

РАДИОЛИТИЧЕСКОЕ КИПЕНИЕ РАСТВОРНОГО ГОМОГЕННОГО РЕАКТОРА В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

А. Н. Сизов, В. Б. Гречушкин, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 07.07.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

Рассмотрен механизм радиолитического кипения в растворных гомогенных реакторах при работе в статическом режиме. Он включает рождение пузырьков радиолитического газа на треках осколков деления ядер урана, их слияние и всплытие. С использованием результатов экспериментов проанализированы зависимости распределения по высоте активной зоны числа газовых пузырьков и их размеров.

Ключевые слова: растворный реактор, статический режим, радиолитическое кипение.

RADIOLYTIC BOILING DURING SOLUTION HOMOGENEOUS REACTOR OPERATION IN STATIC MODE / A. N. SIZOV, V. B. GRECHUSHKIN, V. Kh. KHORUZHYY // The mechanism of radiolytic boiling in solution homogeneous reactors when operating in static mode is considered. It includes the birth of radiolytic gas bubbles on the tracks of fission fragments of uranium nuclei, their fusion and ascent. Using the experimental results, the dependences of the distribution over the height of the active zone of the number of gas bubbles and their sizes are analyzed.

Key words: solution reactor, static mode, radiolytic boiling.

Гомогенные ядерные реакторы на основе водных растворов урановых солей по своему назначению условно можно разделить на две группы: импульсные и статические. Статические растворные реакторы могут использоваться для наработки радиоактивных изотопов, а также для проведения радиационных исследований в условиях стационарного облучения [1, 2]. Импульсные растворные реакторы, как правило, применяются для проведения радиационных исследований различных материалов и приборов в условиях сравнительно коротких, но интенсивных n - γ облучений, в том числе «для лабораторных испытаний приборов, работающих в сильных радиационных полях, на стойкость к интенсивному гамма-нейтронному излучению [3]». Длительность импульса таких реакторов варьируется от $\sim 10^{-3}$ с и выше.

Однако импульсные растворные реакторы применяются и для работы в статическом режиме.

В гомогенных растворных реакторах одним из определяющих факторов, влияющих на их динамику, является радиолитическое кипение [4–6]. Причина возникновения радиолитического кипения – образование на треках осколков делящихся ядер пузырьков, содержащих газообразные продукты радиолиза воды (молекулярные водород и кислород) и водяной пар. Время формирования газовых пузырьков $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с. Их радиус в конечный момент формирования («момент рождения») равен $\sim 10^{-5}$ см, а среднее число пузырьков, первоначально рождающихся на акт деления ядра урана, составляет $N = 1,5$ [5, 6].

Образовавшиеся газовые пузырьки неустойчивы. Дальнейшая судьба пузырьков

(рост или исчезновение) определяется диффузией газа через их поверхность. Направление диффузии зависит от концентрации газа в окружающей жидкости. Парциальное давление газа в пузырьке связано с концентрацией растворенного газа в жидкости на его границе законом Генри [5, 6]

$$c_R = BP_g = B(2\alpha/R + P - \varphi), \quad (1)$$

где c_R – концентрация радиолитического газа в жидкости на границе пузырька, имеющего радиус R ; B – коэффициент растворимости (закон Генри), зависящий от сорта газа; P – давление в окружающей жидкости; P_g – парциальное давление радиолитического газа в пузырьке в текущий момент времени; α – коэффициент поверхностного натяжения на поверхности пузырька; φ – давление паров воды в пузырьке.

В результате растворения пузырьков средняя концентрация газа, перешедшего в раствор, возрастает. Начиная с удельного энерговыделения ~ 40 МДж/м³, средняя концентрация газа в растворе и его концентрация на границах пузырьков становятся близки [5, 6]. Растворение пузырьков существенно замедляется, практически прекращается, и вновь рождающиеся пузырьки начинают накапливаться. Возрастает вероятность рождения новых пузырьков в непосредственной близости от уже существующих, что может приводить к их слиянию. Пузырьки, возникшие от такого слияния имеют больший размер, чем первоначальные пузырьки, родившиеся на треках осколков деления. Концентрация растворенного газа на их границе в соответствии с равенством (1) меньше, чем у первоначальных пузырьков. Поэтому растворенный в жидкости газ будет диффундировать в образованные подобными слияниями пузырьки. Такие пузырьки будут расти.

