

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В УСЛОВИЯХ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА

© 2024 г. В. Е. Виноградов*, П. А. Павлов

ГБУН Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: vinve@mail.ru

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 26.10.2023 г.

Принята к публикации 04.12.2023 г.

В результате исследования дегазации на электроде при протекании импульса тока через электролит выделены режимы, когда газообразные продукты электролиза появляются взрывообразно. Кинетика дегазации исследована по возмущению электрического сопротивления между электродами. Экспериментальные результаты обобщены с применением теории электрокапиллярности и теории флуктуационного зародышеобразования газовой фазы.

DOI: 10.31857/S0040364424020109

ВВЕДЕНИЕ

Проблемы получения кислорода и водорода путем электролиза активно обсуждаются в литературе [1, 2]. В частности, рассматриваются возможности использования импульсного электролиза [3]. В условиях быстрого увеличения тока на поверхности электродов создается высокая концентрация ионов и газовых продуктов электролиза. В результате этого при определенных плотностях тока возможно взрывное вскипание электролита.

Ранее [4] исследовалось вскипание электролита на плоской поверхности анода из нержавеющей стали путем создания импульсов напряжения между катодом и анодом длительностью 10–1000 мкс и амплитудой до 300 В. Вскипание электролита регистрировалось по скачку напряжения между электродами и синхронизированному с ним фотографированию поверхности анода при импульсной подсветке. Предельное пересыщение раствора кислородом, регистрируемое в этих экспериментах, не превышало 10. Оценки предельного пересыщения в рамках теории гомогенного зародышеобразования [5] показывают величину на уровне 1000. Очевидно, в работе [4] имело место гетерогенное образование газовых пузырьков.

В работах [6, 7] исследовалось образование микропузырьков водорода и кислорода в водных растворах N_2SO_4 , $NaCl$ и KI при пропускании тока частотой от 10 до 100 кГц. В качестве анода и катода использовались плоские электроды шириной 20 мкм, напыленные на стекло. Расстояние между закругленными торцами электродов составляло ~20 мкм. Плотность тока достигала 6×10^6 А/м². Процесс образования микропузырьков регистрировался путем микрофотографирования электродов.

На основе анализа времени появления пузырьков на электроде и плотности тока оценивались степень пересыщения электролита водородом и кислородом. Для водорода она составила ~2700, для кислорода ~1200. Сделан вывод о гомогенном зародышеобразовании пузырьков газа в проведенных экспериментах. Отмечаются сложности с расчетом плотности тока в месте образования микропузырьков из-за формы электродов, их взаимного расположения и точного определения времени появления микропузырьков.

Целью данной работы является экспериментальное исследование дегазации раствора КОН в воде на поверхности тонкой платиновой проволоочки и тестирование двух моделей взрывной дегазации в рамках теории гомогенной нуклеации и теории электрокапиллярности.

МОДЕЛИ ВЗРЫВНОЙ ДЕГАЗАЦИИ РАСТВОРА ЭЛЕКТРОЛИТА НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА

Рассматриваются две основные причины взрывной дегазации электролита.

Первая — пересыщение приэлектродной области раствора газообразными продуктами электролиза. Равновесное давление газа в газонасыщенном растворе вблизи электрода в зависимости от концентрации $c(x, t)$ определяется законом Генри [8]

$$p_S(x, t) \approx Hc(x, t). \quad (1)$$

Здесь H — константа Генри, которая слабо зависит от давления; x — расстояние от электрода; t — время насыщения жидкости газом (в случае электролиза оно равно времени протекания тока электролиза).

Согласно закону Фарадея, плотность потока легкокипящего продукта электролиза в момент времени t можно рассчитать по формуле [9]

$$j(t) = \left(\frac{I(t)}{FS} \right) \frac{\mu}{n},$$

где $I(t)$ — сила электрического тока; S — площадь электрода; F — постоянная Фарадея; μ — молекулярный вес газа; n — количество электронов, задействованных в реакции; t — здесь и далее по тексту время протекания тока электролиза.

