

А.И. Григорьев, С.О. Ширяева, В.В. Морозов

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОЛИТНОГО НАГРЕВА

*Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,  
ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия*

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 не может превышать  $\approx 1284$  К. Получены аналитические выражения для таких характеристик процесса как толщина паровой оболочки, давление пара электролита и скорость, с которой пар вытекает из разрядной зоны. Оценено влияние на параметры процесса теплопотерь из зоны протекания тока. Показано, что основным источником теплопотерь является тепловое излучение нагретого электрода.

Если металлический электрод опустить в электропроводный сосуд, заполненный жидким электролитом, и приложить к электроду и сосуду разность потенциалов  $U \sim 100$  В, то вследствие выделения джоулева тепла при протекании электрического тока, температура электрода увеличится до температуры, большей температуры кипения электролита, и вблизи поверхности электрода образуется паровая прослойка толщиной  $h$  порядка сотен микрометров, отделяющая его от электролита. Дальнейшее выделение джоулева тепла в электроде и паровой оболочке приведет к разогреву электрода до еще большей температуры  $T \approx 1000$  К, а паровой оболочки до  $\approx 1300$  К и установится стационарный режим протекания тока. Величина плотности тока, текущего в такой системе, достаточно велика  $j > 0,1$  А/см<sup>2</sup>. Разогрев электрода, по всей видимости, происходит за счет его теплообмена с паровой оболочкой, которая разогревается вследствие плохой электропроводности и малой теплоемкости, а также за счет энергии ионов обуславливающих ток, ускоряемых в сильном приэлектродном электростатическом поле. Температура электролита в объеме, вдали от электрода, при этом лишь незначительно превышает комнатную.

Описанная картина электролитного разогрева электрода, опущенного в электролит, когда между электродом и электролитом приложена разность потенциалов  $U$ , сложилась на уровне феноменологии еще в конце позапрошлого века. В настоящее время описанный феномен широко используется в различных технических и технологических приборах и устройствах (см., например, [1–10] и указанную там литературу).

Тем не менее, к настоящему времени не существует единой точки зрения на физические процессы, реализующиеся при электролитном нагреве электрода. Во многих своих физических чертах электролитный разогрев электрода непонятен. В частности, основные физические характеристики процесса: толщина и температура парогазовой оболочки, скорость выхода пара, давление пара в парогазовой оболочке не измеряются в прямых экспериментах, но лишь оцениваются на основе косвенных данных или на основе не всегда строгих теоретических теплофизических расчетов. Непонятна природа регистрируемых в экспериментах пульсаций тока. Не исследована роль неустойчивости границы раздела электролит-пар по отношению к поверхностному заряду и тангенциальному скачку на ней поля скоростей. Достоверно можно утверждать лишь следующее: толщина парогазовой оболочки, разделяющей нагреваемый электрод и электролит, мала ( $h \approx 100$  м), давление пара электролита  $p$  немного (на  $\Delta p \sim 0,1p^*$ ) превышает атмосферное  $p^*$ , температура пара весьма высока ( $T \geq 1000$  К),

также как и плотность тока  $j \sim 0,1-1 \text{ А/см}^2$ .

В нижеследующем изложении рассмотрим некоторые закономерности распределения Ленц–Джоулева тепла, выделяющегося при протекании электрического тока, между теплопотерями, затратами на испарение электролита и нагревание пара, принимая во внимание то обстоятельство, что мы имеем дело со стационарным неравновесным термодинамическим процессом [11]. Для определенности примем, что нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а водный раствор электролита при отрицательном. Все рассмотрение проведем, придерживаясь схемы рассуждений, использованной ранее в [11], не повторяя, однако, допущенных там ошибок и некорректностей.

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  $V = h \cdot 1 \text{ см}^2$  ежесекундно выделяется тепловая энергия  $W = U \cdot j$ , идущая на испарение электролита, нагревание пара и частично теряющаяся вследствие отвода тепла в токоподводящие провода, идущая на нагревание электролита и тепловое излучение с поверхности наружной части нагреваемого электрода.

