

**В. С. Сердюков<sup>1,2</sup>, А. С. Суртаев<sup>2</sup>, О. А. Володин<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

<sup>2</sup> *Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия*

*vsserd@gmail.com; surtaevas@gmail.com; volodin@ngs.ru*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ КИПЕНИИ В СТЕКАЮЩИХ НЕДОГРЕТЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ \***

Рассмотрены особенности динамики парообразования при кипении в стекающих недогретых пленках воды при варьировании степени недогрева жидкости, числа Рейнольдса и плотности теплового потока. С использованием высокоскоростной термографической и цифровой видеосъемки получены экспериментальные данные по локальным характеристикам при кипении в пленке жидкости, таким как размер паровых пузырей перед конденсацией, частота зародышеобразования и перегрев тепловыделяющей поверхности, соответствующий появлению паровых пузырей. Анализ полученных данных показал, что размер паровых пузырей перед конденсацией существенно зависит от начальной температуры жидкости и увеличивается с ростом плотности теплового потока. Наибольшее влияние на частоту зародышеобразования оказывает изменение плотности теплового потока. При этом опытные данные, полученные в настоящей работе, близки к величинам частот зародышеобразования при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема. Для выявления основных особенностей в работе проведено сравнение опытных данных по локальным характеристикам при кипении в стекающей пленке недогретой жидкости с известными моделями, разработанными для кипения насыщенной жидкости в условиях большого объема.

*Ключевые слова:* кипение, стекающие пленки жидкости, недогретая жидкость, ИК-съемка, высокоскоростная визуализация.

### **Введение**

Пленочные течения жидкости в настоящее время широко используются в различных технологических процессах. Режимы испарения и кипения в тонких пленках обеспечивают при малых расходах жидкости и низких температурных напорах высокую интенсивность теплообмена. Компактные испарители с пленочным течением жидкости находят применение в дистилляционных установках, системах охлаждения и термостабилизации, в том числе в космических приложениях, в крупномасштабных аппа-

ратах по ожижению природного газа, в пищевой промышленности и т. д. Некоторые специфические вопросы практического применения пленочных течений в различных технологиях и теплообменных аппаратах рассмотрены в работах [1; 2].

Если теплообмен при испарении стекающей пленки жидкости изучен достаточно всесторонне [3; 4], то зависимости, позволяющие достоверно описывать опытные данные по теплообмену при кипении в широком диапазоне изменения режимных параметров, на настоящий момент отсутствуют [5]. Это относится как к теплообмену

---

\* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-08-00635а).

в пленке при кипении насыщенной жидкости, так и к теплообмену в жидкости, поступающей на поверхность тепловыделения при температуре ниже температуры насыщения (недогретой жидкости). Некоторые задачи, связанные с волновым течением и теплообменом при кипении в пленках жидкости рассмотрены в работах [6–8].

Интенсивность теплообмена при кипении зависит от многих факторов, в том числе от локальных характеристик кипения [9], к которым относят такие параметры, как скорость роста паровых пузырей, отрывной диаметр пузыря, частота зародышеобразования, температурный напор и число центров парообразования.

На сегодняшний день существует популярный подход к описанию теплообмена при кипении жидкости – так называемая RPI-модель, учитывающая вклад различных составляющих передачи тепла [10]. В данной модели предполагается, что суммарный тепловой поток, передающийся при кипении жидкости, является суммой различных составляющих:

$$q = q_1 + q_2 + q_3,$$

где

$q_1$  – тепло, затрачиваемое на испарение жидкости в паровые пузыри:

$$q_1 = \frac{\pi}{6S} \rho_n^r \sum_{n=1}^N (f_n D_n^3); \quad (1)$$

$q_2$  – тепло, затрачиваемое на повторное формирование разрушенного после отрыва пузырей пограничного слоя:

$$q_2 = \frac{2\pi\lambda(T_n - T_{\text{нас}})}{S\sqrt{\pi a}} \sum_{n=1}^N [D_n^2 (F_n \sqrt{t_{\text{нк}_n}})]; \quad (2)$$

$q_3$  – тепло, передающееся жидкости за счет конвекции на поверхности, свободной от пузырей (рис. 1):

$$q_3 = \left[ 1 - \frac{\pi}{4S} \sum_{n=1}^N (D_n^2) \right] \alpha_{\text{конв}} (T_n - T_{\text{нас}}). \quad (4)$$

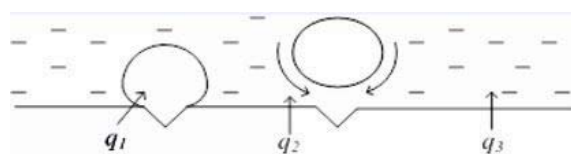


Рис. 1. Механизм теплообмена при кипении (RPI-модель)

