

УДК 532.529

## ПАРОВЫЕ АГЛОМЕРАТЫ И СУХИЕ ПЯТНА КАК ПРЕДВЕСТНИКИ КРИЗИСА КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

© 2021 г. Н. В. Васильев<sup>1,2, \*</sup>, Ю. А. Зейгарник<sup>1</sup>, К. А. Ходаков<sup>1</sup>, С. Н. Вавилов<sup>1</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия\*E-mail: [nikvikvas@mail.ru](mailto:nikvikvas@mail.ru)

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 28.10.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Проведено экспериментальное исследование механизма формирования крупных паровых агломератов при кипении недогретой воды в канале при приближении плотности теплового потока к критической на гладких и структурированных поверхностях нагрева с помощью скоростной видеосъемки. Эксперименты проводились на дистиллированной деаэрированной воде при атмосферном давлении и недогревах до температуры насыщения  $\Delta t_n = 20\text{--}75^\circ\text{C}$  в диапазоне массовой скорости  $w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ . Установлено, что крупные агломераты образуются в результате спонтанного слияния обычных мелких паровых пузырей при достаточно высокой заселенности ими поверхности нагрева. Наличие паровых агломератов создает условия для возникновения на греющей поверхности сухих областей, прогрессирующее расширение которых является непосредственной причиной перегрева теплоотдающей поверхности и кризиса кипения. Показано, что структурирование поверхности нагрева (кипения), осуществленное методом микродугового оксидирования, практически не влияет на значения режимных параметров в момент появления агломератов.

DOI: 10.31857/S0040364421030157

### ВВЕДЕНИЕ

Использование двухфазных потоков и в первую очередь тех, в которых реализуется кипение недогретой до температуры насыщения жидкости, является одним из наиболее эффективных способов отвода тепловых потоков высокой плотности и охлаждения аппаратов, работающих в экстремальных условиях [1]. Для эффективного применения кипения недогретой жидкости в системах охлаждения нужно знать как величину критической плотности теплового потока (КТП), при которой происходит собственно пережог греющей поверхности (достижение ею недопустимого уровня температур), так и иметь достаточно четкое представление о гидродинамических и тепловых явлениях, поэтапно ведущих к кризису, предваряющих его. На сегодняшний день имеется достаточно большое количество экспериментальных данных по величинам КТП в условиях кипения недогретой жидкости в каналах [2–5]. В [6, 7] на основе систематизации и обобщения большого количества данных представлены довольно подробные таблицы значений КТП при кипении недогретой воды в круглых трубах, достаточно хорошо согласующиеся между собой. В [8, 9] приведены обстоятельные обзоры эмпирических корреляций для расчета КТП при кипении недогретой воды в канале с оценкой их точ-

ности. Однако до сих пор недостаточно полно выяснены отдельные детали механизма развития кризиса теплоотдачи, предваряющие его процессы в потоке охладителя исследованы недостаточно детально.

Ранее в работе [10] авторов уже отмечалось, что при плотности теплового потока на стенке, приближающейся к критическому значению ( $q > 0.75\text{--}0.8q_{\text{кр}}$ ), в потоке воды, недогретой до температуры насыщения, появляются паровые пузыри большого размера (агломераты), соизмеримые с характерными размерами поперечного сечения канала. Агломераты наблюдались также в [11–14], где в [11–13] исследовалось кипение недогретых фреонов (FC-87 в [11], R-134a в [12] и Novex 649 в [13]), а в [14] паровые агломераты наблюдались на воде при высоких степенях недогрева. Авторы настоящей статьи также имели дело с агломератами в серии опытов с кипением сильно недогретого хладона Novex 649. В большинстве работ агломераты наблюдались при малых недогревах жидкости до температуры насыщения (единицы градусов), что представляется достаточно естественным, но в [10, 13, 14] их образование проходило при больших недогревах ( $40\text{--}75^\circ\text{C}$  на воде и  $15\text{--}25^\circ\text{C}$  на хладоне Novex 649). Таким образом, есть основания полагать, что возникновение агломератов при приближении к  $q_{\text{кр}}$  носит общий харак-

тер, проявляясь наиболее сильно в области низких и умеренных давлений.

Установлено, что агломераты являются своего рода предвестниками кризиса кипения в канале. Непосредственной же причиной кризиса являются либо постепенное высыхание жидкой пленки, находящейся в пространстве между агломератом и греющей стенкой (вариант, описываемый феноменологической моделью Ли и Мудавара [15]), либо возникновение при прохождении агломерата прогрессивно увеличивающихся в размерах сухих областей на греющей стенке. Первый вариант чаще реализуется при малых недогревах жидкости (точнее, при соответствующих им более низких значениях КТП), тогда как второй – при высоких значениях недогрева и носит более общий характер, несмотря на наблюдаемые различия в отдельных деталях протекания процессов в условиях конкретных экспериментов.

В последнее десятилетие с помощью современных скоростных видео- и тепловизионных камер была получена важная информация о динамике сухих пятен в основании пузырей при кипении в большом объеме [16–19]. Эти новые данные говорят в пользу развития кризиса при кипении насыщенной жидкости в большом объеме по модели, в основе которой лежит идея прогрессирующего роста окружающих центры парообразования сухих пятен на поверхности нагрева, базовые положения которой, в частности тезис об определяющей роли подпитки жидкостью зоны тройного контакта фаз в макрослое под слившимся пузырем, были заложены в работах В.В. Ягова [20, 21]. В [10] показано, что в условиях кипения недогретой жидкости в канале при прохождении парового агломерата в канале возможно кипение в жидкостном подслое под ним, а следовательно, нельзя исключать наступления аналогичного описанному в [20, 21] кризиса согласно модели образования сухих пятен, как нельзя пренебречь вероятностью появления осушенных зон в результате термокапиллярного разрыва тонкой жидкой пленки [22] или реализации неустойчивости по Ландау [23]. При всех вариантах появления сухих пятен в основе их прогрессирующего роста под крупными паровыми агломератами, скорее всего, лежит указанный выше дисбаланс масс жидкости, испаряющейся в зоне контактной линии и подтекающей к ней.

Эксперименты, выполненные при малых недогревах, по сути дела, реализованы в условиях, близких к существующим при кипении насыщенной жидкости, и сопровождаются отрывом паровых пузырей в поток (объем) охладителя [24]. Они не в полной мере воспроизводят ситуацию, складывающуюся при кипении сильно недогретой жидкости, хотя во многих аспектах наблюдаемые явления действительно схожи.

