

01;03;04

О переносе энергии и формировании электрического тока в окрестности опущенного в электролит, сильно нагретого протекающим током электрода

© А.И. Григорьев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150000 Ярославль, Россия
e-mail: grig@uniyar.ac.ru

(Поступило в Редакцию 16 июля 2003 г. В окончательной редакции 4 октября 2003 г.)

На физическом уровне строгости проведено модельное рассмотрение физических процессов, реализующихся при электролитном нагреве металлического электрода, когда в его окрестности имеет место интенсивное испарение электролита. На основе принципа наименьшей скорости рассеяния энергии в неравновесных процессах Онзагера найдены доли тепловой энергии, выделяющейся в парогазовой оболочке при протекании тока между металлическим электродом, опущенным в электролит, и поверхностью электролита, идущие на нагревание и испарение электролита и на нагрев пара. Выяснилось, что температура пара электролита превышает ≈ 1300 К. Получены аналитические выражения для таких характеристик процесса, как толщина паровой оболочки, давление пара электролита и скорость, с которой пар вытекает из разрядной зоны. Выяснилось, что полевое испарение с термической активацией отрицательных ионов с поверхности электролита не может обеспечить протекание в системе электрического тока с плотностью, фиксируемой в экспериментах, но обеспечивает генерацию свободных электронов у поверхности электролита, появляющихся при распаде ионов в актах столкновения с возбужденными молекулами.

1. Феномен сильно (до $T \sim 1000$ К) разогрева электрода, опущенного в электролит, когда между электродом и электролитом приложена разность потенциалов ($U \approx 100\text{--}200$ В) и в системе течет электрический ток большой величины (с плотностью $j \sim 0.1\text{--}1$ А/см²), известен с конца позапрошлого века и широко используется в различных технических и технологических приборах и устройствах (см., например, [1–5] и указанную там литературу). Тем не менее большая часть проведенных количественных оценок выполнена лишь на техническом уровне строгости. До настоящего времени физические процессы, имеющие место при реализации данного феномена, во многом непонятны и их корректных теоретических моделей не существует. В частности, непонятен физический механизм формирования электрического тока между электродом и электролитом (в нижеследующих построениях для определенности, говоря об электролитах, будем иметь в виду водные растворы электролитов).

Согласно существующим представлениям [1–4], толщина парогазовой оболочки, разделяющей нагреваемый электрод и электролит, мала ($h \leq 100$ мкм), давление пара p немного (на $\Delta p \sim 0.1p_*$) превышает атмосферное p_* и при используемых разностях потенциалов U возможность зажигания стационарного электрического разряда не очевидна. В самом деле, из экспериментов с разрядами между металлическими электродами известно [6,7], что при значениях величины произведения ph порядка единиц (где p измеряется в мм Hg, h — в см), как это имеет место при электролитном нагреве, разность потенциалов U , при которой зажигается стационарный разряд, существенно превышает 200 В для

воздуха и чистых газов, из которых состоит воздух (для водяных паров данных нет), тогда как весь анализируемый феномен реализуется при $U \leq 200$ В. В пользу тех же сомнений свидетельствует и факт наличия большой работы выхода электрона с поверхности воды (≈ 6.2 эВ [8]), означающий весьма малую вероятность появления свободных электронов за счет автоэлектронной эмиссии у отрицательно заряженной поверхности электролита. Указанные обстоятельства не позволяют провести и корректных расчетов температуры парогазового слоя и нагреваемого электрода, хотя этому вопросу уделяется достаточно много внимания [2,9,10].

В нижеследующем изложении рассмотрим некоторые закономерности формирования электрического тока, текущего в системе в стационарном состоянии, и распределения Ленц–Джоулева тепла, выделяющегося при этом. Для определенности примем, что нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а водный раствор электролита при отрицательном.

