

УДК 536.248

Кризисные явления в стекающих пленках жидкости при периодически изменяющейся тепловой нагрузке

А.С. Суртаев, А.Н. Павленко

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

E-mail: surtaev@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования развития кризисных явлений в стекающей пленке криогенной жидкости при периодическом импульсном тепловыделении. Получены опытные данные по эволюции локальной температуры вдоль тепловыделяющей поверхности. Показано, что амплитуда пульсаций температуры нагревателя существенным образом зависит от плотности теплового потока и координаты вдоль течения плёнки жидкости. Представлены новые опытные данные по критическим тепловым потокам, соответствующим образованию стабильных сухих пятен и кризису осушения в зависимости от длительности импульсов тепловыделения. Показано, что параметры возникающих метастабильных регулярных структур и критические параметры осушения теплоотдающей поверхности определяются динамикой подвижных границ смачивания в процессе самоорганизации системы.

Ключевые слова: кризис теплообмена, пленочное течение, жидкий азот, периодическое импульсное тепловыделение, регулярные метастабильные структуры.

ВВЕДЕНИЕ

Обладая малым термическим сопротивлением, пленки жидкости обеспечивают перенос высоких плотностей теплового потока при большой поверхности контакта и малых температурных напорах. Устройства с использованием стекающих пленок жидкости можно встретить в различных областях промышленности: в химической промышленности (абсорберы, ректификационные колонны, кристаллизаторы), в пищевой промышленности (сепараторы), в различных криогенных аппаратах, компактных теплообменниках, системах термостабилизации, пленочных испарителях и т. д.

Известно, что области высокоэффективного теплообмена при испарении и кипении в стекающих пленках жидкости ограничены по тепловому потоку развитием кризиса. При достижении критических тепловых потоков жидкость отделяется частично или полностью от теплоотдающей поверхности, что сопровождается резким снижением интенсивности теплообмена и соответствующим ростом температуры поверхности, приводящим к разрушению тепловыделяющего элемента.

Исследованию критических тепловых потоков и теплообмена при кипении и испарении в условиях стационарного и квазистационарного тепловыделения при течении плёнки жидкости, находящейся на линии насыщения, посвящено большое количество работ [1–6]. В проведенных исследованиях показано, что развитие кризисных явлений в существенной мере зависит от целого ряда факторов (режимные параметры течения, теплофизические свойства и длина нагревательной поверхности вдоль течения плёнки, физические свойства жидкости и т. д.).

В реальных промышленных энергетических установках, системах термостабилизации стационарные режимы по тепловыделению, как правило, не реализуются [7]. Тепловая нестационарность и возможные пульсации теплового потока являются общей особенностью работы целого ряда устройств. Тепловыделение в объекте может изменяться со временем по разнообразным законам, определяемым характером функционирования системы. Известно, что величины предельных (критических) тепловых потоков при вскипании жидкости в условиях нестационарного тепловыделения в большом объеме могут быть существенно ниже соответствующих значений при стационарной тепловой нагрузке [8]. В работе [9] проведено исследование особенностей распада стекающей плёнки жидкости при нестационарном тепловыделении. Плотность теплового потока в исследовании варьировалась от величины критического теплового потока при стационарном тепловыделении до значений, значительно превышающих порог развития критических явлений. С использованием высокоскоростной видеосъёмки авторы детально исследовали закономерности и динамику развития процессов теплообмена и кризисных явлений в широком диапазоне изменения таких определяющих параметров, как число Рейнольдса Re и плотность теплового потока q .

В то же время остается открытым вопрос о влиянии периодичности тепловыделения на динамику и характер развития критических явлений в условиях пленочного течения жидкости. В ряде случаев режимы с периодической генерацией паровой фазы могут использоваться в различных устройствах [10]. Таким образом, для обеспечения безопасной эксплуатации подобного рода оборудования, работающего в режиме пульсаций тепловой мощности, необходимо проведение комплексных экспериментальных и теоретических исследований переходных процессов при кипении и испарении жидкостей с периодическим законом тепловыделения.

В работе [11] показано, что критический тепловой поток и время ожидания вскипания при периодическом тепловыделении при кипении криогенной жидкости в условиях свободной конвекции могут существенно зависеть от периода пульсаций тепловой нагрузки. В исследовании показано, что это связано с конечным временем деактивации готовых центров парообразования, образующихся в течение предшествующих импульсов тепловыделения. При достижении времен между импульсами $\tau_2 \geq \tau_{\text{деакт}}$ величина критического теплового потока скачкообразно падает.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование развития критических явлений в стекающих волновых пленках криогенной жидкости при периодическом импульсном законе тепловыделения.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперименты по исследованию теплообмена и критических явлений в стекающей пленке криогенной жидкости при периодическом импульсном законе тепловыделения были проведены на экспериментальной установке, описание которой приведено в [9]. Схема экспериментального участка, блок-схема измерений и управления экспериментом представлены на рис. 1, *a*, *b*. Жидкий азот, находящийся