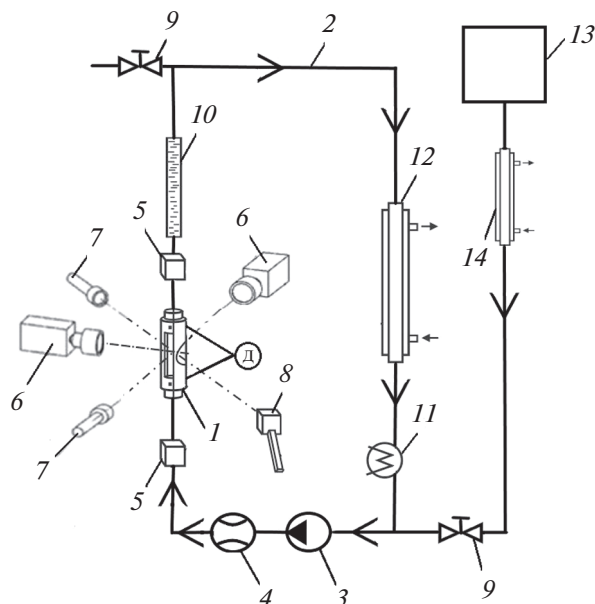
Следует также упомянуть, что появление паровых агломератов при кипении недогретой жидкости в канале приводит к ряду нежелательных гидравлических эффектов, которым, к сожалению, исследователями уделяется недостаточно внимания, что справедливо было отмечено еще в статье Бойда [25]. Это относится, в частности, к возникновению пульсаций давления и расхода жидкости в канале (прогрессивно нарастающих по мере увеличения теплового потока) и возрастанию гидравлического сопротивления потока (до этого слабо отличающегося от гидравлического сопротивления при течении однофазной жидкости с тем же массовым расходом). Данный эффект таит в себе опасность гидравлической разверки параллельных каналов, которые весьма часто используются в системах охлаждения аппаратов, а следовательно, опасная для целостности аппаратов ситуация в таких системах может наступить до достижения плотностью теплового потока величины КТП, понимаемого в классическом смысле. По этой причине также важно знать величины  $q$ , при которых в потоке кипящей недогретой жидкости появляются крупные паровые агломераты.

Данная работа была направлена на определение плотностей теплового потока  $q$ , при которых в кипящем потоке недогретой воды появляются крупные паровые агломераты в зависимости от значений недогрева жидкости, на изучение эволюции сухих пятен, возникающих после появления агломератов и являющихся непосредственными предвестниками и источниками кризиса теплоотдачи.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой замкнутый контур с циркулирующей в нем жидкостью. На рис. 1 представлена схема установки, а на рис. 2 – фотография основных элементов в сборе.

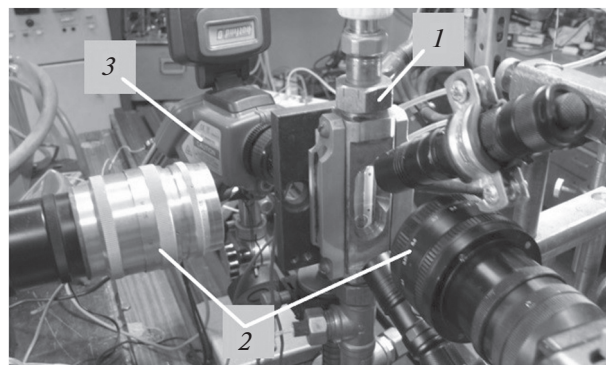
Изготовленный из стеклотекстолита рабочий участок (поз. 1 на рис. 1) имел прямоугольное поперечное сечение шириной 21 и высотой 5 мм (в отдельных экспериментах 3.5 мм). Длина канала составляла 70 мм. К съемной задней стенке корпуса рабочего участка с помощью высокотемпературного герметика “Пентэласт-1110” приклеивались пластины из нержавеющей стали (X18H9T, толщиной  $\delta = 0.1$  мм), никрома (X20H80,  $\delta = 0.2$  и  $0.3$  мм), титана (BT1-0,  $\delta = 0.2$  мм) или титана с покрытием, образованным методом микродугового оксидирования (МДО), выполнявшие функции теплоотдающей поверхности. Нагрев теплоотдающей пластины осуществлялся постоянным электрическим током, ее ширина составляла 3–4 мм, а длина между токоподводами – 30 мм. Падение напряжения на греющей пластине измерялось на токоподводах мультиметром UNI-T UT-70A с неопре-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – рабочий участок; 2 – замкнутый контур с охладителем; 3 – циркуляционный насос; 4 – расходомер; 5 – датчики температуры воды; 6 – скоростные видеокамеры; 7 – подсветка; 8 – тепловизор; 9 – вентили; 10 – прозрачная вставка; 11 – электрический подогреватель; 12 – теплообменник-охладитель; 13 – деаэрактор; 14 – теплообменник для охлаждения воды, поступающей в контур из деаэрактора; Д – датчики давления.

деленностью измерений  $\pm 0.8\%$ . Сила тока измерялась с помощью шунта с неопределенностью измерений  $\pm 0.2\%$ . Величина плотности теплового потока рассчитывалась с неопределенностью  $\pm 1.3\%$ .

Покрытие, полученное с помощью МДО-технологии, формировалось на поверхности титановой пластины по следующей методике: исходные образцы погружались в ванну с силикатно-щелочным электролитом (2 г/л КОН + 6 мл/л  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$ ), где под воздействием микродуговых электрических разрядов в анодно-катодном режиме с частотой 50 Гц при плотности тока 15 А/дм<sup>2</sup> в течение приблизительно 10 мин благодаря химическому взаимодействию металла основы и компонентов электролита на поверхности пластины образовывался слой оксида титана  $\text{TiO}_2$  толщиной 10 мкм. Выбор данной технологии имел под собой следующие основания. Во-первых, исключались проблемы обеспечения надежного воспроизводимого теплового контакта между подложкой и покрытием. Во-вторых, выросшее из массива металла основы покрытие обладало высокой механической прочностью и химической стойкостью. Пористость покрытия, определенная электрическим методом (по терминологии авторов [26]), составляла  $13 \pm 3\%$ . Микрофотография покры-

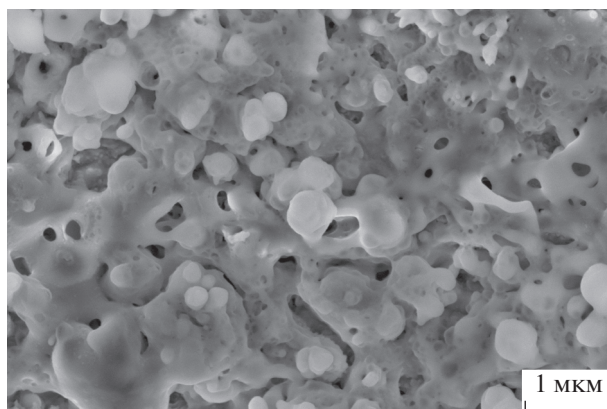


**Рис. 2.** Фото основных элементов экспериментальной установки: 1 – рабочий участок, 2 – скоростные видеокамеры, 3 – тепловизор.

тия, выполненная с помощью электронного микроскопа Nova NanoSEM 650, представлена на рис. 3. На ней видны многочисленные поры диаметром от 100 нм до 1 мкм, а также неоднородности поверхности размером в несколько микрометров, что хорошо коррелирует с типичными толщинами микрослоя под паровыми пузырями и значениями радиуса критического парового зародыша при атмосферном давлении. Нанесение МДО-покрытия улучшило смачиваемость поверхности (угол смачивания снизился от  $85^\circ$  до  $20^\circ$ ) [27].