Концентрация газа на поверхности электрода определяется уравнением диффузии

$$\frac{\partial}{\partial t} c(t, x) = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} c(t, x) \quad (2)$$

с граничными условиями:

$$D \frac{\partial c(t, x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = -j(t); \quad c(t, \infty) = 0, \quad c(0, x) = 0.$$

Решение уравнения (2) для поверхности электрода имеет вид [10]

$$c(0, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi D}} \int_0^t \frac{j(t - \tau)}{\sqrt{\tau}} d\tau.$$

Ключевым для решения задачи оказывается предположение о флуктуационном рождении пузырьков в быстрых процессах.

Удельная объемная частота зародышеобразования применительно к метастабильному электролиту получается равной

$$J(x, t) = Nc(x, t) B \exp\left(-\frac{W_K}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь N — число молекул в единице объема электролита; B — кинетический коэффициент, определяющий скорость роста околокритического пузырька; k — постоянная Больцмана; T — температура эксперимента; W_K — работа образования критического пузырька

$$W_K = \frac{4}{3} \pi \sigma r_K^2, \quad (4)$$

где σ — поверхностное натяжение, r_K — радиус критического пузырька [5, 11]:

$$r_K = \frac{2\sigma}{(p_s(x, t) - p')(1 - \rho'' / \rho')}. \quad (5)$$

Здесь p' — давление в жидкости; ρ' , ρ'' — соответственно плотности жидкости и пара.

В применяемых ударных режимах вскипания [11], как правило, все пузырьки “сидят” на стенке. Поверхностная удельная частота зародышеобразования Y получается интегрированием

обычно применяемой объемной частоты зародышеобразования $J(t)$ по нормальной к поверхности электрода координате x [12, 13]:

$$Y(t) \equiv \int_0^X J(x, t) dx.$$

Здесь $X \leq \infty$ — толщина слоя жидкости над твердой стенкой. Выбор толщины предполагается таким, что все пузырьки в этом слое суммарной площадью своих сечений $s(t)$ экранируют диффузионный поток. В результате удельная (на единицу площади электрода) площадь пара $S_0(t)$, “экранирующая” поверхность электрода к моменту времени t , получается равной

$$S_0(t) = \int_0^t Y(t') s(t - t') dt',$$

где $s(t - t')$ — площадь, экранируемая паровым пузырьком, возникшим в момент времени t' к моменту времени t ; x — нормаль к поверхности электрода. Здесь площадь сухого пятна под одиночным пузырьком, растущим за время t , отождествляется с площадью сечения пузырька. Она рассчитывается по известной теории Рэлея:

$$s(t) = \pi b^2 t^2, \quad b^2 = 2(p_s - p')/(3\rho),$$

$$dR/dt = b = \sqrt{2\Delta p/3\rho},$$

где b — скорость роста радиуса пузырька $R(t) = bt$. Здесь, очевидно, не учтено перекрытие пузырьков.

По предложенной модели взаимодействие пузырьков сведено к простому геометрическому объединению сечений полусфер или сфер, причем их форма вне области объединения остается сферической вплоть до момента формирования сплошной паровой полости.

Применительно к поставленной задаче ситуация упрощается из-за кратковременности процесса в режиме ударного кипения [11]. За полный переход жидкость—пар начальное давление электролита p_0 практически не изменяется из-за резкой зависимости частоты зародышеобразования от давления. Поэтому в расчетах полагаем $p' = p_0$, кроме того, на начальной стадии роста пузырька допустимо приближенное равенство $p'' = p_s(T_0)$.

Следует подчеркнуть, что принятая модель с “сидящими” на стенке пузырями предназначена не только для исследования гетерогенного зародышеобразования.