на линии насыщения, поступает на рабочий участок, представляющий собой вертикальную поверхность, из бака постоянного уровня через щелевой распределитель и далее стекает в мерный сосуд. Расстояние от пленкоформователя до области локального нагрева, равное 160 мм, обеспечивало течение пленки жидкости по тепловыделяющей поверхности в режиме гидродинамической стабилизации. В качестве нагревателя использовалась фольга из константана толщиной $25 \cdot 10^{-6}$ м и длиной $3,2 \cdot 10^{-2}$ м. Она натягивалась на текстолитовую рамку при помощи двух пружин, размещенных в нижней части нагревателя. Тепловыделение на поверхности фольги осуществлялось пропусканием тока с использованием двух токоподводящих медных шин, расположенных на концах рабочего участка. Для обогрева использовался программируемый импульсный источник питания с фронтом нарастания тепловой нагрузки не более $3 \cdot 10^{-3}$ с. Система подачи тепловой нагрузки с использованием разработанного программного обеспечения калибровалась на известном нагрузочном сопротивлении перед каждой серией опытов. Амплитуда, количество, длительность и скважность импульсов являлись варьируемыми параметрами и задавались программным способом. Для устранения отвода тепла от тепловыделяющей поверхности с обратной стороны секции помещался теплоизолятор. Локальная температура теплоотдающей поверхности измерялась с помощью трех малоинерционных платиновых термодатчиков сопротивления размером $(1,65 \times 1,27) \cdot 10^{-3}$ м и толщиной чувствительного элемента $0,25 \cdot 10^{-3}$ м. Постоянная времени датчиков температуры для данной конфигурации нагревателя при пленочном охлаждении жидким азотом определялась экспериментально и не превышала 0,1 с. Схема расположения датчиков представлена на рис. 1, *b*. Питание датчиков осуществлялось постоянным стабилизированным током с использованием прецизионных источников тока. Величина тока питания термодатчиков определялась из условия минимизации общей погрешности измерения. Для устранения помех и корректного сбора данных на входы АЦП устанавливались аналоговые фильтры 1-го порядка с последующей фильтрацией сигнала на цифровом уровне. Частота дискретизации при сборе температурных данных в эксперименте варьировалась в диапазоне $10^3 - 10^6$ Гц.

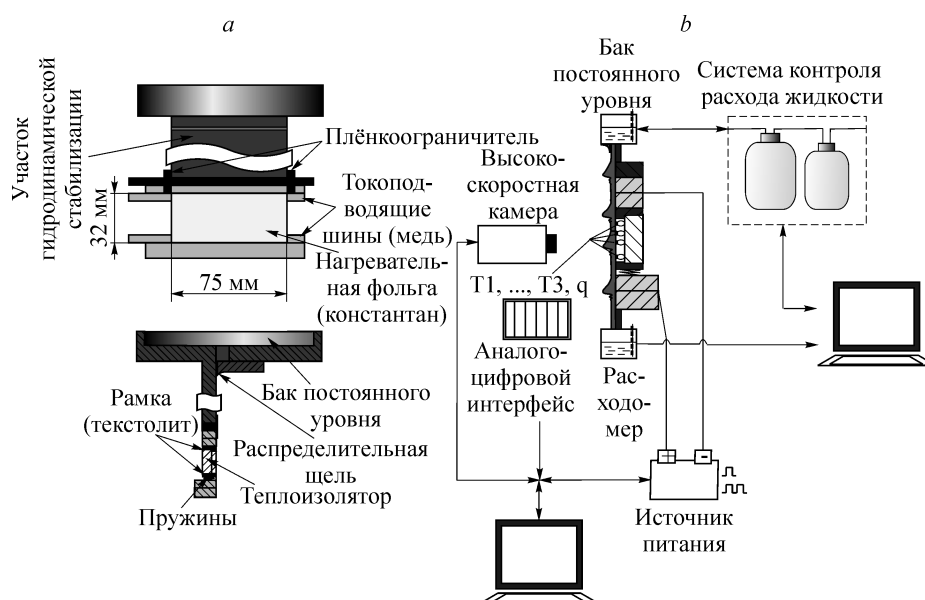


Рис. 1. Схема экспериментального участка (а), блок-схема измерений и управления экспериментом (б).

Температурные измерения, запись текущих значений напряжения и тока на экспериментальном участке, цифровая высокоскоростная видеосъемка были синхронизированы с моментом начала подачи тепловой нагрузки с помощью платы АЦП и программного пакета LabView (см. рис. 1, *b*).

Расход жидкости в исследовании изменялся в диапазоне чисел Рейнольдса от 230 до 990. Минимальная длительность импульсов тепловой нагрузки составляла $5 \cdot 10^{-2}$ с. В исследовании промежутков времени между импульсами задавался равным длительности импульса тепла ($\tau_1 = \tau_2$). Количество импульсов в эксперименте варьировалось от 50 до 300.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе исследовались два режима развития кризисных явлений. Для первого режима определялись условия возникновения устойчивых сухих пятен на поверхности нагревателя при достижении плотности теплового потока $q_{с.п}^{пер}$. Для второго режима определялись критические тепловые потоки $q_{кр.осуш}^{пер}$, соответствующие наступлению кризиса полного осушения. На рис. 2 представлены зависимости локальной температуры поверхности нагревателя (левая ось) и тепловой нагрузки (правая ось) от времени. Величина плотности теплового потока $q = 3,2 \cdot 10^4$ Вт/м² соответствует критическому тепловому потоку, при котором на поверхности тепловыделяющего элемента возникает незамываемое сухое пятно. Как показал анализ данных высокоскоростной видеосъемки, в диапазоне изменения числа Рейнольдса от 300 до 990 сухие пятна возникают в местах образования первых растущих паровых пузырей. Сухие пятна при данной плотности теплового потока не успевают полностью схлопнуться в процессе повторного смачивания в период до подачи следующего импульса тепла. Визуальные наблюдения подтверждаются данными по температуре поверхности нагревателя, представленными на графике. Из рисунка видно, что на нижнем датчике $x = 9$ мм в зоне образующихся сухих пятен амплитуда пульсаций температуры значительно превышает аналогичные значения пульсаций на верхнем датчике $x = 16$ мм, расположенном в смоченной зоне (x_i — расстояние вдоль течения от начала зоны тепловыделения). На определенных импульсах тепловой мощности площадь сухого пятна расширяется и охватывает область, в которой расположен нижний датчик температуры.

