенной жидкости; R_L — радиус присоединенной массы жидкости с локализованным в ней пузырьком радиусом r; ρ — плотность; η — динамическая вязкость раствора; g — ускорение свободного падения; T_r и T — комнатная температура и температура в пузырьке на финише искрового разряда; F — сила; t — время; v_0 и $v = v_c + v_L$ — стартовая и текущая скорость пузырька, приобретенная при искровом разряде и измеряемая относительно неподвижного электрода; v_c — скорость перемещения пузырька с присоединенной массой в массиве циркулирующей жидкости, замед-

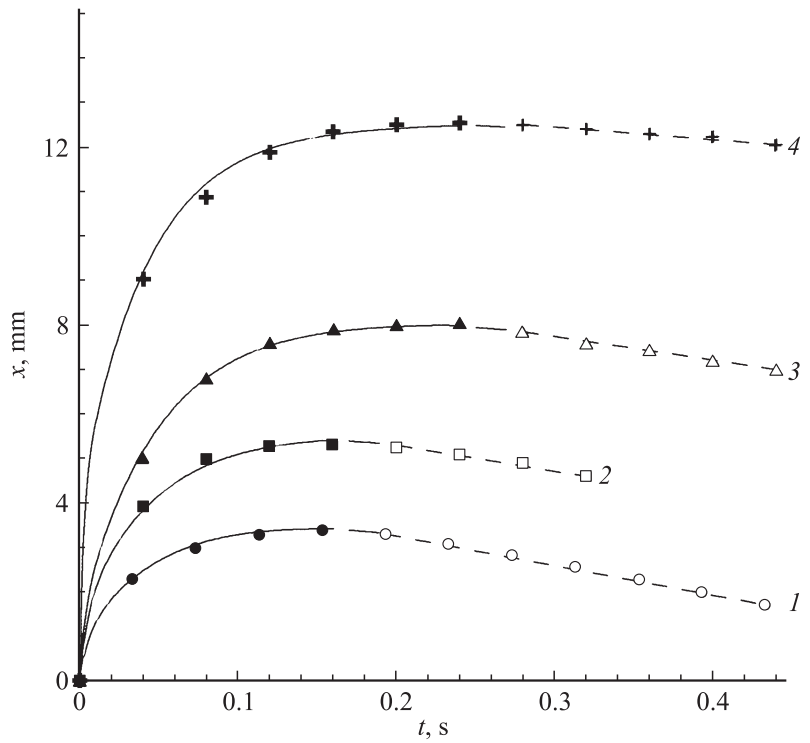

Рис. 2. Глубина погружения пузырьков $x(t)$ при искровом разряде: *1* — $U = 850$ V; *2* — 950 V; *3* — 1000 V; *4* — 1100 V. Сплошные линии и темные точки отражают этап погружения пузырьков, пунктирные линии и светлые точки — этап всплытия пузырьков. Точки — эксперимент, сплошные линии — результат теоретических расчетов.

ляющей свое движение по эмпирическому закону, представленному в табл. 1.

Динамика движения пузырька в глубь раствора, обладающего начальной скоростью, определяется силой тяжести $m_G g = 4/3\pi r^3 \rho_G g$, выталкивающей силой Архимеда $m_L g = 4/3\pi r^3 \rho_L g$ и силами вязкого сопротивления среды при турбулентном $(F_t = \pi\rho_L v^2 r^2)$ и ламинарном $(F_l = 6\pi\eta v r)$ характере перемещения жидкости.

Представленные на рис. 1 типичные результаты фоторегистрации „отстреливаемых“ пузырьков построены с учетом компьютерной обработки снимков покадровой развертки. Движение тела в жидкости с большой начальной скоростью требует о днозначного учета присоединенной массы жидкости, т.е. той массы раствора $M_L \gg m_L$, которая перемещается вместе с пузырьком в циркулирующем потоке и геометрический размер которой определяет вязкое сопротивление раствора. Учет этой массы в балансе действующих сил

$$(m_G + M_L)\dot{v} = (4/3)\pi r^3 \rho_G g - (4/3)\pi r^3 \rho_L g - \pi R_L^2 \rho_L v^2, \qquad (2)$$

исходя из критерия $v\rho \gg \eta/R_L$, указывает на турбулентный режим перемещения пузырька с присоединенной к нему жидкостью.

