

УДК 536.248

Особенности динамики повторного смачивания перегретой поверхности стекающей пленкой криогенной жидкости*

И.П. Стародубцева, А.Н. Павленко, О.А. Володин, А.С. Сургаев

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

E-mail: irstar@mail.ru

Впервые проведено численное моделирование динамического процесса повторного смачивания перегретой поверхности гравитационно стекающей пленкой криогенной жидкости с учетом локальной распределенности коэффициента теплоотдачи в смоченной зоне вдоль двумерного фронта. В численном эксперименте получена форма фронта, удовлетворительно согласующаяся с наблюдаемыми в опытах самоорганизующимися регулярными структурами. Исследована эволюция формы фронта. Показано, что локальные скорости движения разных областей двумерного фронта смачивания существенно различны. Полное время переходного процесса определяется минимальными значениями скорости перемещения границ испаряющейся жидкости в зонах фронта между кипящими струями. Модель позволяет количественно определить переменную во времени и пространстве скорость фронта смачивания и температурные поля в нагревателе. Достоверность результатов расчета подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными.

Ключевые слова: переходные процессы, пленочное течение, жидкий азот, численное моделирование.

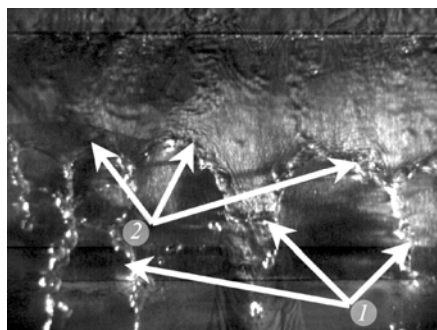
Введение

Пленочные течения жидкостей широко используются в различных современных теплообменных устройствах для интенсификации процессов тепломассопереноса. Испарение и кипение в тонких пленках жидкости обеспечивает при малых расходах теплоносителя и низких температурных напорах высокую интенсивность теплообмена. Актуальной является проблема создания эффективных компактных пленочных систем охлаждения микроэлектронного оборудования, высокопроизводительных процессоров, быстродействие и долговечность которых в существенной мере зависят от эффективности отвода рассеиваемой мощности. Перспективно использование криогенных пленок жидкости в качестве хладагента в технологиях с применением высокотемпературных сверхпроводящих керамических элементов.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-08-00118-а), Интеграционного проекта СО РАН совместно с УрО РАН (№ 68) и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007 – 2012 гг.» (Мероприятие 1.8).

В работе [1] в результате проведенного цикла экспериментальных исследований кризисных явлений в стекающих криогенных пленках жидкости (жидкий азот) показано, что при периодически изменяющейся тепловой нагрузке параметры возникающих метастабильных регулярных структур, критические параметры осушения теплоотдающей поверхности, обратные переходы к высокоэффективному режиму теплоотдачи определяются динамикой подвижных границ смачивания в процессе самоорганизации системы. После сброса тепловой нагрузки в критических режимах развивается переходный процесс, в результате которого полностью осушенная поверхность снова охлаждается стекающей пленкой жидкого азота. Данное явление принято называть процессом повторного смачивания, в англоязычной литературе — rewetting. В атомной энергетике при исследовании аварийных режимов в активных зонах это явление получило название повторного залива и исследуется уже на протяжении многих лет [2–11]. Расчетное моделирование возможных аварийных процессов является важным элементом обоснования безопасности реакторных установок. Для анализа поведения реактора в условиях эксплуатации и аварии используются теплогидравлические, прочностные, нейтронно-физические и другие коды. Вопросы теплообмена при повторном заливе активной зоны АЭС при различных способах подачи охлаждающей воды, особенности построения соответствующих кодов подробно освещены в монографии [12]. Аналогичные проблемы возникают при разработке системы защиты магнитов при переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние [13, 14]. При эксплуатации ускорителей заряженных частиц возможны ситуации, при которых отдельные сверхпроводящие магниты или группы магнитов переходят в нормальное состояние (квенч-процесс). Задачей криогенной системы при этом является обеспечение неразрушения криостатов магнита в процессе квенча, в связи с этим возникают проблемы повторного захлаживания. Важным приложением результатов по повторному смачиванию является также разработка систем подачи топлива в криогенные ракетные двигатели. В охлаждаемых ракетным топливом трубопроводах данных систем происходит изменение температуры от $T \sim 300$ К до криогенных температур с последовательной сменой режимов теплообмена от закризисного теплообмена до пузырькового кипения и вынужденной конвекции однофазной жидкости. Результаты исследований динамики смены режимов теплообмена применительно к условиям охлаждения криогенных систем, в том числе в условиях микрогравитации, приведены в работе [15].

На рис. 1 представлен характерный фрагмент высокоскоростной видеосъемки процесса повторного смачивания перегретой поверхности (фольга из константана толщиной $\delta = 25 \cdot 10^{-6}$ м) после импульсного тепловыделения [16]. На основе дан-



ных визуализации переходного процесса показан сложный двумерный характер границы смачивания, учет которого требуется при детальном моделировании динамики фронта.