2. Пусть плотность тока, текущего в системе в стационарном состоянии под действием разности потенциалов U , есть j . При этом носители отрицательного заряда (электроны и отрицательно заряженные ионы), которые могут эмиттироваться заряженной поверхностью электролита, всю приобретаемую у электрического поля энергию eU (здесь e — заряд электрона) теряют в паровой оболочке, разделяющей электроды, на столкновения с нейтральными молекулами и положительно заряженными ионами. В итоге в объеме $V = h \cdot 1$ см² ежесекундно выделяется тепловая энергия $W = U \cdot j$, идущая на испарение электролита и нагревание пара и электролита (теплоотводом через токоподводящие

контакты от металлического электрода пренебрегаем). Естественно задаться вопросом, в какой пропорции делится выделяющееся тепло между указанными его стоками.

Пусть на нагревание и испарение электролита идет α -я часть выделяющегося тепла, из которого β -я часть пойдет именно на испарение. Причем β будет функцией α : $\beta = \beta(\alpha)$, что представляется достаточно очевидным из общезначимых соображений. В самом деле, при малых α большая часть тепла, поступающего внутрь электролита, будет отводиться от поверхности внутрь объема электролита за счет теплопроводности и пойдет на его нагревание. При больших α , наоборот, большая часть поступающего тепла уйдет на испарение, поскольку скорость отвода тепла внутрь объема электролита ограничена небольшими величинами градиента температуры, который может иметь место в жидкости с достаточно низко (по сравнению с температурой пара и нагреваемого электрода) температурой кипения. В итоге ежесекундно с единицы площади поверхности раствора будет испаряться его масса

$$m = \alpha \cdot \beta(\alpha) \cdot W \lambda^{-1}, \quad (1)$$

λ — удельная теплота парообразования.

На нагревание пара пойдет тепло $(1 - \alpha)W$

$$mc(T)(T - T_0) = (1 - \alpha)W, \quad (2)$$

$c(T)$ — зависящая от температуры удельная теплоемкость пара; T_0 — начальная температура пара, которую естественно принять равной температуре кипения электролита.

Подставим (1) в (2) и из получившегося соотношения выразим температуру конечного состояния T

$$T = T_0 + \frac{\lambda}{cT} \cdot \frac{1 - \alpha}{\alpha \cdot \beta(\alpha)}. \quad (3)$$

Скорость возрастания энтропии в указанном процессе определится соотношением

$$\dot{S} \equiv \frac{dS}{dt} = \frac{W}{T}.$$

Потребуем, чтобы в силу принципа минимальности скорости возрастания энтропии в неравновесных процессах Онзагера [11] \dot{S} была экстремальна по свободному параметру α . Для этого приравняем нулю производную от \dot{S} по α и найдем явный вид зависимости $\beta = \beta(\alpha)$, при которой будет выполняться такое равенство. В итоге при пренебрежении не очень сильной зависимостью теплоемкости пара от температуры (при изменении температуры водяного пара от 400 до 1400 К его теплоемкость увеличивается на $\approx 20\%$ [12]) получим дифференциальное уравнение, связывающее два введенных параметра α и β ,

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{\beta}{\alpha(\alpha - 1)}$$

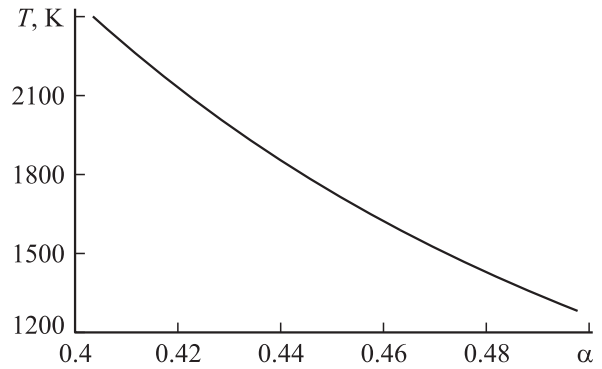


Рис. 1. Зависимость температуры перегретого пара T от величины свободного параметра α .

с граничным условием $\beta(0) = 0$. Откуда несложно найти

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}.$$

Из требования $\beta < 1$ легко найти, что диапазон изменения α ограничен условиями $0 < \alpha \leq 1/2$.

