

ны небольшие количества легких битумов; нами не исключается присутствие и газообразных углеводородов, которые могли быть пищей для микроорганизмов. Простейшие расчеты показывают, что для образования урановых и селеновых руд достаточно ничтожного количества органического вещества в породах (менее 0,1%). В процессе микробиологического восстановления в водоносных горизонтах могло происходить образование различных восстановителей, например водорода. С этим связано понижение Eh и осаждение урана и селена. Понятно, что большинство халькофильных металлов на глеевом барьере не осаждалось, так как они не способны восстанавливаться.

Сложнее вопрос о причинах отсутствия сероводородного барьера во втором горизонте. Наиболее простое предположение — низкое содержание сульфатов в водах. Однако, по нашим наблюдениям, оглеение местами развивается и при высоком содержании сульфатов, например в нижних горизонтах солончаков [14]. Возможно, что сульфаты в водах второго горизонта были в достаточном количестве, но какие-то другие факторы сдерживали развитие десульфуризации.

Известно, что для гидротермальных урановых месторождений характерны руды как богатые, так и бедные сульфидами. Это позволяет предполагать существование сероводородных и глеевых барьеров при осаждении урана не только в гипергенных, но и в гидротермальных условиях.

Из изложенного можно сделать выводы:

1. Образование урановых и селеновых руд в месторождениях пластового окисления происходит на восстановительных барьерах двух классов. Для сероводородного восстановительного барьера характерно осаждение урана, селена, сульфидов железа и сульфидов халькофильных элементов. На глеевом барьере осаж-

даются уран и селен, но сульфиды железа и халькофильные элементы не концентрируются. Глеевый барьер для урановых месторождений описан впервые.

2. Необходимо дальнейшее изучение глеевых барьеров в экзогенных эпигенетических месторождениях урана. Причины, приводящие в одних случаях к формированию глеевых барьеров, а в других — сероводородных, пока не ясны.

Поступила в Редакцию 29/II 1969 г.
В окончательной редакции 24/VI 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Перельман. Геохимия эпигенетических процессов. М., «Недра», 1968.
2. С. Г. Батулин и др. Экзогенные эпигенетические месторождения урана. Условия образования. М., Атомиздат, 1965.
3. А. И. Губринов. «Изв. АН СССР. Сер. геол.», 8, 75 (1960).
4. А. К. Лисицын. «Геохимия», № 9, 763 (1962).
5. А. К. Лисицын, Э. Г. Кузнецова. «Изв. АН СССР. Сер. геол.» № 1, 31 (1967).
6. Л. С. Евсеева, А. И. Перельман. Геохимия урана в зоне гипергенеза. М., Атомиздат, 1962.
7. М. Ф. Каширцева. «Геология рудных месторождений», № 6, 65 (1963).
8. О. И. Зеленова, И. А. Кондратьева, А. К. Лисицын. «Изв. АН СССР. Сер. геол.», № 2, 68 (1969).
9. В. П. Воробьев, Г. В. Грушевой. «Геология рудных месторождений», VIII, № 3, 84 (1966).
10. М. Ф. Каширцева. «Советская геология», № 10, 51 (1964).
11. Л. С. Евсеева и др. В сб. «Вопросы прикладной радиогеологии». Вып. 2. М., Атомиздат, 1967, стр. 326.
12. W. Finch. Geology of Epigenetic Uranium Deposits in Sandstone in the United States. «Geological Survey-Profess Paper», 538 (1967).
13. А. П. Виноградов. «Геохимия», № 7, 555 (1962).
14. А. И. Перельман. Геохимия ландшафта. М., «Высшая школа», 1966.

Исследование динамики паровых пузырьков при кипении воды на тонких проволоках в условиях естественной конвекции

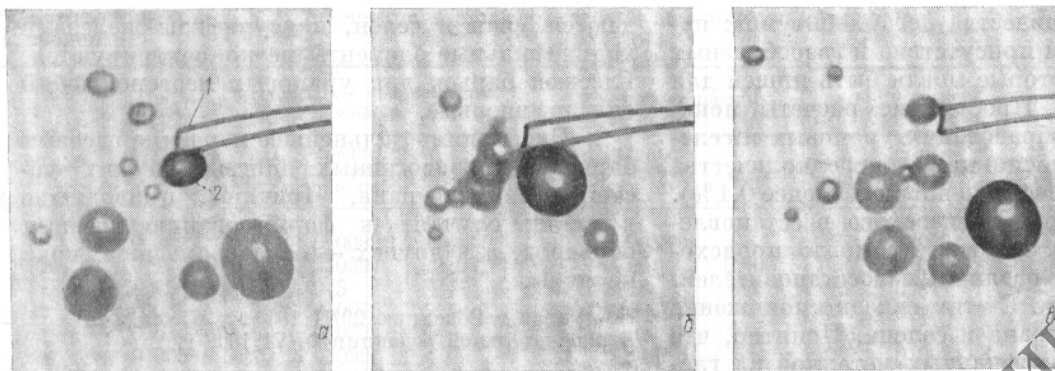
В. И. СУББОТИН, С. П. КАЗНОВСКИЙ, С. К. КОРОТАЕВ,
В. Е. СВИРИДЕНКО, Ю. Ф. СЕЛИВАНОВ

