

УДК 532.5:532.59:532.62:536.248

**А. Н. Чернявский, А. Н. Павленко**

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: cherny@ngs.ru

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ОЖИДАНИЯ ВСКИПАНИЯ В СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИИ \***

Построена математическая модель, позволяющая определять время ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении. Выполнено численное моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкого азота при различных входных числах Рейнольдса. Проведен расчет зависимости времени ожидания вскипания от плотности теплового потока и инерционности нагревательной поверхности в условиях быстрого наброса тепла. Показано удовлетворительное согласование результатов численного моделирования с экспериментальными данными в широком диапазоне плотности тепловых потоков при различных степенях орошения нагревательной поверхности.

*Ключевые слова:* вскипание жидкости, кризисные явления, гидродинамика, волнообразование, теплообмен, пленки жидкости, численное моделирование.

#### **Введение**

Стекающие пленки жидкости характеризуются высокой степенью интенсивности процессов теплообмена, благодаря чему широко применяются в различных технологических установках и аппаратах: системах термостабилизации, криогенных аппаратах, малоинерционных теплообменниках-дозаторах, устройствах для охлаждения высокотемпературных сверхпроводников.

Течение жидкости по вертикальной поверхности неизбежно сопровождается развитием волновых возмущений на свободной поверхности пленки, вносящих существенный вклад в процессы теплообмена и развития кризисных явлений [1–5].

Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости

ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения.

Достижение критического теплового потока приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон (рис. 1, 2), снижению интенсивности теплоотдачи и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению тепловыделяющего элемента.

Умение рассчитывать критические тепловые потоки и продолжительность стадии высокоэффективного теплообмена до развития кризисных явлений для заданной системы необходимо для проектирования стабильно работающих теплообменных устройств.

В условиях нестационарного тепловыделения, в зависимости от тепловой нагрузки и интенсивности орошения нагревательной

---

\* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 10-08-00645), ФЦП (ГК № 14.518.11.7015), гранта МНП ИТ СО РАН – 2012.

поверхности, возможно развитие двух различных сценариев распада пленочного течения: резкого вскипания пленки жидкости с образованием крупномасштабных несмоченных зон и полного локального испарения жидкости в остаточном слое между гребнями волн с последующим распространением сухих пятен [3].

В криогенной жидкости – азоте – при ступенчатом тепловыделении в ударных режимах не происходит активация готовых центров парообразования, вследствие чего гетерогенный механизм вскипания не реализуется. В зависимости от достигнутого перегрева жидкости возможна реализация двух механизмов вскипания: формирование паровых фронтов, реализующееся при достижении порогового значения перегрева  $\Delta T_{\text{фр}}$ , и гомогенное вскипание, реализующееся при достижении температуры максимального перегрева  $\Delta T_{\text{пр}}$ . В свою очередь, пороговое значение перегрева, при котором происходит формирование паровых фронтов, зависит от чисел Якоба и Прандтля [6; 7].

Время наступления кризиса и конкретный сценарий распада пленочного течения характеризуются соотношением таких параметров, как время ожидания вскипания и время полного локального испарения стекающей пленки жидкости. Данные величины определяют максимальное время воздействия критических тепловых потоков на волновую пленку при заданной степени орошения.

Таким образом, построение математической модели, позволяющей рассчитывать время ожидания вскипания для теплообменных пленочных систем, является актуальной задачей, решение которой может найти применение в инженерной практике.

На сегодняшний день существует большое количество работ, посвященных моделированию процесса волнообразования в условиях пленочного течения жидкости и исследованию влияния волнового движения на развитие процессов теплообмена и диффузии [8–14]. Однако исследований, посвященных моделированию процессов теплообмена в стекающих волновых пленках

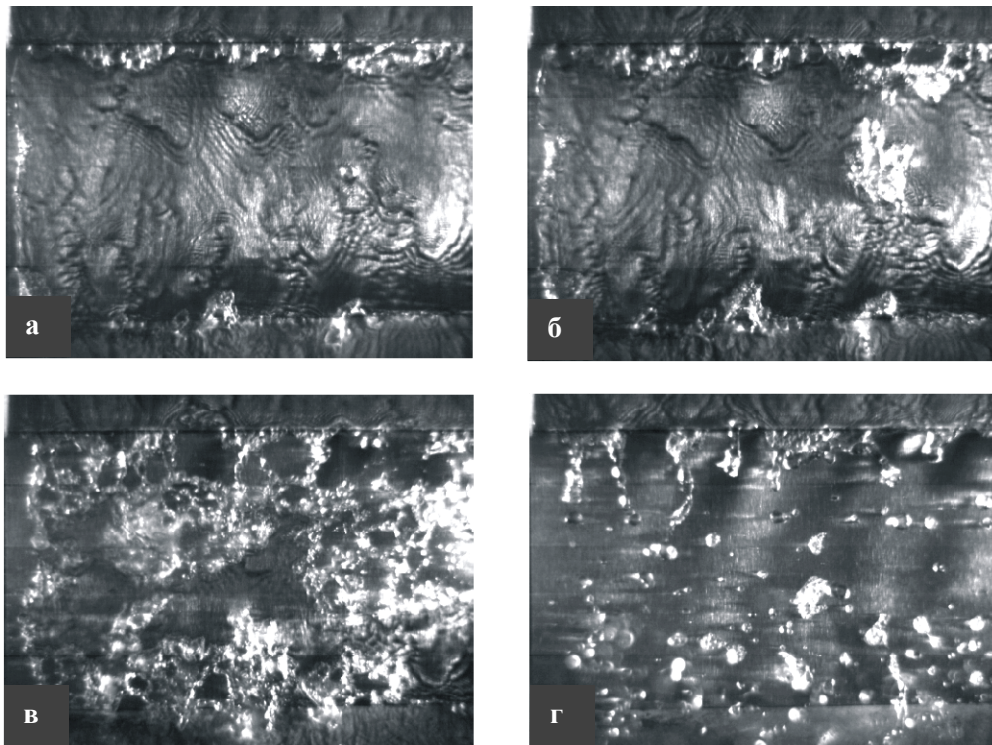


Рис. 1. Фрагменты видеосъемки переходных кризисных процессов в стекающей пленке жидкого азота при ступенчатом тепловыделении ( $Re_{\text{вх}} = 847$ ;  $q = 26,1 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>):  
 а – 0,012 с; б – 0,0135 с; в – 0,02 с; г – 0,055 с