В работах [11; 12] с использованием высокоскоростных цифровой и инфракрасной камер были получены локальные характеристики кипения, используемые в данной модели ( $D$  – размер пузырей в момент отрыва от поверхности,  $f$  – частота отрыва пузырей,  $t_{\text{рк}}$  – время роста и конденсации пузырей,  $t_o$  – время ожидания повторного появления пузыря после его конденсации,  $N$  – число активных центров парообразования,  $T_n$  – температура тепловыделяющей поверхности в момент появления паровых пузырей), на основе которых было произведено сравнение экспериментальных данных по теплообмену при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема с величинами, полученными из расчета по RPI-модели. Сравнение показало, что опытные данные по теплообмену при кипении с хорошей точностью могут быть описаны RPI-моделью с использованием локальных характеристик, полученных в данных работах. Также было показано, что основной вклад вносит компонента, связанная с повторным формированием разрушенного в результате отрыва пузырей пограничного слоя ( $q_2$ ). Таким образом, важной задачей для моделирования теплообмена при кипении является изучение локальных характеристик кипения.

В последнее время проблеме роста паровых пузырей на теплоотдающей поверхности в различных термических и гидродинамических условиях посвящен целый ряд теоретических и экспериментальных исследований. Основное внимание уделяется изучению геометрических характеристик паровых пузырей, скорости их роста, а также частоте их отрыва от тепловыделяющей поверхности.

Частота отрыва паровых пузырей и их отрывной диаметр при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема изучены достаточно всесторонне [11; 13]. При этом опытные данные различных авторов по характеристикам паровых пузырей при кипении не согласуются друг с другом, что делает невозможным их использование при моделировании теплообмена в широком диапазоне изменения режимных параметров.

Экспериментальному исследованию количественных параметров, важных для описания процесса зародышеобразования при кипении недогретой жидкости, посвящены

работы [14–17]. В работе [14] исследована динамика роста и конденсации паровых пузырей при кипении недогретой жидкости в условиях вынужденной конвекции. Авторами работы [15] рассмотрена динамика парообразования в диапазоне давлений от 0,1 до 15,9 МПа.

Авторы работы [16] измеряли размеры паровых пузырей и площадь поверхности, занятой паровой фазой, с помощью высокоскоростной фотосъемки и цифровых методов обработки изображения. В работе [17] были измерены отрывной диаметр паровых пузырей и их геометрические характеристики при кипении недогретой воды на горизонтальном нагревателе.

Несмотря на то что на данный момент существует много работ, направленных на исследование кипения недогретой жидкости, некоторые фундаментальные параметры, такие как частота зародышеобразования и температурный напор, соответствующий появлению пузырей, не изучены в достаточной степени. При этом данные по размерам паровых пузырей, как правило, не согласуются между собой.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование локальных характеристик при кипении в стекающей пленке недогретой воды в условиях нестационарного тепловыделения, а именно размеров паровых пузырей перед конденсацией, частоты зародышеобразования, температу-

ры тепловыделяющей поверхности в момент появления паровых пузырей. Также в работе приведено сравнение полученных данных с экспериментальными данными и зависимостями, построенными для кипения насыщенной жидкости в условиях большого объема. Опытные данные по локальным характеристикам кипения жидкости для различных чисел Рейнольдса  $Re$  и степеней недогрева  $\Delta T_{нед}$  получены с использованием высокоскоростных инфракрасной термографии и цифровой видеосъемки.

### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для исследования теплообмена в стекающих пленках жидкости при различных законах тепловыделения представлена на рис. 2. Эксперименты проводились с использованием дистиллированной воды в условиях недогрева до температуры насыщения при атмосферном давлении. Нагреватель, установленный в нижнем накопительном резервуаре, позволял варьировать степень недогрева жидкости в диапазоне от 30 до 80 °С. Температура жидкости измерялась с помощью термометров, которые были расположены внутри накопительного резервуара и в нижней части бака постоянного уровня.

Вода из бака постоянного уровня через щелевой распределитель (ширина щели 0,2 мм) поступала на рабочий участок, пред-