Рабочий участок был расположен вертикально с восходящим движением жидкости в канале. Эксперименты проводились с дистиллированной водой при атмосферном давлении ( $p \approx 0.1$  МПа). Для максимального удаления растворенного в ней воздуха вода подвергалась 4–5-часовому кипячению при атмосферном давлении в специальной емкости 13 (рис. 1).

Циркуляционный контур был выполнен из гибких силиконовых армированных шлангов с



**Рис. 3.** Микрофотография покрытия из  $\text{TiO}_2$ , сформированного с помощью МДО-технологии.

кордом из стекловолокна диаметром 0.5 дюйма. Циркуляция воды по контуру установки осуществлялась насосом 3 марки ARGAL TMB 35. Расход воды измерялся с точностью 0.5% турбинным расходомером 4 типа Flow-X3, протарированным объемным способом. Для поддержания и изменения температуры жидкости в контуре использовались электрический подогреватель 11 мощностью 1 кВт с регулируемым напряжением питания и охладитель 12 в виде теплообменного аппарата “труба в трубе” с холодным теплоносителем – водопроводной водой. Температура воды на входе в рабочий участок и выходе из него регистрировалась посредством медных термометров сопротивления 5 TCM-0979 с неопределенностью измерений не более 0.5°C. С помощью тепловизора 2 марки SDS Hotfind-D через щель  $0.7 \times 16 \text{ мм}^2$  в корпусе рабочего участка измерялось распределение температуры на наружной поверхности греющей пластины. Показания тепловизора тестировались с помощью образцовых термопар с использованием “пластины–свидетель”. Температура внутренней поверхности (поверхности кипения) рассчитывалась с учетом внутреннего тепловыделения в пластине. Вследствие малых временного (частота записи – 25 Гц) и пространственного разрешений тепловизор позволял оценить среднюю температуру греющей поверхности в стационарном режиме. Соответствующие достаточно грубые оценки коэффициентов теплоотдачи при кипении дают значения около 100 кВт/(м<sup>2</sup> К) при  $q = 3\text{--}4 \text{ МВт/м}^2$ .

Для измерения перепада давления на рабочем участке был установлен дифференциальный датчик давления типа АИР-10/М1-ДД с выводом показаний на индикатор ЭЛЕМЕР ИТЦ 420/М4-1. Места отбора давления с помощью трубок из нержавеющей стали с внутренним диаметром 1 мм, расположенные в рабочем участке на расстоянии 25 мм друг от друга, соединялись с датчиками посредством термоусадочной полимерной трубки.

На передней и боковых стенках рабочего участка имелись прямоугольные стеклянные окна, через которые производилась видеосъемка процесса с частотой кадров до 5 кГц в двух взаимно перпендикулярных поверхностях на скоростные видеокамеры 2 (рис. 1) ВидеоСпринт/С/G4 (съемка в фас) и ВидеоСпринт/G2 (съемка в профиль), синхронизированные между собой и с системой сбора данных (ССД) фирмы National Instruments на базе кейрета NI Compact DAQ-9178. На данную базу велась запись величин расхода и температуры жидкости, а также силы тока и падения напряжения на греющей пластине с частотой 1 кГц. Для более эффективной визуализации процесса образования крупных пузырей дополнительно использовалась высокоскоростная видео-

съемка с частотой кадров до 50 кГц на камеру Photron Fastcam SA4 (съемка в фас).

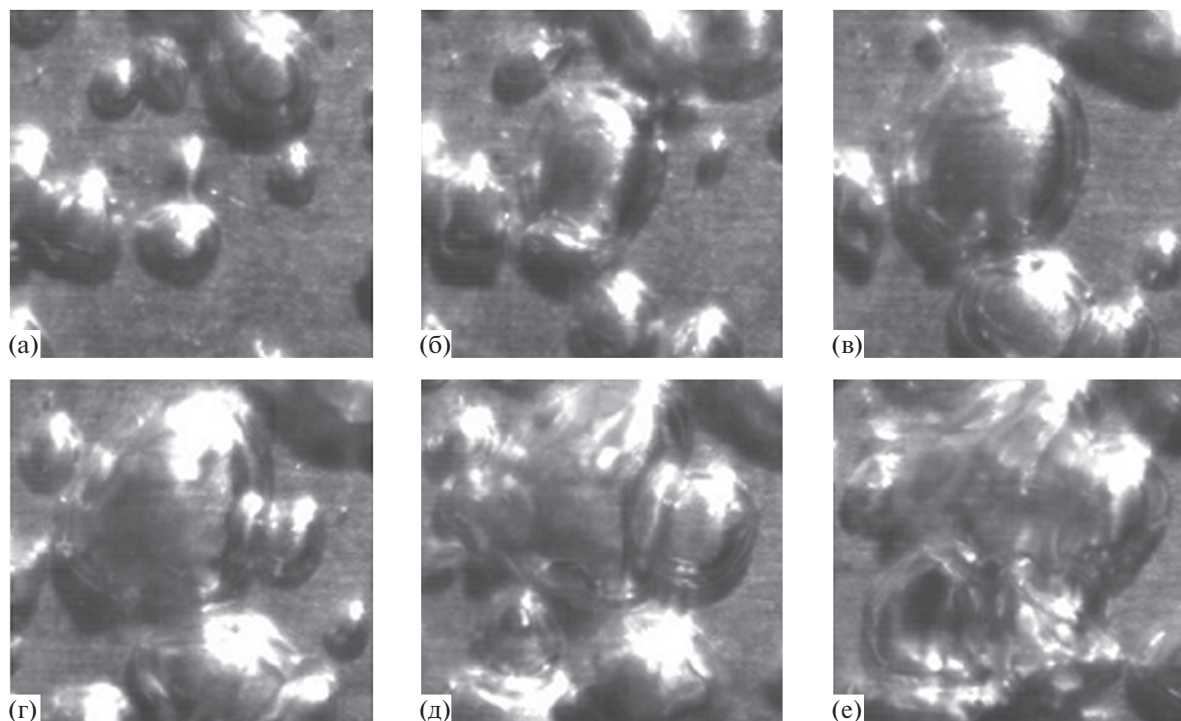
Первая серия опытов проводилась при непрерывном повышении тепловой нагрузки от  $q^* = q/q_{кр} = 0.5\text{--}0.6$  вплоть до пережога теплоотдающей пластины ( $q^* = 1$ ) при  $\rho_w = 650 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$  и трех значениях недогревов (малом –  $\Delta t_n = 23^\circ\text{C}$ , среднем – 40 и высоком – 70). Размер изображения на видеокамере при съемке в фас подбирался так, чтобы ширина греющей пластины занимала всю ширину кадра. Первая серия опытов позволила оценить значения  $q$  в момент пережога поверхности (фактически при КТП), а также детально проследить эволюцию парожидкостного потока и динамику сухих областей на греющей поверхности в зависимости от увеличиваемой плотности теплового потока при приближении к КТП при минимальном, максимальном и среднем недогревах.