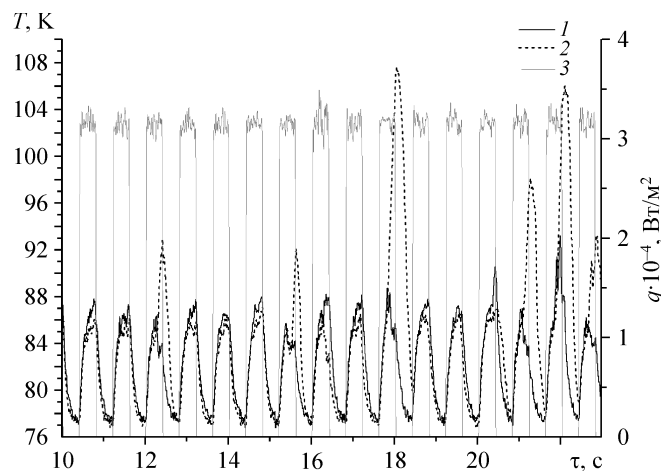


Рис. 2. Пульсации температуры поверхности. $Re = 630$; $q = q_{с.п} = 3,2 \cdot 10^4$ Вт/м²; $\tau_1 = \tau_2 = 400$ мс.
 $x = 9$ (1), 16 (2), мм, $q(t)$ (3).

Температура на верхнем датчике, как видно из рис. 2, возрастает до определенной величины при набросе и падает до значения $T_{\text{нас}} = 77,4$ К при окончании очередного импульса тепловой мощности. Экспериментальные данные по теплообмену в стекающих пленках жидкости в условиях стационарного тепловыделения при данном значении числа Рейнольдса $Re = 630$ дают среднее значение коэффициента теплоотдачи $\alpha = 3300$ Вт/м²·К. При величине теплового потока $q = q_{\text{с.п}}$ в стационарных измерениях перепад температуры составил $\Delta T_{\text{пов}} = 9,4$ К. Как показывает анализ данных температурных измерений, величина температурного напора в условиях периодического тепловыделения выходит на асимптотическое значение, которое соответствует величине температуры поверхности для заданного закона теплообмена в условиях стационарного тепловыделения.

На рис. 3 представлены опытные данные по эволюции температур различных локальных точек теплоотдающей поверхности, соответствующие кризису осушения при периодическом законе тепловыделения. Температура на нижнем датчике, как видно из рисунка, начинает монотонно возрастать в момент подачи определенного импульса тепловой мощности (на графике соответствует моменту времени $\tau = 35$ с после начала подачи периодической нагрузки при данной плотности теплового потока). Это обусловлено непрерывным расширением областей сухих пятен на поверхности нагревателя. При сбросе тепловой нагрузки часть нагревателя, находящаяся в зоне сухих пятен, начинает охлаждаться в режиме свободной турбулентной конвекции. Как видно из рисунка, к моменту подачи следующего импульса перегрев теплоотдающей поверхности в этих областях достигает значений, при которых не происходит их полное повторное смачивание. Последующие импульсы приводят лишь к дальнейшему увеличению зон ухудшенного теплообмена и, в конечном итоге, на нагревательной поверхности образуются крупномасштабные несмоченные зоны с метастабильными тонкими струями жидкости между ними. Процессы повторного смачивания теплоотдающей поверхности гравитационно стекающей тонкой пленкой жидкости играют важную роль при развитии кризиса осушения при периодическом законе тепловыделения. Эти динамические процессы детально исследовались авторами [12] применительно к условиям охлаждения стекающими пленками жидкости перегретых поверхностей.

Из сравнения опытных данных (см. рис. 2 и 3) видно, что в верхней части теплоотдающей поверхности амплитуда пульсаций температуры значительно возрастает при увеличении тепловой нагрузки от значений $q_{\text{с.п}}$ до $q_{\text{кр.осуш}}$.

