ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

# КРИЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ (ОБЗОР)<sup>1</sup>

© 2022 г. А. Н. Павленко<sup>а, \*</sup>, В. И. Жуков<sup>а, b</sup>, Д. А. Швецов<sup>а, b</sup>

<sup>а</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН, просп. Академика Лаврентьева, д. 1, г. Новосибирск, 630090 Россия <sup>b</sup> Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, д. 20, г. Новосибирск, 630073 Россия \*e-mail: pavl@itp.nsc.ru Поступила в редакцию 22.02.2022 г.

После доработки 23.03.2022 г. Принята к публикации 24.03.2022 г.

Представлен краткий обзор исследований в области интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых потоков (КТП) при кипении и испарении в тонких горизонтальных слоях жидкостей. Выполнен анализ влияния высоты слоя жидкости на эффективность теплообмена при различных тепловых потоках. При низких тепловых потоках уменьшение толщины пленки интенсифицирует теплоотдачу, при высоких – интенсификация теплообмена происходит в пленках, высота которых больше капиллярной постоянной. Коэффициент теплоотдачи (КТО) сначала возрастает с увеличением высоты слоя, а затем уменьшается до значений, соответствующих кипению в большом объеме. Рассмотрены структуры, образующиеся в тонких слоях жидкости, при изменении в широком диапазоне высоты слоя и давления. Также проведено обсуждение механизмов образования различных структур и их влияния на интенсификацию теплообмена в зависимости от режимных параметров процесса. Показано, что существуют режимы с интенсификацией теплообмена при испарении слоя жилкости при пониженных давлениях. При таких режимах коэффициент теплоотдачи выше, чем при пузырьковом кипении в слое той же высоты при более высоком давлении. Это связано с влиянием структур, образующихся в данных режимах. Установлено, что с ростом толщины пленки КТП увеличивается до значений, соответствующих условиям кипения в большом объеме. При пузырьковом кипении на капиллярно-пористых поверхностях коэффициенты теплоотдачи в тонких пленках выше примерно в 3-5 раз, чем на гладкой поверхности. Показано, что при низком давлении существует оптимальная толщина пленки, при которой коэффициенты теплоотдачи становятся выше, чем на гладкой поверхности. Более теплопроводные покрытия одинаковой формы существенно увеличивают значения КТП во всем диапазоне давлений для высот слоя жидкости порядка капиллярной постоянной. Выявлено, что при характерном шаге между ребрами покрытия, равном капиллярной постоянной жидкости, в опытах достигаются наиболее высокие коэффициенты теплоотдачи.

*Ключевые слова:* кипение, испарение, тонкая пленка, критический тепловой поток, интенсификация теплообмена, модифицированная поверхность

DOI: 10.56304/S0040363622110078

Прогресс в современных и перспективных технологиях сопряжен с ростом плотности потоков энергии на поверхности элементов конструкций, что неизбежно заставляет обращаться к фазовым превращениям жидкость — пар, поскольку только перенос теплоты фазового перехода позволяет достигать требуемого уровня тепловых потоков. Режимы испарения и кипения жидкостей обеспечивают высокую интенсивность процессов тепло- и массообмена в современных технологиях с высокой энергонапряженностью: в тепловой и атомной энергетике, холодильной и химической промышленности, различных криогенных аппаратах и системах термостабилизации и охлаждения, включая электронику, в ракетной технике, металлургии и т.д. Кипение, будучи составной частью многих технологий, практически не имеет конкурентов в области охлаждения элементов, требующих отвода экстремально высоких потоков энергии при относительно низких температурах поверхности. В электронике, где в настоящее время широко используются иммерсионные си-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Исследования выполнены в рамках государственного задания Института теплофизики Сибирского отделения РАН (№ 121031800216-1) и при финансовой поддержке мегагранта Министерства науки и высшего образования России под руководством ведущих ученых (№ 075-15-2021-575).

стемы охлаждения кипением, потребность человечества в вычислительной мощности продолжает увеличиваться в связи со стремительным развитием облачных технологий, производством работ с "большими" данными, созданием искусственного интеллекта, роботизацией и внедрением машинного обучения. Количество устройств, постоянно соединенных с Интернетом, в 2020 г. достигло 50 млрд шт. При этом количество транзисторов, размещаемых на одном кристалле интегральной схемы, удваивается примерно каждые 24 месяца, следствием чего является непрерывный рост производительности вычислений. В настоящее время интегральный тепловой поток на чипах компьютеров достигает 1.5-2.0 MBt/м<sup>2</sup>, а локальный тепловой поток в отдельных областях размером порядка 0.1-2.0 мм может составлять несколько десятков мегаватт на квадратный метр.

Обобщая вышесказанное применительно к микро- и силовой электронике, можно сказать. что в настоящее время необходимость отведения высоких тепловых потоков при заданных температурных режимах ограничивает развитие целого ряда отраслей техники, например более мощной бортовой электроники космических аппаратов, создание производительных смартфонов, новых высокопроизводительных вычислительных процессоров, дата-центров, экономичных источников света большой мощности с использованием светодиодов, полностью "электрических" самолетов (без гидравлических систем), высокоскоростного железнодорожного транспорта, гибридных автомобилей, электромобилей и самоуправляемого электронного транспорта (автобусов, такси, грузовиков).