УДК 621.181.021:621.039.534.23

При анализе процесса пузырькового кипения и построении теоретических моделей предполагается, что в отсутствие вынужденной конвекции тяготение является единственной силой, обуславливающей эвакуацию пара с поверхности кипения. В соответствии с этим

рассчитываются отрывные диаметры пузырьков и скорости движения пузырьков после отрыва.

Однако при проведении авторами исследования кипения жидкостей на проволоках в условиях естественной конвекции в некоторых случаях поведение паровых пузырей в момент



Р и с. 1. Кадры торцевой киносъемки горизонтальной проволоки диаметром 0,2 мм:
 а — $\tau = 0$; б — $\tau = 0,004$ сек; в — $\tau = 0,014$ сек; 1 — нагреватель; 2 — наблюдаемый пузырек.

отрыва невозможно было объяснить действием на пузыри только гравитационных сил. В связи с этим была проведена серия экспериментов по определению направления отрыва и скорости движения пузырьков пара в жидкости.

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе [1]. В качестве нагревательных элементов использовались проволочки из нихрома диаметром 0,2 мм, а в качестве рабочей жидкости — дистиллированная вода при температуре насыщения и давлении, близком к атмосферному. Тепловая нагрузка на проволоку составляла $(1-3) \cdot 10^5$ ккал/м²·ч.

Для исследования движения паровых пузырей в жидкости использовалась скоростная киносъемка с помощью кинокамеры «Фастакс» с восьмикратным увеличением и скоростью от 1500 до 4000 кадров в 1 сек. Отсчет времени осуществлялся с помощью встроенного в кинокамеру отметчика времени. Первоначально исследование проводилось на горизонтальной проволоке, киносъемка проводилась в осевом направлении (рис. 1).

Исследования показали, что в проекции на плоскость, перпендикулярную к оси проволоки, направления отрыва пузырьков представляют собой радиальные линии, отрыв пузырьков происходит во всех направлениях, в том числе и против действия архимедовой силы. Направление движения пузырька зависит от углового расположения центра парообразования на поверхности проволоки. Распределение центров парообразования по углу в целом носит случайный характер, но при этом положение любого конкретного центра весьма устойчиво во времени.

Начальная скорость движения пузырьков, определенная с помощью киносъемки, составляет 0,5—0,6 м/сек; на участке длиной 3—4 мм происходит замедление движения пузырьков: при движении вниз — до нуля, при движении вверх — до скорости, соответствующей равносному движению под действием подъемных сил и сил сопротивления. Двухпроекционная съемка на один кадр с помощью системы зеркал показала, что отрыв паровых пузырьков от поверхности проволочного нагревателя происходит строго по нормали к поверхности. Этот факт позволил отказаться от двухпроекционной киносъемки и ограничиться лишь торцевой съемкой.

Объяснить полученные результаты влиянием конвективных токов не удастся. Случайный характер распределения вектора скорости по углу, а также значительная величина начальной скорости движения парового пузырька, в том числе и при отрыве в направлении против действия подъемных сил, свидетельствуют о том, что в процессе отрыва участвуют силы, не связанные по своей природе с силами гравитации и значительно превосходящие последние по величине.

С целью получения постоянных условий по периметру нагревательного элемента были выполнены опыты с проволочкой, расположенной вертикально. В данном случае гравитационные силы и силы, вызываемые естественной конвекцией у поверхности нагрева, направлены вдоль нагреваемой проволоки и стремятся переместить пузырьки пара вверх. Однако результаты двухпроекционной съемки по-прежнему дали четкую картину отрыва и на-

чального движения пара в направлении нормали к поверхности нагрева, и лишь на расстоянии 3—4 мм проявлялось действие подъемных сил, заставляющих пузырьки всплывать вверх.