Пусть на нагревание и испарение электролита идет  $\alpha$  часть выделяющегося тепла. То есть через единичную площадку невозмущенной границы раздела электролит-пар в электролит будет втекать тепловая энергия  $\alpha \cdot W$ , из которой  $\beta$  часть пойдет именно на испарение. Иначе говоря, на испарение электролита будет затрачено тепло:  $\alpha \cdot \beta(\alpha) \cdot W$ . Причем  $\beta$  будет функцией  $\alpha$ :  $\beta = \beta(\alpha)$ , что представляется достаточно очевидным из общефизических соображений. В самом деле, при малых  $\alpha$  большая часть тепла, поступающего внутрь электролита, будет отводиться от поверхности внутрь объема электролита за счет теплопроводности и пойдет на его нагревание. При больших  $\alpha$ , 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 низкой (по сравнению с температурой пара и нагреваемого электрода) температурой кипения. В итоге ежесекундно с единицы площади поверхности раствора будет испаряться его масса:

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

$\eta$  – удельная теплота парообразования.

На нагревание электролита (на теплоотвод в жидкий электролит) пойдет тепло  $\alpha(1 - \beta) \cdot W$ . На нагревание пара и на теплопотери с нагреваемого электрода будет затрачено тепло  $(1 - \alpha) \cdot W$ . На нагревание пара пойдет часть тепла равная  $(1 - \alpha)(1 - \gamma)W$  (параметр  $\gamma$  изменяется в пределах:  $0 < \gamma < 1$ ). В итоге уравнение теплового баланса феномена разогрева пара примет вид:

$$m \cdot c(T) \cdot (T - T_0) = (1 - \alpha) \cdot (1 - \gamma) \cdot W; \quad (2)$$

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

На теплопотери с нагреваемого электрода уйдет тепло:  $(1 - \alpha)\gamma W$ .

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

$$T = T_0 + \frac{\eta}{c(T)} \cdot \frac{(1 - \alpha)(1 - \gamma)}{\alpha \cdot \beta(\alpha)}. \quad (3)$$

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 [12]  $\dot{S}$  была экстремальна по свободному параметру  $\alpha$ . Для этого приравняем нулю производную от  $\dot{S}$  по  $\alpha$ , принимая во внимание то обстоятельство, что температура пара согласно (3) является функцией свободного параметра  $T = T(\alpha)$ . Функцией свободного параметра является и скорость тепловыделения  $W = W(\alpha)$ , но в отличие от температуры для записи этой зависимости в явном виде нет физически ясных оснований. В самом деле, скорость джоулева тепловыделения кроме “задаваемой руками” разности потенциалов  $U$  пропорциональна плотности тока, которая в свою очередь определяется через концентрации нейтральных и заряженных частиц и частоты

столкновений частиц друг с другом. Физически очевидно, что концентрации и частоты столкновений частиц будут зависеть от количества тепловой энергии в единице объема газа (плазмы), или, что то же самое, от свободного параметра  $\alpha$ . Вот только явный вид такой зависимости не представляется возможным выписать в явном виде в виду большой сложности элементарных и коллективных процессов в плазме парогазовой оболочки, окружающей нагреваемый электрод [13]. Задаваясь различными модельными видами зависимости  $W = W(\alpha)$ , основанными на разной степени правдоподобности физическими аргументами, можно получить различные зависимости от  $\alpha$  и основных параметров электролитного нагрева [11]. В этой связи на существующем уровне понимания процессов в парогазовой оболочке, окружающей нагреваемый электрод, единственно, что можно с достоверностью утверждать так это то, что скорость тепловыделения как-то зависит от температуры:  $W = W(T)$ . Не конкретизируя вида этой зависимости, запишем условие экстремальности по  $\alpha$  скорости увеличения энтропии при протекании тока в парогазовой оболочке в виде:

$$\frac{d}{d\alpha} \dot{S} = \frac{d}{d\alpha} \left( \frac{W(T(\alpha))}{T(\alpha)} \right) = 0.$$

В весьма широком диапазоне возможных зависимостей  $W = W(T)$  искомая производная будет иметь вид:

$$\frac{d}{d\alpha} \left( \frac{W(T(\alpha))}{T(\alpha)} \right) = \left( \frac{-W(T(\alpha)) + T(\alpha) \cdot \frac{dW}{dT}}{T(\alpha)^2} \right) \cdot \frac{dT}{d\alpha} = 0.$$