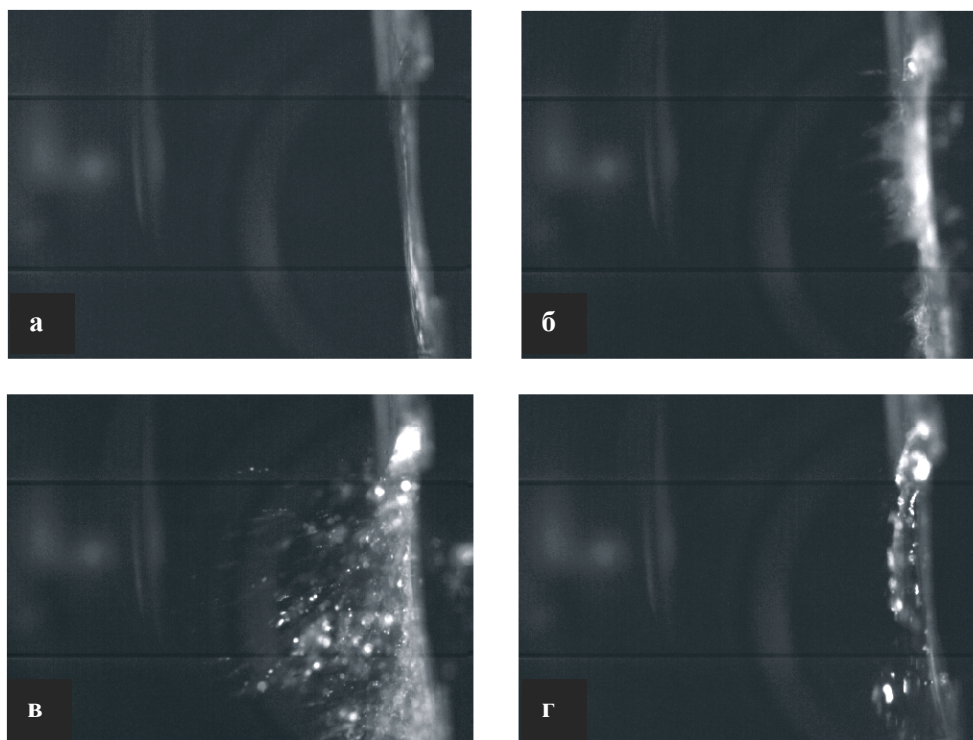


Рис. 2. Фрагменты видеосъемки (вид сбоку) выброса капель при резком вскипании пленки жидкого азота с переходом к осушению теплоотдающей поверхности ( $Re_{вх} = 600$ ;  $q = 26,9 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>):  
 а – 0,002 с; б – 0,016 с; в – 0,032 с; г – 0,128 с

жидкости при нестационарном тепловыделении, ранее не проводилось.

В данной работе представлена математическая модель, позволяющая производить расчет профиля волновой поверхности, полей скорости, температуры и исследовать их эволюцию при условии резкого изменения тепловой нагрузки во времени, проводить расчеты волновых характеристик и параметров распада пленочного течения жидкости при различных условиях задачи. В рамках данной работы выполнено исследование зависимости времени ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкого азота от плотности теплового потока и инерционности нагревательной поверхности при резком нарастании тепловой нагрузки.

### Гидродинамическая модель

В рамках данной работы моделирование проводилось в двумерной расчетной области (рис. 3). Ось абсцисс направлена вдоль вертикальной стенки, по которой происходит стекание, вниз по течению пленки. Ось ординат ортогональна оси абсцисс и направлена от поверхности стенки к свобод-

ной поверхности пленки. Естественными границами расчетной области по оси ординат являются вертикальная поверхность, по которой происходит стекание и свободная поверхность пленки жидкости. В качестве границ расчетной области по оси абсцисс выбраны участок пленки, на котором реализуется первое возмущение (выше данного участка пленка считается безволновой), и участок пленки, отстоящий от первой границы на расстоянии, достаточном для завершения процесса волнообразования и реализации течения с устоявшимися волновыми характеристиками.

Для описания процессов течения жидкости и эволюции профиля волновой поверхности в рамках данной работы использовалась двумерная гидродинамическая модель Капицы – Шкадова [15; 16]:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q^2}{h} \right) = -\frac{3\nu Q}{h^2} + gh + \frac{\sigma}{\rho} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