Слияние может иметь место и при всплытии пузырьков. Действительно, всплывающие пузырьки (хотя бы та их часть, которая образована описанными выше слияниями) увеличиваются за время своего движения вверх под влиянием диффузии в них газа. Чем на более низком уровне возникли пузырьки, тем боль-

ше становится их размер по достижении при подъеме некоторого рассматриваемого поперечного сечения активной зоны (АЗ). Соответственно, и скорость всплытия этих пузырьков выше, чем скорость родившихся в данном сечении пузырьков, т. к. она пропорциональна квадрату их радиуса [7]. Очевидно, что возникшие в более низких слоях АЗ пузырьки догоняют при всплытии своих «собратьев», появившихся в более высоких слоях. В этом случае может проявиться эффект объединения «догоняющих» пузырьков с находящимися выше.

Преследуя цель получить масштабные характеристики объемной доли пузырьков в АЗ и скорости выхода газа из раствора АЗ, будем полагать, что распределение энерговыделения в плоскости, перпендикулярной центральной оси АЗ, имеющей форму цилиндра, однородно, пузырьки всплывают строго вертикально, все пузырьки в рассматриваемом горизонтальном сечении АЗ можно характеризовать единым средним радиусом R (таким, чтобы полный суммарный объем пузырьков был равен их истинному суммарному объему в этом сечении).

Выберем за начало отсчета вертикальной координаты x дно АЗ. Плотность потока массы газа, всплывающей в пузырьках через горизонтальную поверхность АЗ, расположенную на расстоянии x от дна, равна

$$\Phi(x) = u(x)m(x)N_A(x), \quad (2)$$

где m – масса радиолитического газа в среднем пузырьке; N_A – число рассматриваемых средних пузырьков в единице объема АЗ, состоящей из смеси жидкого раствора с пузырьками; u – скорость всплытия среднего пузырька; x – расстояние рассматриваемой поверхности от дна АЗ.

Суммарная масса газа и пара в пузырьках, находящихся в единице массы АЗ, пренебрежимо мала по сравнению с массой жидкой компоненты этой единицы массы АЗ (а это именно так при $P \sim 10^5$ Па и $T \leq 100$ °С). Поэтому массой газа и пара в пузырьках можно пренебречь и, соответственно, удельный объем АЗ можно представить как

$$v_A = v_l + V,$$

где v_l – удельный объем жидкой компоненты АЗ; V – суммарный объем пузырьков в единице массы жидкости.

Пузырьки возникают и в дальнейшем существуют в окружении жидкой компоненты АЗ. Удобно выразить число пузырьков в единице объема АЗ через число пузырьков в единице массы АЗ, которое, в силу пренебрежения весом газа в пузырьках, равно числу пузырьков в единице массы только жидкой компоненты. Суммарный объем пузырьков в единице массы жидкости равен

$$V(x) = \frac{4\pi}{3} N_m(x) R(x)^3, \quad (3)$$

где N_m – число пузырьков в единице массы АЗ.

Введем безразмерный параметр, характеризующий объемную долю пузырьков, приходящуюся на единицу объема жидкой компоненты АЗ,

$$\omega(x) = \frac{V(x)}{v_l}. \quad (4)$$

Тогда

$$R(x) = \left(\frac{3\omega(x)v_l}{4\pi N_m(x)} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (5)$$

Число пузырьков в единице объема АЗ, образованного смесью жидкой компоненты и пузырьками, равно

$$N_A(x) = \frac{N_m(x)}{v_A(x)} = \frac{N_m(x)}{v_l + V(x)} = \frac{N_m(x)}{[1 + \omega(x)]v_l}. \quad (6)$$

Всплывая, пузырьки испытывают вязкое взаимодействие с жидкостью топливного раствора АЗ. При условии, что скорость подъема пузырька u существенно превосходит скорость роста размера пузырька,

$$u \gg dR/dt,$$

скорость всплытия пузырька определяется формулой

$$u(x) = R(x)^2 \frac{\rho}{3\eta} g, \quad (7)$$

где g – ускорение силы тяжести; η – динамическая вязкость раствора АЗ; ρ – плотность жидкости.

Приведенная формула следует из решения задачи [7] о движении в жидкости сфериче-

ской частицы радиуса R , плотность и динамическая вязкость которой значительно меньше соответствующих параметров окружающей жидкости.