Получившееся уравнение имеет два решения:  $W \sim T$  и  $T = \text{const}$ . Первое решение лишено смысла, поскольку конкретизирует физически неопределенную ситуацию и потому работать нужно со вторым, из которого следует, что температура парогазовой среды не зависит от свободного параметра  $\alpha$  и является постоянной. Согласно (3):

$$T = T_0 + \frac{\eta(1-\gamma)}{c(T)}. \quad (3a)$$

Кроме того, из условия  $T = \text{const}$  следует связь между параметрами  $\alpha$  и  $\beta$ :

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

Из требования  $\beta < 1$  легко найти, что диапазон изменения  $\alpha$  ограничен условиями:  $1/2 < \alpha \leq 1$ . Теперь из (3a) можно оценить и максимально достижимую при  $\gamma = 0$  температуру перегретого пара. Примем (как это будет показано ниже), что давление пара лишь незначительно превышает атмосферное, что  $\eta \approx 2,25$  кДж/г. Для оценки величины слабо зависящей от температуры теплоемкости парогазовой смеси возьмем среднюю величину  $C_p \approx 2,47$  Дж/г·К [14]. В итоге при  $T_0 = 373$  К получим, что максимально достижимая температура пара  $T \approx 1284$  К.

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  $h$  постоянна и не зависит от координат ее измерения. Тогда полная площадь поверхности нагреваемого электрода, через которую течет электрический ток (или площадь электролита с которой имеет место его испарение), 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 плотностью  $\rho$  выходит из разрядной зоны, обозначим  $u$  и с учетом (1) и найденной связи между  $\alpha$  и  $\beta$  составим уравнение баланса массы пара:

$$\rho \cdot s \cdot u = \frac{(1-\alpha) \cdot W \cdot \Sigma}{\eta}. \quad (4)$$

В (4) выражение, стоящее в правой части, определяет массу пара, образующегося в окрестности электрода 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  $u$  с которой пар выходит наружу из разрядного промежутка через неизвестную толщину парового слоя  $h$  и физические параметры, контролируемые в эксперименте:

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

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 индексом «\*» взятых у поверхности электролита в месте выхода пара. Тогда получим:

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

$p_0$  – 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:

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

где  $u$  определяется соотношением (5).

Перепад давлений  $\Delta p$  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:

$$\rho_e \cdot g \cdot (c+h) = p_0 - p_* = \frac{1}{2} \rho \cdot u^2; \quad (7)$$

$\rho_e$  – 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  $h$ :

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

Это алгебраическое уравнение третьей степени, имеющее два комплексно сопряженных корня, не представляющих интереса в контексте проводимого рассмотрения, и один вещественный, величину которого и наиболее характерные зависимости от входящих физических параметров легко оценить в приближении  $c \gg h$ :

$$h \approx \left( \frac{(1-\alpha) \cdot U \cdot j \cdot [a \cdot b + 2(a+b)c]}{2 \cdot \rho \cdot \eta \cdot (a+b)} \right) \sqrt{\frac{\rho}{2\rho_e \cdot g \cdot c}}.$$

Подставляя это выражение в (5) несложно найти, что скорость, с которой пар покидает разрядный промежуток, не зависит от свободного параметра  $\alpha$ . Согласно (6) не зависит от  $\alpha$  и перепад давлений между основанием нагреваемого электрода и окружающей средой.

Чтобы найти значение толщины парогазовой оболочки  $h$  необходимо задаться конкретным значением свободного параметра  $\alpha$ . Как будет показано ниже параметр  $\alpha$  мало отличается от 0,5, поэтому для оценок примем  $\alpha = 0,5$ . Тогда при  $U = 150$  В  $j = 0,2$  А/см<sup>2</sup>·с,  $a = b = 1$  см,  $c = 0,5$  см,  $\rho_e \approx 1$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> [14] и принятых выше значениях остальных физических величин из (5) – (7) несложно найти  $h \approx 0,013$  см = 130 мк,  $u \approx 26$  м/с,  $p_0 - p_* \approx 490$  дин/см<sup>2</sup>.