При малых толщинах греющей поверхности значения критического теплового потока и теплового потока, вызывающего пережог греющей стенки, практически совпадают (симптоматично, что в англоязычной литературе термином “burn-out” – пережог часто обозначают момент достижения КТП). Это связано с малой тепловой инерционностью, а в еще большей степени с быстрым нарастанием температуры стенки в момент кризиса из-за слабой растечки тепла от места возникновения кризиса. При больших толщинах греющей стенки из-за существенной растечки тепла от возникшего горячего пятна значения КТП могут оказаться несколько выше, скорость нарастания температуры стенки меньше, средства защиты рабочего участка от пережога успевают сработать и КТП фиксируется без пережога стенки.

После проведения каждого опыта первой серии экспериментов вследствие пережога теплоотдающей пластины требовалась ее замена. Поэтому вторая серия экспериментов проводилась при ступенчатом повышении плотности теплового потока вплоть до появления в потоке паровых агломератов, после чего производилась видеосъемка процесса, и затем уменьшение  $q$  до нуля (пережога пластины не происходило). Целью второй серии экспериментов было определение значений  $q$  в момент появления крупных паровых агломератов при различных величинах высоких недогревов  $\Delta t_n = 40\text{--}75^\circ\text{C}$  в диапазоне массовой скорости  $\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

**Формирование и характеристики паровых агломератов.** На рис. 4 показаны последовательные кадры видеосъемки кипящего потока недогретой воды, иллюстрирующие зарождение крупного (в

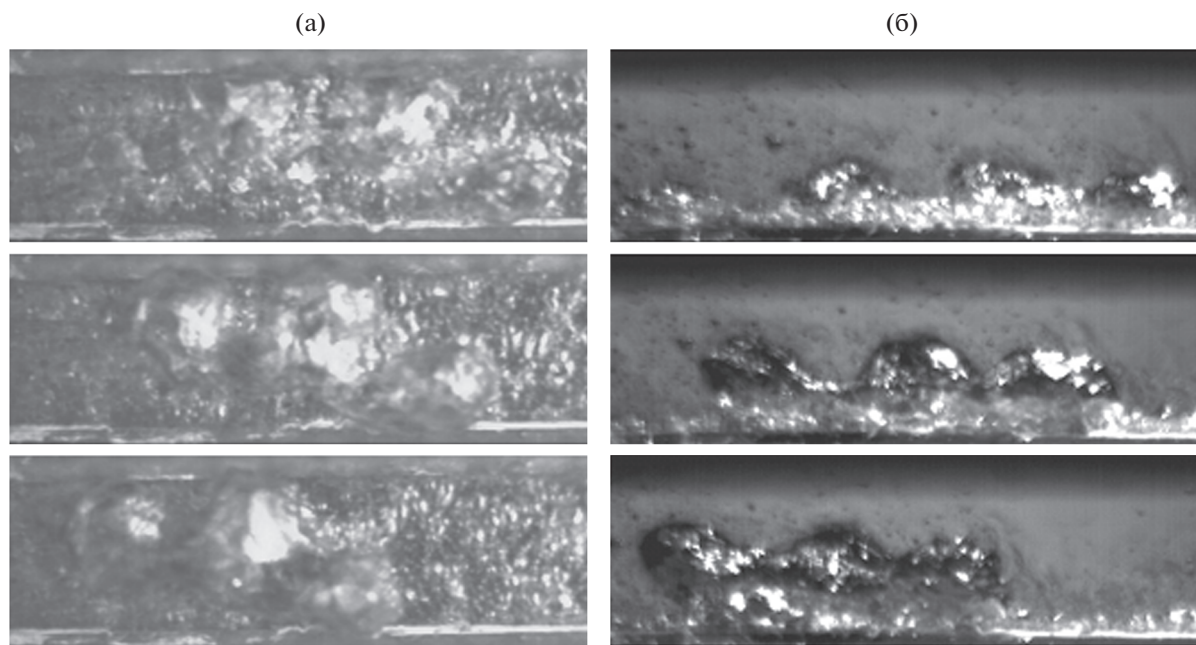


**Рис. 4.** Формирование крупного пузыря в результате слияния более мелких; интервал между кадрами – 120 мкс, экспозиция – 20 мкс;  $\Delta t_n = 30^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 650 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$ ;  $q = 2.95 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; размеры кадров –  $2.0 \times 2.0 \text{ мм}$ ; движение жидкости снизу вверх.

результате слияния нескольких пузырьков) пузыря. Он образуется за  $\sim 0.5\text{--}0.6 \text{ мс}$  и, как показали наблюдения, является результатом слияния обычных пузырей малых размеров (диаметрами  $200\text{--}400 \text{ мкм}$ ), уже существовавших и вновь зарождающихся в этой области. Согласно данным [27], время существования этих пузырей –  $400\text{--}600 \text{ мкс}$ , а скорость их скольжения по поверхности составляет  $\sim 0.7\text{--}0.8$  от скорости сносимого потока, т.е. за время между начальным и конечным кадрами на рис. 4 наблюдаемые пузыри смещались незначительно (сливаются прежде всего соседние пузыри, а не догоняющие идущего впереди). Места возникновения слившихся пузырей, как правило, распределены случайным образом и являются результатом стохастического слияния мелких пузырей. Согласно модели кипения недогретой жидкости Снайдера [28] и Берглеса [29] (по авторским оценкам она наиболее правдоподобно описывает наблюдавшиеся явления), в основании парового пузыря происходят испарение микрослоя жидкости, возникающего в момент его зарождения, а у его купола – конденсация образовавшегося пара с передачей нестационарной теплопроводностью тепла конденсации отбегающему пузырь потоку жидкости. Произшедшее слияние мелких пузырей уменьшает удельную поверхность результирующего пузыря, ухудшает и замедляет процесс конденсации на куполах пузырей,

вызывая прогрессивно ускоряющееся объединение мелких пузырей в крупные пузыри. При этом картина практически идентична для гладких поверхностей и поверхностей с покрытием, образованным на титановой пластине методом МДО.

С увеличением  $q$  растет число обычных мелких пузырей и плотность их расположения на греющей поверхности. Соответственно, увеличивается вероятность их слияния и появления крупных (слившихся) пузырей (больше  $1 \text{ мм}$  в диаметре). Согласно экспериментальным данным, при  $q = 3 \text{ МВт}/\text{м}^2$  и  $\Delta t_n = 30^\circ\text{C}$  один обычный пузырь приходится в среднем на каждую площадку греющей поверхности площадью  $0.8 \times 0.8 \text{ мм}^2$ . При этом в зависимости от времени, прошедшего с момента зарождения этого пузыря, его размер не превышает  $0.5 \text{ мм}$ . Это предопределяет как достаточно высокую вероятность, так и случайный характер их слияния. Еще выше такая вероятность при более высоких недогревах ( $\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$ ), когда один пузырь чуть меньшего размера в момент начала зарождения агломератов ( $q = 6\text{--}7 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ) приходится в среднем на площадку  $0.65 \times 0.65 \text{ мм}^2$ . При приближении плотности теплового потока к критической количество крупных пузырей прогрессивно нарастает и из них начинают формироваться паровые образования сложной конфигурации – агломераты (рис. 5), размеры которых (несколько



**Рис. 5.** Формирование парового агломерата в результате слияния трех крупных пузырей: (а) – вид в фас; (б) – вид в профиль; интервал между кадрами – 2 мс; экспозиция – 50 мкс:  $\Delta t_n = 65^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 900 \text{ кг}/(\text{м}^3 \text{ с})$ ;  $q = 6.8 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; размер кадров: (а) –  $4.6 \times 12.3 \text{ мм}$ , (б) –  $4 \times 12.3 \text{ мм}$ ; движение жидкости справа налево.