Теперь из (3) можно оценить и температуру перегретого пара как функцию α , принимая (как это будет показано ниже), что его давление лишь незначительно превышает атмосферное, $\lambda \approx 2.25 \text{ kJ/g}$, $c_p \approx 2.47 \text{ J/g} \cdot \text{K}$. Численные расчеты показывают, что температура пара сильно зависит от α и всегда превышает $T \approx 1284 \text{ K}$ (такая температура достигается при $\alpha = 1/2$). Значение параметра $\alpha = 1/2$ физически нереально, а значит, истинная температура пара больше указанного значения, но вряд ли намного. Трудно ожидать, что температура пара существенно превысит $\approx 1500 \text{ K}$. Ограничение же не величину температуры пара накладывает ограничение и на возможный диапазон изменения параметра α . Для дальнейшего примем, что α изменяется в диапазоне: $0.45 \leq \alpha < 0.5$. График зависимости температуры пара от свободного параметра α , построенный (в несколько более широком диапазоне изменения параметра α) в пренебрежении зависимостью теплоемкости пара от температуры, приведен на рис. 1. В нижеследующих оценках плотность перегретого пара электролита будем брать при температуре $T \approx 1500 \text{ K}$ и давлении, мало отличающимся от атмосферного: $\rho \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^{-3}$ [12].

3. Оценим теперь величину давления перегретого пара в паровой оболочке и скорость, с которой пар движется относительно поверхности электролита. Для этого примем, что нагреваемый электрод имеет форму параллелепипеда с основанием длиной a , шириной b , который опущен в электролит на глубину c , а толщина паровой оболочки h постоянная и не зависит от координат ее измерения. Тогда полная площадь поверхности нагреваемого электрода, через которую течет электрический ток, определится простым выражением $\Sigma = a \cdot b + 2(a + b)c$, а площадь канала в окрестности

электрода, через который из разрядной зоны удаляется под действием перепада давлений перегретый пар: $s = 2(a + b)h$. Скорость, с которой пар выходит из разрядной зоны, обозначим u и составим уравнение баланса массы пара

$$\rho_s u = \alpha^2 W \Sigma / (1 - \alpha) \lambda. \quad (4)$$

В (4) выражение, стоящее в правой части, определяет массу пара, образующегося в единицу времени при испарении электролита, а выражение, стоящее слева, определяет массу пара, покидающего разрядную зону в тот же интервал времени. Отсюда можно выразить скорость u через неизвестную толщину парового слоя h и физические параметры, контролируемые в эксперименте,

$$u = \frac{\alpha^2 U j [ab + 2(a + b)c]}{2(1 - \alpha) \rho \lambda h (a + b)}. \quad (5)$$

Свяжем теперь величину давления пара p с толщиной паровой оболочки h и со скоростью u на основе уравнения Бернулли, моделируя пар идеальной несжимаемой жидкостью. Обозначим индексом 0 значения физических характеристик пара, взятых в центре основания нагреваемого электрода, и звездочкой — взятых у поверхности электролита в месте выхода пара. Тогда получим

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 = p_* + \frac{1}{2} \rho_* u_*^2,$$

p_0 — давление пара у основания нагреваемого электрода, в его центре; p_* — атмосферное давление.

Для нижеследующих оценок примем, что $u_0 = 0$, $u_* \equiv u$, $\rho_0 = \rho_* \equiv \rho$. В итоге получим

$$\Delta p \equiv p_0 - p_* = \frac{1}{2} \rho u^2, \quad (6)$$

где u определяется соотношением (5).

Перепад давлений Δp обеспечивает существование паровой оболочки (в окрестности электрода) толщиной h и смещение на $(c + h)$ свободной электролита, противолежащей нагреваемому электроду, от естественного в поле силы тяжести положения. Следовательно,

$$\rho_e g (c + h) = p_0 - p_* = \frac{1}{2} \rho u^2,$$

или

$$h = \frac{\rho u^2}{2g\rho_e} - c, \quad (7)$$

ρ_e — плотность раствора электролита.

Из (5)–(7) видно, что все искомые характеристики $p_0 - p_*$, h , u зависят от геометрии электрода и глубины погружения основания электрода в раствор электролита.