Сделанный на основе экспериментов вывод о том, что отрыв пузырей обуславливается силами негравитационного происхождения, означает, что процесс отрыва и начального движения происходит за счет внутренней энергии паровых пузырьков. Прежде чем выдвигать гипотезы о природе этих сил, необходимо выяснить, обладает ли паровой пузырь энергией, достаточной для его перемещения на заметное расстояние (3—4 мм) против действия подъемных сил и сил гидродинамического сопротивления.

Для расчета использовались экспериментальные данные о величине отрывного диаметра пузыря d_0 и пути перемещения его вниз до полной остановки S_0 . Кинетическая энергия пузыря E_K , начальная скорость его движения v_0 , время движения до остановки τ_0 и зависимость v (τ) определялись аналитически и сравнивались с экспериментальными данными. Энергия E_K , необходимая для перемещения пузыря вниз на расстояние S_0 , сопоставлялась с полной энергией пузыря $E_{\text{п}}$. Необходимым термодинамическим условием было следующее: $E_K \ll E_{\text{п}}$.

Обозначив через φ величину $\pi - \beta$, где β — угол между направлениями скорости пузыря и силы Архимеда, и учитывая, что при движении пузыря вниз $\varphi < \frac{\pi}{2}$, проинтегрируем уравнение движения пузыря, записанное в проекции на направление скорости:

$$m^* \frac{d}{d\tau} v = -F_a \cos \varphi - F_c, \quad (1)$$

где $m^* = m_0 + m_{\text{пр}}$; m_0 — масса пузыря; $m_{\text{пр}}$ — присоединенная масса; F_a — значение архимедовой силы; F_c — сила сопротивления.

При этом пренебрегаем изменением во времени радиуса пузыря r_0 , что вполне допустимо вследствие малости рассматриваемых промежутков времени (порядка 10^{-2} сек). Кроме того, предполагается, что действие сил, вызвавших отрыв пузыря от поверхности, прекращается в момент отрыва.

Выражение для архимедовой силы общеизвестно:

$$F_a = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho' \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) g,$$

где ρ' — плотность жидкости; ρ'' — плотность пара.

Величину силы сопротивления получим, воспользовавшись законом сопротивления при движении сферического пузыря в жидкости. В рассматриваемом случае $r_0 \approx 10^{-3}$ м, $v_0 \approx 0,6$ м/сек и $Re \approx 2 \cdot 10^3$. При числах Рейнольдса выше 200—300 закон сопротивления отличается от закона Стокса и выражается формулой [2]

$$F_c = k_f \frac{\pi r_0^2 \rho' v^2}{2}$$

где $k_f \approx 0,6$.

Величину присоединенной массы определим из выражения [3]

$$m_{\text{пр}} = \frac{2}{3} \pi r_0^3 \rho'.$$

Окончательно уравнение движения одиночного пузыря приобретает вид

$$\frac{dv}{d\tau} = -N - Lv^2, \quad (2)$$

где

$$N = \frac{F_a \cos \varphi}{m^*}; \quad L = \frac{k_f \pi r_0^2 \rho'}{2m^*}.$$

Интегрируя уравнение (2), получаем

$$v = \frac{1}{B} \cdot \frac{A - \text{tg}(b\tau)}{1 + A \text{tg}(b\tau)}, \quad (3)$$

где

$$A = \left(\frac{L}{N}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}} E_K^{\frac{1}{2}};$$

$$B = \left(\frac{L}{N}\right)^{\frac{1}{2}}; \quad b = (LN)^{\frac{1}{2}};$$

$$E_K = \frac{m_0 v_0^2}{2};$$

v_0 — скорость пузыря в момент отрыва (при $\tau = 0$). Из уравнения (3) можно определить время τ_0 , в течение которого скорость изменяется от v_0 до нуля,