Таким образом,

$$u(x) = \frac{\rho g}{3\eta} \left(\frac{3v_l \omega(x)}{4\pi N_m(x)} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (8)$$

Полагая, что радиолитический газ идеальный, из уравнения для давления газа в пузырьке

$$F \frac{3m}{4\pi R^3} T = \frac{2\alpha}{R} + P - \phi, \quad (9)$$

можем записать

$$m(x) = \frac{4\pi R^3(x)}{3FT} \left\{ \frac{2\alpha}{R(x)} + P - \phi \right\}, \quad (10)$$

где F – газовая постоянная для радиолитического газа; T – температура.

В установившемся стационарном режиме (в предположении, что распределение энерговыделения в плоскости, перпендикулярной центральной оси АЗ, однородно) количество газа $\Phi(x)$, пересекающего в единицу времени посредством всплытия пузырьков единицу горизонтально расположенной на высоте x площади раствора, должно быть равно скорости генерации газа в вертикальном столбе раствора единичной площади с высотой, равной этой высоте x

$$\Phi(x) = \delta \int_0^x w(\xi) d\xi, \quad (11)$$

где w – удельная мощность энерговыделения в растворе АЗ; δ – массовый выход радиолитического газа на единицу выделенной энергии.

Приравнявая (2) и (11) и подставляя (5), (6), (8), (10), получаем уравнение для пузырьков,

$$\begin{aligned} & \frac{g}{3v_l \eta} \left(\frac{3v_l}{4\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{1}{FT} \times \\ & \times \left\{ 2\alpha \left(\frac{4\pi}{3v_l} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m} \right)^{\frac{1}{3}} + (P - \phi) \right\} \frac{\omega}{1 + \omega} - \\ & - \delta \int_0^x w(\xi) d\xi = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Вводя новый параметр

$$Y = \left(\frac{\omega}{N_m} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (13)$$

получаем квадратное уравнение

$$Y^2 + 2 \frac{\alpha}{(P-\varphi)} \left(\frac{4\pi}{3v_l} \right)^{\frac{1}{3}} Y - \frac{3\eta v_l FT}{g(P-\varphi)} \left(\frac{4\pi}{3v_l} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{(1+\omega)}{\omega} \delta \int_0^x w(\xi) d\xi = 0, \quad (14)$$

положительный корень которого (имеющий физический смысл) равен

$$Y(x) = \left(\frac{4\pi}{3v_l} \right)^{\frac{1}{3}} \times \left\{ -\frac{\alpha}{P-\varphi} + \sqrt{\frac{\alpha^2}{(P-\varphi)^2} + \frac{3\eta v_l FT}{g(P-\varphi)} \frac{(1+\omega)}{\omega} \delta \int_0^x w(\xi) d\xi} \right\}. \quad (15)$$

В докладе [3] представлены два примера работы реактора ВИР-2М на постоянном уровне мощности: $W_1 = 20$ кВт и $W_2 = 200$ Вт. Для поддержания мощности на постоянном уровне эффективный коэффициент размножения должен быть равен единице. При неизменной температуре раствора (например, за счет организации теплоотвода) компенсация избыточной надкритичности реализуется действием стержней управления реактивностью и появлением в растворе АЗ пузырьков, которое приводит к увеличению объема АЗ,

$$\Delta k = \Delta k_s + \Delta k_b,$$

где Δk_s – компенсация надкритичности стержнями управления реактивностью; Δk_b – компенсация надкритичности за счет появления пузырьков.

К сожалению, в работе [3] нет данных о величине компенсации реактивности стержнями управления упоминания о температурном режиме. Поэтому, если при анализе допустить, что для компенсации запаса надкритичности при стационарной работе реактора

на заданном уровне мощности (скажем, удельной мощности w_l) достаточно только появления пузырьков (т. е. положить $\Delta k_s = 0$), то тем самым будет получена оценка максимально возможной средней объемной доли пузырьков. Для более реальной оценки средней объемной доли пузырьков необходимы данные по вкладу стержней управления и условий охлаждения АЗ при выводе реактора на постоянную мощность.

С целью проведения максимальной оценки были выполнены нейтронно-физические расчеты для упрощенной эквивалентной геометрии АЗ ВИР-2М в форме правильного цилиндра с высотой топливного раствора $H \approx 0,7$ м (при объеме АЗ $V_{AZ} \approx 105$ л). Расчеты показали, что полный запас надкритичности составляет $\Delta k \approx 0,045$, а объемный коэффициент гашения реактивности (конкретно в данном случае – изменение надкритичности с изменением высоты раствора АЗ) равен $\partial k / \partial H = -0,809 \text{ м}^{-1}$.

Приращение высоты АЗ для выхода на стационарную мощность (т. е. без учета возможной компенсации реактивности стержнями управления и вклада температурного эффекта) равно

$$\Delta H = \frac{\Delta k}{\partial k / \partial H}, \quad (16)$$

где H – высота АЗ.

