

УДК 532

Исследование особенностей движения расплава оболочки тепловыделяющего элемента по его поверхности во время аварии*

Э.В. Усов¹, И.А. Климонов¹, С.И. Лежнин^{1,2}, П.Д. Лобанов^{1,2}

¹*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН
(Новосибирский филиал)*

²*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mail: usovev@gmail.com

Представлены способы расчета движения расплава по поверхности ТВЭЛа в условиях аварии. Расчет выполнен с использованием полуаналитических методов для случая движения под действием силы тяжести и трения с потоком пара теплоносителя. Представлены результаты расчетов движения расплава при различных начальных условиях. Особое внимание уделено влиянию сил поверхностного натяжения на границе расплава–твердая подложка.

Ключевые слова: ТВЭЛ, авария, расплав, пленка.

Введение

Обоснование безопасности перспективных реакторных установок требует проведения теоретических и расчетных исследований по изучению поведения тепловыделяющих элементов в условиях, при которых может возникнуть угроза их разрушения и выхода, вследствие этого, радиоактивных продуктов деления в контур реакторной установки, помещения АЭС и в окружающую среду. Одной из возможных причин нарушения целостности тепловыделяющего элемента может быть его термическое разрушение, вызванное перегревом и, соответственно, расплавлением оболочки и топлива. Дальнейшее развитие аварии определяется направлением и скоростью движения расплава. По этой причине актуальным является проведение расчетно-теоретических исследований особенностей движения расплава на поверхности ТВЭЛа во время аварии в реакторной установке. При этом очень важно развивать аналитические и «полуаналитические» методы, которые в отличие от численных позволяют более детально понять особенности протекающих процессов, а также дают возможность сформировать набор эталонных тестов для проверки решений, получаемых с использованием численного моделирования.

* Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (грант № 18-79-10013).

Цель работы

Процесс разрушения тепловыделяющего элемента во время аварии в реакторной установке сопровождается перегревом ТВЭЛа, его плавлением, движением образовавшегося расплава под действием гравитационных сил и трения с теплоносителем, теплообменом расплава с поверхностью, по которой он движется, и застыванием расплава на холодных поверхностях. Таким образом, поведение ТВЭЛа во время аварии требует анализа большого числа физических процессов, имеющих место при его разрушении.

Представленная работа посвящена исследованию перемещения расплава по поверхности тепловыделяющего элемента. При аварии в быстрых реакторах скорость паров теплоносителя может достигать 100 м/с [1]. Это приводит к тому, что большая часть расплава выносится вверх под действием трения с газовым потоком, застывает на холодных поверхностях и, как следствие, перекрывает проходное сечение. После этого оставшаяся часть расплава стекает вниз под действием силы тяжести. Исходя из закономерностей движения расплава во время аварии, в работе исследуется как движение под действием трения, так и движение под действием гравитации. Для расчета движения расплава по поверхности ТВЭЛа рассматривались различные подходы [1–3]. В основе большинства из них лежит допущение о преобладании пленочного режима движения расплава. Однако при сильном упрощении толщину пленки по всей длине ТВЭЛа можно считать постоянной.

Так как к настоящему времени достигнут большой прогресс в понимании процессов движения жидкости по твердой поверхности, требуется усовершенствовать предложенные к настоящему времени подходы для расчета движения расплава. Целью настоящей работы является развитие аналитических и полуаналитических методов для расчета движения расплава и проведение на их основе исследования перемещения расплава по поверхности тепловыделяющего элемента.

Базовые уравнения

Рассматривается ламинарная пленка жидкости,двигающаяся по вертикальной плоской поверхности. Считается, что движение пленки жидкости локально-равновесное, то есть средняя по толщине скорость движения пленки имеет следующий вид [4]:

$$U = \frac{\tau h}{2\mu} + \frac{h^2}{3\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \Pi(h) \right) - \frac{\rho g h^2}{3\mu}, \quad (1)$$

здесь τ — напряжение трения на границе пленки, h — толщина пленки, μ — динамическая вязкость, σ — поверхностное натяжение, ρ — плотность расплава, $\Pi(h)$ — расклинивающее давление. Уравнение (1) получено из теории гидродинамической смазки в приближении $\frac{dh}{dx} \cdot \frac{Uh\rho}{\mu} \ll 1$ [5].