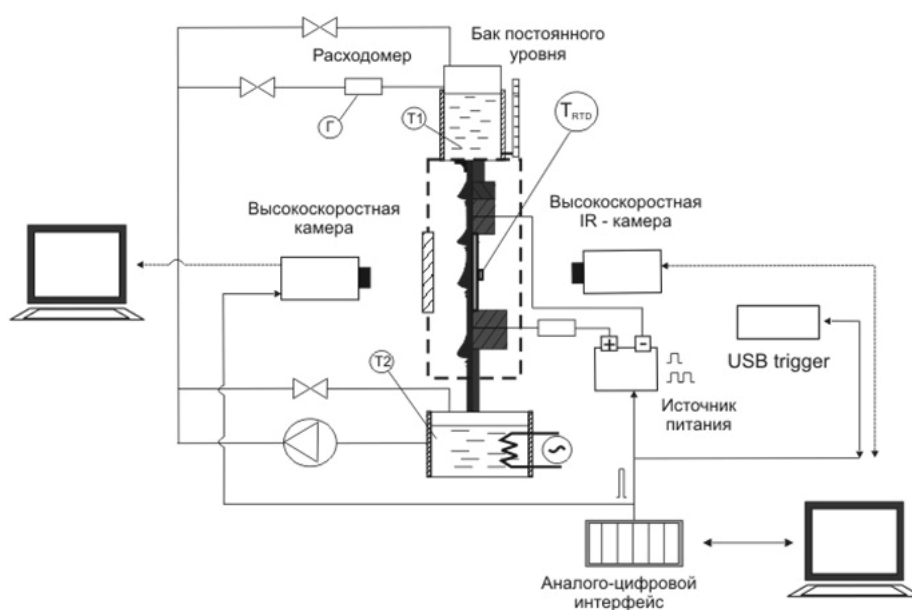


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

ставляющий собой вертикальную пластину, а далее стекала в нижний накопительный резервуар. Постоянство расхода жидкости в экспериментах обеспечивалось за счет поддержания постоянного уровня жидкости в верхнем накопительном баке. Уровень жидкости контролировался с помощью уровнемера. Пластина из нержавеющей стали длиной 160 мм, расположенная между пленкоформователем и областью локального нагрева, обеспечивала течение жидкости по экспериментальному участку в режиме гидродинамической стабилизации. Жидкость из нижнего накопительного резервуара через фильтр с помощью насоса подавалась в бак постоянного уровня через турбинный расходомер, установленный для измерения расхода жидкости. Установка позволяет задавать и контролировать расход жидкости в диапазоне пленочного числа Рейнольдса

$$Re = \frac{4\Gamma}{v} = 50 \div 2300 \text{ с погрешностью не более } 3 \%$$

В качестве нагревательного элемента в экспериментах использовалась тонкостенная константановая (Cu–Ni) фольга толщиной 50 мкм. Важным преимуществом использования константана является относительно слабая зависимость его сопротивления от температуры. Тепловыделение на поверхности фольги обеспечивалось за счет пропускания постоянного тока через две латунные токоподводящие шины, расположенные на концах рабочего участка. Для нагрева использовался программируемый импульсный источник питания ГОРН-К-600/12 с фронтом нарастания тока не более  $1 \cdot 10^{-3}$  с и максимальной амплитудой импульса до 600 А. Плотность теплового потока вычислялась по показаниям величины тока, пропускаемого через фольгу, и разности потенциалов между клеммами, расположенными на концах рабочего участка:

$$q = \frac{I \cdot U}{S}.$$

Тепловой поток в экспериментах изменялся от 0 до  $2,4 \text{ МВт/м}^2$ .

### Методика измерений

Со стороны свободной поверхности пленки жидкости в экспериментах производилась высокоскоростная видеосъемка с использованием цифровой видеокамеры Phantom v.7.0.

Частота записи изменялась в диапазоне от 1 до 5 кГц, с разрешением  $640 \times 480$  пикселей (1 пиксель  $\sim 0,1$  мм). Высокое временное и пространственное разрешение камеры позволяло измерять параметры появляющихся пузырей и время их жизни.

Термографическая съемка осуществлялась с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M и проводилась с частотой записи 1 кГц, разрешением  $160 \times 128$  пикселей (1 пиксель  $\sim 0,28$  мм) и временем интегрирования 805 мкс (эти параметры задавались постоянными во всех опытах).

С помощью данных методик в работе проводились одновременно синхронизированные во времени от начала импульса тепловыделения высокоскоростная цифровая и термографическая видеосъемки (ИК).

Запись текущих значений напряжения и тока на экспериментальном участке, цифровая высокоскоростная видеосъемка и термографическая запись температурного поля были синхронизированы с моментом начала подачи тепловой нагрузки с помощью платы АЦП NI 6251 и программного пакета LabView.

Синхронизированный с моментом подачи тепловой нагрузки сигнал (TTL) подавался на входы «Trigger» высокоскоростной и ИК-камер. В качестве дополнительной проверки использовались малоинерционные LED и IR индикаторы. Сбор измеренных значений напряжения и тока на участке, сигнала синхронизации, измерительного тока и температуры термодатчика осуществлялся с частотой 1 кГц.

### Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлен график локальной температуры тепловыделяющей поверхности под паровым пузырем, полученный с использованием ИК-видеосъемки, а также соответствующие кадры высокоскоростной видеосъемки свободной поверхности пленки жидкости в различные моменты времени. Вертикальными линиями на рисунке отмечены значения времени появления паровых пузырей, полученные с использованием высокоскоростной видеосъемки. Видно, что температура теплоотдающей поверхности резко снижается в момент появления парового пузыря. После того как в короткий промежуток времени пузырь конденсирует-

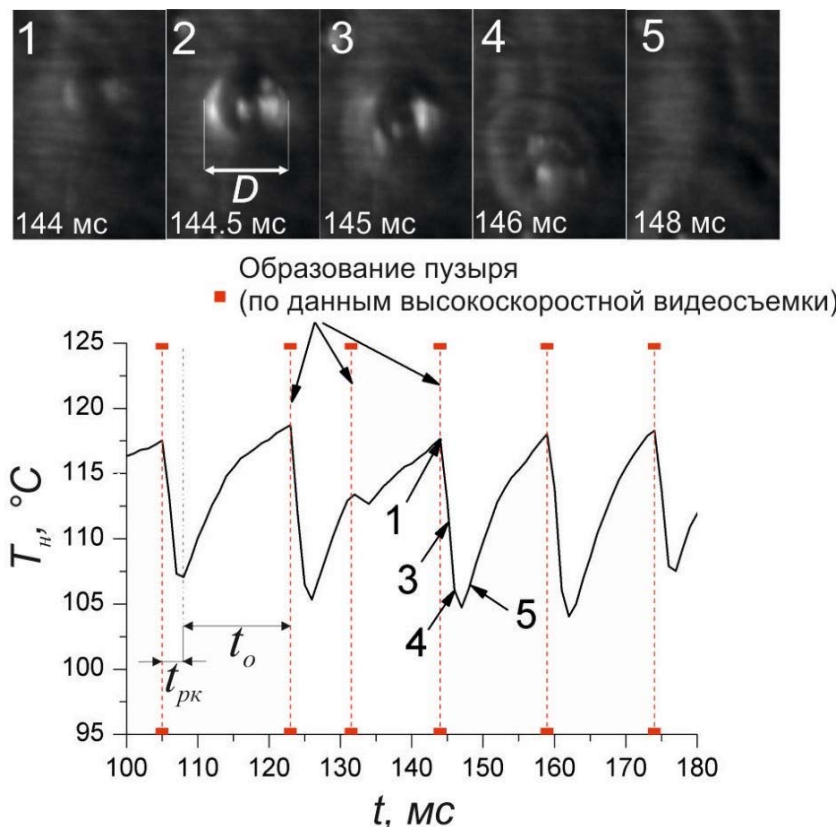


Рис. 3. Динамика роста и конденсации паровых пузырей в стекающей пленке воды и зависимость температуры нагревательной поверхности под паровым пузырем от времени

ся, температура в области активного центра начинает монотонно возрастать. После достижения пороговой температуры активации центра на поверхности нагревателя вновь появляется паровой пузырь и процесс повторяется. Видно, что временной цикл отдельного парового пузыря состоит из времени его роста и конденсации  $t_{рк}$  и времени ожидания повторного появления пузыря на поверхности нагревателя после его конденсации  $t_o$ .

### Максимальный диаметр паровых пузырей перед конденсацией

С использованием высокоскоростной видеосъемки были получены данные по динамике роста и конденсации паровых пузырей в зависимости от плотности теплового потока  $q$  для различных чисел Рейнольдса и степеней недогрева (рис. 4). Данные получены при усреднении по ансамблю пузырей для каждой плотности теплового потока  $q$ .

Видно, что существенное влияние на максимальный размер паровых пузырей перед конденсацией в пленке оказывает степень недогрева жидкости, при этом размер пузырей слабо зависит от числа Рейнольдса  $Re$  в исследованном диапазоне. Также из графика видно, что максимальный диаметр паровых пузырей перед конденсацией увеличивается с ростом теплового потока.

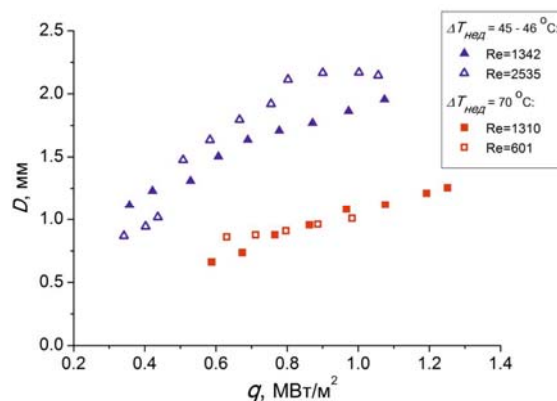


Рис. 4. Максимальный диаметр паровых пузырей перед конденсацией в стекающей пленке воды при различных степенях недогрева и числах Рейнольдса