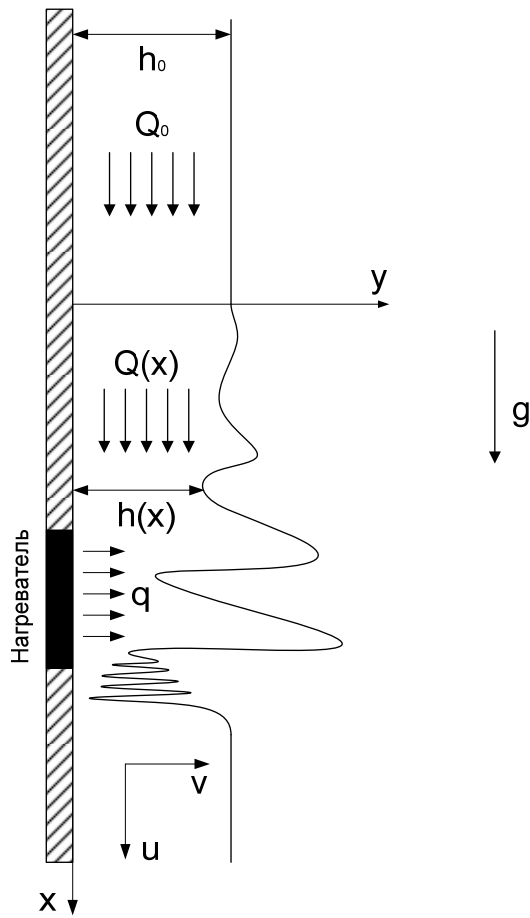


Рис. 3. Схема расчетной области

$$u = \frac{3Q}{h} \left( \frac{y}{h} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{h} \right)^2 \right), \quad (3)$$

$$v = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy. \quad (4)$$

Метод описания течения жидкости посредством интегральной характеристики, расхода  $Q$ , позволяет исключить зависимость от ординаты и свести задачу к псевдоодномерной. Компоненты скорости во всей расчетной области могут быть вычислены из  $h$  и  $Q$  посредством (3) и (4). Дополненная начальными и граничными условиями система уравнений (1)–(4) позволяет рассчитывать динамику течения и эволюцию профиля поверхности во времени в двумерной расчетной области.

Возмущения на «входе» расчетного участка будем задавать путем введения добавки к расходу невозмущенной пленки при условии сохранения невозмущенной толщины:

$$h|_{x=0} = h_0 = \left( \frac{3}{4} \frac{v^2}{g} \text{Re}_{\text{вх}} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

$$Q_0 = \frac{gh_0^3}{3v} = \frac{v}{4} \text{Re}_{\text{вх}}, \quad (6)$$

$$Q|_{x=0} = Q_0 + A_Q \int_{-\omega_0}^{\omega_0} a \cdot \sin(\omega t) d\omega, \quad (7)$$

$$a \in [0; 1],$$

$$A_Q = \frac{Q_0 R}{N}, \quad (8)$$

Величины  $h_0$  и  $q_0$ , заданные выражениями (5) и (6), также являются начальными условиями. Другими словами, в нулевой момент времени пленка полагается безволновой, а ее толщина и расход – постоянными, определяемыми условиями задачи. Интегральная добавка в выражении (7) задает малые возмущения, амплитуда которых характеризуется параметром  $A_Q$ , имеющим вид (8), где  $N$  – нормировочный параметр, задаваемый таким образом, чтобы частное результата интегрирования в (5) и  $N$  лежало в пределе  $[-1; 1]$ , а  $R$  – относительная амплитуда возмущений. Спектр возмущений задается параметром  $\omega_0$ . Подынтегральный множитель  $a$ , являющийся случайной величиной, равномерно распределенной на отрезке  $[0; 1]$ , моделирует случайный характер возмущений.

В качестве граничных условий на «выходе» расчетного участка положим равенство нулю первых пространственных производных расхода и толщины пленки.

### Тепловая модель

Цель настоящей тепловой задачи – определение полей температуры в пленке жидкости и расчет времени ожидания вскипания в зависимости от плотности теплового потока, инерционности нагревательной поверхности и входных чисел Рейнольдса. Расчет перечисленных выше величин производится путем решения в пленке жидкости нестационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \quad (9)$$

На «входе» расчетной области, а также на свободной поверхности пленки темпера-

тура полагается равной температуре насыщения жидкости. На «выходе» расчетной области первая производная температуры по продольной координате полагается равной нулю. На нагревательной поверхности используется граничное условие

$$\frac{\partial T}{\partial y}\Big|_{y=0} = -\frac{q(t,x)}{\lambda} + \frac{\delta_h C_h \rho_h}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}\Big|_{y=0}, \quad (10)$$

учитывающее закон тепловыделения в модели и тепловую инерционность нагревательного элемента. В начальный момент времени температура жидкости также полагается равной температуре насыщения.

В естественных переменных границы расчетной области не являются постоянными в силу нестационарности свободной поверхности. Для разрешения данной проблемы использовалось преобразование координат

$$\eta(t,x,y) = \frac{y}{h(t,x)},$$

переводящее расчетную область в прямоугольную.

После преобразования координат уравнение (9) и граничное условие (10) принимают вид (11) и (12) соответственно:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{h} \times \\ & \times \left[ v - \eta \frac{\partial h}{\partial t} - u \eta \frac{\partial h}{\partial x} - 2a \frac{\eta}{h} \left( \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + a \eta \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right] \frac{\partial T}{\partial \eta} = \\ & = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2a \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial \eta} + \frac{a}{h} \left[ \frac{\eta^2}{h} \left( \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{h} \right] \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} = \\ & = -h \frac{q(t,x)}{\lambda} + h \frac{\delta_{\text{нар}} C_{\text{нар}} \rho_{\text{нар}}}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}\Big|_{\eta=0}, \end{aligned} \quad (12)$$

а граничные условия на «входе», «выходе» и свободной поверхности пленки, а также начальное условие сохраняют прежний вид.