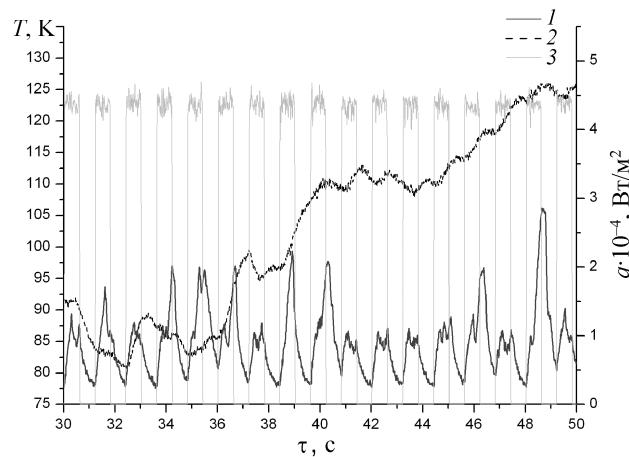


Рис. 3. Пульсации температуры поверхности. $Re = 630$; $q = q_{\text{кр.осуш}} = 4,4 \cdot 10^4$ Вт/м², $\tau_1 = \tau_2 = 300$ мс; $x = 9$ (1), 22 (2) мм, $q(t)$ (3).

Фотографии, представленные на рис. 4, *a–f*, иллюстрируют динамику развития кризиса осушения при периодическом законе тепловыделения. Как было отмечено выше, первые сухие пятна появляются в местах возникновения центров закипания в результате схлопывания паровых пузырей (см. рис. 4, *a*). Такая картина возникновения сухих пятен в области перехода от испарения к кипению в пленке жидкости наблюдалась в работе [13] при неразвитом пузырьковом кипении жидкого азота в данном диапазоне изменения числа Рейнольдса. Возникшие сухие пятна локально блокируют подачу жидкости в нижнюю часть нагревателя и их размеры начинают монотонно расти вниз по потоку (см. рис. 4, *b*). В дальнейшем распад жидкости происходит с формированием регулярных структур. В период между импульсами

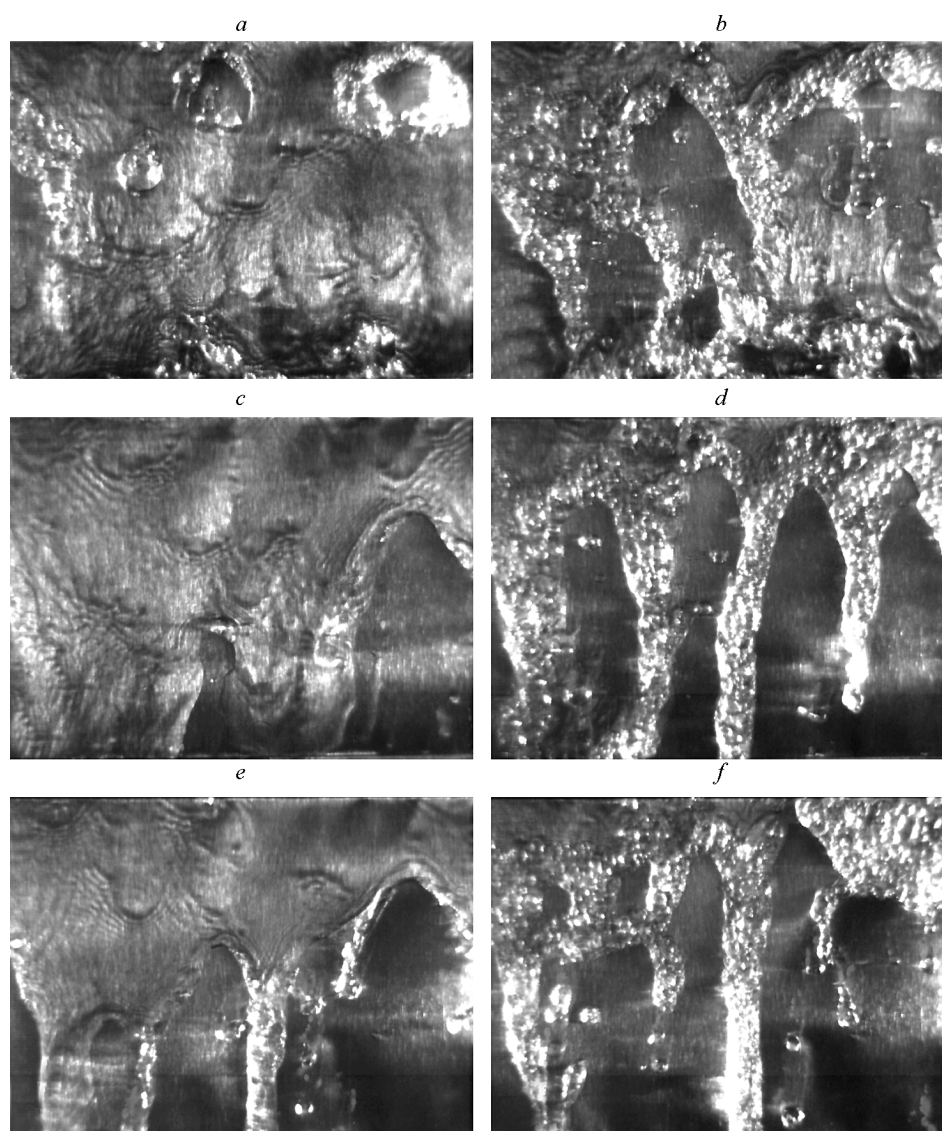


Рис. 4. Динамика развития кризиса осушения. $Re = 990$; $q = q_{кр.осуш} = 4,54 \cdot 10^4$ Вт/м²; $\tau_1 = \tau_2 = 250$ мс; *a* — 150 мс, *b* — 180 мс (формирование крупномасштабных метастабильных структур), *c* — 500 мс (начало 2-го импульса), *d* — $19,59 \cdot 10^3$ мс (39-й импульс), *e* — $37,49 \cdot 10^3$ мс (начало 76-го импульса), *f* — $37,75 \cdot 10^3$ мс (окончание 76-го импульса, вытеснение струй жидкости с поверхности нагрева).