При указанных выше значениях $\partial k / \partial H$ и Δk приращение высоты достигает $\Delta H = 0,056$ м.

Максимально возможная средняя по АЗ объемная доля ω_{sr} составляет

$$\omega_{sr} = \frac{V}{v_l} = \frac{\Delta H}{H}. \quad (17)$$

При названных выше параметрах $\omega_{sr} = 0,081$.

На рис. 1 и 2 приведены расчетные зависимости удельного содержания пузырьков (в единице массы раствора) от их высоты в растворе для $\omega_{sr} = 0,081$. Так как происходит объединение пузырьков, их число в единице массы раствора с высотой, естественно, уменьшается, а сами размеры пузырьков увеличиваются. Ввиду отсутствия данных по за-

висимости распределения плотности энерговыделения по высоте АЗ при расчетах было принято, что $w(x) = \text{const}$.

В реальных условиях второе слагаемое в фигурных скобках уравнения (12) заметно превосходит первое. Поэтому, пренебрегая первым слагаемым, можем записать

$$\frac{g}{3\nu_l\eta} \left(\frac{3\nu_l}{4\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\omega}{1+\omega} \frac{(P-\varphi)}{FT} \approx \int_0^x \delta w(\xi) d\xi, \quad (18)$$

откуда для текущего режима работы с заданным средним по высоте x значением w_{sr}

$$w_{sr} = \frac{1}{x} \int_0^x w(\xi) d\xi$$

в приближении малой объемной доли пузырьков

$$\omega \ll 1 \quad (19)$$

имеем

$$\omega \approx \left(\frac{4\pi}{3\nu_l} \right)^{\frac{2}{5}} \left\{ \frac{3\nu_l\eta FT \delta w_{sr} x}{g(P-\varphi)} \right\}^{\frac{3}{5}} N_m^{\frac{2}{5}} (w_{sr} \omega). \quad (20)$$

Согласно (20) при фиксированной высоте x средние объемные доли непрерывно всплывающих в растворе АЗ газовых пузырьков для двух режимов работы с разными средними значениями удельной мощности энерговыделения w_1 и w_2 соотносятся как

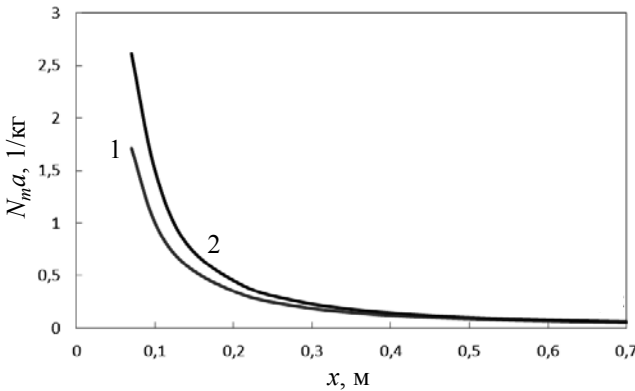


Рис. 1. Зависимости числа пузырьков в единице массы раствора от расстояния от дна АЗ ($1 - W = 20$ кВт, $a = 10^{-8}$; $2 - W = 200$ Вт; $a = 10^{-11}$)

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \approx \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^{\frac{3}{5}} \beta(w_1, w_2, \omega_1, \omega_2), \quad (21)$$

$$\beta(w_1, w_2, \omega_1, \omega_2) = \left(\frac{N_m(w_2, \omega_2)}{N_m(w_1, \omega_1)} \right)^{\frac{2}{5}}, \quad (22)$$

где ω_1 – объемная доля при удельной мощности реактора w_1 ; ω_2 – объемная доля при удельной мощности реактора w_2 .

Формулы (21), (22) могут оказаться весьма полезными для предварительных оценочных расчетов ожидаемой объемной доли газовой фракции в растворе при переводе реактора с одного уровня мощности работы в стационарном режиме на другой. Чисто формально спектр возможных значений объемных долей ω_1 и ω_2 может изменяться в весьма широких пределах. Полагая удельные мощности w_1 и w_2 заданными, усредним левую и правую части (21) по ω_1 и ω_2 в некотором интервале от ω_0 до ω_m :

$$\beta_{sr}(w_1, w_2) = \frac{1}{(\omega_m - \omega_0)^2} \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^{\frac{3}{5}} \int_{\omega_0}^{\omega_m} \frac{d\omega_1}{\omega_1} \int_{\omega_0}^{\omega_m} \omega_2 d\omega_2 = \frac{(\omega_m + \omega_0)}{(\omega_m - \omega_0)} \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^{\frac{3}{5}} \ln \left(\frac{\omega_m}{\omega_0} \right). \quad (23)$$

Зависимость $\beta_{sr}(w_2/w_1)^{5/3}$ от ω_m представлена на рис. 3 (для $\omega_0 = 10^{-5}$).

