

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СУХИХ ПЯТЕН В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ

### АННОТАЦИЯ

Проведен численный эксперимент для описания критических явлений при интенсивном теплообмене в стекающих волновых пленках криогенной жидкости на ограниченных по длине тепловыделяющих поверхностях. Численное моделирование тепловой устойчивости сухих пятен с условиями теплоотдачи, определяемыми экспериментально, дает удовлетворительное согласие с полученными в экспериментах значениями критической плотности теплового потока. Это подтверждает гипотезу о том, что в определенных режимах течения пленки развитие кризиса осушения связано с распространением температурного возмущения вверх по потоку при достижении порога тепловой устойчивости сухих пятен. Величина критического теплового потока при этом существенно ниже расчета по известным гидродинамическим моделям.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кризисные явления и локальный теплообмен при кипении и испарении в стекающих пленках жидкости являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Пленочные течения жидкостей (в том числе криогенных) широко используются в различных технологических процессах для интенсификации теплопереноса. Актуальность данной тематики связана, в частности, с разработкой эффективных и компактных систем охлаждения элементов электронного оборудования и вычислительной техники, высокопроизводительных графических процессоров, быстрой работы и срок жизни которых в существенной мере зависят от эффективности отвода рассеиваемой мощности. В таких системах предельные величины тепловых потоков ограничены возникновением кризисных явлений, когда на орошаемой поверхности возникают сухие пятна, развитие которых при определенных условиях приводит к ее полному осушению, неконтролируемому разогреву и выходу из строя.

Высокоскоростная визуализация процесса кипения, проведенная в работах [1,2], показала, что в нижней части нагревателя при увеличении теплового потока на первой стадии возникают нестационарные, а затем устойчивые сухие пятна, которые затем сливаются, и при достижении критического теплового потока развивается переходный процесс с вытеснением зоны пузырькового кипения на всей теплоотдающей поверхности. Обобщение полученных экспериментальных данных на высокотеплопроводных толстостенных нагревателях показало, что в условиях развития данного типа кризиса теплоотдачи критический тепловой поток может быть

существенно ниже расчета по известной гидродинамической модели, предложенной в [3]:

$$q_{кр}/\rho''rU = 0.121(\rho'/\rho'')^{2/3} \left( \sigma/\rho'U^2L \right)^{0.42}. \quad (1)$$

Развитие кризиса осушения в данном случае обусловлено механизмом продольной теплопроводности и реализуется распространением температурного возмущения, возникающего в нижней части нагревателя в зоне крупномасштабных сухих пятен, вверх по нагревателю с вытеснением высокоинтенсивного режима пузырькового кипения, что подтверждается также прямыми температурными измерениями [1,2]. Представляется интересным параллельно экспериментальным исследованиям провести в первом приближении численное моделирование развития кризиса подобного типа при пленочном течении жидкости.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Распространение температурного возмущения вследствие действия механизма продольной теплопроводности на тонком нагревателе (число Био  $Bi = q\delta_n/(\lambda_n(T_n - T_{нас})) < 1$ ) описывается уравнением нестационарной теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями:

$$\partial T_n / \partial \tau = LT_n + f(T_n),$$

где  $f(T_n) = (\delta_n c_n \rho_n)^{-1} [q_+ - q_-(\Delta T_n)]$ ,

$L = \lambda_n / (c_n \rho_n) \partial^2 / \partial x^2$  – в одномерном случае,

$L = \lambda_n / (c_n \rho_n) [\partial^2 / \partial R^2 + 1/R \cdot \partial / \partial R]$  – в двумерном случае.

Здесь  $x, R$  – координата вдоль нагревателя с точкой отсчета в центре сухого пятна. Плотность тепловыделения  $q_+$  вдоль нагревателя принимается постоянной  $q_+(x) = q_+ = \text{const}$ . Начальное температурное возмущение моделируем функцией в виде ступеньки, сглаженной экспоненциально в области высокоинтенсивного теплообмена. Максимальная начальная температура в зоне сухого пятна в первом приближении принимается равной  $T_0 = T_{пр}$ .