мм) приближаются к характерным размерам сечения канала.

При появлении паровых агломератов гидравлическое сопротивление рабочего участка, которое до этого с увеличением  $q$  практически не изменялось, начинало расти. При этом наблюдались колебания давления, как это имеет место при снарядном режиме течения адиабатических двухфазных потоков.

В результате анализа скоростных видеосъемок сделан вывод, что фиксированных точек возникновения крупных паровых агломератов не существует: они так же, как и ординарные и слившиеся пузыри, зарождаются в произвольных местах греющей поверхности. Скорее всего, это связано как с хаотическим характером возникновения исходных мелких пузырьков, так и со случайным характером их слияний, о чем говорилось выше. Естественно, что чаще слияние пузырьков происходит на участке греющей пластины ближе к выходу из канала, где величина недогрева несколько ниже. Схожее поведение пузырей описано в [30].

Под действием сносящего потока агломераты скользили вдоль греющей стенки со скоростью, близкой к скорости потока, они нередко “схлопывались”, конденсируясь в потоке недогретой жидкости в пределах рабочего участка, но чаще на выходе из него в примыкающем необогреваемом канале.

При низких недогревах ( $\Delta t_n = 20\text{--}30^\circ\text{C}$ ) размеры агломератов были значительно больше, чем

при высоких ( $\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$ ). Они имели вид “пробки”, занимающей практически весь канал. Пробка перегораживала всю ширину греющей пластины, и ситуация была подобна описанной в модели Ли и Мудавара [15]. При высоких недогревах ( $\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$ ) длина паровых агломератов варьировалась в достаточно широких пределах, доходя до 5–7 мм, а их ширина, в отличие от упомянутой выше ситуации, не выходила за пределы греющей пластины (примерно 4 мм), продолжительность жизни в условиях проведенных экспериментов составляла 5–20 мс. Размеры и времена жизни агломератов не зависели от типа поверхности кипения (гладкой или с МДО-покрытием). На рис. 6 представлены типичные кадры, сделанные в один момент времени на две скоростные видеокамеры (в профиль и в фас), кипения на поверхности с МДО-покрытием, на которых, в частности, можно видеть нечасто фиксируемую (и связанную с большим недогревом) картину сосуществования растущего (агломерат в правой части кадров), развитого (в центре) и схлопывающегося (в левой части кадров) паровых агломератов.

**Влияние структурирования поверхности нагрева на появление агломератов.** В [27] показано, что при кипении недогретой воды в условиях вынужденного течения на гладких греющих поверхностях и поверхностях, сформированных методом МДО, такие характеристики процесса, как устойчивость центров парообразования, хаотичность их распределения в пространстве, плотность цен-

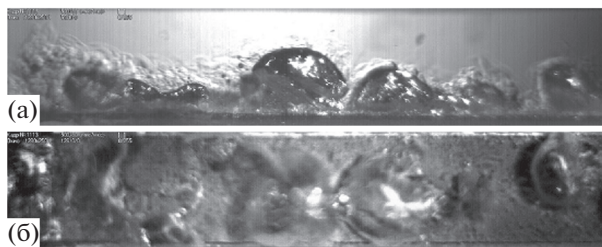


Рис. 6. Паровые агломераты на поверхности с МДО-покрытием: (а) – вид в профиль; (б) – вид в фас;  $\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 1200 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ,  $q = 7.9 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; размер кадров –  $4.1 \times 21 \text{ мм}$ .

тров на единицу площади греющей поверхности, распределение пузырей по размерам, а также эволюция пузыря во времени, слабо зависят от типа поверхности и определяются, прежде всего, недогревом жидкости до температуры насыщения. Исходя из вышесказанного, поскольку крупные паровые агломераты образуются в результате слияния более мелких пузырей, что можно видеть на рис. 4 и 5, логично предположить, что структурирование поверхности методом МДО не должно сильно повлиять на значения режимных параметров (плотность теплового потока и недогрев) в момент появления агломератов. Не скажется наличие покрытия и на дальнейшем росте агломератов.

На рис. 7 представлены полученные экспериментальные данные о плотностях тепловых потоков в зависимости от недогрева в момент появления агломератов на поверхности с МДО-покрытием (точки 2) и на гладких пластинах из нержавеющей стали и нихрома (точки 3 и 4 соответственно). Видно, что эти экспериментальные точки расположены достаточно близко. Можно сделать вывод о слабом влиянии модифицирования поверхности методом МДО на появление агломератов, как это имело место при изменении основных статистических характеристик процесса кипения недогретой воды. При уменьшении недогрева жидкости (при одинаковых значениях  $q$ ) увеличиваются средние размеры пузырей, что является более благоприятным условием для слияния пузырей и появления агломератов. Величина  $q$  в момент появления агломератов при уменьшении недогрева снижается примерно линейно (рис. 7). Для сравнения на этом же рисунке представлены экспериментальные данные о пережоге пластины из нихрома (фактически КТП), полученные при динамическом непрерывном повышении тепловой нагрузки (точки 1), которые, естественно, расположены выше. Видно, что агломераты начинают появляться при тепловых потоках на  $1.5\text{--}2.0 \text{ МВт}/\text{м}^2$  ниже соответствующих пережогу значений  $q$ , но, несомненно, являются предвестниками кризиса. Также следует отме-

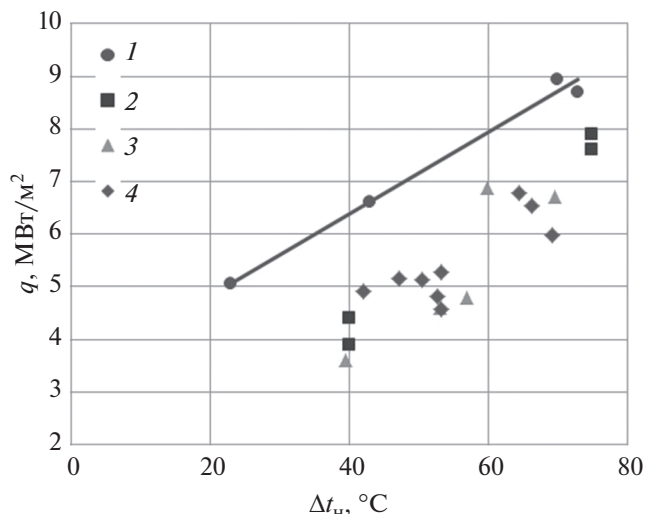
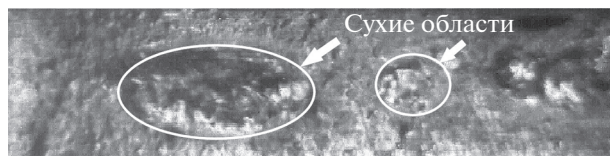


Рис. 7. Плотность теплового потока в зависимости от недогрева на момент: 1 – пережога (фактически КТП) гладкой пластины из нихрома (X20H80),  $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ; 2 – появления агломератов на тис-3 – появления агломератов на гладкой пластине из нержавеющей стали (X18H9T),  $\rho_w = 500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ; 4 – появления агломератов на гладкой пластине из нихрома (X20H80),  $\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ .

тить, что изменение массовой скорости потока в исследованном диапазоне значений ( $\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ) слабо влияло на  $q$ , соответствующую моменту появления агломератов. Этот факт не следует толковать расширительно, экстраполируя результат на область более высоких  $\rho_w$ , поскольку ранее выполненные эксперименты ОИВТ РАН [3] по критическим тепловым потокам показали наличие существенного влияния массовой скорости в области ее высоких значений ( $\rho_w = 2500\text{--}10000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ).

**Развитие сухих областей.** Выше указывалось, что паровые агломераты являются предвестниками кризиса кипения. Непосредственно к пережогу поверхности нагрева ведут порождаемые агломератами сухие области. При высоких недогревах ( $\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$ ) и  $q^* \sim 0.85\text{--}0.9$  на греющей поверхности вдоль ее центральной оси образовывалось несколько локальных незамываемых потоком жидкости сухих областей, подобных показанным на рис. 8. Этот процесс иллюстрируется на видео № 1<sup>1</sup>, кадры из которого представлены на рис. 9. Видно образование одной из таких незамываемых (не смачиваемых повторно) сухих областей размером примерно  $1\text{--}1.5 \text{ мм}$  в диаметре после прохода агломерата над данным участком греющей поверхности. С увеличением плотности теплового потока на стенке размеры этих сухих областей увели-

<sup>1</sup> Дополнительные материалы на странице статьи в Интернете.



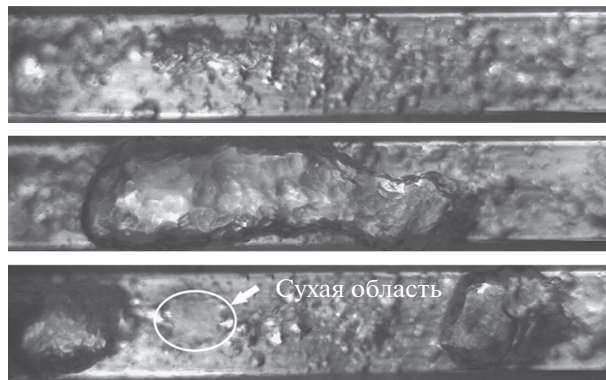
**Рис. 8.** Сухие области при  $\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ,  $q = 8.8 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; размер кадра –  $3.9 \times 15.6 \text{ мм}$ .

чивались, происходило их слияние в сплошную паровую пленку (иллюстрируется на видео № 2<sup>2</sup>), следом за которым наступал пережог пластины. При этом видно, что сухие пятна сливаются в паровую пленку сначала в продольном направлении, а затем уже она расширяется до полной ширины греющей пластины. Видимо, причиной этому служил более легкий доступ холодной жидкости к периферии греющей пластины, чем к ее оси.

Пережог эпизодически наступал на отдельной локальной сухой области, обычно ближе к концу греющей поверхности по течению теплоносителя, где создавались условия наименьшего локального недогрева жидкости (рис. 10). Следует отметить, что если на греющей поверхности появлялась такая локальная “заметная глазу” сухая область размером примерно 1.5–2 мм в диаметре при стационарном режиме ( $q = \text{const}$ ), то она необратимо расширялась, и когда сухая область распространялась на всю ширину греющей поверхности, наступал пережог поверхности (рис. 10). При этом  $q$  при пережоге в таком режиме обычно была ниже, чем при динамическом непрерывном повышении тепловой нагрузки (точки 1, рис. 7), что типично для греющей пластины малой толщины.

Стоит отметить, что с появлением сухих областей количество агломератов существенно снижалось, и затем они совсем пропадали, о чем также отмечалось в [14]. Возможно, места образования агломератов на греющей поверхности постепенно занимались расширяющимися незамываемыми сухими областями.

В [10, 12] наблюдалось наличие пузырей под паровыми агломератами, что говорит о существовании кипения в слое жидкости под ними. В этом случае механизм формирования незамываемых сухих областей, скорее всего, схож с тем, который описан в модели В.В. Ягова [20, 21], а именно, как результат прогрессирующего роста и слияния обычных пузырей и индивидуальных сухих пятен в их основании на поверхности нагрева. Естественно, что в условиях, когда паровой агломерат отделяет слой жидкости под ним от ядра потока, на подпитку жидкостью зоны тройного контакта фаз в макрослое под пузырями в жидкостном



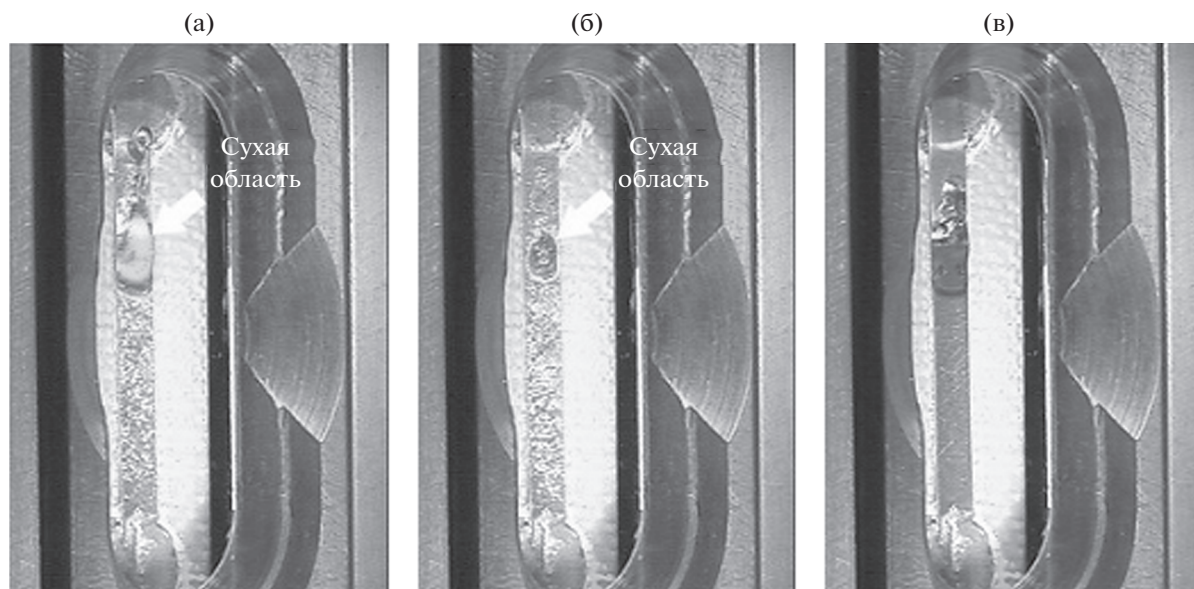
**Рис. 9.** Образование сухой области при пролете парового агломерата при  $\Delta t_n = 43^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ,  $q = 5.6 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; движение жидкости справа налево; интервал между кадрами – 6.5 мс; размер кадров –  $3.5 \times 17.9 \text{ мм}$ .