Рис. 1. Фрагмент высокоскоростной видеосъемки процесса повторного смачивания после импульса тепловыделения.

$$q = 21,23 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2, \text{ Re} = 1690, \tau = 2,5 \text{ с.}$$

Визуализация позволила выявить особенности данного процесса. Было обнаружено, что фронт повторного смачивания не является плоским в поперечном направлении. Практически на входе перегретой поверхности возникают регулярные струи жидкости, в нижней части которых развивается интенсивное кипение (области 1 на рис. 1). В межструйных зонах на границе несмоченной поверхности формируются валики жидкости (области 2 на рис. 1), теплообмен в которых определяется преимущественно режимом испарения. Обработка экспериментальных данных показала, что при повторном смачивании перегретой поверхности стекающей пленкой жидкости величины локальных скоростей движения разных зон двумерного фронта существенно различаются.

Локальные значения скорости фронта смачивания в струйной области существенно выше, чем в межструйных зонах. Вследствие этого в переходном процессе формируются струйные течения, при этом полное время повторного залива определяется скоростью перемещения границ пленочного течения жидкости в межструйной области.

Как следует из работ [17, 18], теплообмен при кипении в пленке жидкости характеризуется существенно более высокими значениями коэффициента теплоотдачи, чем в режиме испарения. Развитие кипения в нижней части струй жидкости приводит к принципиальному изменению структуры двухфазного слоя во фронте смачивания. Быстро растущие пузыри разрушают валиковую форму межфазной поверхности, которая наблюдается в межструйной зоне и на боковых границах струй. Это приводит к тому, что в нижней зоне струй жидкости во фронте смачивания реализуется режим теплообмена с очень высоким значением осредненного коэффициента теплоотдачи при кипении в пленке с наличием локальных зон с тонким микрослоем жидкости. Как показано в работе [18], область высокоэффективного теплообмена при кипении во фронте смены режимов теплообмена на тонкостенном нагревателе при условии $\varepsilon < 1$ ограничивается достижением температур теплоотдающей поверхности, соответствующих температуре предельного перегрева жидкости при гомогенной нуклеации $T_{гр} = T_{пр}$.

В работах [9–11], посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию процесса повторного смачивания в режиме орошения одиночной струей перегретой горизонтальной поверхности [9] и при затоплении снизу вертикальных каналов жидкостью [11], при разработке расчетных моделей коэффициент теплоотдачи в смоченной зоне не менялся, фронт смачивания принимался плоским, и, как следствие, имеющим одинаковую в поперечном направлении скорость перемещения.

Известно расчетное соотношение для скорости перемещения фронта смачивания в одномерной постановке, полученное в работе [2]:

$$V^{-1} = \frac{\rho_n c_n}{2} \sqrt{\frac{\delta_n}{\tilde{\alpha} \lambda_n}} \left(\left[\frac{2(T_0 - \tilde{T})}{\tilde{T} - T_{нас}} + 1 \right]^2 - 1 \right)^{0.5}, \quad (1)$$

где \tilde{T} — температура на границе фронта смачивания, T_0 — начальная температура перегретой стенки. В рамках данной модели коэффициент теплоотдачи $\tilde{\alpha}$ в смоченной области принимается равным некоторому постоянному значению, а в осушенной области — нулю.

В настоящем исследовании проведено численное моделирование наблюдаемых переходных явлений, учитывающее существенную двумерность фронта, пространственную неоднородность коэффициентов теплоотдачи в смоченной зоне, выявленные в экспериментах. Целью моделирования является стремление объяснить и количественно описать реализующуюся в переходных режимах сложную двумерную форму фронта повторного смачивания в рассматриваемых условиях.

Моделирование и эксперимент

Математическая модель предполагает тепловую природу развития динамического процесса повторного смачивания. Изменение температурных полей в пространстве и времени для тонкого нагревателя (число Био $Bi = q\delta_n / (\lambda_n(T_n - T_{нас})) < 1$) описывается двумерным (2D) нестационарным уравнением теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями:

$$\frac{\partial T_n}{\partial \tau} = \frac{\lambda_n}{c_n \rho_n} \left(\frac{\partial^2 T_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_n}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\delta_n c_n \rho_n} (q_+ - q_-(T_n)). \quad (2)$$

В рамках настоящей работы моделирование проводилось в двумерной расчетной области. Здесь x, y — поперечная и продольная координаты нагревателя, $(x, y) \in G$, где $G = \{0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y\}$ — прямоугольник со сторонами L_x, L_y . Ось ординат направлена вдоль вертикальной стенки, по которой происходит стекание, вверх по течению пленки. Плотность теплового потока, отводимого в жидкость — $q_- = q_-(T_n)$. Плотность тепловыделения q_+ принимается постоянной $q_+(x, y) = \text{const}$. Дополненное начальными и граничными условиями уравнение (2) позволяет моделировать эволюцию температурных полей во времени в двумерной расчетной области и получать, как следствие, динамическую картину перемещения фронта.