В связи с подобными ограничениями исследования эффективных методов повышения КТП, принципиально ограничивающего вследствие развития кризиса области высокоэффективного теплообмена при кипении и испарении, остаются весьма актуальными. Следует отметить, что подавляющее большинство исследований кризисных явлений при кипении было проведено в условиях большого объема жидкости. В то же время в целом ряде технологий, разнообразных схемных решениях, относящихся к существующим и перспективным системам охлаждения, интенсивный отвод тепла осуществляется при кипении и испарении в тонких слоях жидкостей (термосифоны, паровые камеры и тепловые трубы, спрейное/струйное охлаждение, слои жидкости заданной толщины во вращающихся системах, тонкопленочные теплообменники, некоторые конструкции диффузионных паромасляных насосов). На сегодняшний день исследования, направленные на изучение теплообмена и кризисных явлений при кипении и испарении в тонких горизонтальных слоях жидкостей, немногочисленны. При этом интенсификации теплообмена и повышению КТП в таких условиях с использованием модифицирования теплоотдающей поверхности посвящено лишь несколько работ.

Цель данного обзора – анализ и обобщение результатов исследований теплообмена и кризисных явлений при кипении и испарении в горизонтальных слоях жидкостей в широких диапазонах изменения высоты слоя и приведенного давления, а также представление опубликованных наиболее важных данных по интенсификации теплообмена и повышению КТП при использовании микроструктурирования теплоотдающей поверхности.

### ТЕПЛООБМЕН И КРИЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА ГЛАДКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

# Особенности процесса пузырькового кипения в тонких горизонтальных пленках жидкости

Значительное число исследований теплоотдачи на горизонтальной поверхности нагрева проведено при кипении жидкости в большом объеме. Г.Н. Кружилин в [1] выполнил анализ размерностей для системы уравнений, описывающих процесс кипения. В результате в данной работе был получен критерий, отражающий влияние высоты слоя жидкости на теплоотдачу, равный отношению высоты слоя жилкости *h* над поверхностью нагрева к отрывному диаметру пузырька пара  $d_0$ :  $h^* = h/d_0$  (отрывной диаметр пузырька определяется по формуле Фрица [2]). Затем Г.Н. Кружилиным было отмечено, что в опытах Якоба и Линке [3] при  $h >> d_0$  влияние высоты слоя жидкости над поверхностью нагрева практически не проявляется. Поэтому при вышеуказанном условии параметр  $h^*$  можно исключить из анализа.

На рис. 1 приведены результаты опытов Якоба и Линке [3] по зависимости коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  от высоты слоя жидкости *h* над горизонтальной поверхностью нагрева, демонстрирующие интенсификацию теплообмена при кипении в тонких слоях жидкости толщиной менее 3 мм. Сопоставляя полученные уравнения с экспериментальными данными, Г.Н. Кружилин пришел к выводу, что в критерии Нуссельта, описывающем теплоотдачу при кипении, необходимо использовать в качестве характерного размера капиллярную постоянную:

$$l_{\sigma} = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{1/2},$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; *g* – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $\rho_l$ ,  $\rho_v$  – плотность жидкости и пара, кг/м<sup>3</sup>.

В [4] С.С. Кутателадзе заключает, что при достаточно больших размерах поверхности нагрева распределение центров парообразования по ее отдельным частям равновероятно. Следовательно, в этих условиях процесс теплоотдачи к кипя-

щей жидкости должен быть автомодельным, т.е. независимым относительно размеров поверхности нагрева. Таким образом, в условиях свободной циркуляции существует только один определяющий размер — диаметр свободно возникающих паровых пузырей. С.С. Кутателадзе установил, что характерный размер *l* (в данном случае диаметр свободно возникающих пузырей) в первом приближении определяется капиллярной постоянной, поэтому критерий Нуссельта строится по ней. Проанализировав характер влияния высоты уровня жидкости над горизонтальной поверхностью (см. рис. 1), С.С. Кутателадзе пришел к выводу, что "после h > 10 мм величина коэффициента теплоотдачи не меняется" [4]. Фактически в [1, 4] авторами были сформулированы основные задачи по изучению процесса кипения в большом объеме и в тонких пленках. Закономерности кипения в тонких пленках отличаются от классического кипения в большом объеме жилкости. В тонких пленках возможны следующие механизмы теплопереноса в зависимости от режимных параметров [5]: испарение со свободной поверхности пленки, подавленное, развитое и пленочное кипение.