подслое определяющее влияние должны оказывать такие характеристики агломератов, как их размеры, время пролета над греющей поверхностью и частота появления, которые в свою очередь зависят от режимных параметров (недогрева и скорости потока). Например, в отличие от высоких недогревов, в условиях низкого недогрева ( $\Delta t_n = 23^\circ\text{C}$ ), когда, как уже было сказано выше, агломераты имеют вид “пробки”, занимающей практически все сечение канала над греющей пластиной, после пролета друг за другом нескольких таких агломератов на всей площади греющей поверхности формировалась сплошная паровая пленка.

В [17] при кипении насыщенной воды в большом объеме в качестве причины наступления кризиса называется расширение сухих областей, оставшихся после отрыва крупных пузырей. При этом в качестве основной причины расширения сухой области авторами [17] называется ослабление подпитки свежей жидкостью линии контакта трех фаз вследствие активного пузырькового кипения вблизи этой линии. Интенсивность пузырькового кипения вблизи границ сухой области возрастает вследствие дополнительного перегрева поверхности из-за влияния близкого расположения сухой области с низкой теплоотдачей. Это подтверждается данными работы [31], где с помощью оптоволоконных микрозондов наблюдалось чрезвычайно интенсивное пузырьковое кипение вокруг сухих областей. В авторских экспериментах также происходило интенсивное пузырьковое кипение в окрестности сухих пятен (иллюстрируется на видео № 2). Скорее всего, в условиях кипения недогретой жидкости в канале вследствие более высоких перегревов поверхности по сравнению с кипением насыщенной жидкости в большом объеме (в первом случае отводимые плотности тепловых потоков, как правило,

<sup>2</sup> Дополнительные материалы на странице статьи в Интернете.





**Рис. 10.** Пережог на локальной сухой области при  $\Delta t_{\text{нед}} = 59^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 550 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ ,  $q = 5.4 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; ширина греющей пластины — 4 мм; направление потока жидкости снизу вверх; интервал между кадрами — 280 мс: (а) — появление локальной сухой области, (б) — расширение сухой области и локальный перегрев греющей пластины, (в) — перегоревшая пластина в месте расположения локальной сухой области.

многократно больше) интенсивность процесса формирования и роста сухих областей может быть даже выше.

На основании полученных экспериментальных данных, а также представленного анализа литературных источников можно представить следующую последовательность событий при развитии кризиса при кипении сильно недогретой жидкости в канале.

- С увеличением плотности теплового потока плотность расположения мелких пузырей на греющей поверхности возрастает, что создает предпосылки для их слияния в крупные пузыри.

- При дальнейшем увеличении плотности теплового потока получившиеся крупные пузыри образуют еще более крупные паровые образования — агломераты, под которыми ослабевают (прекращается) подпитка макрослоя свежей жидкостью и создаются условия для локального высыхания и/или разрыва жидкой пленки с формированием в ней локальных незамываемых сухих областей — очагов перегрева поверхности и кризиса теплоотдачи.

- Сухие области расширяются. При этом возникающее интенсивное пузырьковое кипение по периметру сухой области дополнительно ослабляет подпитку свежей жидкостью линии контакта трех фаз, что в итоге приводит к кризису кипения и пережогу поверхности.

Стоит отметить, что в условиях малых недогревов (для воды при  $\Delta t_n < 30\text{--}40^\circ\text{C}$ ) кризис, скорее всего, наступает по модели Ли и Мудава

[15], согласно которой наступление кризиса связывается с высыханием (полным испарением) жидкостного подслоя по мере прохождения крупного парового агломерата над греющей поверхностью, тогда как при больших значениях  $\Delta t_n$  кризис развивается по описанному выше сценарию.

Здесь уместно вернуться к следующему вопросу. Выше на основании данных экспериментов говорилось, что характеристики и режимные параметры возникновения агломератов примерно одни и те же на гладких поверхностях и поверхностях с покрытиями, сформированными методом МДО. В то же время большое число исследователей, в частности авторов [9, 32], сходятся в том, что критическая плотность теплового потока на поверхностях с покрытием выше. Не исключено, что в данном случае срабатывает следующий фактор. Кризис кипения вызывают не сами агломераты, а порождаемые ими сухие пятна быстро расширяющейся площади. При правильном выборе пористости и структурных характеристик покрытий [32] они обеспечивают повышенную интенсивность подвода охладителя к сухому пятну, которое получает возможность функционировать в более широком диапазоне тепловых потоков. В итоге кризис кипения задерживается, и необратимый прогрессирующий рост температуры поверхности нагрева происходит при более высоких плотностях теплового потока. Разумеется, данный вопрос требует дальнейшего изучения и анализа.

Уместно также отметить, что эффекты, связанные с поведением сухих областей большей частью изучаются на греющих поверхностях малой толщины. Это позволяет применять инструментальные средства с большим временным и пространственным разрешением. Толщина греющей стенки реальных аппаратов заметно больше, больше ее тепловая инерция и способность отводить тепло от горячих пятен. Поэтому численные значения  $q_{кр}$  и параметров, определяющих поведение сухих пятен, будут в этом случае несколько иными [33], отличаясь в сторону более высоких значений КТП.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием скоростной видеосъемки проведено экспериментальное исследование кипения недогретой воды в предкризисных условиях при атмосферном давлении в диапазонах недогрева до температуры насыщения  $\Delta t_n = 20\text{--}75^\circ\text{C}$  и массовой скорости  $w = 500\text{--}900$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

Показано, что при  $q > 0.75\text{--}0.8q_{кр}$  в потоке жидкости в результате объединения крупных пузырей, которые в свою очередь образуются при слиянии обычных мелких пузырей, формируются паровые агломераты.

В условиях больших недогревов ( $\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$ ) наличие агломератов над греющей поверхностью ослабляет подпитку свежей жидкостью слоя под ними, и на поверхности появляются локальные незамываемые сухие области, расширение которых последовательно приводит к кризису кипения и пережогу греющей пластины.

Установлено, что модифицирование греющей поверхности методом МДО не влияет на величину плотности теплового потока  $q$  в момент появления агломератов, хотя может несколько притормозить прогрессирующий рост площади сухих пятен.