Полученное значение для перепада давлений  $\Delta p$  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 [10] утверждения о возможности развития на границе раздела: пар-электролит неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Но этот вопрос нуждается в отдельном исследовании, также как и вопрос о вкладе в физическую картину феномена неустойчивости Тонкса–Френкеля заряженной поверхности электролита.

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  $\alpha$  весьма мало: при изменении  $\alpha$  от 0,4 до 0,5 изменение этих величин составляет порядка десятой доли процента.

Попробуем оценить по порядку величины реальное значение параметров  $\alpha$  и  $\beta$ . Для этого посчитаем величину теплопотерь в стационарном процессе за счет теплоотвода в электролит. Решение проведем в простейшей декартовой геометрии, в которой ось OX направлена перпендикулярно свободной поверхности электролита внутрь жидкости, считая, что глубина погружения электрода в жидкость много меньше характерных поперечных линейных размеров электрода:  $c \ll a, b$ , и что поток тепла плотностью  $\vec{q}$  считается по закону Фурье:  $\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}(T)$ .

Математическая формулировка задачи о расчете стационарного поля температур в декартовой системе координат с началом на границе раздела сред в безграничном по осям OY и OZ плоском слое жидкости толщиной L, верхняя граница которого поддерживается при температуре кипения электролита  $T_k$ , а нижняя при постоянной температуре окружающей среды  $T_*$ , имеет вид:

$$\Delta T = 0; \quad x = 0: \quad T = T_k; \quad x = L: \quad T = T_*.$$

Решение такой задачи имеет вид:  $T = -(T_k - T_*)/L \cdot x + T_k$ . Подставляя это выражение для температуры в закон Фурье, найдем для количества тепла отводимого в единицу времени с единицы площади поверхности электролита в его объем следующее выражение:

$$q = \lambda \frac{T_k - T_*}{L}. \quad (9)$$

Учтем теперь, что согласно сказанному в п.2, в единицу времени через единицу площади поверхности электролита в его объем ежесекундно втекает количество тепла:  $\alpha \cdot (1 - \beta) \cdot U \cdot j$ , и получим оценку значения параметра  $\alpha$  в виде:

$$\alpha \cdot (1 - \beta) \cdot U \cdot j \equiv (2\alpha - 1) \cdot U \cdot j = \lambda \frac{T_k - T_*}{L};$$

или 
$$\alpha = \frac{1}{2} \left( 1 + \lambda \frac{T_k - T_*}{L \cdot U \cdot j} \right). \quad (10)$$

Принимая для оценки  $U = 150$  В,  $j = 0,2$  А/см<sup>2</sup> · с,  $L = 10$  см,  $T_* = 293$  К,  $T_k = 373$  К,  $\lambda = 0,65$  Вт/м·К, получим  $\alpha \approx 0,500085$ . Принимая во внимание найденную выше связь параметров  $\alpha$  и  $\beta$  получим оценку  $\beta$ :  $\beta \approx 0,9997$ .

Несложные оценки показывают, что теплопотери с нагреваемого электрода, определяющие величину параметра  $\gamma$ , в основном объясняются тепловым излучением электрода, теплоотвод же через токоподводящие провода по сравнению с ним пренебрежимо мал.

Примем, что наружная поверхность нагреваемого электрода имеет температуру  $T = 900$  К, а площадь его поверхности, с которой имеет место тепловое излучение, равна  $s = 1$  см<sup>2</sup>. Оценим теплопотери на излучение на основе формулы Больцмана:  $q_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$ , где  $\varepsilon$  – степень черноты электрода, которую положим равной единице,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>К<sup>4</sup> – постоянная Стефана–Больцмана. Согласно сказанному в п.2 теплопотери с нагреваемого электрода определяются выражением:  $(1 - \alpha) \cdot \gamma \cdot U \cdot j \approx 0,5 \cdot \gamma \cdot U \cdot j$ . В итоге для оценки величины параметра  $\gamma$  получим соотношение:  $0,5 \cdot \gamma \cdot U \cdot j = s \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$ , или

$$\gamma = \frac{2 \cdot s \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}{U \cdot j} \approx 0,25.$$

Тогда в соответствии с формулой (3а) температура электролита пара будет равна  $\approx 1056$  К.

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.