Начальное температурное поле $T_0(x, y)$, представленное на рис. 2, соответствует экспериментальным данным, полученным для момента окончания импульса тепловыделения по данным работы [1]. Начальная температура осушенной в результате импульсного тепловыделения поверхности на момент развития процесса повторного смачивания составила $T_0 = 693$ К, в верхней части нагревателя в смоченной области температура $T_0 = T_{нас}$, при этом в расчетах скачок температур был сглажен экспоненциально.

Граничные условия $\partial T_n / \partial y = 0$ для $y = 0, x = 0 \div L_x$; $\partial T_n / \partial x = 0$ для $x = 0; L_x, y = 0 \div L_y$ заданы из соображений симметрии. Для верхнего края нагревателя $y = L_y, x = 0 \div L_x$, принимаем граничное условие $T_n = T_{нас}$.

Интенсивность теплоотдачи $q_-(\Delta T_h)$ моделируется кривыми теплоотдачи, в которых использованы экспериментальные данные [17, 19]. Линеаризованный

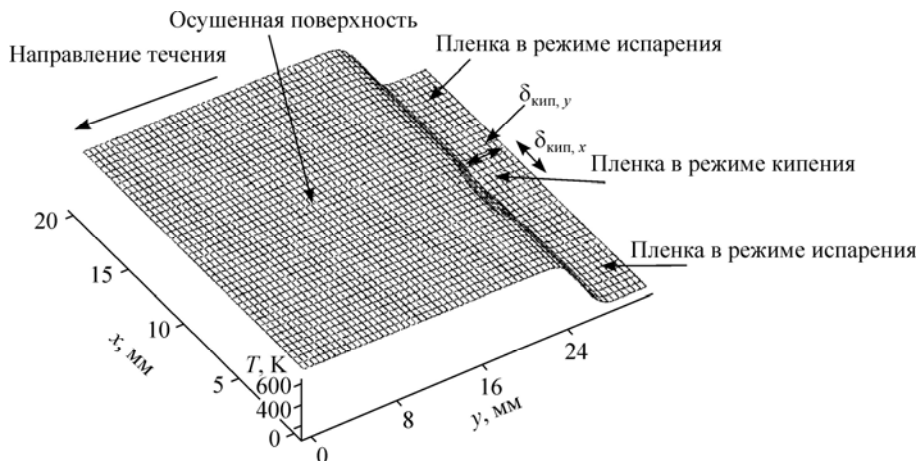


Рис. 2. Начальное распределение температуры, $\tau = 0$.

коэффициент теплоотдачи $\tilde{\alpha}$ меняется скачком на границе фронта в различных зонах: в точках $\Delta T_{гр.1} = \Delta T_{пр} = 26$ К на нижней границе струй с развитым кипением, $\Delta T_{гр.2} = 11$ К на границе пленочного течения с режимом испарения. Соответственно, при $T_n \leq T_{гр.1}$ $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{пуз.кип}$ (режим пузырькового кипения в пленке), или, при $T_n \leq T_{гр.2}$, $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{исп}$ (режим испарения в пленке), в зависимости от того, в каком режиме находится локальная область пленки. При $T_n > T_{гр}$ $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{с.п}$, что соответствует теплоотдаче в области сухих пятен при турбулентной свободной конвекции в паровой фазе. В расчетах приняты теплофизические свойства и геометрические параметры теплоотдающей поверхности, соответствующие использованной в экспериментах [1] константановой фольге: $\lambda_n = 18$ Вт/(м·К), $c_n = 245$ Дж/(кг·К), $\rho_n = 8850$ кг/м³, $\delta_n = 25 \cdot 10^{-6}$ м, $L_y = 32 \cdot 10^{-3}$ м, $L_x = 20 \cdot 10^{-3}$ м. Данные по теплоотдаче также взяты из работы [1]: $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{исп} = 6000$ Вт/(м²·К), $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{пуз.кип} = 4,7 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К), $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{с.п} = 50$ Вт/(м²·К) при $T_{нас} = 77,4$ К. Таким образом, с учетом выявленных в экспериментах особенностей процесса, на боковой поверхности струй и в межструйных зонах в смоченной области задается теплообмен в режиме испарения с соответствующими условиями на границе для валиковой формы фронта смачивания. Следует отметить, что строгое физическое обоснование экспериментально наблюдаемого факта существования устойчивой формы мениска в межструйной области и на боковых криволинейных краях струй стекающей жидкости в условиях интенсивного испарения является предметом отдельного теоретического рассмотрения. В процессе повторного смачивания набегающей пленкой жидкости происходит формирование струйного течения. Как показывает визуализация процесса с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры, определяющее влияние на динамику формирования струй жидкости и их поперечный размер во фронте повторного смачивания оказывают набегающие трехмерные волны. В настоящей статье не описывается непосредственно процесс формирования струй, это является предметом отдельного исследования. В то же время, очевидно, что набегающие трехмерные волны большой амплитуды с переносом значительно увеличенного локального расхода жидкости являются интенсивными возмущениями, оказывающими определяющее влияние на устойчивость и форму границы смачивания на начальной стадии формирования струй. В зоне формирующихся струй с увеличенной толщиной слоя жидкости достигаются условия для развития кипения в нижней части, где создается необходимый перегрев теплоотдающей поверхности в смоченной зоне. Анализ фрагментов видеосъемки показывает, что именно в зонах утолщенной пленки в струях развивается кипение. В первом приближении принимается, что поперечный размер струй с кипением в нижней их части $\delta_{кип}$ равен характерному поперечному размеру набегающих трехмерных волн $\delta_{\perp в}$, составляющему для азотной пленки в исследованном диапазоне числа Рейнольдса величину $\delta_{\perp в} \sim 4$ мм. Минимальный поперечный размер струй жидкости $\delta_{кип}$, где в нижней части реализуется пузырьковое кипение, должен задаваться в расчетах из условия стабилизации формы фронта с минимальным значением $\delta_{\perp}^{кр} = 2R_0^{кр}$, величина которого определяется при анализе динамики поведения локальных смоченных зон меньшего радиуса, возникающих на его границе. Таким образом, в случае $\delta_{\perp}^{кр} > \delta_{\perp в}$, величина $\delta_{кип}$ будет определяться из условия $\delta_{кип} = \delta_{\perp}^{кр}$. Анализ оценки величины $\delta_{\perp}^{кр} = 2R_0^{кр}$ приведен в заключительной части статьи. Для условий эксперимента, для которого проводится сравнение опытных данных