Появление в потоке жидкости при кипении недогретой воды паровых агломератов приводит к возрастанию гидравлического сопротивления потока, а также к таким нежелательным гидравлическим эффектам, как пульсации давления и расхода жидкости, что несет в себе угрозу гидравлической разверки системы охлаждения и возникновения возникновения аварийной ситуации еще до наступления КТП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-00188.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вараксин А.Ю. Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) // ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 646.
2. Boyd R.D. Subcooled Flow Boiling Critical Heat Flux (CHF) and its Application to Fusion Energy Components. Part I. A Review of Fundamentals of CHF and Related Data Base // Fusion Technol. 1985. V. 7. № 1. P. 7.
3. Зейгарник Ю.А., Климов А.И., Ротинов А.Г., Смыслов Б.А. Некоторые результаты экспериментального исследования кризиса кипения при вынужденном движении недогретой воды // Теплоэнергетика. 1997. № 3. С. 14.
4. Dedov A.V., Komov A.T., Varava A.N., Yagov V.V. Hydrodynamics and Heat Transfer in Swirl Flow under Conditions of One-side Heating. Part 2: Boiling Heat Transfer. Critical Heat Fluxes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. № 21–22. P. 4966.
5. Hata K., Fukuda K., Masuzaki S. Mechanism of Critical Heat Flux During Flow Boiling of Subcooled Water in a Circular Tube at High Liquid Reynolds Number // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. V. 70. P. 255.
6. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Изд-во МЭИ, 2003. 548 с.
7. Groeneveld D.C., Leung L.K.H., Kirillov P.L., Bobkov V.P., Smogalev I.P., Vinogradov V.N., Huang X.C., Royer E. The 1995 Look-up Table for Critical Heat Flux in Tubes // Nucl. Eng. Des. 1996. V. 163. № 1–2. P. 1.
8. Celata G.P., Cumo M., Mariani A. Assessment of Correlations and Models for the Prediction of CHF in Water Subcooled Flow Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. № 2. P. 237.
9. Hall D.D., Mudawar I. Critical Heat Flux (CHF) for Water Flow in Tubes. II. Subcooled CHF Correlations // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. № 14. P. 2605.
10. Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Маслакова И.В. Экспериментальное исследование структуры двухфазного потока недогретой жидкости в предкризисных условиях // Теплоэнергетика. 2019. № 11. С. 37.
11. Galloway J.E., Mudawar I. CHF Mechanism in Flow Boiling from a Short Heated Wall. I. Examination of near-wall Conditions with the Aid of Photomicrography and High-speed Video Imaging // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. № 10. P. 2511.
12. Bang I.C., Chang S.H., Baek W.P. Visualization of the Subcooled Flow Boiling of R-134a in a Vertical Rectangular Channel with an Electrically Heated Wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 4349.
13. Bloch G., Bruder M., Sattelmayer T. A Study on the Mechanisms Triggering the Departure from Nucleate Boiling in Subcooled Vertical Flow Boiling Using a Complementary Experimental Approach // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 92. P. 403.
14. Celata G.P., Cumo M., Mariani A., Zummo G. Physical Insight in the Burnout Region of Water-subcooled Flow Boiling // Revue generale de Thermique. 1998. V. 37. № 6. P. 450.
15. Lee C.H., Mudawar I. A Mechanistic Critical Heat Flux Model for Subcooled Flow Boiling Based on Local Bulk Flow Conditions // Int. J. Multiph. Flow. 1988. V. 14. № 6. P. 711.
16. Gerardi C., 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. V. 53. № 19. P. 4185.
17. *Chu I.C., No H.C., Song C.H., Euh D.J.* Observation of Critical Heat Flux Mechanism in Horizontal Pool Boiling of Saturated Water // *Nucl. Eng. Des.* 2014. V. 279. P. 189.
  18. *Kim D.E., Song J., Kim H.* Simultaneous Observation of Dynamics and Thermal Evolution of Irreversible Dry Spot at Critical Heat Flux in Pool Boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2016. V. 99. P. 409.
  19. *Сердюков В.С., Суртаев А.С., Павленко А.Н., Чернявский А.Н.* Исследование локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 4. С. 563.
  20. *Ягов В.В.* Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // *Теплоэнергетика*. 1988. Т. 3. № 6. С. 53.
  21. *Yagov V.V.* Is a Crisis in Pool Boiling Actually a Hydrodynamic Phenomenon? // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2014. V. 73. P. 265.
  22. *Зайцев Д.В., Кабов О.А., Чеверда В.В., Буфетов Н.С.* Влияние волнообразования и краевого угла смачивания на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости // *ТВТ*. 2004. Т. 42. № 3. С. 449.
  23. *Павленко А.Н.* О физике развития кризисных явлений при кипении (комментарий к статье Е.Д. Федоровича “О целесообразности разработки двухстадийной модели кризиса кипения смачивающей поверхности нагрева жидкости”) // *Теплоэнергетика*. 2020. № 11. С. 86.
  24. *Kim S.H., Chu I.C., Choi M.H., Euh D.J.* Mechanism Study of Departure of Nucleate Boiling on Forced Convective Channel Flow Boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 126. P. 1049.
  25. *Boyd R.D.* Subcooled Flow Boiling Critical Heat Flux (CHF) and Its Application to Fusion Energy Components. Part II. A Review of Microconvective, Experimental, and Correlational Aspects // *Fusion Technol.* 1985. V. 7. № 1. P. 31.
  26. *Суминов И.В., Белкин П.Н., Эпельфельд А.В., Людин В.Б., Крит Б.Л., Борисов А.М.* Плазменно-электролитическое модифицирование поверхности металлов и сплавов. В 2-х т. Т. II. М.: Техносфера, 2011. 512 с.
  27. *Васильев Н.В., Вараксин А.Ю., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В.* Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // *ТВТ*. 2017. Т. 55. № 6. С. 712.
  28. *Snyder N.W., Robin T.T.* Mass-transfer Model in Subcooled Nucleate Boiling // *Trans. ASME. J. Heat Transfer*. 1969. V. 91. № 3. P. 404.
  29. *Bergles A.E.* Burnout in Boiling Heat Transfer. Part II. Subcooled and Low Quality Forced Convection Systems // *Nuclear Safety*. 1977. V. 18. № 2. P. 154.
  30. *Celata G.P., Cumo M., Mariani A., Zummo G.* Burnout in Subcooled Flow Boiling of Water. A Visual Experimental Study // *Int. J. Therm. Sci.* 2000. V. 39. № 9–11. P. 896.
  31. *Bruder M., Sembach L., Lampl D., Hirsch C., Sattelmayer T.* Local Measurements on Vertical Subcooled Flow Boiling of Refrigerant Novec 649 // *Int. J. Multiph. Flow*. 2019. V. 119. P. 108.
  32. *Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S.* Review of Boiling Heat Transfer Enhancement on Micro/Nanostructured Surfaces // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015. V. 66. P. 173.
  33. *Gogonin I.I.* Influence of the Thickness of a Wall and of its Thermophysical Characteristics on the Critical Heat Flux in Boiling // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2009. V. 82. № 6. P. 1175.