Напряжение трения на границе пленки может быть обусловлено как трением с газовым потоком, так и наличием градиента температуры в расплаве и изменением, вследствие этого, поверхностного натяжения. Для первого случая напряжение трения может быть рассчитано по соотношению [6]

$$\tau = \xi \rho_g U_g^2 / 8, \quad \xi = 0,02 \cdot (1 + 300 \cdot h/D), \quad (2)$$

где ρ_g , U_g — плотность и скорость газа соответственно.

Для второго случая [7]

$$\tau = (d\sigma/dT) \cdot (dT/dx). \quad (3)$$

Уравнение эволюции толщины пленки представляет собой уравнение неразрывности с учетом уравнения для скорости пленки (1) [4]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau h^2}{2\mu} + \frac{h^3}{3\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \Pi(h) \right) - \frac{\rho g h^3}{3\mu} \right) = 0. \quad (4)$$

Пусть H — характерная толщина пленки, L — характерная длина пленки. В соответствии с рекомендациями работы [8] введем безразмерные величины $\tilde{h} = h/H$, $\tilde{x} = x/L$ и используя предположение, что расклинивающее давление имеет степенную зависимость от толщины пленки [4], т.е. $\Pi(h) = B/(6\pi/h^n)$, где B — постоянная Гамакера, получим

$$H \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\frac{\tau H^2}{2\mu} \tilde{h}^2 - \frac{\rho g H^3}{3\mu} \tilde{h}^3 + \frac{H^4 \sigma}{3\mu L^3} \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} + \frac{B}{6\pi\mu L H^{n-2}} \tilde{h}^{-1} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} \right) = 0. \quad (5)$$

В случае, когда гравитацией можно пренебречь, уравнение (5) запишется как

$$\frac{2\mu L}{\tau H} \cdot \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\tilde{h}^2 + \frac{2H^2 \sigma}{3\tau L^3} \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} + \frac{2B}{6\pi L \tau H^n} \tilde{h}^{-1} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} \right) = 0. \quad (6)$$

После введения [8] безразмерного времени $\tilde{t} = t/t^*$, где $t^* = 2\mu L/(\tau/H)$, и параметров $\varepsilon^3 = 2H^2 \sigma/(3\tau L^3)$, $\beta = B/(3\pi L \tau H^n)$ уравнение (6) примет вид

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\tilde{h}^2 + \varepsilon^3 \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} + \beta \tilde{h}^{-1} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} \right) = 0.$$

Постоянная Гамакера по порядку величины равна 10^{-20} . Для параметров ε^3 и β при доминировании трения потока газа можно получить следующие оценки: $\varepsilon^3 \sim 10^{-8}$, $\beta \sim 10^{-13}$. Аналогичную процедуру можно провести для случая преобладания гравитационных сил над силами трения. Введя в качестве параметров и безразмерного времени $\varepsilon^3 = \sigma H/(\rho g L^3)$, $\beta = B/(2\pi \rho g L H^{n+1})$, где $t^* = 3\mu L/(\rho g H)$ [8], получим уравнение

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\tilde{h}^3 + \varepsilon^3 \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} + \beta \tilde{h}^{-1} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} \right) = 0. \quad (7)$$

Исходя из представленного выше анализа особенностей движения жидкости по твердой подложке, выделим три области пленки: область основного течения пленки, область фронта, область контакта жидкость–подложка. Первая, наиболее протяженная область характеризуется слабым изменением кривизны поверхности пленки. Движение пленки здесь определяется только первым слагаемым конвективного члена. Вторая область соответствует мениску. В этой области кривизна пленки изменяется значительно. Эволюция толщины пленки определяется первым и вторым слагаемыми конвективного члена. Третья область отвечает границе контакта жидкости с твердой подложкой и характеризуется малой толщиной пленки. Она может быть разбита на две подобласти [9]. К первой относится подобласть адиабатной пленки, которая соответствует переходной области между макроскопической границей контакта и твердой подложкой. Вторая — «диффузионная» — подобласть описывает «микроскопическую» область контакта между жидкостью и твердой подложкой. Основной вклад в (7) вносит последнее слагаемое