Если объем перегретой или пересыщенной жидкости сравним или меньше ослабленного пристеночного слоя толщиной с радиус критического

пузырька для данной температуры и давления, то преобладает гетерогенное зародышеобразование. (Под ослабленным пристеночным слоем обычно понимается слой жидкости на твердой поверхности, где возможно уменьшение работы образования критических пузырьков вследствие плохой смачиваемости, шероховатости и т.д.). В настоящих экспериментах ослабленный пристеночный слой имеет толщину, которая, как правило, меньше толщины слоя с гомогенным зародышеобразованием в условиях эксперимента на три порядка. Поэтому предполагается, что в основном наблюдается гомогенное флуктуационное зародышеобразование.

Далее в исследованных процессах изменение температуры и внешнего давления носит второстепенный характер.

В качестве второй причины взрывной дегазации рассмотрим модель разрыва раствора электрическими силами. В данном методе взрывная дегазация раствора электролита вызывается быстрым ростом плотности электрического тока через электролит $i(t)$. При этом резко возрастает концентрация ионов в приэлектродном слое. Число возникающих ионов на единичной поверхности электрода за единицу времени равно $\zeta(t) = i(t)/q$, где q — заряд иона. Полагается, что электролит находится в полупространстве $x \geq 0$, а тело металлического электрода — в смежном полупространстве $x \leq 0$. Сам электролит представляется инертным фоном для продуктов электролиза, обеспечивающим для них диффузию в объеме неподвижной жидкости с коэффициентом диффузии D . Внедрение ионов в электролит можно моделировать в форме краевой задачи второго рода для полупространства $x > 0$ с краевым условием

$$D_e \partial c / \partial x (x = 0) = \zeta(t).$$

Здесь D_e — коэффициент диффузии ионов. Распределение концентрации ионов в полупространстве $x > 0$ получается из решения краевой задачи второго рода [10] с учетом дрейфа зарядов под действием приложенного электрического поля. При этом плотность потока ионов постулируется равной

$$j_e(x, t) = -D_e \frac{\partial c(x, t)}{\partial x} + c(x, t)v,$$

где v — средняя скорость движения ионов под действием электрического поля. При постоянной скорости вдоль оси x уравнение для концентрации ионов имеет вид

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 c(x, t)}{\partial x^2} - v \frac{\partial c(x, t)}{\partial x}. \quad (6)$$

Решение краевой задачи (6) известно [10]:

$$c(x, t) = \exp\left(-t \frac{v^2}{4D_e} - x \frac{v}{2D_e}\right) c^*(x, t), \quad (7)$$

$$c^*(x, t) = \frac{2(\zeta t)}{\sqrt{\pi D_e t}} \exp\left[-\frac{x^2}{4D_e t}\right] - \frac{1}{D_e t} (\zeta t) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_e t}}\right).$$

Решение (7) пригодно для цилиндрической геометрии электрода при условии $\sqrt{D_e t} \ll R^*$, R^* — радиус поверхности электрода. Концентрация ионов на электроде $c(0, t)$ получается равной

$$c(0, t) = \frac{2i(t)t}{q\sqrt{\pi D_e t}} \exp\left(-t \frac{v^2}{4D_e}\right). \quad (8)$$

Толщина заряженного слоя оценочно равна $\sqrt{D_e t}$, а удельный (на единицу площади) заряд слоя составляет $Q \sim i(t)t$.

Этот вариант взрывной дегазации объясняется тем, что суммарный заряд ионов в приповерхностном (двойном) слое из-за электростатического взаимодействия растягивает жидкость, уменьшая поверхностное натяжение или ухудшая смачиваемость электрода [14, 15]. В результате уменьшается работа образования критического зародыша пара и, следовательно, повышается частота флуктуационного зародышеобразования.

Поверхностное натяжение σ внутри двойного слоя зависит от удельного заряда двойного слоя Q . Ориентировочно текущее поверхностное натяжение определяется удельным зарядом Q и напряжением на электроде V

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{Q}{2V} (\varphi_0 + V)^2.$$

Эта формула оценочная, поскольку для расчета V и φ_0 нет достоверных данных.