с результатами проводимых расчетов, величина $\delta_{\perp в}$ существенно больше, чем величина критического размера $\delta_{\perp}^{кр}$, определяющего минимально возможный поперечный размер в нижней части струи жидкости из условия стабилизации формы фронта. Случай $\delta_{\perp}^{кр} > \delta_{\perp в}$ в данной статье не рассматривается и является предметом последующих исследований как в рамках численного моделирования, так и при проведении экспериментов.

Задача решалась численно с использованием схемы метода переменных направлений [20], сочетающей лучшие качества явной схемы — экономичность и неявной — устойчивость. Наряду с основными значениями T_{ij}^k и T_{ij}^{k+1} вводится промежуточное значение $T_{ij}^{k+1/2}$, которое формально можно рассматривать как значение при $\tau = \tau_{k+1/2} = \tau_k + 1/2$. В двумерном случае схема метода переменных направлений имеет вид:

$$\frac{T_{i,j}^{k+1/2} - T_{i,j}^k}{\tau/2} = \frac{a}{h_x^2} (T_{i+1,j}^{k+1/2} - 2T_{i,j}^{k+1/2} + T_{i-1,j}^{k+1/2}) + \frac{a}{h_y^2} (T_{i,j+1}^k - 2T_{i,j}^k + T_{i,j-1}^k) + f_{i,j}^{k+1/2}, \quad (3)$$

$$\frac{T_{i,j}^{k+1} - T_{i,j}^{k+1/2}}{\tau/2} = \frac{a}{h_x^2} (T_{i+1,j}^{k+1/2} - 2T_{i,j}^{k+1/2} + T_{i-1,j}^{k+1/2}) + \frac{a}{h_y^2} (T_{i,j+1}^{k+1} - 2T_{i,j}^{k+1} + T_{i,j-1}^{k+1}) + f_{i,j}^{k+1/2}. \quad (4)$$

Здесь $a = \lambda_n / (c_n \rho_n)$, $f_{i,j}^k = 1 / (\delta_n c_n \rho_n) (q_+ - q_-(T_{i,j}^k))$, h_x, h_y — шаги сетки в направлениях x и y , соответственно. На каждом дробном временном слое один из пространственных дифференциальных операторов аппроксимируется неявно (по соответствующему координатному направлению осуществляются скалярные прогонки), а остальные явно. На следующем дробном шаге следующий по порядку дифференциальный оператор аппроксимируется неявно, а остальные — явно и т. д. Решение задачи в этом случае сводится к решению двух систем с трехдиагональными матрицами, что позволяет использовать для нахождения решения одномерные прогонки. Результатом решения двух систем уравнений является нестационарное поле температур $T_{i,j}^k$, полученное в двумерной расчетной области (или, по-другому — матрицы температур, расположенных на различных временных слоях). Анализируя полученные в результате решения значения температуры в узлах сетки и используя известные значения температуры на границе ($T_{гр,1}$ — для кипящей пленки, $T_{гр,2}$ — для испаряющейся пленки), находим координаты поверхности, соответствующие мгновенному положению фронта. Для получения в динамике картины перемещения фронта смачивания процедура повторяется на следующем временном слое и т. д. Мгновенная скорость перемещения локальной области фронта определяется производной продольной координаты границы фронта по времени в соответствующей локальной области — $V \approx (y_{гр}^{k+1} - y_{гр}^k) / (\tau^{k+1} - \tau^k)$.