Краевые условия для нагревателя конечной длины  $L_n$ :  $\partial T_n / \partial x = 0$  для  $x=0, x=L_n$  – соответствуют теплоизолированным концам нагревателя. Для бесконечного нагревателя:  $\partial T_n / \partial x = 0$ , для  $x=0$  (условие симметрии),  $T_n = T_\infty = q / \tilde{\alpha}_{пуз.кип} + T_{нас}$ , для  $x = \pm \infty$ .

Для физически обоснованного выбора граничных условий во фронте смены режимов кипения используется, введенный в [4] параметр  $\varepsilon = l_{хар.пуз.кип} / \Lambda = (\lambda_n \delta_{ng} (\rho' - \rho'')) / (\alpha_{пуз.кип} \sigma)^{0.5}$ , харак-

теризующий отношение ширины температурного градиента вдоль нагревателя во фронте, в зоне пузырькового кипения к характерному масштабу действия капиллярных сил  $\Lambda$ .

Интенсивность теплоотдачи описывается кривыми теплоотдачи, представленными на рис.1, 2, в которых использованы экспериментальные данные [1,2,5].

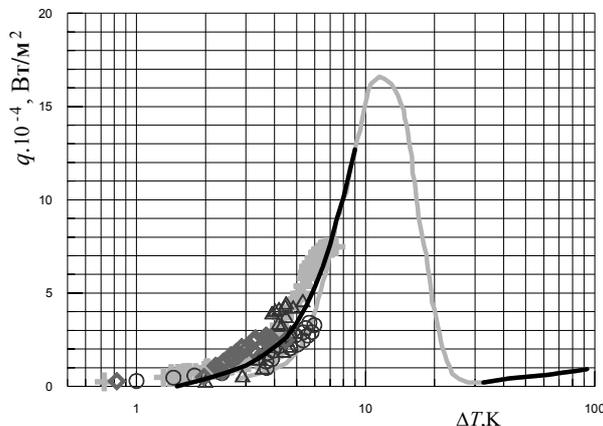


Рис. 1. Кривая кипения при пленочном течении азота по теплоотдающей поверхности из дюралюминия:  $\circ$ ,  $+$ ,  $\diamond$ ,  $\triangle$  – экспериментальные данные [1] для нагревателя длиной 64 мм;  $Re=285$ . — – интерполяционная кривая с использованием данных [1]; - - - данные из работы [5]

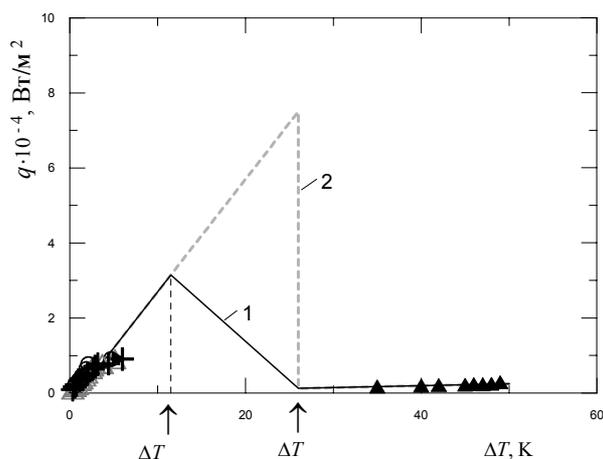


Рис. 2. Модельные кривые теплоотдачи в условиях пленочного течения жидкого азота по фольге из константана,  $Re=690$ :  $\circ$ ,  $+$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\triangle$  – экспериментальные данные [2]; 1 – трехзонная модель,  $\epsilon \geq 1$ ; 2 – двухзонная модель,  $\epsilon \ll 1$

В данной работе исследуется эволюция локальных сухих пятен в стекающих пленках жидкого азота на ограниченных по длине вдоль течения и неограниченных тепловыделяющих поверхностях, влияние краевых условий на поведение возникшего пятна при его различных начальных размерах. Сухое пятно размера  $l_0$  (одномерный случай) в начальный момент времени локализовано у левого края нагревателя (рис. 3). Отдельные результаты численного моделирования представлены на рис. 3–7. Расчетные зависимости на рис. 3, 4 демонстрируют влияние краевых условий на эволюцию температурного профиля и размера сухого пятна во времени.