В [6-8] экспериментально исследовалось кипение кислорода, азота, водорода и гелия в тонкой пленке. Жидкость подавалась из термостата на теплоотдающую поверхность по трубке диаметром 0.3-0.5 мм. Показано, что интенсивность теплоотдачи при кипении в тонкой пленке превышает интенсивность в большом объеме практически на всем интервале тепловых потоков вплоть до КТП в большом объеме. В области, где значения температурных напоров близки к критическим для кипения в большом объеме, тепловые потоки при кипении в пленке и в большом объеме практически совпадали. Было выявлено, что коэффициент теплоотдачи при кипении в тонкой пленке уменьшается с понижением давления, как и при кипении в большом объеме. В этих работах отмечается влияние теплофизических свойств поверхности нагрева на коэффициент теплоотдачи. В пленках наблюдались полусферические пузыри, которые разрушались, когда достигали размеров, существенно превосходящих толщину пленки жидкости и отрывные диаметры пузырей жидкости при кипении в большом объеме. Значительная интенсивность теплоотдачи объяснялась авторами меньшим термическим сопротивлением пленки по сравнению с термическим сопротивлением теплового пограничного слоя в условиях кипения в большом объеме жидкости [8]. Современное состояние исследований по разработке методов интенсификации теплообмена при кипении криогенных жидкостей содержится в обзоре [9].

В исследованиях группы авторов [5, 10, 11] было показано, что при пузырьковом кипении воды в пленках при низких тепловых потоках



Рис. 1. Влияние высоты уровня жидкости (воды) на коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  при кипении на горизонтальной поверхности (атмосферное давление  $p = 100 \text{ к}\Pi a$ ; тепловой поток  $q = 42.2 \text{ кBT/m}^2$ ) [3]. Светлые точки – экспериментальные данные

 $q < 100 \text{ кBt/m}^2$  также наблюдалось увеличение коэффициентов теплоотдачи с уменьшением толщины пленки. На теплоотдающей поверхности образовывались пузыри, имевшие отрывной диаметр больший, чем при кипении в большом объеме [10-13]. В пленках воды полусферические пузыри достигали при атмосферном давлении диаметра примерно 6 мм [10-14]. При росте и схлопывании полусферического парового пузыря наблюдались пульсации температуры поверхности. Согласно [10], крупные пузыри диаметром до 5 мм в пленках толщиной от 5 до 1 мм не играют сколь-нибудь заметной роли в переносе тепла при кипении. В пленках жидкости толщиной от 1.0 до 0.6 мм значительная часть поверхности теплообмена в основании пузыря оказывается несмоченной, т.е. практически исключается из теплообмена с жидкостью. В этих условиях центры парообразования утрачивают роль интенсивных стоков тепла и, напротив, ухудшают среднюю интенсивность теплообмена [11, 12]. В то же время автором [10] было отмечено, что в пленках толще 1 мм не под всеми крупными пузырями образовывались сухие пятна.

В экспериментах, описанных в [14], толщина пленки изменялась от 1 до 3 мм. В этой работе приводится пример, когда в основании одного пузыря образовывалось сухое пятно, а в основании другого пузыря такого же диаметра в момент разрушения при идентичных условиях сухое пятно не наблюдалось. Максимальная доля площади сухих пятен на поверхности нагревателя была довольно мала (менее 10%) даже при высоком тепловом потоке 1.406 MBt/м<sup>2</sup>. Этот вывод согласуется с заключением Опо и Sakashita [15, 16], сформулированным для кипения в большом объеме недогретой жидкости. При толщинах пленки воды от 1.0 до 0.6 мм наряду с обычными центрами парообразования, возникающими на впадинах микрошероховатости теплоотдающей поверхности, появляются перемещающиеся по теплоотдающей поверхности пузыри в виде полусфер диаметром 3–6 мм. Новые пузыри такого типа возникают в местах разрушения старых [11, 12]. Аналогичный вывод о том, что при небольших толщинах пленки жидкости зарождение движущихся полусферических пузырей уже не связано с шероховатостью поверхности, получен и в [13].

В [11, 12] приводится модель образования центров парообразования на основе предположения о захвате некоторого объема пара при смыкании пленки жидкости в центре сухого пятна. Захваченный объем пара, по мнению авторов [11, 12], и является в данном случае зародышем нового пузыря. Такой зародыш уже не обязательно должен быть связан с какой-либо конкретной впадиной. Размер такого зародыша определяется толщиной пленки и плотностью теплового потока. В [12] отмечается, что захват парового объема может происходить и при кипении в условиях большого объема. В работе [17] авторы наблюдали движение пузырей по поверхности нагрева в большом объеме жидкости при кипении воды при пониженных давлениях. Новые пузыри образовывались в местах, где отрывался предыдущий пузырь. Места их возникновения при этом не были связаны с шероховатостью поверхности.

Авторами [12, 14] отмечено, что все "обратимые" сухие пятна повторно смачиваются в течение десятков микросекунд после разрушения пузырей:

при низком тепловом потоке сухие пятна, которые образуются при разрушении пузырей, повторно смачиваются окружающей жидкостью;

когда тепловой поток достигает примерно 1.25 MBт/м<sup>2</sup>, сухие пятна повторно смачиваются не только окружающей жидкостью, но и потоком жидкости, возникающим в результате зарождения и роста пузырей в непосредственной от них близости [14].

При приближении к КТП сухое пятно больше не может повторно смачиваться, что приводит к кризису кипения (выгоранию поверхности нагревателя) [14]. При повышенных давлениях в пленках воды из-за их малой толщины окружающая сухое пятно жидкость не могла вновь смочить его – центр парообразования прекращал свою работу. При разрушении соседнего пузыря возмущение пленки приводит к смачиванию сухого пятна на месте подавленного центра и он (центр парообразования) вновь генерирует пузырь. В конечном итоге авторы [12] заключают, что работа центров парообразования в этих условиях зависит только от возможности повторного смачивания сухих пятен.