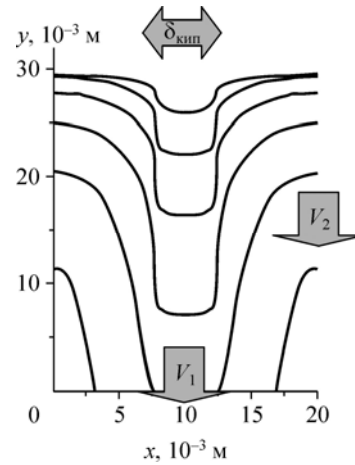
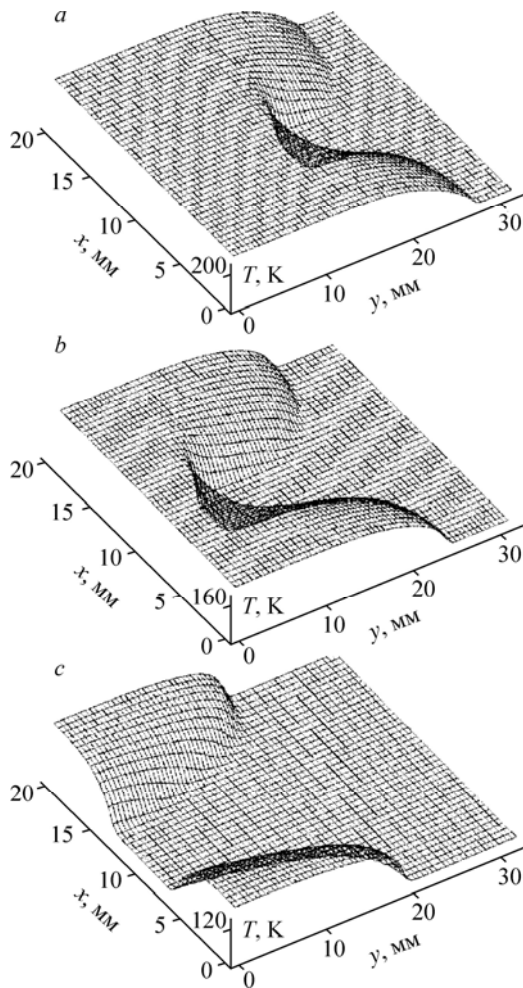
На рис. 3 представлены результаты численного моделирования динамики перемещения границ фронта смачивания. Изменяющаяся во времени форма фронта получена, как было описано выше, при условии, что в начальный момент времени пленка в локальной области верхней части тепловыделяющей поверхности, ограниченной размерами $\delta_{кип,x}, \delta_{кип,y}$, находится в режиме кипения. При этом значение температуры на границе испаряющейся пленки $T_{гр,2} = 88,4$ К, на границе кипящей струи — $T_{гр,1} = 103,4$ К. Результаты численного эксперимента показали,

Рис. 3. Эволюция границы пленочного течения.

$\delta_{\text{кип}} = 4$ мм, в нижней области кипящей струи $\Delta T_{\text{гр.1}} = 26$ К, в области с испаряющейся пленкой $\Delta T_{\text{гр.2}} = 11$ К, интервал между кривыми $\Delta \tau = 0,5$ с.

что мгновенная скорость границы изменяется нелинейно — происходит резкое увеличение скорости при перемещении фронта вниз по нагревателю. Это связано с тем, что в осушенной зоне температура теплоотдающей поверхности в переходном процессе вследствие теплообмена при свободной конвекции в паровой фазе. Средняя скорость перемещения границы кипящих струй V_1 значительно превышает среднюю скорость границы испаряющейся пленки V_2 .

Очевидно, что время полного смачивания всей теплоотдающей поверхности определяется минимальной скоростью перемещения границ испаряющейся пленки в межструйных зонах.



На рис. 4 представлены результаты численного моделирования эволюции температурных полей в теплоотдающей стенке в процессе перемещения фронта пленочного течения.

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными по скоростям перемещения фронта в области кипения и испарения пленки и по эволюции фронта повторного смачивания представлено на рис. 5 и 6. На рис. 6 пунктирными линиями показаны границы пленочного течения, полученные в численном эксперименте для соответствующих моментов времени.

Эволюция формы фронта со сложной двумерной границей пленочного течения в переходном процессе, полученная в численном эксперименте, достаточно хорошо согласуется с выявленной в опытах.

Рис. 4. Изменение температурных полей во времени.

$\tau = 1,5$ (a), 2,0 (b), 2,5 (c) с.