конвективного члена. Ограничимся рассмотрением области основного течения и области мениска, так как область контакта управляется действием молекулярных сил, которые не рассматриваются в представленной работе. Следует учесть, что область мениска не переходит непосредственно в твердую подложку, так как молекулярные силы взаимодействия между подложкой и пленкой приводят к формированию тонкой пленки-прекурсора.

Область основного течения

Для движения под действием только напряжения трения с газовым потоком [7] и гравитационного стекания имеем соответственно [10]

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \tilde{h}^2 = 0, \quad \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \tilde{h}^3 = 0,$$

или в размерном виде:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau h^2}{2\mu} \right) = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho g h^3}{3\mu} \right) = 0.$$

Известно, что эти уравнения решаются методом характеристик [11]. Основным требованием к тому, чтобы можно было однозначно найти решение из характеристик, является отсутствие их пересечений. Так как характеристические скорости пропорциональны h^2 , условием отсутствия пересечения характеристик является требование, чтобы начальный профиль пленки был монотонно возрастающей функцией. При этих условиях решение для движения под действием напряжения трения имеет вид

$$h(x, t) = \mu/\tau \cdot (x - x_0(h))/t.$$

На больших временах для толщины пленки получаем асимптотическое решение:

$$h(x, t) = (\mu/\tau) \cdot (x/t).$$

Введем параметр A , равный площади поперечного сечения плёнки, тогда на больших временах справедливо $A = \int_0^{x_F} h(x, t) dx = 1/2 \cdot \mu/\tau \cdot x_F^2/t$. В таком случае расстояние, на которое переместилась граница расплава [7], составит $x_F = \sqrt{2A\tau t/\mu}$.

Для движения под действием гравитации можно записать [10]:

$$h(x, t) = \sqrt{x\mu/(\rho g t)}.$$

Тогда расстояние, на которое переместилась граница расплава, составит

$$x_F = (9A^2 \rho g t / (4\mu))^{1/3}.$$

Сравнение полученного решения для координаты границы расплава с численным расчетом [12] представлено на рис. 1. Численное моделирование [12]

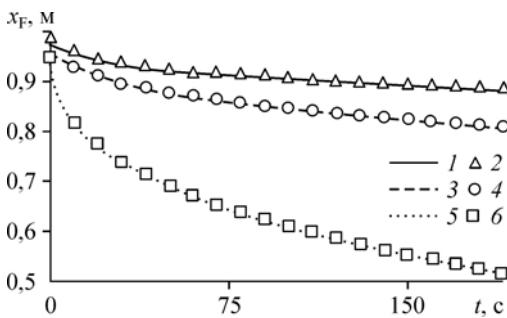


Рис. 1. Сравнение результатов численного решения [12] с данными аналитического решения настоящей работы для гравитационного стекания.

Аналитическое решение для $A = 0,625 \cdot 10^{-6}$ (1), $1,25 \cdot 10^{-6}$ (3), $5 \cdot 10^{-6}$ (5) м²; численный расчет для $A = 0,625 \cdot 10^{-6}$ (2), $1,25 \cdot 10^{-6}$ (4), $5 \cdot 10^{-6}$ (6) м².

было проведено путем решения системы одномерных уравнений сохранения массы, энергии и импульса с использованием метода конечных объемов. Видно, что численное решение достаточно хорошо согласуется с аналитическим, полученным, в том числе, в предположении о локально-равновесном движении пленки жидкости.