Подставляя в (7) выражение (5), несложно получить уравнение для определения толщины паровой прослойки

$$(c + h)h^2 = \frac{\rho}{2g\rho_e} \left(\frac{\alpha^2 U j [ab + 2(a + b)c]}{2(1 - \alpha) \rho \lambda (a + b)} \right)^2. \quad (8)$$

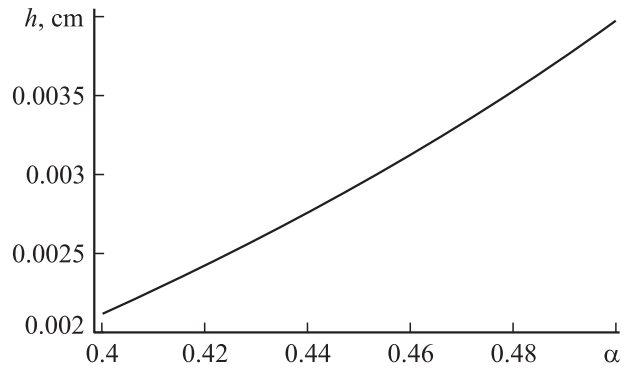


Рис. 2. Зависимость толщины паровой прослойки h , разделяющей электролит и нагреваемый металлический электрод, от величины свободного параметра α .

При $U = 150$ В, $j = 0.2$ А/см² · с, $a = b = 1$ см, $c = 0.5$ см, $\rho_e \approx 1$ г/см³, $\alpha = 19/40$ и принятых выше значениях остальных физических величин из (5)–(7) несложно найти: $T = 1485.8$ К, $h \approx 0.0035$ см = 35 мкм, $u \approx 8111$ см/с, $p_0 - p_* \approx 4934$ дин/см².

Полученное значение для перепада давлений Δp хорошо согласуется с принятым выше при оценках предположением о малости отклонения давления пара от атмосферного. Найденное высокое значение скорости пара свидетельствует в пользу высказанного в [5] утверждения о возможности развития на границе раздела пар–электролит неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Но этот вопрос нуждается в отдельном исследовании, так же как и вопрос о вкладе в физическую картину феномена неустойчивости Тонкса–Френкеля заряженной поверхности электролита.

На рис. 2–4 приведены зависимости от свободного параметра α искомых величин $\Delta p \equiv p_0 - p_*$, h , u , полученные при принятых выше значениях физических величин. Несложно видеть, что характеристики процесса $p_0 - p_*$, h , u слабо зависят от величины параметра α . Сильнее всего от α зависит толщина паровой прослойки h , которая тем не менее изменяется в достаточно узком диапазоне значений от ≈ 30 до ≈ 40 мкм при

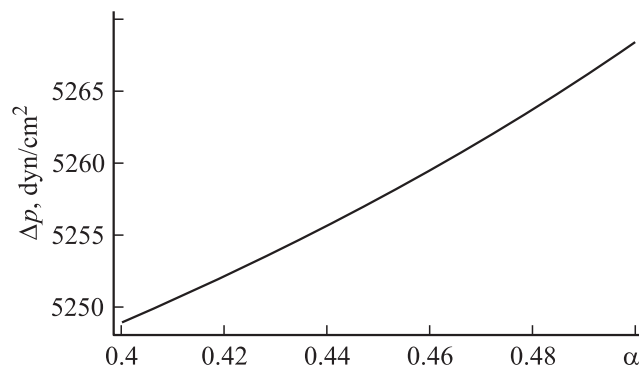


Рис. 3. Зависимость превышения давления перегретого пара над атмосферным $\Delta p \equiv (p_0 - p_*)$ от величины свободного параметра α .