тепловыделения области сухих пятен частично замываются (см. рис. 4, *с*). Особенность развития кризиса осушения при периодической тепловой нагрузке заключается в том, что размеры несмоченных зон в данном переходном процессе растут по мере увеличения времени с момента начала подачи импульсов тепловыделения. Минимальное количество импульсов определялось таким образом, чтобы величина плотности теплового потока $q_{кр.осуш}^{пер}$, соответствующая кризису осушения, не зависела от этого параметра. В процессе образования регулярных структур в метастабильных струях жидкости развивается интенсивное кипение. В итоге, как и в случае стационарного тепловыделения, кризис осушения определяется вытеснением возникающих метастабильных струй жидкости с поверхности нагревателя (см. рис. 4, *ф*).

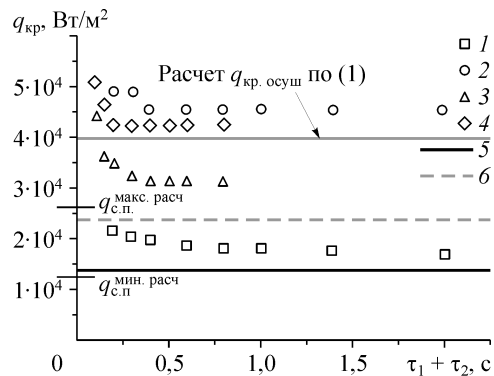
На рис. 5 приведены значения критических плотностей теплового потока $q_{с.п}^{пер}$, $q_{кр.осуш}^{пер}$ при периодическом законе тепловыделения в зависимости от длительности импульсов тепловой нагрузки. Линиями 5, 6 указаны критические плотности теплового потока $q_{с.п}$, соответствующие возникновению устойчивых сухих пятен при стационарном тепловыделении для данного режима течения.

Увеличение критического теплового потока $q_{с.п}^{пер}$ при уменьшении длительности теплового импульса связано с изменением параметров закипания жидкости при значении числа Рейнольдса $Re = 630$. Поскольку в данном диапазоне чисел Рейнольдса сухие пятна появляются в местах образования первых паровых пузырей, условие $\tau_1 > \tau_{н.к}$ является необходимым для возникновения несмоченных зон в области тепловых нагрузок $q \geq q_{с.п}$. Как было показано в работе [9], время ожидания вскипания при ступенчатом набросе тепловой мощности возрастает с уменьшением плотности теплового потока вплоть до значений, соответствующих стационарным критическим тепловым нагрузкам. Поэтому при уменьшении длительности теплового импульса для реализации условия вскипания в пленке жидкости с последующим возникновением сухих пятен необходимо увеличение плотности теплового потока $q_{с.п}^{пер}$.

Образование сухих пятен в области чисел Рейнольдса $Re < 300$ связано с полным испарением жидкости в зоне остаточного слоя непосредственно перед набегающим крутым гребнем крупных волн в нижней по течению пленки жидкости части нагревательной поверхности. Как правило, этот режим возникновения сухих пятен характеризуется меньшими значениями критической плотности теплового потока по сравнению со значениями тепловых нагрузок, соответствующих возникновению сухих пятен после вскипания жидкости в более толстых пленках. Как видно из рис. 5, величина плотности теплового потока, соответствующая возникновению устойчивого сухого пятна $q_{с.п}$ при стационарном тепловыделении для $Re = 230$, лежит

Рис. 5. Зависимости критических плотностей теплового потока от периода импульсов тепловыделения.

1, 3 — $q_{с.п}^{пер}$ для $Re = 230, 630$ соответственно;
2, 4 — $q_{кр.осуш}^{пер}$ для $Re = 230, 630$ соответственно; 5, 6 — $q_{с.п}$ при стационарном тепловыделении для $Re = 230, 630$ соответственно.



значительно ниже данной величины, полученной для $Re = 630$. Для данного режима течения вплоть до максимальных значений плотности теплового потока $q_{с.п}^{пер}$ при периодическом законе тепловыделения кипения на стадии развития сухих пятен также не наблюдалось. В работе [5] предложена модель расчета критических плотностей теплового потока, при которых сухие пятна образуются в результате локального испарения остаточного слоя. Модель учитывает влияние на величину критического теплового потока таких статистических параметров волнового движения, как частота прохождения крупных волн \tilde{f} , длина волны волнового возмущения на поверхности пленки жидкости $\tilde{\lambda}$ и толщина остаточного слоя $\delta_{ост}$. Как показывает анализ опытных данных, развитое волновое течение характеризуется широким спектром частот прохождения крупных волн через заданную точку нагревательной поверхности. Очевидно, что при стационарном тепловыделении, когда представлен весь спектр частот волнового движения, условия разрыва в первую очередь будут достигаться на наиболее длинноволновом участке течения пленки жидкости. Оценка минимальной критической плотности теплового потока $q_{с.п}$, рассчитанная по модели [5] с использованием опытных данных по волновым характеристикам, дает значение $q_{с.п}^{мин.расч} = 1,25 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ при $Re = 230$. Как видно из рис. 5, полученная оценка удовлетворительно согласуется с величинами критической плотности теплового потока, соответствующими возникновению сухих пятен, как при стационарном тепловыделении, так и при периодическом тепловыделении в области высоких значений периода импульсов. В работе [14] показано, что энергетический спектр волнового движения в адиабатических условиях характеризуется наличием преобладающей частоты. Расчет с использованием наиболее вероятной частоты прохождения крупных волн, соответствующий максимальной оценке критической плотности теплового потока, при которой возникают устойчивые сухие пятна, дает значение $q_{с.п}^{макс.расч} = 2,6 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$. Из рисунка видно, что величина критического теплового потока $q_{с.п}^{пер}$ при уменьшении периода импульсов изменяется в зоне, ограниченной расчетными значениями $q_{с.п}^{мин.расч}$ и $q_{с.п}^{макс.расч}$.