Поэтому рассмотрим упрощенный способ учета отталкивающего взаимодействия зарядов. Полупространство $x \geq 0$ имеет объемную концентрацию зарядов $c^*(x, t)$. Взаимодействуют (отталкиваются) заряды по закону Кулона на поверхности $x = 0$ с объемным зарядом $qc^*(x, t)$ при минимально возможном расстоянии между зарядами порядка радиуса иона.

Рассмотрим пристеночный слой жидкости толщиной d_K , равной критическому диаметру пузырька. Заряды в этом слое образуют поверхностную плотность зарядов $qc^*(x, t)d_K$. Разрыв этого слоя гарантирует вскипание. Кулоновское (расталкивающее) давление между двумя одинаковыми слоями жидкости площадью S и толщиной d_K , расположенными на среднем расстоянии друг от друга d_K , равно

$$P_e = \frac{K}{\varepsilon} [qc^*(x,t)d_K]^2 \left(\frac{1}{d_K} \right)^2 (S \simeq d_K^2) =$$

$$= \frac{K}{\varepsilon} [qc^*(x,t)d_K]^2, \quad (9)$$

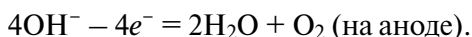
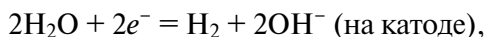
$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \times 10^9 \text{ Н м}^2/\text{Кл}^2,$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ε — диэлектрическая проницаемость раствора электролита.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на установке (рис. 1) с раствором гидроксида калия (KOH) в воде при мольной концентрации KOH до 3% и температуре 25°C. Погрешность измерения температуры не превышала 1°C.

В результате электролиза на электродах происходят следующие реакции:



В качестве активного электрода, на котором исследовался процесс вскипания электролита, использовалась платиновая проволочка диаметром 20 или 30 мкм и длиной ~1 см. Выбор платиновой проволочки обусловлен несколькими причинами. Во-первых, тем, что на этих проволочках

ранее были получены для большого числа жидкостей достижимые перегревы, в пределах погрешности эксперимента совпадающие с расчетами в рамках классической теории нуклеации [5, 11]. Во-вторых, на их поверхности можно получить высокую плотность тока при разумном напряжении на электродах. Второй электрод — пластина из нержавеющей стали шириной 6 мм и длиной 1 см. Пластина помещалась параллельно платиновой проволочке на расстоянии 3–5 мм. Поскольку активный электрод располагался на расстоянии не менее 3 мм от пластины, то различие напряженностей электрического поля на фронтальной и тыльной сторонах проволочки не превышало 1%. Импульсное напряжение между электродами создавалось с помощью генератора одиночных прямоугольных импульсов амплитудой до 90 В и длительностью от 15 до 50 мкс. Плотность тока на платиновом электроде достигала 10^7 А/м^2 .

В зависимости от полярности импульса платиновая проволочка могла быть или анодом, или катодом. В процессе экспериментов записывались осциллограммы тока электролиза. Вскипание (разрыв) раствора на электроде регистрировалось по резкому спаду тока при постоянном напряжении на электродах (рис. 2). На рис. 3 показаны фотографии электрода до и после резкого спада тока электролиза.

По осциллограммам рассчитывался суммарный заряд электричества с момента включения тока до разрыва сплошности раствора на поверхности электрода.