Естественно, что проведенное рассмотрение в силу своей модельности описывает лишь схему возможных расчетов. Значения физических параметров, при которых проводились оценки, брались лишь условно приближенными к реальным. Поэтому приведенные расчеты должны быть скорректированы сравнением с реальными экспериментальными данными.

Использованная при проведенном анализе физическая модель должна быть уточнена в смысле выявления явного вида зависимости функции тепловыделения в парогазовой оболочке от параметра  $\alpha$  и от ее температуры. Для достижения этой цели предварительно должны быть тщательно про-

анализированы элементарные процессы рождения – исчезновения заряженных частиц в парогазовой оболочке и их взаимодействия друг с другом и нейтральными частицами, поскольку именно они определяют закономерности выделения тепла.

Дальнейшее развитие модели может идти и в сторону учета ее неравновесности: температура является характеристикой термодинамически равновесной системы тогда как в рассматриваемом феномене термодинамическое равновесие не успевает установиться и молекулы пара и газа вероятнее всего покидают разрядное пространство в возбужденных состояниях, унося с собой избыточную энергию. Это обстоятельство легко обнаруживается, если проанализировать энергетический баланс отдельной молекулы пара.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лазаренко Б. Р., Фурсов С.П., Факторович А.А., Галанина Е.К., Дураджди В.Н. Коммутация тока на границе металл – электролит. Кишинев, 1971. С. 11–13.
2. Лазаренко Б.Р., Дураджди В.Н., Факторович А.А., Брянцев И.В. Об особенностях электролитного нагрева при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1974. № 3. С. 37–40.
3. Дураджди В.Н., Брянцев И.В. Некоторые особенности нагрева металлов в электролитной плазме при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1977. № 1. С. 45–48.
4. Garbarz-Olivier J., Guilpin C. Etude des descharges electriques produites entre l'electrode et la solution lors des effets d'anode et de cathode dans les electrolytes aqueux // J. Chim. Phys. 1975. V. 72. № 2. P. 207–214.
5. Белкин П.Н., Ганчар В.И. Прохождение тока через парогазовую оболочку при анодном электролитном нагреве // Электронная обработка материалов. 1988. № 5. С. 59–62.
6. Ганчар В.И. Параметры теплообмена в процессе анодного электролитного нагрева // Инженерно-физический журнал. 1991. Т. 60. № 1. С. 92–95.
7. Belkin P.N., Ganchar V.I., Davydov A.D. et al. Anodic heating in aqueous solutions of the electrolytes and its use for treating metal surfaces // Surf. Eng. Appl. Electrochemistry. 1997. № 2. P. 1–15.
8. Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. Расчет температуры анодного нагрева // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 24–30.
9. Белкин П.Н., Белихов А.Б. Стационарная температура анода, нагреваемого в водных электролитах // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 6. С. 19–24.
10. Морозов В.В., Ширяева С.О., Григорьев А.И. О роли неустойчивости поверхности жидкости по отношению к собственному заряду в формировании электрического тока при электролитном нагреве электрода // Электронная обработка материалов. 2003. № 4. С. 15–20.
11. Григорьев А.И. О переносе энергии и формировании электрического тока в окрестности опущенного в электролит, сильно нагретого протекающим током электрода // ЖТФ. 2004. Т.74. Вып.5. С.38–43.
12. Yang Ch. C. T., Song Ch. C.S. Theory of minimal energy and minimal energy dissipation rate // Encyclopedia of Fluid Mechanics. Vol.1. Flow Phenomena and Measurement. Houston; London; Paris; Tokyo: Gulf Publishing Company, 1986. P.353–399.
13. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Морозов В.В. О некоторых закономерностях формирования электрического тока в окрестности опущенного в электролит электрода // Электронная обработка материалов. 2004. № 5. С. 16–20.
14. Вукалович М.П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., 1950.

Поступила 03.01.04,  
Переработана 17.01.05

## Summary

On the base of the principal of minimal energy dissipation rate in nonequilibrium processes are found parts of a Lenz-Joul heat energy which are dividing between electrolyte evaporation and its vapor heating. It is found that vapor temperature not exceed  $\approx 1284$  K. Are found the analytical expressions for thickness of vapor shell, vapor pressure and vapor velocity, with which it escape from discharge zone.