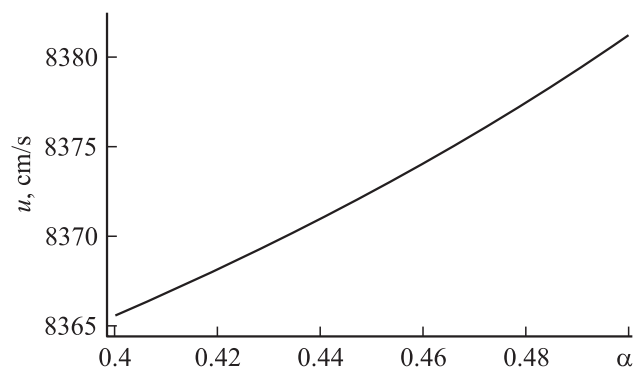


Рис. 4. Зависимость скорости u , с которой пар покидает разрядный промежуток, от величины свободного параметра α .

изменении α от 0.45 до 0.5. Данное обстоятельство представляется важным, поскольку этот параметр не определяется экспериментально и выводится лишь из грубых косвенных оценок, тогда как от его величины зависит величина напряженности электрического поля, в котором реализуется разряд между поверхностью электролита и металлическим электродом. Что же касается перепада давлений и скорости пара, то они изменяются с варьированием α весьма мало: при изменении α от 0.4 до 0.5 изменение этих величин составляет порядка десятой доли процента.

4. На основе полученной выше оценки толщины паровой прослойки h при $\alpha = 19/40$ рассмотрим возможные закономерности реализации электрического разряда между поверхностью жидкого раствора электролита и нагреваемым электродом. Сразу следует отметить, что, несмотря на большое количество выполненных экспериментальных исследований, до сих пор специально никто не изучал особенности электрического разряда между поверхностью электролита и нагреваемым электродом (некоторые предварительные результаты получены в [4]). В этой связи до проведения специальных экспериментов ничего определенного об этом типе разряда сказать пока нельзя. В настоящее время с достоверностью можно утверждать следующее: а) разряд между поверхностью электролита и нагреваемым электродом является самостоятельным, реализуется в паровой среде при давлениях, немного больших атмосферного, и сравнительно малых значениях приложенной к разрядному промежутку разности потенциалов; б) ионы, эмиттируемые заряженной поверхностью электролита, играют определяющую роль в формировании разряда, хотя и не могут обеспечить регистрируемую в экспериментах плотность электрического тока, изменяющуюся в пределах от 0.1 до 1 А/см².

В связи с упоминавшейся выше большой работой выхода электронов с поверхности воды (водных растворов электролитов) традиционно в работах по исследованию электролитного нагрева с отрицательным потенциалом на электролите принято считать, что электрический ток между поверхностью электролита и нагреваемым

электродом переносится отрицательными ионами, эмиттированными с поверхности электролита [3,9,10]. Тем не менее строгого расчета возможной величины плотности тока при таком виде носителей заряда до сих пор проведено не было ввиду упоминавшегося выше утилитарно-технического подхода к проблеме и из-за ее сложности.

Если говорить о возможности попадания отрицательных ионов с поверхности электролита в паровую фазу, то существует только один физически обоснованный путь — полевое испарение ионов с термической активацией процесса [5]. Впрочем, термин „полево испарение“ подразумевает существенный вклад электрического поля в константу скорости испарения, который имеет место при напряженностях электрического поля вблизи поверхности, с которой испаряется ион, ≥ 1 В/нм. Согласно полученным выше оценкам, напряженность электрического поля у поверхности электролита определится соотношением $e \approx V/h \approx 43$ кВ/см. Очевидно, что поле такой величины не может обеспечить эффективного полевого испарения ионов и корректно говорить лишь о тепловом их испарении в присутствии слабого (в смысле вклада в константу скорости испарения) электрического поля. При этом роль поля сводится к удалению от поверхности электролита испарившихся ионов. Чтобы тепловое испарение ионов было эффективным, необходимо, чтобы энергия активации такого процесса была не очень велика: не намного превышала энергию активации теплового испарения молекулы растворителя, которая для водных растворов электролитов равна ≈ 0.42 эВ. По-видимому, именно этот критерий и является основным в вопросе о природе электролита, в котором имеет место электролитный нагрев.