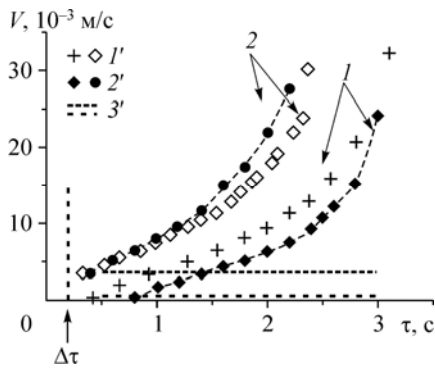


Рис. 5. Изменение скорости фронта повторного смачивания во времени.

1 — в области испаряющейся пленки, 2 — в области кипящих струй. 1' — эксперимент, 2' — расчет, 3' — расчет [2].

Ниже представлены результаты решения модельной задачи тепловой устойчивости локального температурного возмущения. Такая модель описывает развитие локальных очагов пузырькового или пленочного режимов кипения на плоской горизонтальной поверхности в условиях большого объема жидкости. Результаты данного расчета приведены для объяснения существования критического размера возмущений во фронте повторного смачивания. При размерах возмущения меньше критического локальная скорость фронта в зоне возмущений будет резко снижаться, что приведет, как следует из проведенных оценочных расчетов, к стабилизации формы фронта в зоне струй. С целью выявления механизма стабилизации кипящих струй было проведено численное моделирование эволюции осесимметричных температурных возмущений с отрицательной (рис. 7, а) и положительной (рис. 7, б) девиациями. Первое из них соответствует локальной области с кипящей жидкостью на осушенной поверхности, перегретой до температуры ~ 700 К. Эволюция второго описывает динамику развития “сухого” пятна с температурой в центре ~ 700 К на поверхности, охлаждаемой кипящим жидким азотом.

Радиус фронта в нижней части кипящих струй, наблюдаемый в экспериментах с константановой фольгой ($\delta_n = 25 \cdot 10^{-6}$ м), составляет $R_{\text{хар}} \approx 3 \div 5$ мм. Результаты численных экспериментов показали, что мелкомасштабные возмущения с отрицательной девиацией (локальные очаги с пузырьковым режимом кипения на осушенной поверхности) с размерами меньше критического $R \leq R_0^{\text{кр}} \approx R_{\text{хар}}$ коллапсируют (рис. 8) или имеют существенно меньшую скорость перемещения,

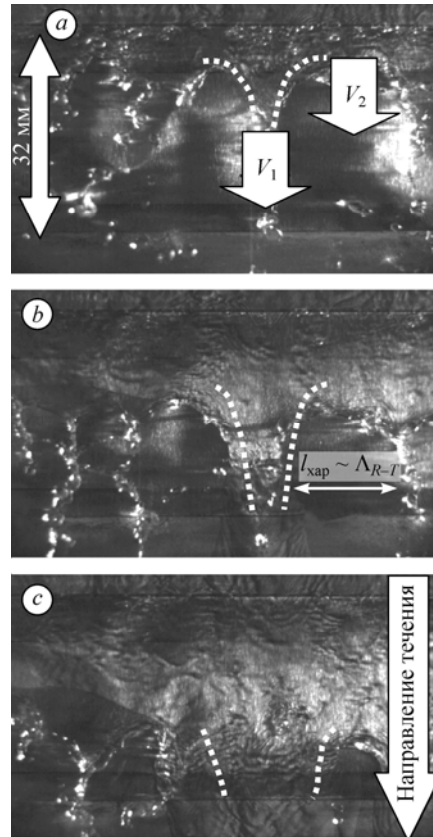


Рис. 6. Фрагменты высокоскоростной видеосъемки переходного процесса после одиночного импульса тепловыделения длительностью $\Delta\tau = 0,2$ с.

$q = 21,23 \cdot 10^4$ Вт/м², $Re = 1690$, $\tau = 1,5$ (а), 2,5 (б), 3 (в) с.

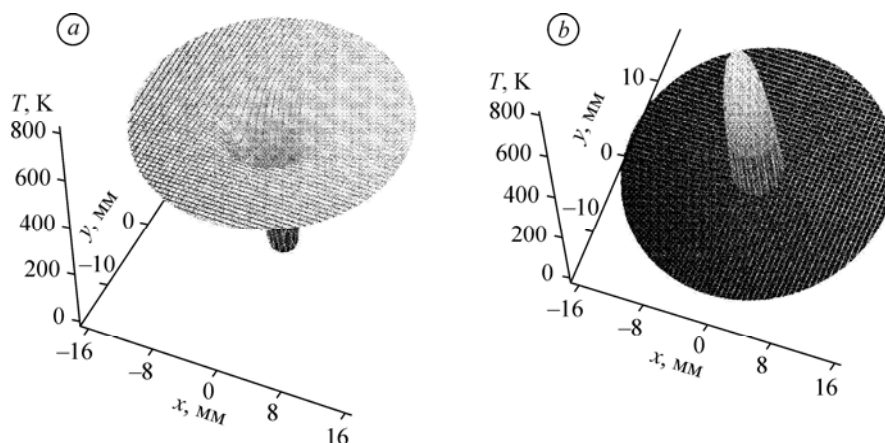


Рис. 7. Температурные возмущения с отрицательной (а) и положительной (b) девиацией.