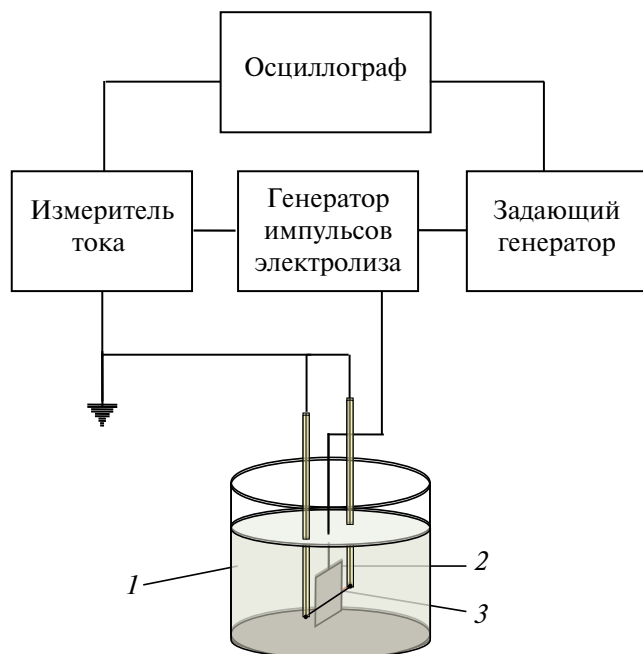


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — корпус ячейки, 2 — пластина из нержавеющей стали, 3 — платиновая проволочка.

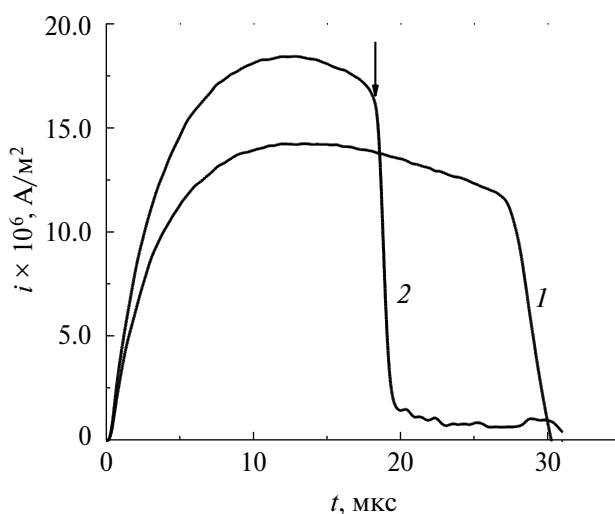


Рис. 2. Осциллограммы плотности тока на платиновом электроде: 1 — нет вскипания, 2 — вскипание на электроде; длительность импульса тока — 30 мкс; стрелка — момент разрыва тока в результате вскипания электролита.

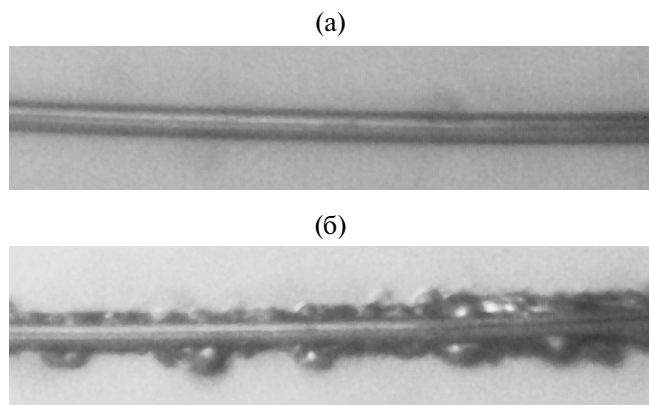


Рис. 3. Фотографии платинового анода на разных стадиях электролиза: (а) – 10 мкс от начала импульса тока, пузырей нет; (б) – 22 мкс от начала импульса тока, разрыв электролита на поверхности анода.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

При температуре 25°C проведены эксперименты по взрывному вскипанию слабого раствора (1.5–3.0%) КОН в воде при плотностях тока от 10^6 до 1.5×10^7 А/м² импульсами тока длительностью от 15 до 50 мкс. Погрешность измерения плотности тока не превышала 7%, времени электролиза – 1%. Измерены зависимости тока электролиза на платиновых аноде и катоде от времени. На основе их анализа на участке резкого падения тока вследствие вскипания электролита рассчитаны частоты нуклеации, реализуемые в экспериментах. Полная активная площадь поверхности электрода вследствие дегазации уменьшается на величину сухой площади $\delta S(t)$, что приводит к падению плотности тока при заданном начальном токе i_0 на величину

$$\delta i = i_0 \delta S(t) = i_0 (1 - \exp(-S_0(t))). \quad (10)$$

Соответственно, зависимость плотности тока при вскипании электролита имеет вид

$$i(t) = i_0 - \delta i(t). \quad (11)$$

На рис. 4 показаны временные зависимости падения плотности тока на аноде, измеренные в экспериментах и рассчитанные по формулам (8), (10), (11) для нескольких частот зародышеобразования. Аналогичные зависимости для катода показаны на рис. 5.