С целью учета испарения со свободной поверхности, уравнение (2) модифицируется следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = \\ & = -\frac{\lambda}{L\rho} \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{\eta=1} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\lambda}{L\rho} \frac{\partial T}{\partial \eta}\Big|_{\eta=1}. \end{aligned}$$

## Результаты численного моделирования

Приведенная выше математическая постановка использовалась при выполнении моделирования процесса волнообразования в стекающих пленках жидкого азота, подаваемых на «вход» на линии насыщения. Решение системы уравнений (1), (2) осуществлялось методом конечных разностей с итерациями на каждом временном шаге. Более подробно расчетная методика описана в работах [13; 15]. Характерный вид расчетного мгновенного профиля толщины пленки в адиабатических условиях представлен на рис. 4.

При моделировании наброса тепла использовался следующий закон тепловыделения:

$$q(t) = \begin{cases} q_0 \cdot \frac{t}{\tau_0}, & t < \tau_0 \\ q_0, & t \geq \tau_0 \end{cases}.$$

Нагревательный элемент располагался на участке [0,45 м; 0,48 м] при общем размере расчетной области по оси абсцисс [0 м; 0,5 м].

Время ожидания вскипания определялось как минимальное время достижения нагревательной поверхностью заданного перегрева. В представленных расчетных зависимостях использовались три пороговых значения перегрева для жидкого азота при атмосферном давлении: пороговое значение перегрева, соответствующее формированию паровых фронтов  $\Delta T = 14\text{K}$  [17], значение перегрева, соответствующее 95 % вероятности вскипания в условиях гомогенной нуклеации  $\Delta T = 26\text{K}$ , и значение перегрева, соответствующее 100 % вероятности вскипания в условиях гомогенной нуклеации  $\Delta T = 32\text{K}$  [18]. Достижение реальных температур вскипания в указанном диапазоне определяется степенью чистоты жидкости (наличием готовых центров парообразования), процессом деактивации паровых зародышей при периодическом импульсном тепловыделении и шероховатостью теплоотдающей поверхности [19].

Расчетные зависимости времени ожидания вскипания в стекающих пленках жидкого азота от плотности теплового потока при различных толщинах нагревательной поверхности представлены на рис. 5. Зависимости времени ожидания вскипания от тол-

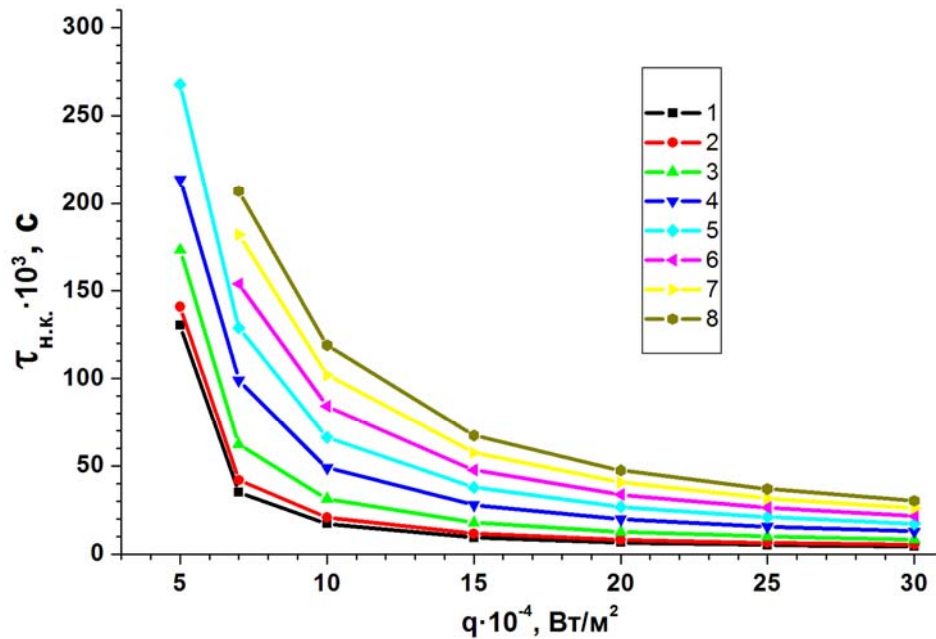
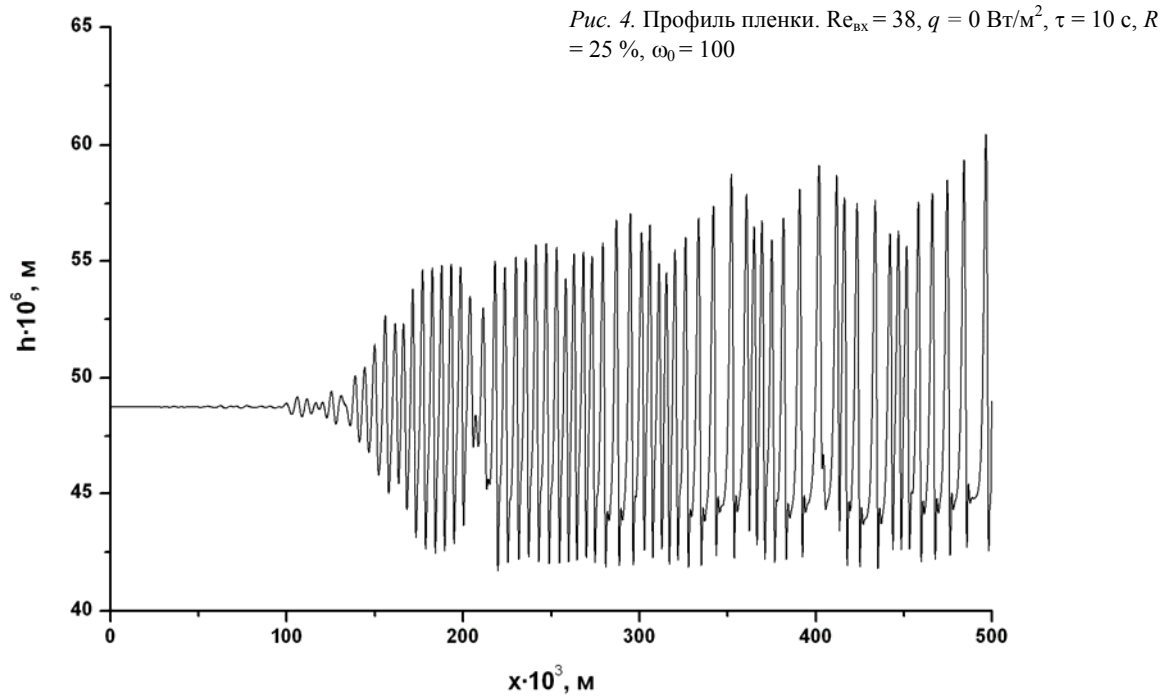