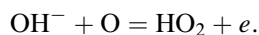
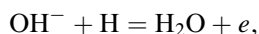
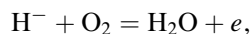
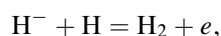
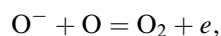
Так, на основе данных [5,13] энергию активации испарения иона Cl^- из раствора NaCl можно оценить в ≈ 1.5 эВ, что обеспечивает появление отрицательных ионов у поверхности электролита со скоростью на много порядков большей скорости появления электронов за счет автоэлектронной эмиссии. Испарению ионов из раствора электролита может способствовать и эффект резонансного поглощения сольватированными ионами на поверхности электролита ультрафиолетового излучения из разрядной плазмы [14, с. 181]. При этом на время порядка десятка периодов осцилляций сольвата энергия поглощенного кванта света будет содержаться в сольвате, повышая его эффективную неравновесную температуру (под которой будем понимать меру энергии, приходящейся на один атом) на несколько сотен градусов. Такого кратковременного повышения локальной температуры в окрестности иона может оказаться достаточным для его теплового испарения на том же временном интервале.

Подводя итог сказанному выше, можно утверждать, что с наибольшей вероятностью отрицательно заряженные ионы будут появляться у заряженной поверхности электролита за счет чисто теплового испарения. Но тем не менее тепловое испарение ионов при имеющихся, согласно проведенным оценкам, электрических полях

не сможет обеспечить существование электрического тока с регистрируемыми в экспериментах плотностями $j \sim [0.1-1] \text{ A/cm}^2$.

В самом деле, константа теплового испарения ионов даже при энергиях активации их испарения $\sim 1 \text{ eV}$ будет много меньше единицы (при учете локального неравновесного нагрева при поглощении ультрафиолетового кванта — порядка единицы), в то время как поверхностная концентрация однозарядных отрицательных ионов на поверхности электролита будет порядка $U/4\pi h e \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2$. Следовательно, плотность тока ионов будет на много порядков меньше регистрируемой в экспериментах. Кроме того, известно [7], что ионы, движущиеся в разрядной плазме, при существующих, согласно оценкам, электрических полях и температурах не смогут не только ионизировать нейтральные атомы и молекулы пара, приводя к возникновению электронных лавин, но даже возбуждать нейтральные атомы из-за малой скорости движения. В итоге неизбежно приходим к выводу, что в реальности большая часть электрического тока между поверхностью электролита и нагреваемым электродом обеспечивается не ионами, а электронами. И все же именно ионы, эмиттируемые заряженной поверхностью электролита, играют определяющую роль в формировании разряда, поскольку далеко не все возможные типы электролитов приводят к возникновению разрядов обсуждаемого типа и к разогреву металлических электродов, но лишь в некоторых, критериев априорного отбора которых до настоящего времени не существует [2]. Чаще всего используются электролиты $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ — перхлорат аммония, NH_4NO_3 — нитрат аммония, NH_4Cl — хлорид аммония, H_2SO_4 — серная кислота. Так какой же может быть роль отрицательных ионов?

Согласно сказанному выше, давление пара у поверхности достаточно высокое и дальнейшая судьба испаренных отрицательных ионов определится процессами столкновений с нейтральными молекулами и атомами пара, в том числе и с возбужденными, концентрация которых в условиях разряда с плотностью тока $0.1-1 \text{ A/cm}^2$ должна быть весьма высокой (примерно на порядок будет превосходить количество электронов, приходящих на нагреваемый электрод [12]). Столкновение же отрицательного тона с возбужденной молекулой может происходить с освобождением электрона [15]. В частности, в плазме газового разряда в парах воды будут идти реакции [15]



В указанных реакциях константы скорости изменяются от единицы до десятков $10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ и помимо электрона будет также выделяться энергия порядка единиц eV.

Такие столкновения обеспечат появление у поверхности электролита свободных электронов, которые в электрических полях указанной величины смогут порождать электронные лавины. След каждой электронной лавины будет содержать большое количество положительно заряженных ионов, в том числе и ионов H^+ , которые, оседая на отрицательно заряженной поверхности водного раствора электролита, за счет эффекта Пеннинга смогут выбивать с поверхности электролита свободные электроны [7]. В самом деле, энергия ионизации атома водорода составляет $\approx 13.5 \text{ eV}$, тогда как работа выхода электрона из воды не превышает $\approx 6.2 \text{ eV}$ [8], т.е. необходимое условие реализации эффекта (энергия ионизации атома должна более чем вдвое превышать работу выхода электрона из электролита) выполняется. Этот эффект обеспечит еще один источник появления свободных электронов у поверхности электролита, которые в свою очередь будут вызывать электронные лавины, приводить к появлению положительных ионов H^+ и большого количества возбужденных атомов.