Реализуемая в экспериментах частота нуклеации составляет $\sim 10^{21.5}$ м⁻³с⁻¹ для анода и $\sim 10^{20.5}$ м⁻³с⁻¹ для катода. Разница в реализуемых частотах зародышеобразования на катоде и аноде, вероятно, обусловлена большим вкладом готовых центров нуклеации на катоде вследствие худшей растворимости водорода в воде по сравнению с кислородом.

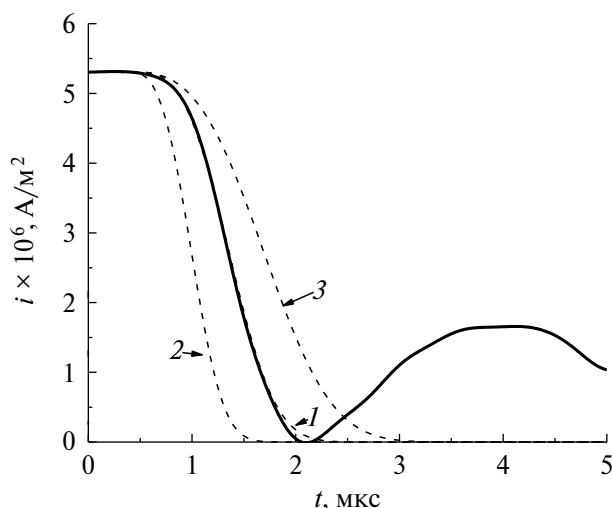


Рис. 4. Сигнал вскипания раствора КОН в воде на аноде: сплошная линия – эксперимент, штриховые линии – расчет по формулам (8), (10), (11); 1 – $J = 10^{21.5}$ м⁻³с⁻¹, 2 – 10^{22} , 3 – 10^{21} .

По токовым осциллограммам для разных плотностей тока рассчитаны суммарный заряд Q и концентрации кислорода на аноде и водорода на катоде в момент резкого падения тока электролиза. На рис. 6 показаны результаты для водорода на катоде. Наблюдается практическая независимость концентрации газа от плотности тока в момент взрывного вскипания электролита. Аналогичная картина наблюдалась в том случае, когда проволочка служила анодом и на ней выделялся кислород.

На основании полученных в экспериментах концентраций газов по формуле (1) рассчитаны равновесные давления p_S , при которых происходит взрывное вскипание электролита. Значения констант Генри для кислорода и водорода в воде взяты из справочника [16].

Рассчитанные из экспериментов давления p_S кислорода находятся в пределах от 110 до 190 МПа. Соответственно, пересыщение – до 1900. В работе [7] пересыщение для кислорода достигало 1200, для водорода – 2700. Расчет предельной прочности раствора КОН в воде, насыщенной кислородом, по формулам (3)–(5) для частоты нуклеации $J = 10^{21.5}$ м⁻³с⁻¹ дает величину 190 МПа. На основании этого можно предположить, что взрывное вскипание электролита на аноде происходит вследствие гомогенной нуклеации, на которую в той или иной степени накладывается вскипание на гетерогенных центрах кипения.