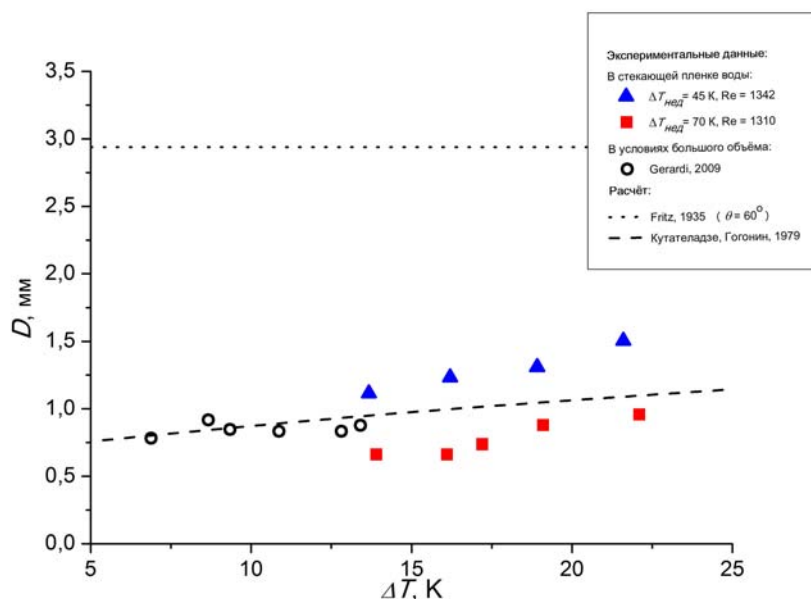


Рис. 5. Максимальный диаметр паровых пузырей при кипении воды в пленке жидкости при различных степенях недогрева

На рис. 5 приведено сравнение экспериментальных данных по размерам паровых пузырей в стекающей пленке воды при различных степенях недогрева для близких чисел Рейнольдса и при кипении насыщенной воды в условиях большого объема [11] в зависимости от перегрева поверхности  $\Delta T$ . Методом сидящей капли в работе было определено значение контактного угла смачивания поверхности нагревателя дистиллированной водой ( $\theta \approx 60^\circ$ ), что позволило провести сравнение полученных экспериментальных данных по размерам паровых пузырей в стекающей пленке воды с известной зависимостью [18]:

$$D = 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$$

На рис. 5 также представлено сравнение экспериментальных данных с эмпирической моделью [19]:

$$D = 0,25(1 + 10^5 K) \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где  $K$  – безразмерный параметр:

$$K = \left( \frac{Ja}{Pr} \right) \left( \left[ \frac{g\rho_{ж}(\rho_{ж} - \rho_{п})}{\mu_{ж}^2} \right] \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{\frac{3}{2}} \right)^{-1}$$

Из полученного графика видно, что опытные данные по максимальному диаметру парового пузыря в пленке жидкости перед конденсацией для различных степеней недогрева жидкости лежат существенно ниже значений отрывного диаметра парового пузыря, полученных по зависимости [18] для кипения жидкости в условиях большого объема. Также общий тренд экспериментальных данных, полученных в данной работе и в работе [11], показывает, что как максимальный диаметр пузыря перед конденсацией, так и отрывной диаметр увеличиваются с ростом степени перегрева тепловыделяющей поверхности. Поэтому для описания опытных данных, полученных при кипении стекающей недогретой пленки жидкости, неправомерно использовать модель, полученную в работе [18], не учитывающую влияние температурного напора закипания. Из приведенного графика также можно увидеть, что в области малых перегревов жидкости опытные данные по максимальному диаметру пузыря близки к величинам отрывного диаметра парового пузыря, полученным при кипении воды в условиях большого объема на линии насыщения, а также согласуются с данными, полученными с использованием зависимости [19].



### Частота зародышеобразования

Частота зародышеобразования является важной характеристикой при описании теплообмена при кипении с использованием RPI-модели, как видно из (1) и (2), определяющей тепло, затрачиваемое на испарение жидкости в паровые пузыри, и тепло, необходимое для повторного формирования пограничного слоя после отрыва паровых пузырей.

Как было отмечено, в экспериментах с использованием высокоскоростной термографии и видеосъемки были определены времена ожидания повторного появления паровых пузырей  $t_o$  и времена роста и конденсации  $t_{pk}$  паровых пузырей на поверхности нагревателя (см. рис. 3). Анализ полученных нами данных позволил определить характерную частоту зародышеобразования для различных плотностей теплового потока с использованием следующего выражения:

$$f = \frac{1}{t_{\Sigma}} = \frac{1}{t_{pk} + t_o}. \quad (4)$$

На рис. 6 представлены экспериментальные данные по частотам зародышеобразования при кипении в пленке воды и частотам отрыва пузырей при кипении воды на линии насыщения в условиях большого объема, полученные авторами работ [11; 20].

Из полученного графика видно, что опытные данные по частотам зародышеобразования как для кипения в условиях большого объема, так и при кипении в пленке жидкости существенно зависят от плотности теплового потока. При этом частота зародышеобразования не зависит от степени недогрева жидкости. Также показано, что экспериментальные данные, полученные при кипении в стекающей пленке недогретой воды, согласуются с данными, полученными при кипении большого объема жидкости.