При толщинах пленки воды менее 0.1 мм кипение в ней полностью подавлено. В результате проведенного анализа авторы [12] приходят к выводу, что при уменьшении объема жидкости ниже некоторого уровня происходит деформация теплового пристенного слоя, который, однако, остается соизмеримым с толщиной кипящей пленки жидкости.

В [11, 18, 19] приведены диаграммы, определяющие границы области существования пузырькового кипения насыщенной воды в пленке жидкости. На диаграммах указаны границы перехода от конвективного теплообмена к кипению, зоны подавления кипения и области разрыва кипящей пленки. Также на них нанесена линия, указывающая границу КТП.

В новейшей работе [20] авторами проводились исследования кипения воды при атмосферном давлении на плоской медной поверхности 10 × 10 мм при толщине пленки от 2 до 50 мм. При тепловых потоках в диапазоне 0.25–0.65 МВт/м<sup>2</sup> в пленках толшиной менее капиллярной постоянной коэффициент теплоотдачи оказался меньше, чем в большом объеме. В пленках толще капиллярной постоянной коэффициент теплоотдачи возрастает и достигает максимума примерно при  $h^* \approx 4$ , затем уменьшается до своего значения при кипении в большом объеме при  $h^* \approx 8$  и при  $h^* > 8$ остается постоянным. В экспериментах [20] получено  $d_0 \approx l_{\sigma}$ . Различие в интенсивности теплоотдачи авторами объясняется разницей в движении и отрыве пузырьков пара от поверхности нагрева.

В [21-24] исследовался теплообмен в слоях жидкости высотой 2.4 и 5.8 мм на горизонтальной плоской поверхности размером 411 × 51 мм в двухфазном термосифоне при пузырьковом кипении. Эксперименты с водой и этанолом проводились на поверхности нагрева из алюминия при уровне рабочей жидкости 2.4 мм. Для воды температура насыщения изменялась от 3.5 до 103.0°С, температурный напор – в диапазоне 5–22°С, тепловой поток - от 140 до 655 кВт/м<sup>2</sup>. На поверхностях из бронзы, меди и нержавеющей стали уровень рабочей жидкости был 5.8 мм, в качестве рабочей жидкости использовались вода, этанол, R-113 и R-11. В [21, 22] был сделан вывод, что влияние уровня рабочей жидкости на коэффициент теплоотдачи существенно для плоских горизонтальных поверхностей при уровне жидкости менее 2.4 мм. В [23] сказано, что, согласно [21], уровень жидкости более 2 мм над плоской поверхностью кипения не оказывает заметного влияния на коэффициент теплоотдачи в исследованном диапазоне теплового потока.

В [25] применительно к расчету КТП для условий кипения в большом объеме жидкости вся область приведенных давлений определена как область низких приведенных давлений при  $p_s/p_{cr} < < 0.001$  (где  $p_s$  и  $p_{cr}$  – давление насыщения и критическое давление соответственно, Па) и область высоких приведенных давлений при  $p_s/p_{cr} > 0.03$ . Область умеренных приведенных давлений нахо-



**Рис. 2.** Зависимость коэффициентов теплоотдачи от высоты слоя жидкости (*н*-додекан) при заданных тепловых потоках q и давлениях насыщения над слоем жидкости p.

Точки – экспериментальные данные.

 $I - p_s = 133$  Πa, q = 63 κBT/m<sup>2</sup>;  $2 - p_s = 10$  κΠa, q = 63 κBT/m<sup>2</sup>;  $3 - p_s = 133$  Πa, q = 18 κBT/m<sup>2</sup>;  $4 - p_s = 10$  κΠa, q = 18 κBT/m<sup>2</sup>;  $4 - p_s = 10$  κΠa, q = 18 κBT/m<sup>2</sup>

дится в диапазоне  $0.001 < p_s/p_{cr} < 0.030$ . Для воды при атмосферном давлении  $p_s/p_{cr} = 4.53 \times 10^{-3} -$ это область умеренных приведенных давлений.

В [26, 27] приводятся данные по теплообмену в слоях н-додекана на поверхности нагрева диаметром 120 мм при низком давлении насыщения 133 Па  $(p_s/p_{cr} = 7.35 \times 10^{-5})$  и умеренном давлении насыщения 10 кПа ( $p_s/p_{cr} = 5.5 \times 10^{-3}$ ). Экспериментальные результаты представлены в виде зависимости теплового потока от температурного напора. Авторы настояшей статьи обработали их в координатах зависимости коэффициента теплоотдачи от высоты слоя (рис. 2). На рисунке видно, что при давлении 10 кПа коэффициент теплоотдачи возрастает с увеличением высоты слоя, что связано с изменением режимов пузырькового кипения. При давлении 133 Па в слое наблюдались структуры, имевшие форму воронок и кратеров (такие структуры детально описаны в следующем разделе), при этом пузырьковое кипение отсутствовало. Показано, что коэффициент теплоотдачи убывает с увеличением высоты слоя, что обусловлено снижением вклада испарительной составляющей в теплообмен. При высоте слоя 10 мм коэффициенты теплоотдачи при указанных давлениях имеют близкие значения. При высоте слоя меньше капиллярной постоянной КТО уменьшается. Коэффициент теплоотдачи при развитии вышеуказанных структур увеличивается при уменьшении давления в исследованном диапазоне в слоях жидкости высотой порядка капиллярной постоянной примерно на 70% по

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

сравнению с таковым в случае режима пузырькового кипения (более высокое давление) [27].