Рис. 5. Зависимость времени ожидания вскипания от плотности теплового потока.

$Re_{вх} = 38$ ,  $R = 25 \%$ ,  $\omega_0 = 100$ ,  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ ,  $\Delta T = 26 \text{ К}$ ,  $\delta_h \cdot 10^6 \text{ (м)}$ :  
 1 – 5; 2 – 10; 3 – 25; 4 – 50; 5 – 75; 6 – 100; 7 – 125; 8 – 150

щины нагревательной поверхности при различных плотностях тепловых потоков и различных числах Рейнольдса представлены на рис. 6, 7. Расчетные зависимости времени ожидания вскипания от плотности теплово-

го потока в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 8, 9. Анализ результатов численного моделирования показывает, что в области высоких плотностей тепловых потоков время ожида-

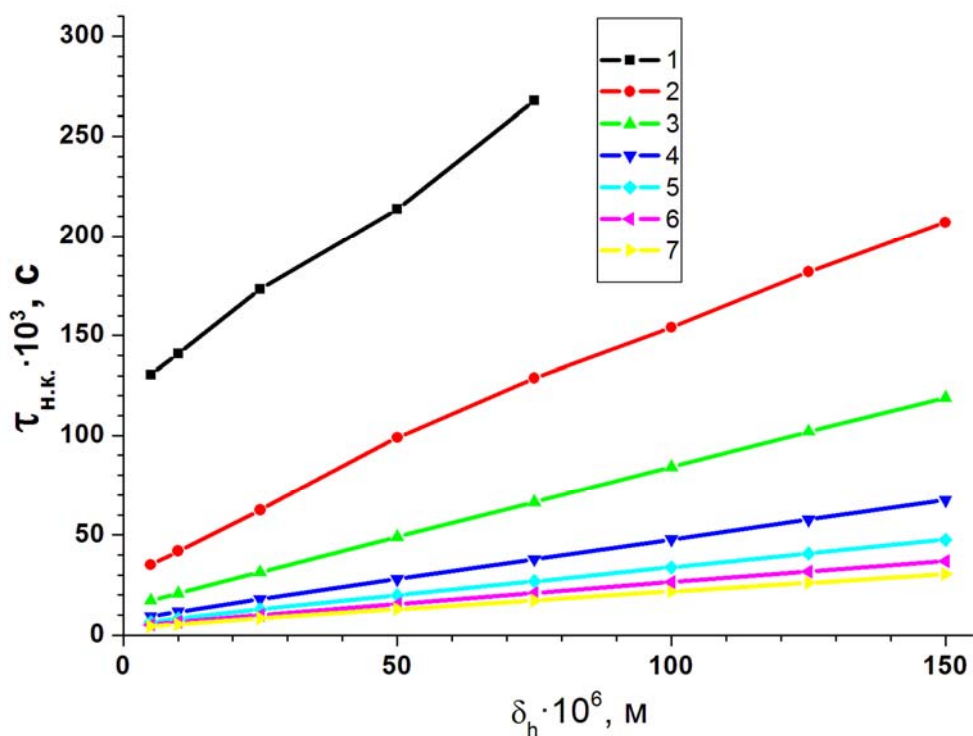


Рис. 6. Зависимость времени ожидания вскипания от толщины нагревательной поверхности.

$Re_{вх} = 38, R = 25 \%, \omega_0 = 100, \tau_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}, \Delta T = 26 \text{ К}, q \cdot 10^{-4} \text{ (Вт/м}^2\text{)}$ :

1 – 5; 2 – 7; 3 – 10; 4 – 15; 5 – 20; 6 – 25; 7 – 30

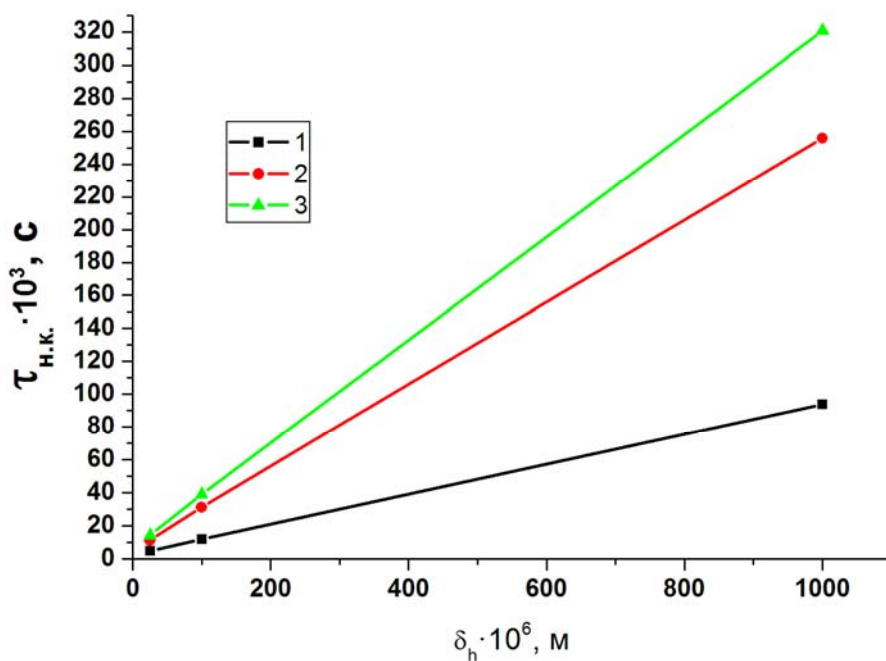


Рис. 7. Зависимость времени ожидания вскипания от толщины нагревательной поверхности.