Расчеты для водорода на катоде показывают anomalously высокое давление $p_S \sim 330$ – 370 МПа (пересыщение – до 3700). Это значительно больше того, что предсказывает теория гомогенной нуклеации: ~ 185 МПа. Следует отметить, что

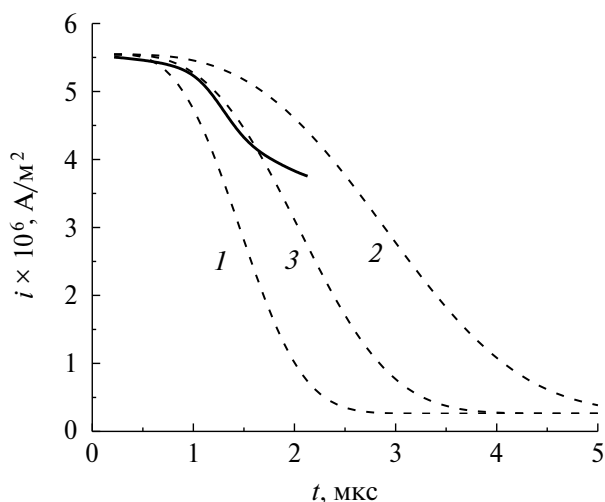


Рис. 5. Сигнал вскипания раствора КОН в воде на катоде: сплошная линия — эксперимент, штриховые линии — расчет по формулам (8), (10), (11); $1 - J = 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $2 - 10^{20}$, $3 - 10^{20.5}$.

соответственное пересыщение 1850 значительно меньше, чем полученное в [7]. Объяснением такого результата может быть ненадежность данных по растворимости и коэффициенту диффузии водорода в воде при высоких давлениях.

По формулам (8), (9) рассчитаны давления разрыва в результате действия кулоновских сил P_e . Диэлектрическая проницаемость электролита в формуле (9) в соответствии с данными работ [17, 18] принималась $\epsilon = 56$. Коэффициент диффузии ионов OH^- в формуле (9) D_e рассчитан из данных по подвижности ионов в работе [19]. Условный размер d_K выбирался из совместного решения уравнений (5) и (9), когда в формуле (5) принималось $p_S = P_e$.

В результате расчетов на основе экспериментальных измерений плотности тока, при котором происходит взрывное вскипание электролита, для анода получены значения P_e в интервале от 120 до 200 МПа. Для катода, соответственно, $P_e = 140\text{--}160$ МПа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано взрывное вскипание слабого раствора КОН в воде в результате импульсного электролиза. По токовым осциллограммам в области взрывного вскипания электролита рассчитаны реализованные в экспериментах частоты нуклеации. На основе экспериментальных данных протестированы предложенные модели взрывного вскипания электролита.

Модель вскипания газонасыщенной жидкости хорошо описывает взрывное вскипание электролита на аноде, но дает нереалистичные результаты при обработке экспериментальных данных на

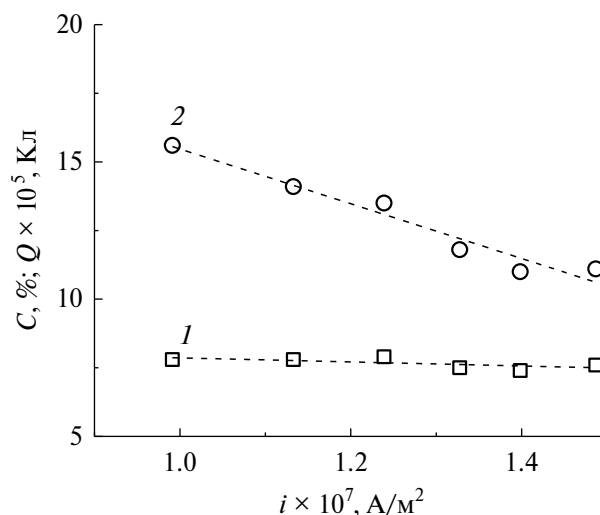


Рис. 6. Зависимости концентрации (1) и суммарного заряда (2) от плотности тока электролиза, при котором происходит взрывное вскипание раствора КОН в воде в результате насыщения жидкости водородом на платиновой проволочке диаметром 30 мкм.