Область мениска

Представим уравнение, которое описывает изменение толщины пленки расплава вблизи его фронта [8]. Рассмотрим случай движения под действием трения с газовым потоком. Для этого воспользуемся выражением для скорости движения пленки под действием трения с газовым потоком

$$U = \frac{\tau h}{2\mu} + \frac{h^2}{3\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right).$$

Как было показано выше, вдали от фронта можно пренебречь поверхностными силами и силами расклинивающего давления. В этом случае выражение приводится к виду

$$U = \tau h / (2\mu).$$

Если x_F — координата фронта расплава, тогда $dx_F/dt = \tau h_F / (2\mu)$, где h_F — толщина жидкости на фронте. Движение под действием напряжения трения запишется следующим образом:

$$h_F(t) = \sqrt{2A\mu / (\tau t)}, \quad (8)$$

для гравитационного стекания получим

$$h_F(t) = (\mu A / (\rho g t))^{1/3} (9/4)^{1/6}. \quad (9)$$

В безразмерном виде для движения под действием напряжения трения и гравитации соответственно можно записать

$$d\tilde{x}_F/d\tilde{t} = \tilde{h}_F, \quad d\tilde{x}_F/d\tilde{t} = \tilde{h}_F^2.$$

Для области мениска уравнения для указанных случаев имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\tilde{h}^2 + \varepsilon^3 \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} \right) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\tilde{h}^3 + \varepsilon^3 \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^3} \right) = 0. \quad (11)$$

Введем внутреннюю координату фронта x^* путем замены переменных:

$$x^* = (\tilde{x} - \tilde{x}_F) / \varepsilon.$$

Далее перейдем к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$. В этом случае уравнения (10), (11) могут быть приведены к виду

$$-\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x^*} \cdot \frac{d\tilde{x}_F}{d\tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\tilde{h}^2 + \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial x^{*3}} \right) = 0, \quad -\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x^*} \cdot \frac{d\tilde{x}_F}{d\tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\tilde{h}^3 + \tilde{h}^3 \frac{\partial^3 \tilde{h}}{\partial x^{*3}} \right) = 0.$$

Подставим выражения для $d\tilde{x}_F/d\tilde{t}$ и проинтегрируем вышеприведенные выражения от 0 до x^* . Далее переходим к новым переменным: $\tilde{h} = \eta \cdot \tilde{h}_F$, $x^* = x^{**} \cdot (\tilde{h}_F)^{2/3}$ — для

движения под действием трения с потоком и $x^* = x^{**} \cdot (\tilde{h}_F)^{1/3}$ — для гравитационного стекания. В результате преобразований получим [8]

$$\partial^3 \eta / \partial x^{**3} = -\eta^{-1} + \eta^{-2}, \quad (12)$$

$$\partial^3 \eta / \partial x^{**3} = -1 + \eta^{-2}. \quad (13)$$

В пределе малых η , что соответствует переходу к линии контакта жидкость–твердая подложка, оба уравнения сводятся к одному:

$$\partial^3 \eta / \partial x^{*3} = \eta^{-2}.$$

В работе [13] проводился численный анализ решения указанного уравнения, на основании которого было показано, что решение имеет осциллирующий характер при $x^{**} \rightarrow +\infty$. При этом значение функции в точках максимума постоянно растет. Аналитическое решение уравнения было получено в работах [14, 15], в которых описанный характер поведения нашел подтверждение.

Таким образом, решение уравнений при $\eta \rightarrow 0$ расходится, что, безусловно, не имеет физического смысла. Действительно, как уже было указано выше, при малых толщинах должно быть учтено влияние расклинивающего давления $\Pi(h)$, действие которого приводит к формированию тонкой пленки-прекурсора. При ее наличии уравнения (3) и (4) для движения под действием напряжения трения и гравитации соответственно приводятся к следующему виду [8, 13]:

$$\partial^3 \eta / \partial x^{*3} = -\eta^{-1} + (1 + \delta)\eta^{-2} - \delta\eta^{-3}, \quad (14)$$

$$\partial^3 \eta / \partial x^{*3} = -1 + (1 + \delta + \delta^2)\eta^{-2} - (\delta + \delta^2)\eta^{-3}, \quad (15)$$

где δ — безразмерная толщина пленки-прекурсора, $\tilde{h}_{\text{пр}} = \delta \cdot \tilde{h}_{\text{г}}$, $\tilde{h}_{\text{пр}} = h_{\text{пр}} / H$.