Анализ сравнения экспериментальных данных показал, что для стекающей пленки и большого объема времена  $t_{\Sigma}$  имеют схожие масштабы. Исследование временных характеристик кипения показало, что во всей области тепловых нагрузок, особенно в области малых тепловых нагрузок  $t_o > t_{pk}$ , т. е. основной вклад при вычислении частоты зародышеобразования по формуле (4) вносят времена ожидания начала кипения. Время ожидания повторного появления па-

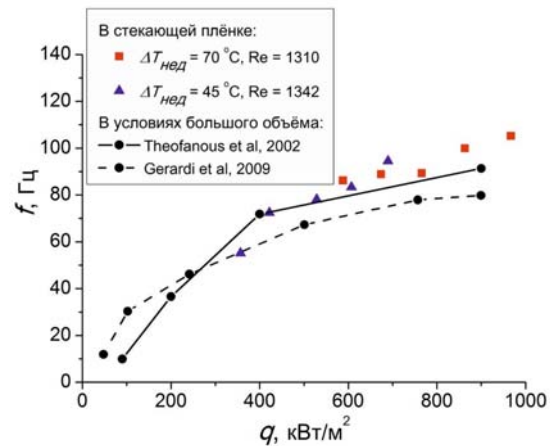


Рис. 6. Частота зародышеобразования при кипении в стекающей пленке жидкости

ровых пузырей  $t_o$  может быть оценено из следующего выражения [21]:

$$t_o \sim \frac{\lambda c_{p,j} (\Delta T_{нк})^2}{q^2}, \quad (5)$$

где  $\Delta T_{нк} = T_{нк} - T_{нас}$  – перегрев тепло выделяющей поверхности, соответствующий появлению парового пузыря. Как видно из формул (4) и (5), время ожидания повторного появления паровых пузырей значительно уменьшается с ростом плотности теплового потока, что и приводит к увеличению частоты зародышеобразования. Такая зависимость подтверждается общим трендом экспериментальных данных, представленных на рис. 6. Более слабая зависимость  $f$  от  $q$  в области высоких тепловых нагрузок связана с тем, что в этой области времена ожидания повторного появления пузырей и времена их роста и конденсации становятся соизмеримыми. Такая же тенденция наблюдается при отрыве пузырей от поверхности нагрева при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема. Поэтому в данной области тепловых нагрузок необходимо учитывать время роста пузыря до отрыва или конденсации, ключевую роль при описании которого играет величина отрывного или максимального диаметра парового пузыря.

На сегодняшний день при описании частоты зародышеобразования во всей области тепловых нагрузок большинство исследователей используют зависимости вида  $f \sim D_{отр}^{-1}$ , которые представлены, например, в работах [13; 22]. В то же время анализ

данных, представленных в нашей работе, показывает, что основной вклад в частоту зародышеобразования при кипении в области малых тепловых нагрузок вносит время ожидания начала кипения  $t_0$ , которое не зависит от величины  $D_{отр}$ . Таким образом, использование зависимостей вида  $f \sim D_{отр}^{-1}$  в области малых тепловых потоков  $q$  является неправомерным при описании частоты зародышеобразования, как при кипении в стекающей пленке недогретой жидкости, так и при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема.

### Температура парообразования

Как было показано в формулах (2) и (3), температура тепловыделяющей поверхности в момент появления паровых пузырей является ключевым параметром, необходимым для описания теплообмена по RPI-модели. С использованием данных ИК-съемки были измерены локальные температуры теплоотдающей поверхности, при которых происходит инициация паровых пузырей (рис. 7). Анализ данных термограмм показал, что температура вскипания увеличивается с ростом теплового потока.

В литературе при описании температуры закипания жидкости используют известное соотношение Янга – Лапласа, как, например, сделано в работе [23]. В то же время, как показывают экспериментальные данные настоящей работы, при использовании тонкостенных малоинерционных нагревательных поверхностей необходимо учитывать зависимость температуры вскипания от

плотности теплового потока. В работе [24] было получено выражение для описания температуры инициации паровых пузырей в виде

$$\Delta T_{нк} = A \frac{2\sigma T_{нас}}{r\rho_n R_{ш}} + B \frac{qR_{ш}}{\lambda}, \quad (6)$$

где  $R_{ш}$  – размер шероховатостей поверхности нагрева. Как видно из этого выражения, для выявления температуры вскипания необходимо знание топографии тепловыделяющей поверхности и характерных размеров шероховатостей. С использованием метода SEM (сканирующая электронная микроскопия) была получена топография поверхности фольги. Анализ структуры константановой фольги показал, что линейный размер локальных неровностей, на которых преимущественно возникают активные центры парообразования жидкости, варьируется в диапазоне 2–6 мкм. На рис. 6 представлены значения температур вскипания жидкости, полученные с использованием зависимости (6) для минимальных и максимальных размеров шероховатостей тепловыделяющей поверхности, в соответствии с результатами SEM. Видно, что практически во всей области исследованных тепловых нагрузок экспериментальные данные находятся в интервале температур, соответствующих минимальному и максимальному размеру шероховатостей тепловыделяющей поверхности. Для более подробного анализа температур вскипания жидкости в стекающей пленке требуется проведение дальнейших опытов.