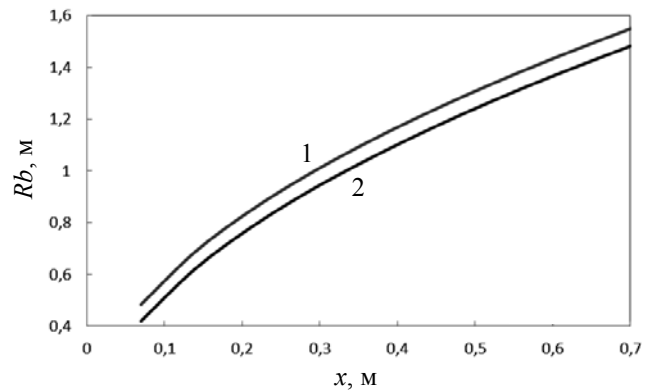


Рис. 2. Зависимость среднего радиуса пузырька от расстояния от дна АЗ ($1 - W = 20$ кВт, $b = 10^4$; $2 - W = 200$ Вт; $b = 10^5$)

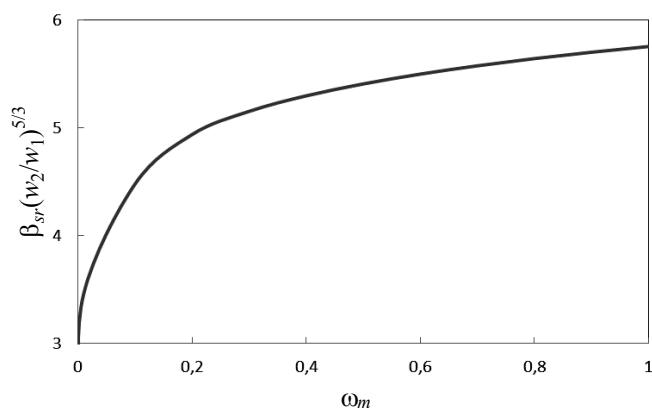


Рис. 3. Зависимость комплексного параметра $\beta_{sr} (w_2/w_1)^{5/3}$ от максимального значения верхней границы области усреднения

В качестве реального верхнего предела ω_m для нахождения β_{sr} разумно выбрать значение, выше которого реактор заведомо перейдет в подкритическое состояние. Из (16) и (17) для предельного значения ω_m имеем

$$\omega_m = \frac{\Delta k}{H \frac{\partial k}{\partial H}}. \quad (24)$$

Для оценочных пересчетов объемной доли пузырьков достаточно воспользоваться усредненным по ω значением β_{sr}

$$\omega_2 \approx \beta_{sr} \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^{\frac{3}{5}} \omega_1.$$

Список литературы

1. Афанасьев И. М., Беневолинский А. М., Венцель О. В. и др. Реактор «Аргус» для лабораторий ядерно-физических методов анализа и контроля // Атомная энергия. 1986, т. 61, вып. 1. С. 7–9.

2. Дрынкин В. И., Керзин А. Л., Хвостин В. Е. Возможности малогабаритного реактора «Аргус» для активационного анализа проб из золоторудных месторождений // Атомная энергия. 1987, т. 62, вып. 3. С. 179–180.

3. Воинов А. М., Глухов Л. Ю., Котков С. П. и др. Растворные реакторы серии ВИР // Труды межотраслевой научной конференции «Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования». – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016, т. 1, с. 29–39.

4. Bumpus C. F., Spiegler P., Norman A. Measurement and interpretation of dynamic void growth in homogeneous fissile solutions // *Tras. Amer. Nucl. Soc.*, 1961, vol. 4, p. 71.

5. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Расчет динамических характеристик гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ, серия: Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1978, вып. 2(2), с. 3–13.

6. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ, серия: Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып. 1. С. 22–31.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. – Москва: Гостехтеориздат, 1954. 795 с.

Контактная информация –

Сизов Александр Николаевич,
главный научный сотрудник ИЯРФ,
РФЯЦ-ВНИИЭФ,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 38–43.