катоде. Не исключено, что это связано с ненадежными данными для константы Генри при высоких концентрациях водорода в воде. Кроме того, авторам не удалось найти данных по растворимости газов в слабых растворах электролитов при высоких давлениях. Тем не менее с определенностью можно утверждать, что взрывное вскипание слабых растворов электролитов описывается в рамках классической теории гомогенной нуклеации.

Модель кулоновского разрыва электролита на поверхности электрода дает близкие результаты для вскипания и на аноде, и на катоде. Это обусловлено тем, что при расчетах по кулоновской модели предполагалось взаимодействие только ионов OH^- . Однако в расчетах по этой модели присутствует большая неопределенность коэффициента диффузии ионов, который зависит от неопределенности электрического поля в приэлектродном пространстве.

В целом анализ полученных экспериментальных данных по взрывному вскипанию слабого раствора гидроксида калия в воде на основе двух предложенных моделей показал их работоспособность для качественного описания процессов осушения электродов при импульсном электролизе. Для более точных количественных оценок необходимы более надежные данные по растворимости и диффузии газов и ионов в электролите.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Счастливец А.И., Дуников Д.О., Борзенко В.И., Шматов Д.П. Водородно-кислородные установки для энергетики // ТВТ. 2020. Т. 58. № 5. С. 809.

2. *Кашинов Р.Н., Кашинов Л.Н., Кашинов Н.Ф., Чебакова В.Ю.* Кинетика двухфазных газожидкостных сред в процессах электролиза // ТВТ. 2021. Т. 59. № 6. С. 869.
3. *Shimizu N., Hotta S., Sekiya T., Oda O.* A Novel Method of Hydrogen Generation by Water Electrolysis Using an Ultra-short-pulse Power Supply // J. Appl. Electrochem. 2006. V. 36. P. 419.
4. *Усков В.С., Митрофанов С.М., Павлов П.А.* Взрывная дегазация электролитов при импульсном электролизе // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып. 8. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. С. 226.
5. *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
6. *Svetovoy V.B., Sanders R.G.P., Lammerink T.S.J., Elwenspoek M.C.* Combustion of Hydrogen-oxygen Mixture in Electrochemically Generated Nanobubbles // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. P. 035302.
7. *Svetovoy V.B., Sanders R.G.P., Elwenspoek M.C.* Transient Nanobubbles in Short-time Electrolysis // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 184002.
8. *Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т.* Свойства газов и жидкостей: Спр. пособ. Пер. с англ. Л.: Химия, 1982. 592 с.
9. Справочник по электрохимии / Под ред. Сухотина А.М. Л.: Химия, 1981. 488 с.
10. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. Пер. с англ. М.: Наука, 1964. 487 с.
11. *Павлов П.А.* Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1988. 244 с.
12. *Митрофанов С.М., Павлов П.А.* Геометрические характеристики нестационарного кризиса кипения // ТВТ. 2006. Т. 44. № 5. С. 726.
13. *Pavlov P.A.* Thermodynamic Crisis of Boiling // J. Eng. Thermophys. 2007. V. 16. № 3. P. 145.
14. *Адамсон А.* Физическая химия поверхностей. Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 568 с.
15. *Воробьев В.С., Мальшенко С.П.* Образование зародышей новой фазы в электрических полях // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 4(10). С. 863.
16. *Намиот А.Ю.* Растворимость газов в воде. Спр. пособ. М.: Недра, 1991. 167 с.
17. *Лилеев А.С., Логинова Д.В., Лященко А.К.* СВЧ-диэлектрические свойства водных растворов гидроксида калия // Журн. неорг. химии. 2011. Т. 56. № 6. С. 1017.
18. *Yizhak M.* Evaluation of the Static Permittivity of Aqueous Electrolytes // J. Solution Chem. 2013. V. 42. P. 2354.
19. *Сваровская Н.А., Колесников И.М., Винокуров В.А.* Электрохимия растворов электролитов. Ч. I. Электропроводность. Учеб. пособ. М.: Изд. центр РГУ нефти и газа (НИУ) им. И.М. Губкина, 2017. 66 с.