### Заключение

В работе представлены результаты экспериментального исследования локальных характеристик кипения в стекающих пленках жидкости с применением высокоскоростной термографической съемки, синхронизированной с моментом подачи тепловой нагрузки, и высокоскоростной визуализацией пленочного течения, а также сравнение с теоретическими зависимостями.

Результаты, полученные при кипении в стекающей пленке воды недогретой до температуры насыщения в условиях нестационарного тепловыделения, показали следующее.

Максимальный размер паровых пузырей перед конденсацией в стекающей пленке

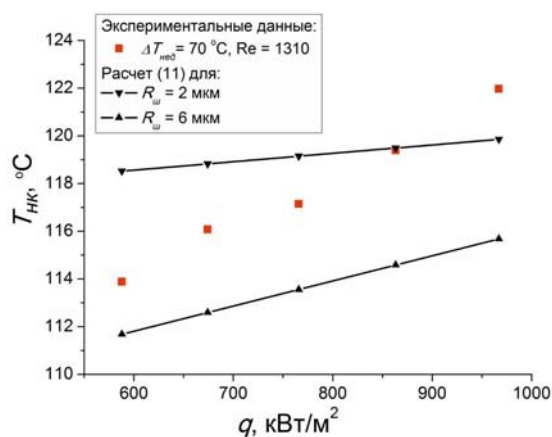


Рис. 7. Зависимость температуры инициации паровых пузырей от плотности теплового потока



недогретой жидкости существенно зависит от начальной температуры жидкости и увеличивается с ростом перегрева поверхности относительно температуры насыщения.

Частоты зародышеобразования при кипении в пленке жидкости существенно зависят от плотности теплового потока и не зависят от степени недогрева жидкости. При этом опытные данные, полученные при кипении в стекающей пленке недогретой жидкости, согласуются с данными, полученными при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема. Также показано, что использование общепринятых зависимостей вида  $f \sim D_{\text{отр}}^{-1}$  в области малых тепловых потоков является неправомерным при описании частоты зародышеобразования как при кипении в стекающей пленке недогретой жидкости, так и при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объема.

Температура инициации паровых пузырей в пленке жидкости зависит от плотности теплового потока и лежит в области ограниченной температурами, полученными с использованием теоретической зависимости для характерных масштабов шероховатостей исследованной тепловыделяющей поверхности.

Полученные данные по локальным характеристикам кипения могут быть использованы для описания теплообмена при кипении в стекающих недогретых пленках жидкости с использованием RPI-модели, учитывающей вклад различных составляющих передачи тепла.

### Список литературы

1. Алексеев С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. 256 с.
2. Kandlikar S. C. Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation. L.: Taylor and Francis, 1999. 728 p.
3. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс: Мокслас, 1988. 232 с.
4. Alhusseini A. A., Tuzla K., Chen J. C. Falling Film Evaporation of Single Component Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 1998. Vol. 41. No. 12. P. 1623–1632.
5. Gogonin I. I. Heat Transfer in Boiling of Liquid in a Film Moving Under Gravity // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2010. Vol. 83. P. 876–881.
6. 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. 50–58.
7. Павленко А. Н., Чернявский А. Н. Определение времени ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 71–81.
8. Павленко А. Н., Мацех А. М., Печеркин Н. И., Суртаев А. С. и др. Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13. № 1. С. 93–105.
9. Исаев С. И., Кожин И. А., Кофанов В. И. и др. Теория тепломассобмена. М.: Высш. шк., 1979. 495 с.
10. Kurul N., Podowski M. Z. Multidimensional Effects in forced Convection Subcooled Boiling // Proc. of the 9<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference. Jerusalem, 1990. P. 21–25.
11. Gerardi C. D. Investigation of the Pool Boiling Heat Transfer Enhancement of Nano-Engineered Fluids by means of High-Speed Infrared Thermography: PhD dissertation. Massachusetts Institute of Technology, 2009. 466 p.
12. Gerardi C. D., Buongiorno J., Hu L. W., Mckrell T. Study of Bubble Growth in Water Pool Boiling through Synchronized, Infrared Thermometry and High-Speed Video // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 4185–4192.
13. Jakob M., Fritz W. Versuche uber den Verdampfungsvorgang // Forsch. Ingenieurwes. 1931. Vol. 2. P. 435–447.
14. Gunter F. C., Kreith F. Photographic Study of Bubble Formation in Heat Transfer to Subcooled Water // Jet Propulsion Laboratory Progress Report. 1950.
15. Unal H. C. Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble-Growth Time and Bubble-Growth Rate during the Subcooled Nucleate Flow Boiling of Water up to 17.7 MW/m<sup>2</sup> // Int. J. Heat Mass Transfer. 1976. Vol. 19. Iss. 6. P. 643–649.
16. Zeitoun O., Shoukri M. Bubble Behavior and Mean Diameter in Subcooled Flow

Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 118. Iss. 1. P. 110–116.