$$A - \text{tg}(B\tau_0) = 0,$$

отсюда

$$\tau_{0K} = \frac{\text{arctg} A \pm k\pi}{b},$$

где $k = 0, 1, 2 \dots$

Так как $\tau_0 > 0$ и $\tau_0 = \min \tau_{0K}$, то $k = 0$, и окончательно

$$\tau_0 = \frac{\text{arctg} A}{b}.$$

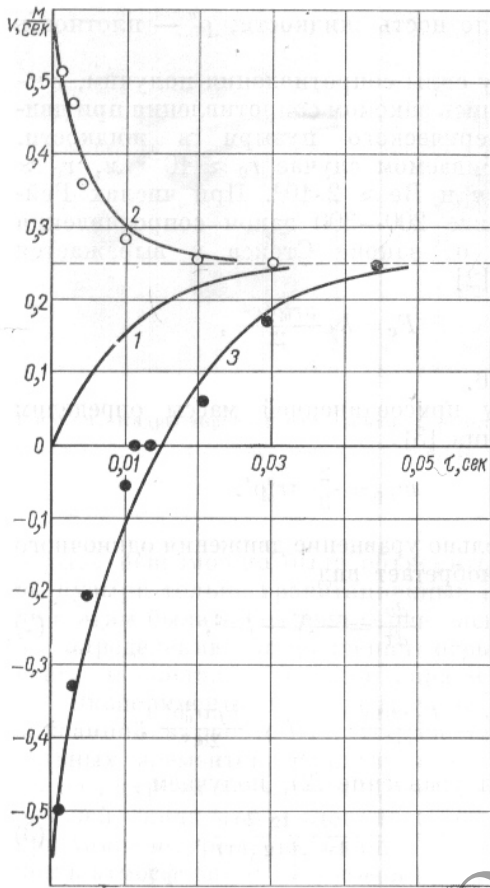


Рис. 2. Зависимость скорости движения парового пузыря от времени.

Расчетные данные: 1 — при отрыве пузыря под действием только гравитационных сил; 2 — при движении пузыря в направлении подъемной силы; 3 — при отрыве пузыря в направлении против действия подъемной силы. Экспериментальные данные: ○ — отрыв пузыря вверх; ● — отрыв пузыря вниз.

Выражение для пути $S(\tau)$, пройденного пузырем, получаем интегрированием уравнения (3):

$$S = \frac{1}{bB} \ln \frac{1 + a \operatorname{tg}(b\tau)}{[\operatorname{tg}^2(b\tau) + 1]^{\frac{1}{2}}} + r_0 \quad (4)$$

(постоянная интегрирования определена из условия при $\tau = 0$ $S = r_0$).

Решая (4) относительно кинетической энергии E_K , неявно входящей в уравнение, и подставляя значение $S = S_0$ при $\tau = \tau_0$, получаем

$$E_K = \frac{m_0}{2} \cdot \frac{N}{L} [\exp 2L(S_0 - r_0) - 1]. \quad (5)$$

В расчетах использовались следующие численные значения геометрических характеристик, взятые из эксперимента: $r_0 = 10^{-3}$ м, $S_0 = 4,3 \cdot 10^{-3}$ м, $\varphi = 26,5^\circ$. В этом случае для E_K получаем значение $3,4 \cdot 10^{-8}$ дж, $\tau_0 = 1,66 \cdot 10^{-2}$ сек, $v_0 = 0,58$ м/сек. Для сравнения приведем экспериментальные значения двух последних характеристик: $\tau_0 = (1,15 - 1,35) \times 10^{-2}$ сек, $v_0 = 0,55$ м/сек.

Определим полную энергию парового пузыря. Она равна сумме энергии, необходимой для генерации пара массой m_0 , и поверхностной энергии пузыря: $E_{\Pi} = m_0 r_{\Phi} + \sigma f_{\Pi}$, где r_{Φ} — скрытая теплота парообразования; σ — коэффициент поверхностного натяжения; f_{Π} — площадь поверхности пузыря.

Используя значения физических параметров для воды при $t = 100^\circ \text{C}$, получаем $E_{\Pi} = 7,25 \cdot 10^{-2}$ дж.

Таким образом, условие $E_K \ll E_{\Pi}$ оказывается выполненным.

Используя полученное значение кинетической энергии парового пузыря в момент отрыва, выведем теперь расчетные зависимости для пузыря, движущегося вверх, в направлении архимедовой силы F_a .

Уравнение движения в проекции на направление вектора скорости в этом случае имеет вид

$$m^* \frac{dv}{d\tau} = F_a - F_c. \quad (6)$$

Интегрируя уравнение (6) в тех же предположениях, что и при решении уравнения (1), получаем

$$v = \frac{1}{B} \left[1 - \frac{2}{\frac{1+Bv_0}{1-Bv_0} \exp(2LN)^{\frac{1}{2}} \tau + 1} \right]. \quad (7)$$

Если принять $v_0 = 0$, то выражение (7) описывает движение пузыря при отрыве под действием только архимедовой силы.