### Классификация структур и механизмы их образования в тонких слоях жидкости при пониженных давлениях

В работах [28—32] исследовалось интенсивное испарение вакуумного масла из тонкого слоя в вакууме. В слоях жидкости при низких приведенных давлениях реализовывались такие режимы испарения, при которых в слоях образуются сухие пятна, структуры, имеющие форму воронок и кратеров. Воронки представляют собой углубления на поверхности слоя с полусферическим днищем, а кратеры, в отличие от сухих пятен, имеют в центре углубления протяженный плоский остаточный слой жидкости конечных размеров.

В [26, 27, 33] в качестве рабочей жидкости использовался *н*-додекан. В его слоях ниже капиллярной постоянной (для *н*-додекана  $l_{\sigma} \approx 1.7$  мм) наблюдались сухие пятна. Воронки и кратеры образовывались в слоях *н*-додекана высотой порядка капиллярной постоянной и более [26]. В слое высотой 10 мм воронки исчезали, но имелись кратеры и так называемые плюмы [33] (конвективные струи жидкости с грибообразной верхней частью, поднимающиеся из пограничного слоя).

В [26] впервые были построены карты режимов для процессов кипения и испарения в горизонтальных слоях жидкости при изменении в широких диапазонах высоты слоя и приведенного давления. На картах режимов для каждой высоты слоя в зависимости от приведенного давления и теплового потока были определены области, где наблюдались сухие пятна, воронки, кратеры, пузырьковое кипение. Кратеры, которые, в отличие от крупных движущихся пузырей, служат стоками тепла [11, 12], перемещались по поверхности нагрева, охлаждая ее.

Данные по частоте образования кратеров представлены в [32], а по скорости их роста – в [31, 32]. Генерация воронок и кратеров не связана ни с шероховатостью поверхности нагрева, ни с положением впадин, что также было отмечено авторами [11, 18] при описании процесса генерации крупных пузырей. При возникновении кратеров наблюдались значительные пульсации температуры поверхности нагрева. Эти пульсации под растущими пузырьками пара характерны и для процессов пузырькового кипения.

В [33] установлено, что воронки образуются при испарении плюмов. На рис. 3 приведены структуры в слое высотой 10 и 4 мм. Грибообразные плюмы хаотично появлялись в разных местах поверхности в виде постепенно увеличивающихся в размерах характерных областей (см. рис. 3, *a*). На рис. 3, *б* показаны структуры, наблюдавшиеся в слое высотой 4 мм [26]. Сравнивая фотографии, можно видеть, что в слое жидкости меньшей вы-



**Рис. 3.** Структуры в слоях жидкости разной высоты [33]. *а* – грибообразные плюмы и крупный плюм с деформацией поверхности (показан стрелкой), высота слоя 10 мм; *б* – воронки в слое жидкости высотой 4 мм

соты (см. рис. 3,  $\delta$ ) в местах образования грибообразных плюмов возникала деформация поверхности под действием реактивной силы фазового перехода и образовывались воронки [26–33]. В слое высотой 10 мм (см. рис. 3, *a*) горячая жидкость в грибообразных плюмах при достижении ими свободной поверхности слоя охлаждалась, поэтому воронки не формировались.

Механизмы переноса тепла и образования структур в форме воронок и кратеров, исследованных в [26-33], связаны с наличием плюмов. Согласно модели Howard [34], плюмы возникают в результате потери устойчивости теплового пограничного слоя. В тонких слоях жидкости при последующем росте возмущения на верхней свободной границе образуется кратер, который движется по поверхности нагрева и испаряет перегретую жидкость из теплового пограничного слоя. Выявленные закономерности периодических теплогидродинамических процессов и, в конечном итоге, природы возникновения кратеров необходимы для физически обоснованного описания теплообмена и кризисных явлений, определяющих развитие зон ухудшенной теплоотдачи, при интенсивном испарении в тонких слоях жидкости.

По оценкам [30] при очень низких давлениях насыщения  $p_s \approx 67$  Па отрывной диаметр пузыря сравним с диаметром камеры, в которой проводились эксперименты, или даже может быть больше него. По функции, которую выполняют воронки (см. рис. 3,  $\delta$ ) а именно соединяют поверхность нагрева с паровым объемом и питают объем паром с помощью интенсивного испарения с межфазной

поверхности, они относятся к структурам, которые известны в литературе как "паровые ножки".

В работе Gaertner [35] наблюдались паровые конгломераты ("паровые грибы"), связанные с поверхностью нагрева несколькими "паровыми ножками", пронизывающими макропленку под "паровыми грибами". В [36, 37] описаны наблюдения за макропленкой с "паровыми ножками" и сухими пятнами на нагревателях с малыми характерными размерами. Толщина макрослоя исследовалась авторами [38-43] с помощью различных экспериментальных методов. Было показано, что начальная толщина макрослоя зависит от теплового потока и уменьшается с его ростом, а максимальная находится в диапазоне от 0.07 до 1.70 мм. Наличие довольно большого числа различных моделей "паровых ножек" [38, 44-48] свидетельствует о многофакторности данного процесса и чрезвычайной сложности описания таких структур.