Уравнения (14), (15) в отличие от уравнений (12), (13), описывающих движение жидкости по сухой поверхности, не имеют особенности, так как толщина пленки во всей области решений отлична от 0.

Способ численного решения уравнений (14) и (15) был представлен в работе [13]. На рис. 2 приведены полученные в настоящей работе решения $\eta(x^{**})$ этих уравнений для различных значений безразмерной толщины пленки δ . Численное решение было выполнено с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка точности.

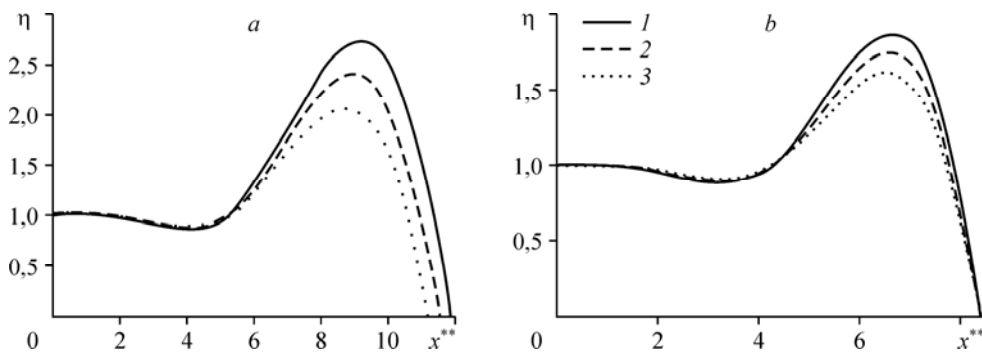


Рис. 2. Область мениска для движения под действием напряжения трения (а) и для гравитационного стекания (б).

$\delta = 0,001$ (1), $0,003$ (2), $0,009$ (3).

Совместное решение

Общее выражение для толщины пленки расплава в области основного течения и области мениска [8] запишется как

$$h(x, t) = \begin{cases} h_0(x, t), & x < x_F(t), \\ h_F(t)\eta, & x \geq x_F(t), \end{cases}$$

здесь $h_0(x, t)$ — толщина пленки в области основного течения жидкости. Необходимо обратить внимание на то, что при выводе выражений (8) и (12) использовалось предположение о сохранении полной массы пленки, определяемое параметром A . Так как часть массы пленки находится в области мениска, выражения (8) и (12) должны быть переопределены. Действительно, полная масса для совместного решения при движении под действием напряжения трения определяется выражением

$$A = \int_0^{x_F} h(x, t) dx + h_F(t) \int_{x_F}^{+\infty} \eta(x) dx = \int_0^{x_F} h(x, t) dx + h_F^{5/3}(A_F, t) \varepsilon \int_0^{+\infty} \eta(x^{**}) dx^{**},$$

а для движения под действием силы тяжести —

$$A = \int_0^{x_F} h(x, t) dx + h_F(t) \int_{x_F}^{+\infty} \eta(x) dx = \int_0^{x_F} h(x, t) dx + h_F^{4/3}(A_F, t) \varepsilon \int_0^{+\infty} \eta(x^{**}) dx^{**}.$$

В последнем соотношении учтено, что в выражения для толщины фронта входит параметр A_F , который пропорционален полной массе пленки в области основного течения:

$$A_F = \int_0^{x_F} h(x, t) dx.$$

Введем обозначение: $S(\delta) = \int_0^{+\infty} \eta(x^{**}) dx^{**}$. Тогда $A = A_F + \varepsilon h_F^{7/3}(A_F, t) S(\delta)$. Для