При погружении присоединенная масса, за счет вязкого сопротивления жидкости, уменьшается и вместе с пузырьком замедляется, переходя в ламинарный режим:

$$(m_G + M_L)\dot{v} = (4/3)\pi r^3 \rho_G g - (4/3)\pi r^3 \rho_L g - 6\pi\eta R_L v. \qquad (3)$$

Простые преобразования (2) и (3) дают соответственно

$$\dot{v} + b_t v^2 = G \quad \text{и} \quad \dot{v} + b_l v = G, \qquad (4)$$

в котором $b_t = \pi R_L^2 \rho_L/(m_G + M_L)$, $b_l = 6\pi R_L \eta/(m_G + M_L)$ и $G = (1 - (m_L + M_L)/(m_G + M_L))g$.

Представим результат решения (3) в виде двух уравнений:
турбулентный режим

$$v_t(t) = \left(\sqrt{G}/\sqrt{b_t}\right)\left(2/(1 - C_1 \exp(-2\sqrt{b_t G}\, t)) - 1\right), \qquad (5)$$

ламинарный режим

$$v_l(t) = C_2 e^{-b_l t} + G/b_l. \qquad (6)$$

Тогда глубина погружения пузырька на первом (турбулентном) этапе описывается уравнением

$$x(t) = (1/2b_t)\ln\left((b_t/4G)(C_3 \exp(2\sqrt{b_t G}\, t) - C_4)^2\right) - \sqrt{G}\, t/\sqrt{b_t}; \qquad (7)$$

на втором (ламинарном) этапе

$$x(t) = C_5 e^{-b_l t} + b_l t/G + C_6. \qquad (8)$$

Постоянные интегрирования C_i в (5)–(8) определяются граничными условиями, учитывающими конечную скорость $v = 0$ при максимальном погружении на глубину $x(t, U)$ за время t и стартовый режим $x(0) = 0$. Располагая экспериментальными значениями $x(t)$, мы рассчитали $v(0)$ при различных напряжениях U.

Переход от турбулентного режима к ламинарному для $U = 850\,\mathrm{V}$ происходит при достижении пузырьком $r = 65\,\mu\mathrm{m}$ скорости $\sim 10^{-3}\,\mathrm{m/s}$, причем время начала этого перехода увеличивается с повышением потенциала на конденсаторе. Результаты расчетов, проведенных по уравнениям (7), (8), представлены линиями соответствующих кривых. Наилучшая согласованность с экспериментом получена для случая, когда уменьшение радиуса присоединенной массы во времени подчиняется экспоненциальному закону (табл. 1).

Сопоставление экспериментальных данных рис. 2 с теоретической моделью позволяет говорить об увеличении температуры искрового разряда с ростом прикладываемого потенциала ($U = 850–1100\,\mathrm{V}$) от 850 до 1100°C, что в свою очередь способствует увлечению большей массы присоединенной жидкости вместе с „отстреливаемым“ пузырьком и возрастанию начальной скорости отрыва пузырька (см. таблицу).

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что катодная электролитно-плазменная обработка металлов всегда начинается с „отстрела“ газовых пузырьков в объем циркулирующего раствора. Их перемещение меняет транспортные потоки жидкости, способствуя интенсивному теплообмену и обновлению раствора около обрабатываемой поверхности. Установлен турбулентно-ламинарный режим перемещения пузырьков с присоединенной массой, меняющейся в процессе их погружения. Из согласования расчетных и экспериментальных данных установлены кинетические параметры уменьшающейся во времени присоединенной массы.

Список литературы

[1] *Шишкин А.Г.* Математическое моделирование электродинамических процессов в плазменных установках: Диссертация. М.: МГУ, 2010.

[2] *Зубарев Н.М.* Формирование особенностей на свободной поверхности жидкостей в электрическом поле: Диссертация. Екатеринбург, 2002. 208 с.

[3] *Орлов А.М., Явтушенко И.О., Чурилов М.В.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т 36. В. 12. С. 30–38.

[4] *Кузько А.Е.* Исследование электрофизических процессов в электрогидродинамических устройствах: Диссертация. Курск, 2002. 167 с.
[5] *Горшков В.Н., Чабан М.Г.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 11. С. 1–9.
[6] *Немилов Е.Ф.* Электроэрозионная обработка материалов. Л.: Машиностроение, 1983. 160 с.
[7] *Михайлов А.Н., Михайлова Е.А.* // High technologies of mashine-building. Kharkiv: NTU „KhPI“, 2010. № 17. С. 1–5.
[8] *Орлов А.М., Явтушенко И.О., Журавлёва А.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 2. С. 60–65.
[9] *Орлов А.М., Явтушенко И.О., Чурилов М.В.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 10. С. 44–49.
[10] *Григорьев А.И., Ширяев С.О., Жаров А.Н.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 11. С. 10–13.