В то же время значения критических плотностей теплового потока $q_{кр.осуш}^{пер}$, как видно из рис. 5, для двух исследованных чисел Рейнольдса совпадают в пределах погрешности эксперимента. Анализ данных высокоскоростной видеосъемки показал, что кризис осушения в данном диапазоне изменения числа Рейнольдса обусловлен одним и тем же процессом вытеснения возникающих метастабильных кипящих струй жидкости с поверхности нагревателя. В соответствии с [6, 15], вытеснение смоченных зон при пленочном течении жидкости, обусловленное перемещением межфазных границ вследствие механизма продольной теплопроводности в теплопередающей стенке, происходит при превышении порогового значения теплового потока на тепловыделяющей поверхности, так называемого равновесного теплового потока $q_{рав}$. Для сравнения на рис. 5 представлена расчетная оценка величины критического теплового потока, соответствующего кризису осушения. Оценка получена с использованием методики [15] расчета плотности теплового потока, при превышении которого развивается переходной процесс распространения крупномасштабных несмоченных зон начального размера l_0 . Асимптотическое решение при $l_0 \rightarrow \infty$ согласуется с аналитическим решением, полученным в рамках двухзонной модели кривой теплообмена для полубесконечных смоченной и несмоченной зон в приближении тонкой теплопередающей стенки [16]:

$$q_{кр.осуш} = q_{рав} = \sqrt{\tilde{\alpha}_{пуз.кип} \tilde{\alpha}_{с.п} \Delta T_{гр}}. \quad (1)$$

Для использованной в опытах тепловыделяющей поверхности, удовлетворяющей условию $\varepsilon \ll 1$, при распространении сухих пятен на теплоотдающей поверхности в зоне фронта смачивания граничная температура $T_{гр}$ равна температуре достижимого предельного перегрева жидкости $T_{п.п}$, соответствующей гомогенной нуклеации. Для расчета критического теплового потока величины линейаризованных коэффициентов теплоотдачи и критических температурных напоров соответствуют условиям кипения жидкого азота в метастабильных регулярных струях с крупномасштабными несмоченными зонами между ними: $\tilde{\alpha}_{пуз.кип} \sim 4,7 \cdot 10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\tilde{\alpha}_{с.п} \sim 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\Delta T_{гр} = \Delta T_{п.п} = T_{п.п} - T_{нас} \sim 26 \text{ К}$. Как видно из рисунка, оценка по (1) удовлетворительно согласуется с полученными экспериментальными данными для критического теплового потока, соответствующего кризису осушения при периодическом законе тепловыделения.

Как показали результаты исследования кризисных явлений при кипении азота в условиях большого объема, представленных в [8, 11], критические тепловые потоки существенным образом зависят от темпа нарастания тепловой нагрузки и периода импульсов тепловыделения. В этих исследованиях показано, что значительные перегревы теплоотдающей поверхности и пристенного слоя жидкости перед активацией центров парообразования могут быть причинами существенного уменьшения величины критического теплового потока при нестационарном тепловыделении по сравнению со стационарным режимом. При этом, как показывают результаты кинофотограмм развития пленочного кипения, образование сплошной паровой пленки происходит до момента отрыва паровых пузырей от теплоотдающей поверхности, когда интенсивное перемешивание жидкости отсутствует.

При нестационарном тепловыделении в стекающих волновых пленках жидкости динамика развития теплообмена имеет ряд специфических особенностей по сравнению с теплообменом при свободной конвекции (в большом объеме жидкости). В условиях пленочного течения на стадии нестационарного прогресса жидкости до вскипания в зависимости от локальной толщины пленки, плотности теплового потока и температурного напора закипания может развиваться интенсивное испарение со свободной поверхности, ограничивающее дальнейший рост температуры тепловыделяющей поверхности и приводящее к быстрому утончению пленки. Динамика развития теплообмена в этом случае будет определяться соотношением характерных времен развития теплового слоя $\tau_{тепл}^{лок}$, полного испарения пленки жидкости $\tau_{п.исп}^{лок}$ и временем ожидания вскипания жидкости $\tau_{н.к}$. Отношение времен $\tau_{тепл}^{лок}$, $\tau_{п.исп}^{лок}$ и $\tau_{н.к}$ может быть получено на основе простейших оценок в приближении безынерционного нагревателя при ступенчатом тепловыделении с использованием следующих зависимостей:

$$\tau_{н.к} = \frac{\pi \lambda' c' \rho' (\Delta T_{н.к.})^2}{4q^2}, \quad (2)$$

$$\tau_{тепл}^{лок} = \frac{0,2(\delta_{пл}^{лок})^2}{a'}, \quad (3)$$

$$\tau_{п.исп}^{лок} = \frac{r \rho' \delta_{пл}^{лок}}{q}. \quad (4)$$

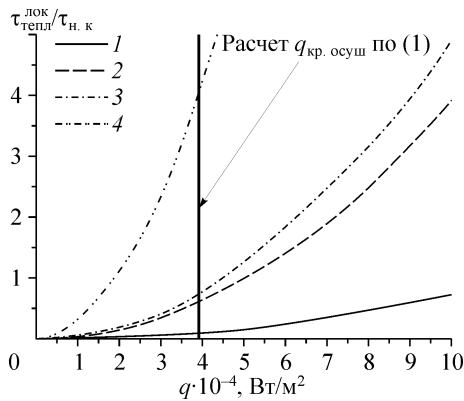


Рис. 6. Отношение характерных времен развития теплового слоя и ожидания вскипания.

$$\Delta T_{н.к} = \Delta T_{п.п} = 26 \text{ К}; \delta_{пл} = 60 \cdot 10^{-6} (1), 120 \cdot 10^{-6} (2) \text{ м};$$

$$\Delta T_{н.к} = \Delta T_{гот.ц} = 10 \text{ К}, \delta_{пл} = 60 \cdot 10^{-6} (3), 120 \cdot 10^{-6} (4) \text{ м}.$$

На рис. 6 представлено отношение двух характерных времен $\tau_{\text{тепл}}^{\text{лок}}$, $\tau_{\text{н.к}}$ в зависимости от плотности теплового потока. Для оценки времени развития теплового слоя до свободной поверхности пленки использовались

данные [14] по толщине пленки жидкого азота при различных числах Рейнольдса, полученные с помощью емкостного метода измерения. Различные величины $\Delta T_{\text{н.к}}$, использованные в расчетах, соответствуют температурным напорам закипания как на готовых центрах парообразования $\Delta T_{\text{гот.ц}}$, так и при гомогенной нуклеации $\Delta T_{\text{п.п}}$. Видно, что в области тепловых нагрузок вплоть до критических значений плотности теплового потока $q < q_{\text{с.п}}$, $q_{\text{кр.осуш}}$ отношение характерных времен меньше единицы ($\tau_{\text{тепл}}^{\text{лок}} / \tau_{\text{н.к}} < 1$). Таким образом, в условиях нестационарного тепловыделения при тепловых потоках $q < q_{\text{с.п}}$, $q_{\text{кр.осуш}}$ тепловой слой прорастает до свободной поверхности пленки жидкости быстрее, чем достигаются условия закипания жидкости, что приводит к развитию интенсивного испарения и выходу на режим квазистационарного теплообмена. В данных режимах развитие критических явлений при пленочном течении жидкости будет слабо зависеть от закона нарастания тепловой нагрузки во времени. Результаты проведенного исследования показали, что величины критических тепловых потоков в стекающих пленках жидкости при стационарном и периодическом импульсном законах тепловыделения близки друг другу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена динамика развития критических явлений, связанных с образованием устойчивых сухих пятен и кризисом полного осушения тепловыделяющей поверхности в стекающих пленках жидкости при периодическом законе тепловыделения. Для кризисных режимов теплообмена представлены данные по пульсациям локальной температуры нагревательной поверхности. Показано, что амплитуда температурных пульсаций существенным образом зависит от координаты вдоль течения пленки жидкости и плотности теплового потока.

Из анализа данных высокоскоростной видеосъемки следует, что образование сухих пятен в области чисел Рейнольдса $Re < 300$ связано с полным испарением жидкости в зоне остаточного слоя непосредственно перед набегающим крутым гребнем крупных волн в нижней по течению пленки жидкости части нагревательной поверхности. В диапазоне изменения числа Рейнольдса от 300 до 990 сухие пятна возникают в местах образования первых растущих паровых пузырей.

Показано, что в диапазоне изменения числа Рейнольдса от 300 до 990 увеличение критического теплового потока $q_{\text{с.п}}^{\text{пер}}$, соответствующего образованию стабильных сухих пятен, при уменьшении длительности импульсов тепловыделения связано с изменением характеристик закипания жидкости. В стекающих пленках при числах Рейнольдса $Re < 300$ увеличение критической плотности теплового

потока $q_{с.п}^{пер}$ при уменьшении длительности импульсов связано с уменьшением вероятности прохождения низкочастотных крупных волн в период тепловыделения.