Таким образом, роль отрицательных ионов, испаряющихся с поверхности электролита со скоростью, меньшей $10^{10} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, сводится к освобождению электронов, которые в свою очередь, порождая электронные лавины, обеспечивают протекание тока и появление большого количества положительных ионов, вносящих свой вклад в генерацию свободных электронов у поверхности электролита за счет эффекта Пеннинга.

Следует отметить, что описанная разрядная ситуация никак не учитывает возможности реализации на заряженной поверхности электролита комбинации неустойчивостей Кельвина–Гельмгольца и Тонкса–Френкеля, которые могут сопровождаться эмиссией в межэлектродное пространство высокодисперсных сильно заряженных капелек [5,16–18], что дополнительно усложнит физическую картину разряда.

Все сказанное выше относится к ситуации, когда нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а электролит — при отрицательном. При смене полярности приложенной разности потенциалов сам феномен электролитного нагрева также может иметь место, но процессы в разрядной плазме будут идти при определяющей роли элементарных процессов на нагретом металлическом электроде. Такая разрядная ситуация составляет предмет отдельного экспериментального и теоретического рассмотрения.

Заключение

Проведенное теоретическое модельное исследование физических закономерностей реализации электроразрядного нагрева металлического электрода, опущенного в электролит, позволило физически корректно оценить толщину и температуру паровой прослойки, разделяющей электролит и электрод, скорость пара, с которой он покидает разрядный промежуток и давление пара у основания нагреваемого электрода. Качественный анализ механизма электрического разряда между

отрицательно заряженной поверхностью электролита и положительно заряженным металлическим электродом указал на существенную роль испарения отрицательных ионов с поверхности электролита (обеспечивающих при своем разрушении поступление свободных электронов в фазный промежуток) в формировании разряда.

Список литературы

- [1] Поляков О.В., Баковец В.В. // Химия высоких энергий. 1983. Т. 17. № 4. С. 291–295.
- [2] Словецкий Д.И., Терентьев С.Д., Плеханов В.Д. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 2. С. 353–359.
- [3] Белкин П.Н., Ганчар В.И., Петров Ю.Н. // ДАН СССР. 1986. Т. 291. № 5. С. 1116–1119.
- [4] Гайсин Ф.М., Сон Э.Е., Шакиров Ю.И. Объемный разряд в парогазовой среде между твердым и жидким электродами. М.: Изд-во ВЗПИ, 1990. 88 с.
- [5] Ширяева С.О., Григорьев А.И., Морозов В.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 21–27.
- [6] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961. 323 с.
- [7] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [8] Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1981. 339 с.
- [9] Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. // Электрон. обраб. материалов. 2002. № 3. С. 24–30.
- [10] Белкин П.Н., Белихов А.Б. // ИФЖ. 2002. Т. 75. № 6. С. 19–24.
- [11] Yang Ch.C.T., Song Ch.C.S. // Encyclopedia of Fluid Mechanics. Vol. 1. Flow Phenomena and Measurement. Houston; London; Paris; Tokyo: Gulf Publishing Company, 1986. P. 353–399.
- [12] Вукалович М.П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Машгиз, 1950. 96 с.
- [13] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [14] Измайлов Н.А. Электрохимия растворов. М.: Химия, 1976. 488 с.
- [15] Смирнов Б.Н. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.
- [16] Габович М.Д. // УФН. 1983. Т. 140. Вып. 1. С. 137–151.
- [17] Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. // J. Sci. Expl. 1991. Vol. 5. N 2. P. 163–190.
- [18] Григорьев А.И., Кузьмичев Ю.Б. // Электрон. обраб. материалов. 2002. № 3. С. 30–32.