17. *Kandlikar S. G.* A Theoretical Model to Predict Pool Boiling CHF Incorporating Effects of Contact Angle and Orientation // J. Heat Transfer. 2001. No. 123. P. 1071–1079,

18. *Fritz W.* Berechnung des maximalen Volumens von Dampfblasen // Phys. Z. 1935. vol. 36. Iss. 11. P. 379–384.

19. *Kutateladze S. S., Gogonin I. I.* Growth Rate and Detachment Diameter of a Vapor Bubble in Free Convection Boiling of a Saturated Liquid // High Temperature. 1979. Vol. 17. P. 667–671.

20. *Theofanous T. G., Tu J. P., Dinh A. T., Dinh T. N.* The Boiling Crisis Phenomenon // J. Experimental Thermal Fluid Science. 2002. № 26. P. 775–792.

21. *Павленко А. Н., Суртаев А. С., Мацех А. М.* Переходные процессы в пленках жидкости // ТВТ. 2007. Т. 45, № 6. С. 905–916.

22. *Zuber N.* Nucleate Boiling – The Region of Isolated Bubbles – Similarity with Natural Convection // Int. J. Heat and Mass Transf. 1963. Vol. 6. P. 53–65.

23. *Witharana S., Phillips B., Strobel S., Kim H. D. et al.* Bubble Nucleation on Nano- to Micro-Size Cavities and Posts: An Experimental Validation of Classical Theory // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 112. No. 6. P. 4904–4909.

24. *Faw R. E., Vanvleet R. J., Schmidt D. L.* Pre-pressurization Effects on Initiation of Subcooled Pool Boiling during Pressure and Power Transients // Int. J. Heat Mass Transfer. 1986. Vol. 2. No. 9. P. 1427–1437.

### Список обозначений

$A, B$  – константы  
 $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>  
 $S$  – площадь тепловыделяющей поверхности, м<sup>2</sup>  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>  
 $r$  – теплота парообразования, Дж/кг  
 $N$  – число активных центров парообразования, шт.  
 $\alpha_{\text{конв}}$  – конвективный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К)  
 $t_0$  – время ожидания повторного появления парового пузыря на поверхности, с  
 $t_{\text{рк}}$  – время роста и конденсации парового пузыря, с  
 $f$  – частота зародышеобразования, Гц

$D$  – диаметр парового пузыря, мм  
 $a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с

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

$T$  – температура, °С

$\Delta T = T_{\text{н}} - T_{\text{нас}}$  – температурный напор, °С

$\Delta T_{\text{нед}}$  – степень недогрева жидкости, °С

$t$  – время, с

$g$  – ускорение силы тяжести, м/с<sup>2</sup>

$\Gamma$  – степень орошения, м<sup>2</sup>/с

$I$  – сила тока, А

$U$  – напряжение, В

$\Theta$  – угол смачиваемости, град.

$\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м

$g$  – ускорение силы тяжести, м/с<sup>2</sup>

$\mu$  – коэффициент динамической вязкости, Па·с

$\nu$  – кинематический коэффициент вязкости, м<sup>2</sup>/с

$R_{\text{ш}}$  – размер шероховатостей на поверхности нагрева, м

$c$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К)

$Re = \frac{4\Gamma}{\nu}$  – пленочное число Рейнольдса

$Ja = \frac{c\rho_{\text{ж}}\Delta T}{r\rho_{\text{п}}}$  – число Якоба

$Pr = \nu/a$   $Pr = \nu/a$  – число Прандля

Индексы:

п – пар;

ж – жидкость;

нас – на линии насыщения;

н – нагревательная поверхность;

нк – начало кипения;

отр – в момент отрыва от поверхности

**V. S. Serdyukov, A. S. Surtaev, O. A. Volodin**

<sup>1</sup> *Novosibirsk State University*

*2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Institute of Thermophysics of SB RAS*

*1 Lavrentiev Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*vsserd@gmail.com; surtaevas@gmail.com; volodin@ngs.ru*

## **INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF NUCLEATE BOILING IN SUBCOOLED FALLING LIQUID FILMS**

This paper deals with the features of nucleation dynamics at boiling in falling water films at different subcooling, Reynolds number and heat fluxes. With the use of high-speed infrared and digital video the local parameters of nucleate boiling in falling liquid films such as: bubbles' diameter before condensation, frequency of nucleation and temperature of onset of bubble appearance were received. Analysis of the experimental data showed that bubbles' diameter before condensation has strong dependence on initial temperature and increases with the rise of heat flux. The main influence on nucleation frequency has the variation of heat flux density. At the same time the experimental data on nucleation frequency in falling water films are close to the frequency of nucleation at pool boiling. To identify the main features the comparison of received data on the local characteristics at boiling in subcooled falling liquid film with existing models for pool boiling was made.

*Keywords:* boiling, falling liquid films, subcooled boiling, infrared thermography, high-speed video.