движения под действием только напряжения трения с учетом формулы (8) получим

$$A = A_F + \varepsilon A_F^{7/6} (2\mu/(\tau t))^{7/6} S^t(\delta). \quad (16)$$

Для движения под действием только силы тяжести с использованием (9) будем иметь

$$A = A_F + \varepsilon S^g(\delta) A^{4/27} (\rho g t / \mu)^{-4/9} (9/4)^{2/27}. \quad (17)$$

Представленные нелинейные уравнения могут быть решены путем разложения в ряд относительно малого параметра ε . Так, с учетом поправки первого порядка из уравнений (16) и (17) можно получить:

$$A_F^t = A - \varepsilon A^{7/6} (2\mu/(\tau t))^{7/6} S^t(\delta), \quad (18)$$

$$A_F^g = A - \varepsilon S^g(\delta) A^{4/27} (\rho g t / \mu)^{-4/9} (9/4)^{2/27}. \quad (19)$$

Таким образом, положение фронта расплава для движения под действием напряжения трения и гравитационного стекания определяется соответственно следующим образом:

$$x_F^t(t) = \sqrt{2A\tau t / \mu} \cdot \left(1 - \varepsilon \cdot 0,5 A^{1/6} (2\mu/\tau t)^{7/6} S^t(\delta)\right), \quad (20)$$

$$x_F^g(t) = \left(9A^2 \rho g t / (4\mu)\right)^{1/3} \cdot \left(1 - \varepsilon \cdot \frac{1}{3} A^{-23/27} (\rho g t / \mu)^{-4/9} (9/4)^{2/27} S^g(\delta)\right). \quad (21)$$

Толщина пленки для движения под действием напряжения трения определяется как

$$h(x, t) = \begin{cases} \mu x / (\tau t), & x < x_F^t(t), \\ \sqrt{2 A_F^t \mu / (\tau t)} \cdot \eta^t(x, \delta), & x > x_F^t(t), \end{cases} \quad (22)$$

а для движения под действием гравитации —

$$h(x, t) = \begin{cases} \sqrt{x \mu / (\rho g t)}, & x < x_F^g(t), \\ \left(\mu A_F^g \right)^{1/3} / (\rho g t)^{1/3} \cdot (9/4)^{1/6} \cdot \eta^g(x, \delta), & x > x_F^g(t). \end{cases} \quad (23)$$

Значения функций $\eta^t(x, \delta)$, $\eta^g(x, \delta)$ и интегралы от них $S^t(\delta)$, $S^g(\delta)$ зависят только от толщины пленки-прекурсора и не зависят от положения фронта расплава. Поэтому они могут быть определены перед проведением расчетов. Значения указанных выражений находятся численно.

Расчеты движения расплава по поверхности

С использованием полученных соотношений были проведены расчеты движения расплава нержавеющей стали по поверхности тепловыделяющего элемента. Рассматривалось движение под действием трения с паровым потоком, движущимся со скоростью 100 м/с. Предполагалось, что в начальный момент времени толщина расплава составляла 0,5 мм, что соответствует толщине оболочки ТВЭЛа. Размер области с расплавом 0,1 м находился на высоте 0,5 м от начала ТВЭЛа. Длина ТВЭЛа равнялась 1,5 м. Указанные параметры близки к условиям, которые могут наблюдаться при аварии в быстром реакторе [1]. Эволюция распределения расплава по высоте в различные моменты времени представлена на рис. 3. Положение переднего фронта расплава в зависимости от времени для различных скоростей пара показано на рис. 4.