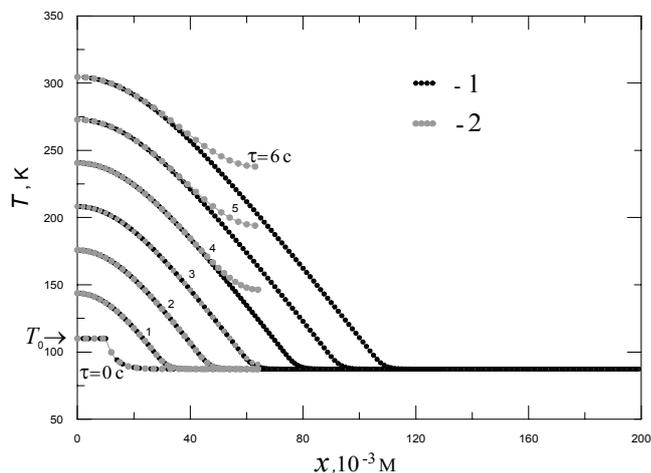


Рис. 3. Эволюция температурных профилей. Плотность тепловыделения  $q_+ = 15 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>. Материал нагревателя – дюралюминий,  $\delta_n = 4 \cdot 10^{-3}$  м,  $Re=285$ ; 1 – полубесконечный нагреватель; 2 – нагреватель длиной  $L_n = 64 \cdot 10^{-3}$  м

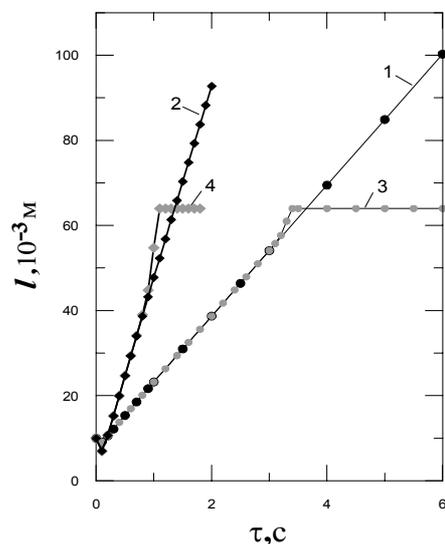


Рис. 4. Зависимости размера локального сухого пятна от времени: 1, 2 – полубесконечные нагреватели,  $\lambda=50$ ; 420 Вт/(м·К) соответственно; 3, 4 –нагреватели конечной длины,  $\lambda=50$ ; 420 Вт/(м·К)

Как видно из рис.3, температура в правой части нагревателя конечной длины начинает быстро расти. Величины скорости движения границы локального сухого пятна по поверхности бесконечного нагревателя и нагревателя конечной длины  $L_n$  совпадают до тех пор, пока область высокоинтенсивной теплоотдачи с пузырьковым режимом кипения не уменьшится до размера порядка  $l_{хар.пуз} = \sqrt{\lambda_n \delta_n / \bar{\alpha}_{пуз.кип}}$ . Далее, граница пятна на бесконечном нагревателе продолжает двигаться с постоянной скоростью, а на нагревателе конечной длины при приближении фронта к теплоизолированному краю происходит резкое нелинейное увеличение скорости (рис.4).