Результаты расчета скорости движения пузыря для различных случаев представлены на рис. 2. На графике нанесены также экспериментальные точки, полученные графическим дифференцированием траекторий пузырьков по времени. В области начальной стадии движения результаты экспериментов достаточно хорошо согласуются с кривыми 2 и 3, полученными для отрыва с конечной начальной скоростью, тогда как кривая 1 находится в полном противоречии с опытными данными. Следовательно, результаты математического анализа еще раз подтверждают правильность сделан-

ного вывода об отрыве пузырьков под действием внутренних сил, связанных с самим процессом пузырькового кипения.

Для развития теории кипения первостепенное значение приобретает выяснение природы сил, вызывающих отрыв пузырьков от поверхности кипения. В настоящее время можно лишь выдвинуть некоторые гипотезы.

В процессе своего роста на поверхности паровой пузырь приводит в движение окружающую его жидкость, причем результирующий вектор скорости направлен от поверхности нагрева по нормали к ней. Приведенная в движение жидкость может увлечь паровой пузырек. По имеющимся данным интервал времени от зарождения пузырька до его отрыва имеет порядок 10^{-2} сек, при этом диаметр пузырька возрастает практически от нуля до нескольких миллиметров. Следовательно, скорость вынужденного движения жидкости может достигать значений, близких к опытным данным по начальной скорости движения пузыря после отрыва.

Отрыв пузырька от поверхности могут вызывать и инерционные силы самого пузырька, связанные с относительно быстрым перемещением его центра массы от поверхности.

Кроме инерционных сил в процессе отрыва и начального движения могут принимать участие силы поверхностного натяжения. Поскольку форма пузыря в период его роста отличается от сферической (по крайней мере за счет контакта с твердой поверхностью),

имеется некоторый избыток поверхностной энергии по сравнению с равновесной сферической формой. Кроме того, для смачивающих жидкостей удельная поверхностная энергия на границе раздела пар — стенка выше, чем на границе жидкость — пар. Избыток поверхностной энергии, вообще говоря, может перейти в кинетическую. Расчетная проверка этой гипотезы затруднена из-за отсутствия данных по коэффициенту поверхностного натяжения на границе пар — стенка, однако можно сделать некоторые заключения по данным для границы раздела жидкость — пар (предполагая, что перегрев жидкости у стенки не оказывает заметного влияния на величину σ). Для воды при температуре 100°C $\sigma = 58,8 \times 10^{-3}$ Дж/м². Сферический пузырек радиусом 10^{-3} м будет иметь в равновесном состоянии поверхностную энергию около $0,8 \times 10^{-6}$ Дж. Таким образом, необходимый для движения пузыря избыток энергии $E_k = 3,4 \times 10^{-8}$ Дж составляет лишь несколько процентов равновесной энергии.

Поступила в Редакцию 29/VI 1968 г.
В окончательной редакции 27/II 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Субботин и др. «Атомная энергия», 26, 448 (1969).
2. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
3. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., Гостехтеориздат, 1957.

Коррозионное и электрохимическое поведение углеродистых сталей в квазиреакторных условиях

В. В. ГЕРАСИМОВ, А. И. ГРОМОВА, И. С. ЛУПАКОВ, И. К. МОРОЗОВА,
А. А. БАКУЛЕВСКИЙ, В. Н. БЕЛОУС, Б. И. КОЛЕСОВ

УДК 621.039.553.36:620.193.47.7

Цель работы — исследование коррозионного и электрохимического поведения сталей перлитного класса в воде при температуре до 300°C при различных концентрациях кислорода в воде в определенном диапазоне величин pH, а также исследование влияния реакторного облучения на процессы коррозии перлитных сталей.

Методика исследований. Коррозионные и электрохимические испытания сталей проводились в статических и динамических условиях в воде высокой чистоты при температуре 300°C . Исследовались пластинчатые образцы

перлитной стали следующих марок: Ст. 20 (C — 0,17%; Cr — 0,25%; Ni — 0,25%; Mn — 0,35%; Si — 0,17%); 12XM (C — 0,12%; Cr — 0,94%; Mn — 0,59%; Si — 0,3%; Mo — 0,4%); 16ГНМ (C — 0,18%; Ni — 1,41%; Mn — 1,18%; Si — 0,23%; Mo — 0,26%). Образцы из нержавеющей стали X18H10T (C — 0,08%; Cr — 17 ÷ 19%; Ni — 9 ÷ 11%; Mn — 1,2%; Si — 0,8%; Ti — 0,6%) испытывались для сравнения.

В статических условиях испытания проводились в автоклавах с контролируемой и искусственно поддерживаемой атмосферой. Концентрация кислорода в воде поддерживалась по-