Поскольку уход расплава из активной зоны реактора за счет обратных связей с полем нейтронов сказывается на его мощности, можно утверждать, что характерные времена изменения мощности реактора за счет уноса расплава составляют секунды. На рис. 5 представлена доля от полной начальной массы, которая вышла за пределы активной части ТВЭЛа длиной 0,5 м, в зависимости от времени при движении за счет

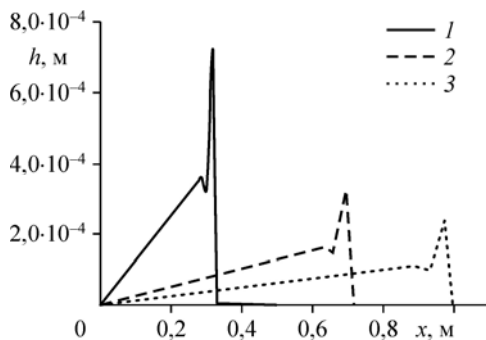


Рис. 3. Изменение толщины пленки расплава при движении под действием напряжения трения в различные моменты времени. $t = 1$ (1), 5 (2), 10 (3) с.

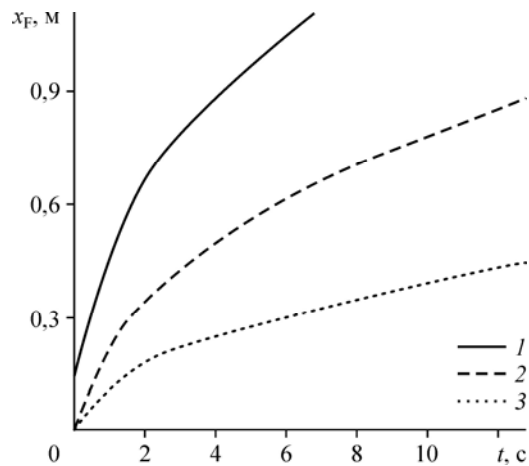


Рис. 4. Положение фронта расплава x_F для различных скоростей газа в зависимости от времени. Скорость газа: 150 (1), 100 (2), 50 (3) м/с.

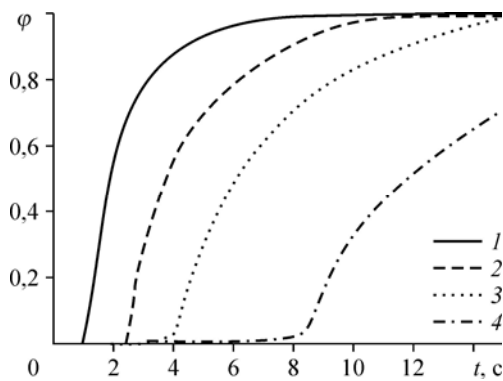


Рис. 5. Зависимость от времени доли от полной начальной массы φ , ушедшей за границы активной части ТВЭЛа для различных скоростей обдува газовым потоком. Скорость газа: 50 (1), 75 (2), 100 (3), 150 (4) м/с.

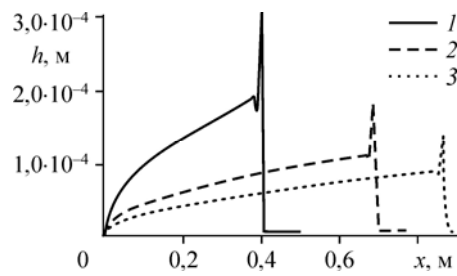


Рис. 6. Изменение толщины пленки расплава при движении под действием гравитации в различные моменты времени. $t = 1$ (1), 5 (2), 10 (3) с.

Из рисунков видно, что образовавшийся расплав покидает активную часть области ТВЭЛа длиной 0,5 м уже примерно через 3 секунды после его формирования. Предполагается, что расплав сформировался в центральной наиболее энергонапряженной части ТВЭЛа. Также из рисунков видно, что между границей расплава и подложкой при движении по поверхности ТВЭЛа формируется горб, вызванный действием сил поверхностного натяжения. Аналогичное поведение было выявлено в численных расчетах [16, 17] и в экспериментах на воде [18]. В тех же экспериментах были получены данные по движению фронта жидкости под действием напряжения трения на границе, согласующиеся с формулой (8). Как показано в работах [18, 19], формирование подобного горба может привести при некоторых значениях его амплитуды к неустойчивости фронта и переходу от пленочного режима движения к ручейковому, что в дальнейшем может сильно сказаться на последствиях аварии.