Критические значения амплитуды импульсов, соответствующие полному осушению $q_{кр.осуш}^{пер}$, совпадают для двух исследованных чисел Рейнольдса и определяются динамикой подвижных границ смачивания в процессе вытеснения регулярных струй жидкости с развитым пузырьковым кипением. Опытные данные по пороговому значению развития кризиса осушения удовлетворительно согласуются с результатами расчета равновесной плотности теплового потока, полученными в рамках двухзонной модели кривой теплообмена.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

a — коэффициент температуропроводности, m^2/c ,	$\tilde{\lambda}$ — длина волны, m ,
c — теплоемкость, $Dж/(кг \cdot K)$,	ν — коэффициент кинематической вязкости, m^2/c ,
g — ускорение свободного падения, m^2/c^2 ,	ρ — плотность, $кг/m^3$,
q — плотность теплового потока, $Вт/m^2$,	σ — коэффициент поверхностного натяжения, $Н/м$,
\tilde{f} — частота прохождения крупных волн, $Гц$,	τ — время, $с$,
l_0 — начальный размер сухого пятна, $м$,	τ_1, τ_2 — длительность и задержка между импульсами, $с$,
r — скрытая теплота парообразования, $Дж/кг$,	$\varepsilon = l_{хар.пуз.кип} / \Lambda = \sqrt{\lambda_n \delta_n g (\rho' - \rho'') / \tilde{\alpha}_{пуз.кип} \sigma}$ —
$Re = 4G/\nu'$ — число Рейнольдса,	безразмерный параметр, характеризующий
T — температура, $К$,	отношение ширины температурного градиента
$\tilde{\alpha}$ — линеаризованный коэффициент теплоотдачи, $Вт/(m^2K)$,	та вдоль нагревателя во фронте в зоне пузырькового кипения к характерному масштабу
α — коэффициент теплоотдачи, $Вт/(m^2K)$,	действия капиллярных сил.
δ — толщина, $м$,	
λ — коэффициент теплопроводности, $Вт/(м \cdot K)$,	

НИЖНИЕ ИНДЕКСЫ

гр — граничное значение,	н — нагреватель,
гот.ц — закипание на готовых центрах парообразования,	кр — критический,
деакт — деактивация,	рав — равновесный,
с.п — сухое пятно,	пл — пленочное,
кр. осуш — кризис осушения,	п.исп — полное испарение,
нас — насыщение,	пуз.кип — пузырьковое кипение,
н.к — начало кипения,	п.п — предельный перегрев,
	тепл — тепловой,
	ост — остаточный.

ВЕРХНИЕ ИНДЕКСЫ

лок — локальный,	пер — периодический,
макс.расч. — максимальное расчетное,	' — жидкость,
мин.расч. — минимальное расчетное,	" — пар.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fujita T., Ueda T. Heat transfer to falling liquid films and film breakdown-I // Inter. J. Heat and Mass Transfer. 1978. Vol. 21. P. 97–108.
2. Дорохов А.Р. Тепло- и массоперенос в элементах абсорбционных бромнисто-литиевых холодильных машин: Диссертация на соиск. уч. степени доктора техн. наук. Новосибирск, 1992. 281 с.
3. Mudawar I.A., Incropera T.A., Incropera F.P. Boiling heat transfer and critical heat flux in liquid film falling on vertically-mounted heat sources // Inter. J. Heat Mass Transfer. 1987. Vol. 30. P. 2083–2095.
4. Katto Y. Critical heat flux // Inter. J. Multiphase Flow. 1994. Vol. 20. P. 53–90.
5. Pavlenko A.N., Lel V.V. Heat transfer and crisis phenomena in falling films of criogenic liquid // Russ. J. Engng. Thermophys. 1997. Vol. 7, No. 3-4. P. 177–210.
6. 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.

7. **Bohdal T., Kuczynski W.** Boiling of refrigerant under periodic disturbance conditions // Proc. of the 5-th Inter. Conf. on Transport Phenomena in Multiphase Systems. June 30-July 3, 2008, Bialystok, Poland. Vol. 2. P. 1–8.
8. **Павленко А.Н., Чехович В.Ю.** Критический тепловой поток при нестационарном тепловыделении // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 2. С. 3–9.
9. **Павленко А.Н., Мацех А.М., Суртаев А.С.** Переходные процессы в стекающих пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 45, № 6. С. 905–916.
10. **Okuyama K., Takehara R., Iida Y.** Pumping action by boiling propagation in a microchannel // Microscale Thermophysical Engng. 2005. Vol. 9. P. 119–135.
11. **Павленко А.Н.** Нестационарный критический тепловой поток в жидкости при различных заданных законах тепловыделения // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 2. С. 131–137.
12. **Павленко А.Н., Стародубцева И.П., Суртаев А.С.** Особенности эволюции сухих пятен при пленочном течении криогенных жидкостей в условиях нестационарного тепловыделения // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 4. С. 535–545.
13. **Павленко А.Н., Мацех А.М., Печеркин В.В. и др.** Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 1. С. 93–105.
14. **Pavlenko A.N., Lei V.V., Serov A.F. et al.** The growth of wave amplitude and heat transfer in falling intensively evaporating liquid films // Russ. J. Engng. Thermophys. 2002. Vol. 11, No. 1. P. 7–43.
15. **Павленко А.Н., Стародубцева И.П., Мацех А.М.** Влияние граничных условий на динамику развития очагов пленочного кипения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т.10, № 4. С. 611–628.
16. **Петухов Б.С., Ковалев С.А.** Методика и некоторые результаты измерения критической нагрузки при переходе от пленочного режима к пузырьковому // Теплоэнергетика. 1962. № 5. С. 65–72.

Статья поступила в редакцию 31 марта 2009 г.