В [30] разработана приближенная модель воронки ("паровой ножки"), в которой учитываются силы поверхностного натяжения и тяжести, реактивная сила фазового перехода и расклинивающее давление [49]. Показано, что в случае пренебрежимо малого влияния расклинивающего давления радиус нижней части воронки составляет примерно 1 мм, толщина микрослоя под воронкой — от 30 до 60 мкм. При значительном влиянии расклинивающего давления радиус нижней части воронкой лиянии расклинивающего давления радиус нижней части воронкой под воронкой — от 30 до 60 мкм. При значительном влиянии расклинивающего давления радиус нижней части воронки составляет 20–90 мкм, толщина микрослоя — приблизительно 13–17 нм (практически сухое пятно). Эти характерные размеры типичны для "паровых ножек", которые на-

блюдали авторы [50, 51]. Из данных, приведенных в этих работах, следует, что при уменьшении толщины микрослоя под "паровой ножкой" ее поперечные размеры уменьшаются. Это не противоречит выводам авторов [30]. Воронка, таким образом, может рассматриваться как идеализированная модель "паровой ножки". При разработке вышеуказанной модели воронки авторами не использовались какие-либо эмпирические постоянные. При выводе уравнений были выделены два характерных размера — капиллярная постоянная  $l_{\sigma}$  и размер, определяющий масштаб действия расклинивающего давления в гравитационном

поле:  $l_G = \left[\frac{A}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{1/4}$ , где  $A = \pi^2 n^2 \beta$  – постоянная Гамакера: n – шеле мого

ная Гамакера; n - число молекул в единице объе $ма; <math>\beta$  – постоянная, зависящая от природы молекул. В системе СИ порядок величины постоянной Гамакера  $10^{-20}$ — $10^{-19}$  Дж.

# Критические тепловые потоки при пузырьковом кипении в слоях жидкости конечной высоты

Данные по критическим тепловым потокам при кипении воды в тонкой пленке при атмосферном давлении приведены в [14, 20, 52]. В [31, 32] рассматривались КТП в слоях вакуумного масла при давлении 67 Па. В [26] выполнены исследования КТП в слоях н-додекана в широких диапазонах изменения высоты слоя жидкости и давления насыщенных паров над слоем. На рис. 4 представлены результаты исследований критических тепловых потоков в тонких пленках (рис. 4 заимствован из [26] и при обобщении добавлены данные из [14, 20]). На рисунке наблюдается довольно большой разброс опытных точек для воды. Экспериментальные результаты авторов [14] для КТП не зависят от толщины пленки и близки к результатам [52]. Значения КТП для воды, полученные авторами [14, 20], существенно различаются между собой. Критический анализ влияния различных факторов на измерение КТП приведен в [50, 51]. На рис. 4 опытные данные [52] левее максимума (показан стрелкой) получены при наличии на поверхности устойчиво существующих сухих пятен. В этом случае кризис возникал при разрыве пленки (осушение поверхности). Правее максимума наблюдался обычный тип развития кризиса, характерный для пузырькового кипения жидкостей.

Рисунок 5 обобщает опытные результаты авторов [26] и содержит экспериментально полученные значения КТП для слоев *н*-додекана разной высоты в зависимости от приведенного давления. Точками обозначены различные сценарии развития кризиса:

осушения поверхности;

пузырькового кипения;

осушения поверхности, сопровождающегося массовым выбросом капель и пузырей.

Гидродинамический кризис пузырькового кипения наблюдался при приведенных давлениях  $p/p_{cr} = 0.0055-0.0110$  в слоях высотой 10.0, 4.0 и 2.5 мм. Линиями показаны результаты расчетов по формулам Кутателадзе [53], Ягова [25, 54] и Ландау [55]. Из рис. 5 следует, что значения КТП ограничены сверху расчетом, выполненным на основе неустойчивости Ландау.

В экспериментах [26] при давлении, когда наблюдался гидродинамический кризис кипения, в частности при  $p = 2 \times 10^4$  Па, минимальная высота слоя по теории Зубера [56] для *н*-додекана составляла, мм:

$$h \ge \tilde{\lambda}_H = 2\pi R_Z = \pi (\tilde{\lambda}_{cr}/2) = 14.4$$

где  $\tilde{\lambda}_H$  — критическая длина волны неустойчивости Гельмгольца, мм;  $R_Z$  — диаметр "парового столба" в [55], мм;  $\tilde{\lambda}_{cr}$  — критическая длина волны неустойчивости Рэлея — Тейлора, мм.