что, по-видимому, приводит к выравниванию фронта в зоне кипящих струй до стабилизации его к форме с характерной величиной радиуса кривизны $R_{\text{хар}} \geq R^{\text{кр}}$.

Критический размер локальных сухих осесимметричных пятен с увеличением толщины пластины уменьшается (кривая 1 на рис. 9). Напротив, критический размер возмущений с отрицательной девиацией, соответствующих локальным осесимметричным зонам кипящей жидкости на осушенной поверхности, увеличивается. Проведенные расчеты, представленные на рис. 9, кроме того, позволяют предположить, что увеличение толщины и коэффициента теплопроводности пластины при определенных условиях будет приводить к соответствующему возрастанию (кривая 2) поперечного размера кипящих струй в их нижней зоне. Гипотеза будет проверена в последующих экспериментах по исследованию процесса повторного смачивания толстостенных и более высокотеплопроводных поверхностей.

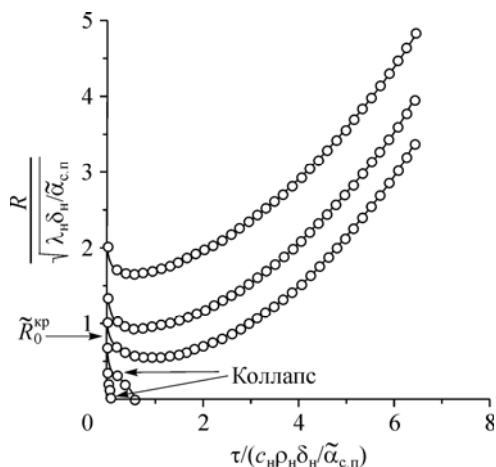


Рис. 8. Эволюция во времени температурных возмущений с отрицательной девиацией с различными начальными размерами.

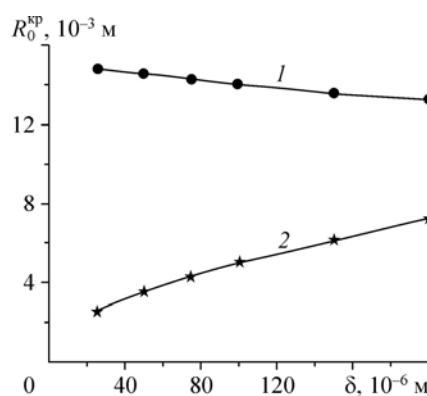


Рис. 9. Критический размер температурного возмущения с положительной (1) и отрицательной (2) девиацией в зависимости от толщины пластины.

Заключение

Впервые проведено исследование процесса повторного смачивания вертикальной перегретой поверхности стекающей пленкой криогенной жидкости с учетом переменной теплообмена в смоченной зоне вдоль двумерного фронта. Результаты численных экспериментов показали, что полное время повторного смачивания определяется минимальным значением скорости перемещения границ испаряющейся пленки в зонах фронта между кипящими струями. В численном эксперименте получена форма фронта в динамическом процессе, согласующаяся с наблюдаемыми в опытах регулярными структурами. Модель позволяет количественно определить переменную во времени и пространстве скорость фронта смачивания и температурные поля в нагревателе. Достоверность полученных численными методами результатов подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными. Разработанная численная модель показала достаточно хорошее качественное и количественное описание общей картины распространения фронта повторного смачивания.

Полученные результаты важны для выявления фундаментальных закономерностей развития переходных процессов и кризисов при кипении и испарении, в том числе в стекающих пленках жидкости, для разработки новых подходов к описанию кризисных явлений при различных законах тепловыделения. Знание полного времени переходного процесса повторного смачивания, скоростей перемещения различных зон фронта, температурных полей в твэлах необходимо в исследованиях при решении практически важных задач по обеспечению безопасности ядерных реакторов. Выявление механизмов, приводящих к формированию струйных течений в нагреваемой пленке, позволит управлять формированием струй, регулировать механизм развития сухих пятен, повысить интенсивность теплоотдачи. Для определения характерных размеров регулярных структур, таких как поперечный размер струи и расстояние между струями, необходимо проведение дополнительных исследований.

Список обозначений

q — плотность теплового потока, Вт/м ² ,	Λ — постоянная Лапласа,
g — ускорение свободного падения, м/с ² ,	$\Lambda_{R-T} = 2\sqrt{3}\pi\Lambda$ — наиболее опасная длина волны неустойчивости Рэлея–Тэйлора,
T — температура, К,	$\tilde{\alpha}$ — линеаризованный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м ² ·К),
V — скорость, м/с,	δ — толщина, характерный размер,
$\varepsilon = \sqrt{\frac{\lambda_n \delta_n g (\rho' - \rho'')}{\tilde{\alpha}_{\text{пуз.кип}} \sigma}}$ — безразмерный параметр, характеризующий отношение ширины температурного градиента вдоль нагревателя во фронте в зоне высокоинтенсивного теплообмена к характерному масштабу действия капиллярных сил Λ ,	$\delta_{\perp}^{\text{кр}}, R_0^{\text{кр}}$ — характерные критические значения линейного масштаба возмущений во фронте повторного смачивания,
σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м,	λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К),
	ρ — плотность, кг/м ³ ,
	τ — время, с.