$Re_{вх} = 111, R = 25 \%, \omega_0 = 100, \tau_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}, q = 25 \cdot 10^4 \text{ (Вт/м}^2\text{)}, \Delta T \text{ (К)}$ :

1 – 14; 2 – 26; 3 – 32

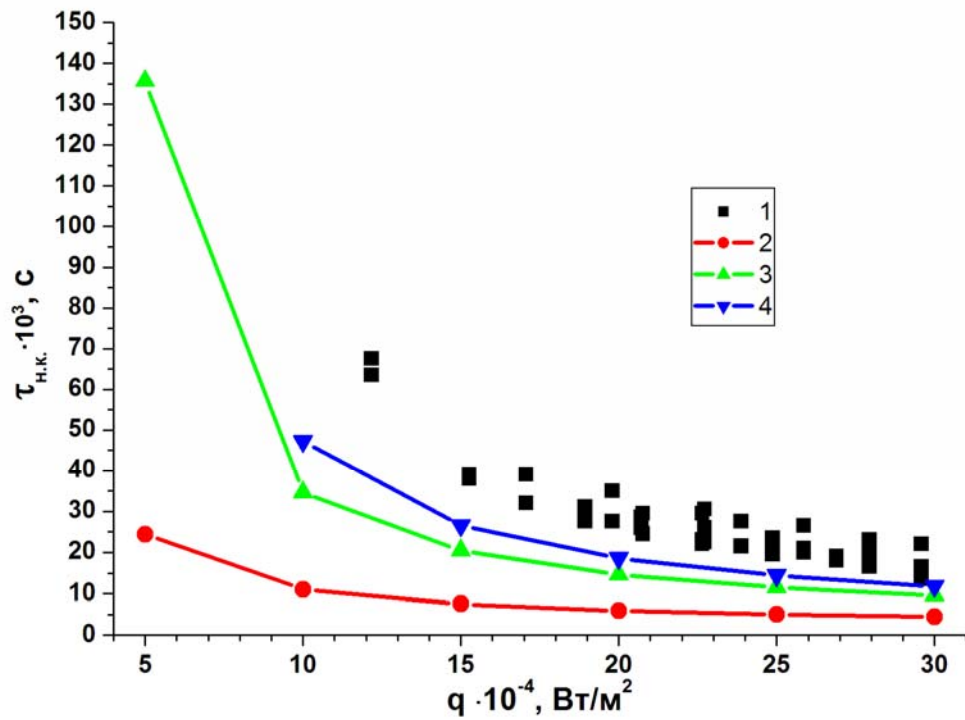


Рис. 8. Зависимость времени ожидания вскипания от плотности теплового потока.

$Re_{вх} = 111, R = 25 \%, \omega_0 = 100, \tau_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ : 1 – экспериментальные данные [4; 5];  
 $\Delta T$  (K): 2 – 14; 3 – 26; 4 – 32

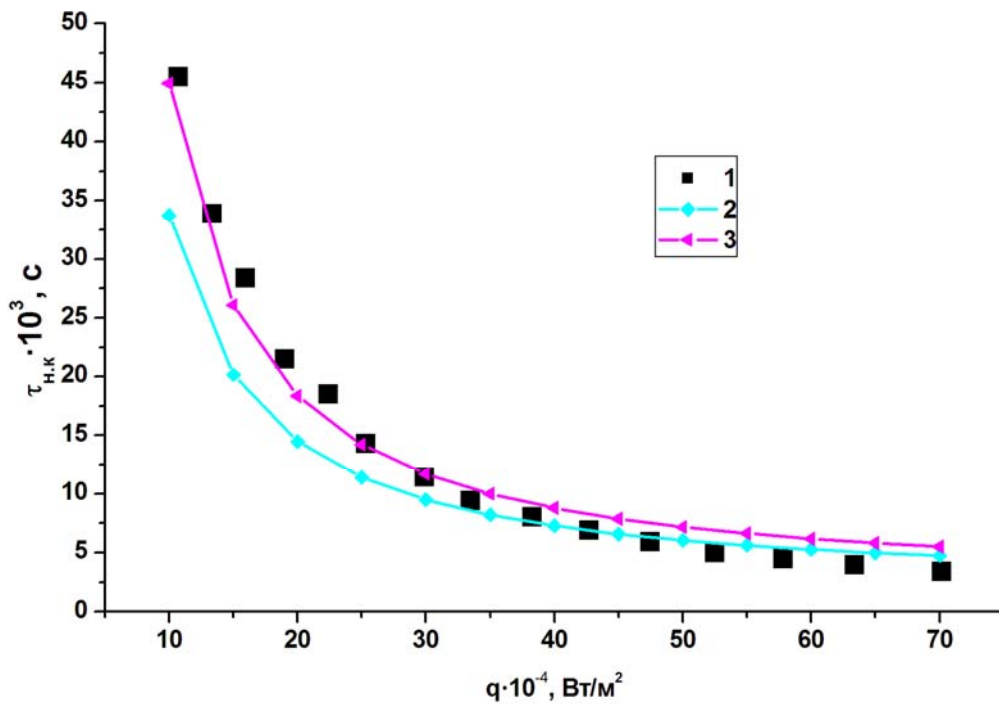


Рис. 9. Зависимость времени ожидания вскипания от плотности теплового потока.