По теории Линхарда – Дира [57] минимальная высота слоя равна  $h \ge \tilde{\lambda}_H = \tilde{\lambda}_d = 15.9$  мм, где  $\tilde{\lambda}_d$  – наиболее опасная длина волны неустойчивости Рэлея – Тейлора, мм. В экспериментах [26] наблюдался гидродинамический кризис кипения при высоте слоя жидкости в несколько раз меньшей критической длины волны неустойчивости Гельмгольца, принятой в [56, 57]. Критические замечания по гидродинамическим теориям приведены, например, в [25, 50, 51, 54]. В [51] сделан вывод, что теплообмен при кипении не зависит от гидродинамики сложного двухфазного потока над нагревателем и, в частности, о том, что гидродинамическая теория кризиса кипения неприемлема. В работах Ягова [25, 54] кризис кипения объясняется как результат слияния и роста площади сухих пятен на обогреваемой поверхности.

Использование поверхности нагрева большого диаметра в [26] позволило наблюдать непосредственно в слое жидкости конечной высоты среди мелких пузырьков (пены) крупные пузыри, которые превращались при своем разрушении в "паровые столбы", связывающие поверхность нагрева и паровой объем над слоем. В слоях конечной высоты явления, которые наблюдаются в слое, по мнению авторов [26], непосредственно связаны с процессами, происходящими на поверхности нагрева.

В [58] авторами была применена теория Зубера к слою пены, с помощью которой было показано, что с ростом паросодержания слоя є вокруг "паровых столбов" значение КТП уменьшается. В конечном итоге авторами была получена расчетная зависимость для критического теплового потока:

$$q_{cr} = \frac{\pi}{6} (1-\varepsilon) 2^{1/4} \rho_{v} h_{LG} \left[ \frac{\sigma g(\rho_{l} - \rho_{v})}{\rho_{v}^{2}} \right]^{1/4} \left( 1 + \frac{\rho_{v}}{\rho_{f}} \right)^{1/2},$$

где  $h_{LG}$  — теплота фазового перехода, Дж/кг;  $\rho_f$  — плотность пены, кг/м<sup>3</sup>.



Рис. 4. Зависимость КТП от безразмерной высоты слоя жидкости *h/l*<sub>0</sub> (правая ось ординат – для воды, левая – для других жидкостей).

*н*-Додекан [26]:  $1 - p_s = 33 \, \Pi a \, (p_s/p_{cr} = 1.8 \times 10^{-5}); 2 - p_s = 133 \, \Pi a \, (p_s/p_{cr} = 7.4 \times 10^{-5}); 3 - p_s = 1 \, \kappa \Pi a \, (p_s/p_{cr} = 5.5 \times 10^{-4}); 4 - p_s = 10 \, \kappa \Pi a \, (p_s/p_{cr} = 5.5 \times 10^{-3}); 5 - p_s = 20 \, \kappa \Pi a \, (p_s/p_{cr} = 1.1 \times 10^{-2}); 6 - вакуумное масло BM-1C, p_s = 67 \, \Pi a \, [31]; вода, p_s = 0.1 \, M\Pi a \, (p_s/p_{cr} = 4.5 \times 10^{-3}); 7 - [51]; 8 - [20]; 9 - [14]$ 



Рис. 5. Зависимость КТП от приведенного давления для слоев н-додекана различной высоты [26]. Расчет: *I* – по формуле Кутателадзе [53]; *II* – по уравнения Ягова [54]; *III* – по зависимости Ландау [55].  $I - h = 0.8 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 0.46; 2 - h = 1.4 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 0.81; 3 - h = 1.7 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 0.99; 4 - h = 2.5 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 1.45; 5 - h = 4.0 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 2.32; 6 - h = 10.0 \text{ мм}, h/l_{\sigma} = 5.85.$ Точки: светлые – кризис осушения поверхности; черные – кризис пузырькового кипения; наполовину черные – кри-

зис осушения поверхности, сопровождающийся массовым выбросом капель и пузырей

Для параметра Кутателадзе авторами было получено значение  $K_{\mu} = 0.623(1 - \varepsilon)$ . В [20] отмечено, что сливающиеся пузырьки пара образуют пеноподобный слой на поверхности нагрева при толщине пленки жидкости, близкой к 2 мм, что приводит к снижению КТП. В [58, 59] были изложены представления авторов о влиянии относительной доли смоченной поверхности и паросодержания перед наступлением кризиса на КТП при кипении в тонких горизонтальных слоях жидкости, а также в большом объеме.

## ТЕПЛООБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫМИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫМИ ПОКРЫТИЯМИ

Модифицированные поверхности применяются, в частности, в конструкциях тепловых труб, паровых камер и термосифонов и позволяют существенно интенсифицировать теплообмен и повысить КТП. Термосифоны работают при затопленной поверхности пористого слоя, в них реализуется пузырьковое кипение на поверхности с заданной высотой слоя жидкости. Основные результаты экспериментов содержатся во многих обзорных статья, например в [60, 61]. В [62] авторами были обобщены данные, полученные при кипении диэлектрических жидкостей на модифицированных поверхностях, и предложена классификация механизмов, интенсифицирующих теплообмен в большом объеме. В отличие от огромного количества исследований кипения в большом объеме, экспериментальные данные для пленок фактически ограничены работами, выполненными на капиллярно-пористых поверхностях.