Выводы

Представлены соотношения для анализа движения расплава под действием силы тяжести и трения с потоком газа. Соотношения могут быть использованы для анализа движения расплава по поверхности ТВЭЛа во время аварии с плавлением тепловыделяющих элементов. С использованием полученных выражений проведено моделирование движения расплава при различных скоростях набегающего потока. Полученные результаты могут быть использованы для анализа последствий аварий, а также для верификации кодов, разрабатываемых для обоснования безопасности реакторных установок.

Список литературы

1. Ishii M., Chen W.L., Grolmes M.A. Molten clad motion model for fast reactor loss-of-flow accidents // Nucl. Sci. Eng. 1976. Vol. 60. P. 435–451.
2. Chen W.L., Ishii M., Grolmes M.A. Parametric study of the molten-clad motion based on one-dimensional model // Nucl. Eng. Des. 1977. Vol. 41. P. 1–12.
3. Власичев Г.Н. Численное моделирование перемещения и затвердевания расплавленного топлива при тяжелой аварии быстрого реактора // Атомная энергия. 2001. Т. 90, вып. 5. С. 345–353.
4. Popescu M.N., Oshanin G., Deitrich S., Cazabat A-M. Precursor films in wetting phenomena // J. Physics: Condensed Matter. 2012. Vol. 24, No. 24. P. 1–30.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М: Наука. 1974. 712 p.
6. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972. 442 с.

7. **Kataoka D., Troian S.** A theoretical study of instabilities at the advancing front of thermally driven coating films // *J. Colloid and Interface Sci.* 1997. Vol. 192. P. 350–362.
8. **Moriarty J.A., Schwartz L.W.** Unsteady spreading of thin liquid films with small surface tension // *Phys. Fluids A.* 1991. Vol. 3, No. 5. P. 733–742.
9. **Joanny J.F., Gennes P.-G.** Upward creep of a wetting fluid: a scaling analysis // *J. Physique.* 1986. Vol. 47. P. 121–127.
10. **Huppert H.** Flow and instability of a viscous current down a slope // *Letters to Nature.* 1982. Vol. 300, No. 2. P. 427–429.
11. **Уизем Дж.** Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 624 с.
12. **Усов Э.В., Бутов А.А., Чухно В.И.** Моделирование перемещения расплава по поверхности твэла быстрого реактора при тяжелой аварии с помощью модуля SAFR/V1 интегрального кода Евклид/V2 // *Атомная энергия.* 2018. Т. 124, № 4. С. 197–200.
13. **Tuck E.O., Schwartz L.W.** A numerical and asymptotic study of some third-order ordinary differential equations relevant to draining and coating flows // *SIAM Review.* 1990. Vol. 32, No. 3. P. 453–469.
14. **Ford W.F.** A third-order differential equation // *SIAM Review* 34. 1992. P. 121–122.
15. **Duffy B.R., Wilson S.K.** A third-order differential equation arising in thin-film flows and relevant to Tanner's law // *Appl. Math. Lett.* 1997. Vol. 10, No. 3. P. 63–68.
16. **Goodwin R., Homsy G.** Viscous flow down a slope in the vicinity of a contact line // *Physics of Fluid A.* 1991. Vol. 3, No. 4. P. 515–528.
17. **Moriarty J.A., Schwartz L.W.** Effective slip in numerical calculations of moving-contact-line problems // *J. Engng Math.* 1992. Vol. 26. P. 81–86.
18. **Cazabat A.M., Heslot F., Troian S.M., Carles P.** Fingering instability of thin spreading films driven by temperature gradients // *Letters to Nature.* 1990. Vol. 346. P. 824–826.
19. **Cazabat A.M.** Wetting films // *Advances in Colloid and Interface Sci.* 1991. Vol. 34. P. 73–88.

*Статья поступила в редакцию 17 октября 2018 г.,
после доработки — 13 марта 2019 г.,
принята к публикации 4 июня 2019 г.*