$Re_{вх} = 200, R = 25 \%, \omega_0 = 100, \tau_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ : 1 – экспериментальные данные [4; 5];  
 $\Delta T$  (K): 2 – 26; 3 – 32



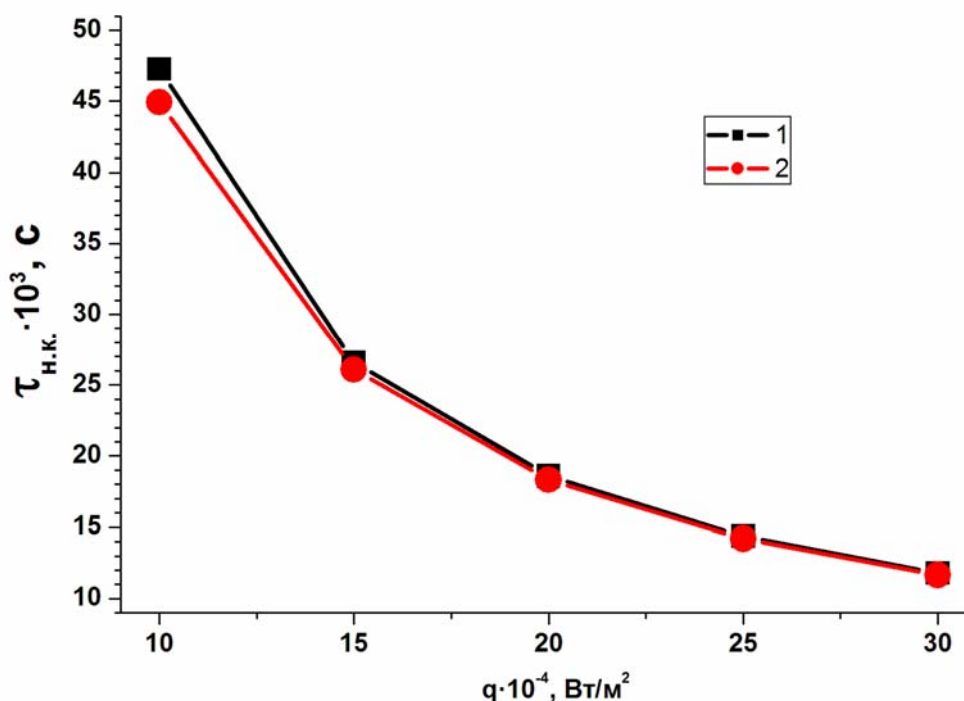


Рис. 10. Зависимость времени ожидания вскипания от плотности теплового потока.

$R = 25\%$ ,  $\omega_0 = 100$ ,  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-3}$  с,  $\Delta T = 32$  К,  $Re_{вх}$ : 1 – 111, 2 – 200

ния вскипания линейно зависит от толщины нагревательной поверхности. Данный факт говорит о том, что в области высоких плотностей тепловых потоков испарение со свободной поверхности и движение волн в стекающей пленке жидкости оказывают относительно слабое влияние на процесс нестационарного прогрева нагревательной поверхности (период волн значительно больше, а время прорастания теплового слоя сравнимо с характерными временами ожидания вскипания). В области низких тепловых потоков наблюдаются флуктуации расчетных точек при сохранении тренда линейной зависимости, что является следствием влияния волнового движения на процесс теплообмена (период волн становится сравнимым с характерными временами ожидания вскипания).

Расчетные времена ожидания вскипания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в области высоких плотностей тепловых потоков (см. рис. 8, 9). В области низких плотностей тепловых потоков наблюдается расхождение расчетных и опытных данных. Причиной расхождения экспериментальных данных и результатов численного моделирования может являться

вклад трехмерных волн, возникающих в эксперименте, в развитие нестационарного теплообмена.

На рис. 10 представлены расчетные зависимости времени ожидания вскипания от плотности теплового потока при различных числах Рейнольдса. В области низких тепловых потоков время ожидания вскипания для большего числа Рейнольдса меньше времени ожидания вскипания для меньшего числа Рейнольдса, что объясняется задержкой развития испарения со свободной поверхности по причине увеличения толщины пленки и, как следствие, времени прорастания теплового слоя. В области высоких тепловых потоков ощутимых различий во временах ожидания вскипания, рассчитанных для различных чисел Рейнольдса, не наблюдается. Данный факт объясняется тем, что в области высоких тепловых потоков время ожидания вскипания меньше времени прорастания теплового слоя.

### Выводы и заключение

В рамках данной работы построена математическая модель, позволяющая описывать течение процесса теплообмена в сте-

кающей волновой пленке жидкости в условиях нестационарной тепловой нагрузки и определять такой параметр распада пленочного течения, как время ожидания вскипания.

Выполнены расчеты зависимостей времени ожидания вскипания от плотности теплового потока и толщины нагревательной поверхности. Расчетные времена ожидания вскипания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в области высоких плотностей тепловых потоков.

Результаты численного моделирования показывают, что в области высоких тепловых потоков время ожидания вскипания линейно зависит от толщины нагревательного элемента, что говорит о слабом влиянии испарения со свободной поверхности и волнового движения на процесс нестационарного прогрева теплоотдающей поверхности при данных параметрах задачи.