На рис.5 представлены расчеты критической плотности теплового потока для полубесконечного и ограниченного по длине нагревателей из дюра-

люминия. В расчетах были приняты следующие теплофизические свойства и геометрические параметры теплоотдающей поверхности:  $\lambda_n=50$  Вт/(м·К),  $c_n=300$  Дж/(кг·К),  $\rho_n=3000$  кг/м<sup>3</sup>,  $\delta_n=4 \cdot 10^{-3}$  м.

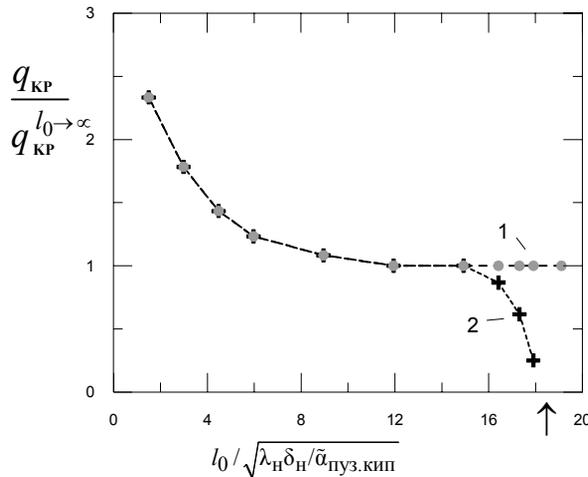


Рис. 5. Зависимости критической плотности теплового потока от начального размера сухого пятна: 1 – полубесконечный нагреватель; 2 – нагреватель конечной длины (стрелка на оси абсцисс указывает на границу зоны тепловыделения)

На рис.6,7 представлены результаты численного моделирования тепловой устойчивости сухих пятен на тонкостенном нагревателе из константана, охлаждаемом также стекающей пленкой жидкого азота, подаваемой на линии насыщения при атмосферном давлении ( $\delta_n=25 \cdot 10^{-6}$  м,  $L_n=122 \cdot 10^{-3}$  м,  $\lambda_n=18$  Вт/(м·К),  $c_n=245$  Дж/(кг·К),  $\rho_n=8850$  кг/м<sup>3</sup>).

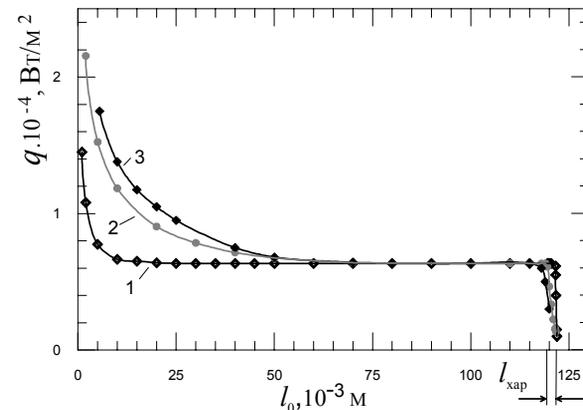


Рис. 6. Зависимости критической плотности теплового потока от начального размера сухого пятна для различных толщин нагревателя: 1 –  $\delta_n=1 \cdot 10^{-3}$  м; 2 –  $\delta_n=25 \cdot 10^{-6}$  м. Трехзонная модель кривой теплоотдачи

Анализ полученных результатов показывает, что на ограниченной по длине тепловыделяющей поверхности резкое снижение критической плотности теплового потока наблюдается только при уменьшении начального размера локальных зон высокоинтенсивной теплоотдачи до размеров порядка  $\sim l_{хар.пуз}$ . Для нагревателя из дюралюминия в расчетах данный характерный размер составил –  $l_{хар.пуз} = \sqrt{\lambda_n \delta_n / \bar{\alpha}_{пуз.кип}} \sim 3.5 \cdot 10^{-3}$  м, для фольги из константана –  $l_{хар.пуз} \sim 0.4 \cdot 10^{-3}$  м.

На рис. 7 представлено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [2] по критической плотности теплового потока.