Индексы

' — жидкость,	кр — критический,
" — пар,	хар — характерный,
пр — предельный перегрев,	пуз. кип, кип — режим кипения,
гр — граничное значение во фронте,	исп — режим испарения,
с.п — относится к сухим пятнам,	0 — начальные условия,
н — нагреватель,	\perp — относится к характерному поперечному размеру трехмерных волн.
нас — на линии насыщения,	

Список литературы

1. Суртаев А.С., Павленко А.Н. Кризисные явления в стекающих пленках жидкости при периодически изменяющейся тепловой нагрузке // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 3. С. 485–496.
2. Yamanouchi A. Effect of core spray cooling in transient state after loss-of-coolant accident // J. Nucl. Sci. Technol. 1968. Vol. 5. P. 547–558.
3. Yoshioka K., Hasegawa S.A. A correlation in displacement velocity of liquid film boundary formed on a heated vertical surface in emergency cooling // J. Nucl. Sci. Technol. 1970. Vol. 7, No. 10. P. 418–425.
4. Duffey R.B., Porthouse D.T.C. The physics of rewetting in water reactor emergency core cooling // Nucl. Engng. and Design. 1973. Vol. 25, iss. 3. P. 379–394.
5. Ganchev B., Bokov A. Investigation of the rewetting of a hot dry vertical surface by a falling liquid film // Proc. of the 7-th Intern. Symp. on Fresh Water from the Sea. 1980. Vol. 1. P. 215–219.
6. Ганчев Б.Г., Боков А.Е. Исследование смачивания горячей вертикальной поверхности стекающей пленкой жидкости // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41, № 5. С. 774–780.
7. Ганчев Б.Г. Процессы гидродинамики и теплопереноса при опускных и двухфазных газожидкостных течениях. Дисс. на соиск. уч. степ. доктора техн. наук. Москва. 1984. 486 с.
8. Unal C., Nelson R. A Phenomenological model of the thermal-hydraulics of convective boiling during the quenching of hot rod bundles. Thermal hydraulic model // Nucl. Engng. and Design. 1992. Vol. 136. P. 277–298.
9. Hammad J., Mitsutake Y., Monde M. Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block // Proceedings of the Intern. Symp. on Transient Convective Heat and Mass Transfer in Single and Two Phase Flows / Ed. J. Padet, F. Arinc. Begell House, 2003. P. 189–202.
10. Mitsutake Y., Monde M., Kawabe R. Transient heat transfer during quenching of a vertical hot surface with bottom flooding // Proceedings of the Intern. Symp. on Transient Convective Heat and Mass Transfer in Single and Two Phase Flows / Ed. J. Padet, F. Arinc. Begell House, 2003. P. 257–266.
11. Габараев Б.А., Ковалев С.А., Молочников Ю.С. и др. Повторное смачивание и автоволновая смена режимов кипения // ТВТ. 2001. Т. 39, № 2. С. 322–334.
12. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплообмен в ядерных энергетических установках. Изд. 3-е, перераб. и доп. М.: МЭИ, 2003. 548 с.
13. Bourouga B., Gilles J. Roles of heat transfer modes on transient cooling by quenching process // Intern. J. Material Forming. 2010. Vol. 3, No. 2. P. 77–88.
14. Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. Изд. 3-е, перераб. и доп. М.: МЭИ, 2008. 464 с.
15. Verthier B., Celata G. P., Zummo G., Colin C., Follet J. Effect of gravity on film boiling heat transfer and rewetting temperature during quenching // Microgravity Sci. Technology. 2009. Vol. 21. P. 185–191.
16. Павленко А.Н., Стародубцева И.П., Суртаев А.С. Особенности эволюции сухих пятен на тепловыделяющих поверхностях при пленочном течении жидкостей // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 4. С. 535–544.
17. Мацех А.М., Павленко А. Н. Особенности теплообмена и кризисных явлений в стекающих пленках криогенной жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 1. С. 105–119.
18. Павленко А.Н. Переходные процессы при кипении и испарении. Дисс. на соиск. уч. степ. доктора физ.-мат. наук. Новосибирск. 2001. 449 с.
19. Павленко А.Н., Мацех А.М., Печеркин Н.И., Кнеер Р., Лель В.В., Суртаев А.С. Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 1. С. 93–105.
20. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкости: Т. 1. М.: Мир, 1991. 504 с.

*Статья поступила в редакцию 7 февраля 2011 г.,
после доработки 12 мая 2011 г.*