### Список литературы

1. *Воронцов Е. Г.* Температуропроводность стекающих пленок // Теоретические основы химической технологии. 1999. Т. 33, № 2. С. 117–127.
2. *Павленко А. Н. и др.* Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 1. С. 93–105.
3. *Павленко А. Н., Суртаев А. С., Мацех А. М.* Переходные процессы в стекающих пленках жидкости // ТВТ. 2007. Т. 45, № 6. С. 905–916.
4. *Pavlenko A. N., Surtaev A. S., Chernyavskii A. N.* Breakdown of a falling Wave Liquid Film during Nonstationary Heat Release // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39. Iss. 6. P. 509–517.
5. *Pavlenko A., Surtaev A., Chernyavski A., Volodin O.* Development of Heat Transfer and Crisis Phenomena in Falling Wavy Liquids Films at Nonstationary Heat Release // Proc. of 5<sup>th</sup> Int. Conf. on Transport Phenomena in Multiphase Systems «Heat-2008». Bialystok, 2008. Vol. 2. P. 131–138.
6. *Pavlenko A. N., Lel V. V.* Model of Self-Maintaining Evaporation Front for Superheated Liquids // Proc. of the 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF'98. Lyon, 1998. P. 366–374.
7. *Pavlenko A. N., Lel V. V.* Approximate Simulation of a Self-Sustaining Evaporation Front // Thermophysics and Aeromechanics. 1999. Vol. 6. No. 1. P. 105–117.
8. *Гешев П. И., Ездин Б. С.* Расчет профиля скорости и формы волны на стекающей пленке жидкости // Гидродинамика и теплообмен течений жидкости со свободной поверхностью. Новосибирск, 1985. С. 49–58.
9. *Miyara A.* Numerical Analysis on Heat Transfer of Falling Liquid Films with Interfacial Waves // Proc. of 11<sup>th</sup> IHTC (Heat Transfer Conference). Kyondju, 1998. Vol. 2. P. 57–62.
10. *Miyara A.* Numerical Analysis on Heat Transfer Enhancement by Waves on Falling Liquid Film // J. of Thermal Science. 2000. Vol. 9. No. 3. P. 236–242.
11. *Демехин Е. А., Калайдин Е. Н., Растатурин А. А.* Влияние волновых режимов на массообмен в стекающих пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 259–269.
12. *Roberts R. M., Chang H.-C.* Wave-enhanced Interfacial Transfer // Chemical Engineering Science. 2000. No. 55. P. 1127–1141.
13. *Чернявский А. Н., Павленко А. Н.* Численное моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 3. С. 441–448.
14. *Чернявский А. Н., Павленко А. Н.* Исследование эволюции амплитудно-частотных характеристик волновых возмущений в стекающих пленках жидкости // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2011. Т. 6, вып. 3. С. 40–48.
15. *Шкадов В. Я.* Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1967. № 1. С. 43–51.
16. *Алексеев С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г.* Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. 1992. 256 с.
17. *Суртаев А. С.* Теплообмен и развитие кризисных явлений при пленочных течениях криогенной жидкости в условиях нестационарного тепловыделения: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2010. 149 с.
18. *Скрипов В. П., Сеницын Е. Н., Павлов П. А. и др.* Теплофизические свойства

жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.

19. Павленко А. Н. Переходные процессы при кипении и испарении: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 2001. 449 с.

### Список обозначений

$x$  – координата вниз по течению пленки, м  
 $y$  – поперечная координата, м  
 $u$  – скорость в направлении  $x$ , м/с  
 $v$  – скорость в направлении  $y$ , м/с  
 $h$  – локальная толщина пленки, м  
 $h_{эфф}$  – эффективная локальная толщина пленки, м  
 $h_0$  – толщина пленки на входе, м  
 $Q$  – локальный расход жидкости на единицу ширины пленки, м<sup>2</sup>/с  
 $Q_0$  – расход жидкости на единицу ширины пленки на входе, м<sup>2</sup>/с  
 $T$  – температура, К  
 $\Delta T$  – перегрев относительно температуры насыщения, К  
 $\Delta T_{фр}$  – перегрев соответствующий формированию паровых фронтов, К  
 $\Delta T_{пр}$  – предельный перегрев, К  
 $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>  
 $\delta_h$  – толщина нагревателя, м

$C_h$  – удельная теплоемкость нагревателя, Дж/(кг·К)

$\rho_h$  – плотность материала нагревателя, кг/м<sup>3</sup>;

$a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)

$\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с

$Re_{вх} = 4q_0/\nu$  – число Рейнольдса на входе

$\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения

$\rho$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>

$R$  – относительная амплитуда возмущений

$N$  – нормировочный параметр

$A_Q = \frac{q_0 R}{N}$  – амплитудный параметр, м<sup>2</sup>/с

$\omega$  – частота возмущений, Гц

$\omega_0$  – предел интегрирования по частотам, Гц

$\tau$  – общее время расчета, с

$\tau_{н.к.}$  – время ожидания вскипания, с

$\tau_0$  – протяженность фронта нарастания тепловой нагрузки, с

*Материал поступил в редколлегию 21.03.2013*

A. N. Chernyavskiy, A. N. Pavlenko

### EVALUATION OF BOILING EXPECTATION TIME IN FALLING WAVY LIQUID FILMS ON NONSTEADY HEAT RELEASE

Mathematical model which allows to calculate the boiling expectation times in falling wavy liquid films on nonsteady heat release has been developed. The process of wave formation in the falling films of liquid nitrogen has been simulated numerically for different inlet Reynolds numbers. The calculation of boiling expectation time dependency on heat flux density and heater surface inertia rate in conditions of fast heat growing has been done. The satisfactory agreement of numerical simulation results with experimental data in the wide range of heat flux density and different flow rates has been shown.

*Keywords:* boiling of liquid, crisis phenomena, hydrodynamics, wave formation, heat exchange, liquid films, numerical simulation.