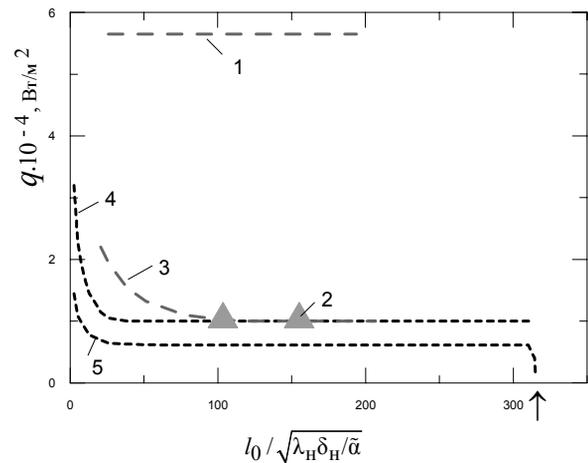


Рис. 7. Зависимость критической плотности теплового потока, соответствующей распространению фронта осушения, от начального размера сухого пятна для пленочного течения жидкого азота по фольге: 1 – расчет, соответствующий гидродинамической модели критического теплового потока (1); 2 – экспериментальные данные [2] для фольги из константана ( $\delta_n=25 \cdot 10^{-6}$  м;  $Re^{вх}=690$ ; 3 – 2-зонная модель кривой теплообмена, квазидвумерная задача,  $\epsilon \ll 1$ ; 4 – 2-зонная модель кривой теплообмена, 1-мерная задача; 5 – 3-зонная модель кривой теплообмена, 1-мерная задача,  $\epsilon \geq 1$

Величина критического теплового потока по модельной зависимости (1) составляет при заданных параметрах  $\sim 5.6 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>, что существенно выше значений, полученных в экспериментах. Достаточно хорошее совпадение результатов численного моделирования с экспериментальными данными подтверждает гипотезу о том, что кризис осушения в данном случае реализуется распространением температурного возмущения вверх по потоку при превышении порога тепловой устойчивости сухих пятен.

Как показывает анализ высокоскоростной цифровой видеосъемки, на первой стадии развития кризисного процесса локальные сухие пятна на плоской ограниченной по длине константановой фольге появляются в нижней ее части. Как видно из фотографий, представленных на рис.8, возникшая в смоченной зоне область крупномасштабного сухого пятна на первом этапе принимает форму «языка». По мере увеличения теплового потока верхняя граница несмоченных зон постепенно расширяется вверх по потоку жидкой плёнки. В нижней части поверхности нагрева поведение границы смачивания существенно нестационарно. С увеличением числа Рейнольдса при высоких тепловых потоках в смоченной зоне на единичных центрах парообразования возникают нестабильные круглые сухие пятна, которые перемещаются вниз по потоку. При этом прослеживается тенденция монотонного увеличения размера этих пятен во времени от момента возникновения до их слияния с зоной устойчивого сухого пятна в нижней части теплоотдающей поверхности.

При более низких пороговых значениях тепловых потоков локальные сухие пятна малого размера, возникающие в смоченной зоне, с течением времени могут коллапсировать (снимок *г* на рис.8), что подтверждается и результатами численного моделирования (кривая 3 на рис.7).

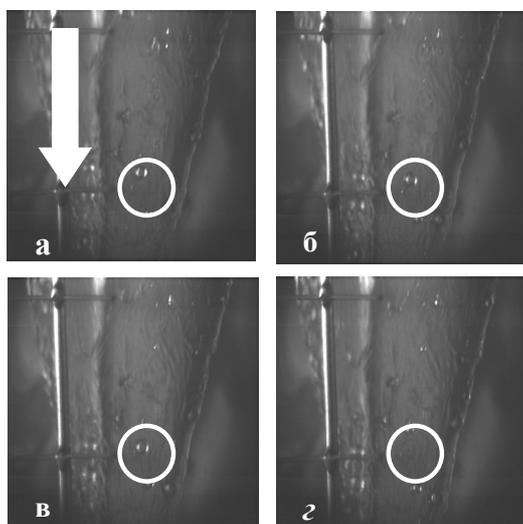


Рис. 8. Фрагменты высокоскоростной видеосъемки.  $Re_{вх}=690$ ,  $q = 0.92 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>. Плёночное течение жидкого азота при наличии стабильных крупномасштабных несмоченных зон. Стрелкой показано направление течения: а –  $\tau = 0$  с; б –  $\tau = 2 \cdot 10^{-3}$  с; в –  $4 \cdot 10^{-3}$  с; г –  $6 \cdot 10^{-3}$  с

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования исследована тепловая устойчивость и эволюция сухих пятен на ограниченных и неограниченных по длине нагревателях с различными теплофизическими свойствами и геометрическими параметрами. Численный эксперимент проведен для описания критических явлений при теплообмене в стекающих волновых пленках криогенной жидкости.

Исследованы краевые эффекты, приводящие к тому, что поведение сухого пятна, локализованного у края нагревателя, отлично от поведения пятна на неограниченном по размерам нагревателе. Показано, что на ограниченной тепловыделяющей поверхности при наличии локальных сухих пятен наблюдается значительное снижение критической плотности теплового потока и резкое нелинейное увеличение скорости распространения фронта при его приближении к теплоизолированной границе нагревателя на расстояния порядка  $\sim l_{хар. пуз} = \sqrt{\lambda_n \delta_n / \tilde{\alpha}_{пуз. кип}}$ .

Результаты численного моделирования тепловой устойчивости сухих пятен при пленочном течении жидкости с условиями теплоотдачи, определяемыми экспериментально, дают удовлетворительное согласие с измеренными значениями критической плотности теплового потока. Показано, что в условиях развития данного типа кризиса теплоотдачи критический тепловой поток существенно ниже расчета по известным гидродинамическим моделям.

Достоверность полученных результатов подтверждена прямым сравнением с существующими аналитическими решениями в предельных областях и с экспериментальными данными.

Практическая значимость работы определяется важностью полученных результатов для количественного определения границ оптимальных и аварийных режимов работы различных типов теплообменников с высокой энергонапряженностью. Важным следствием численного моделирования, проведенного в рамках исследования кризисных явлений при кипении в стекающих пленках жидкости, является выявление зависимости критического теплового потока и динамических характеристик развития кризиса в данных условиях от теплофизических свойств и толщины тепловыделяющей стенки.

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.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант № 05 - 08 - 18022-а).

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $l_{хар. i} = \sqrt{\lambda_n \delta_n / \tilde{\alpha}_i}$ ,  $i = \{\text{пуз. кип, пер. кип, пл. кип}\}$  – характерные линейные масштабы температурного градиента, м;  
 $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $R_0, R$  – начальный и текущий радиусы сухого пятна, м;  
 $T$  – температура, К;  
 $\tilde{\alpha}$  – линеаризованный коэффициент теплоотдачи в области высокоинтенсивного теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $\delta$  – толщина, м;  
 $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;  
 $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\tau$  – время, с.  
 Индексы:  
 ' – жидкость; '' – пар; пуз. кип – пузырьковое кипение;  
 кр – критический; пр – предельный перегрев;  
 н – нагреватель; хар – характерный.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **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.
2. **Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Суртаев А.С., Мацех А.М.** Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих плёнках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т.13. №1. С.113–127.
3. **Mudawar I.A., Incropera T.A., Incropera U.P.** Boiling heat transfer and critical flux in liquid films falling on vertically-mounted heat sources // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. Vol. 30. P. 2083–2095.
4. **Павленко А.Н., Стародубцева И.П.** Исследование динамики развития полубесконечного и локального очагов пленочного кипения // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т.5. №2. С.195–207.
5. **Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В.** Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977. 289 с.