#### Влияние на теплообмен формы и материала покрытия

В исследованиях [63, 64] было установлено, что на 2D-модулированных пористых покрытиях достигались более высокие значения коэффициента теплоотдачи, чем на 3D-структурах, микроканалах с полированной поверхностью и с пористым равномерным по толщине покрытием [64]. В [64] наибольший коэффициент теплоотдачи был получен на 2D-покрытиях с шагом между ребрами 1.6 мм, что соответствует значению капиллярной постоянной испытуемой жидкости (для ацетона  $l_{\sigma} = 1.6$  мм).

Влияние ширины шага и теплопроводности на интенсификацию теплообмена и увеличение КТП показано в работе [65]. На медной подложке были сделаны канавки на разном расстоянии одна от другой. Канавки заполняли эпоксидной смолой, теплопроводность которой намного меньше, чем у меди. Пузырьки пара образовывались преимущественно по центру медных сегментов поверхности, благодаря чему авторы путем

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

подбора шага между канавками могли упорядочивать потоки пара и жидкости, принимая во внимание отрывной диаметр пузырей. Опыты проводились при кипении воды в большом объеме при атмосферном давлении. Максимальные значения коэффициентов теплоотдачи и КТП наблюдались при шаге между канавками с эпоксидной смолой 2.4 мм, при котором он практически совпадал со значением капиллярной постоянной для воды и отрывным диаметром пузырьков. Интенсификация теплоотдачи и увеличение КТП объясняются оптимизированной динамикой пузырьков, когда упорядоченные пути движения обеспечивают эффективное удаление пара и возврат жидкости к поверхности нагрева. Эксперименты с другими жидкостями и при прочих давлениях не проводились.

Авторы [66] изучали оптимальный уровень заполнения пространства паровой камеры. Для проведения экспериментов были изготовлены паровые камеры с одинаковой конфигурацией пористых покрытий — из меди и алюминия. Было установлено, что медные паровые камеры требовали меньшего заполнения, чем алюминиевые, при одинаковой их конфигурации, а термическое сопротивление более эффективных медных покрытий из-за большей теплопроводности материала было меньше, чем у алюминиевых, что и отмечалось в [66].

В [67, 68] авторы исследовали влияние размера частиц и формы покрытия на теплообмен при кипении. Найден оптимальный размер сферических частиц -около 50-75 мкм. Авторами [69] была изучена зависимость термического сопротивления покрытия от размера и формы частиц. Получено, что оптимальный размер частиц неправильной формы примерно в 2 раза больше, чем у сферических частиц. В [70, 71] экспериментально рассмотрено влияние толщины, порозности и размера элементов медного сетчатого покрытия на эффективный коэффициент теплопередачи и КТП воды при атмосферном давлении. Полученные данные показали, что с увеличением теплового потока эффективный коэффициент теплопередачи сначала увеличивался, так как активировалось все больше центров парообразования, а затем уменьшался в связи с появлением областей локального осушения поверхности.

#### Влияние давления и высоты слоя жидкости

В [72] авторы экспериментально исследовали предельные плотности теплового потока в низкотемпературных (главным образом водяных) тепловых трубах при различных капиллярных структурах покрытий. В опытах были рассмотрены структуры, выполненные из металлических сеток, перфорированных экранов и медного войлока (всего 35 типов структур). На рис. 6, *а* представлена схема экспериментального стенда по исследованию



**Рис. 6.** Схема экспериментального стенда по исследованию испарения и кипения пленки жидкости (*a*) и зависимости КТП от давления насыщения для сеток разного размера, выполненных из различных материалов ( $\delta$ ). *I* – медный тепловой клин, имитирующий зону испарения тепловой трубы; *II* –исследуемая капиллярная структура;  $\Delta T$  – градиент температуры.

Латунь:  $1 - 0.20 \times 0.21$  мм;  $2 - 0.4 \times 0.4$  мм;  $3 - 0.58 \times 0.58$  мм;  $4 - 1 \times 1$  мм; 5 - никель,  $0.20 \times 0.24$  мм; 6 - сталь,  $0.36 \times 0.41$  мм; 7 - КТП для условий кипения воды в большом объеме на поверхности нагрева без капиллярного по-крытия [72]

испарения и кипения пленки жидкости. Исследуемая капиллярная структура плотно прижималась к поверхности нагрева. Уровень рабочей жидкости (вода) в камере поддерживался на 1-2 мм ниже теплоотдающей поверхности. При этом граничный контур пористого образца был полностью затоплен и жидкость для охлаждения поверхности нагрева подавалась только капиллярными силами. Установлено, что в порах покрытий, насыщенных как водой, так и органическими жидкостями, кипение отсутствовало даже при высоких плотностях теплового потока. Отвод тепла осуществлялся путем испарения жидкости с криволинейной поверхности менисков, образующихся в порах капиллярной структуры. Проведенные опыты показали, что при использовании оптимальных в отношении теплосъема типов капиллярных структур в низкотемпературных тепловых трубах в зоне нагрева можно отводить тепловой поток, плотность которого превышает критические тепловые нагрузки при кипении жилкости в большом объеме на поверхности без покрытия. Понижение давления способствовало увеличению значений КТП (рис. 6,  $\delta$ ), но при этом возникал негативный эффект капельного уноса теплоносителя.

Об испарении менисков, образующихся в порах капиллярной структуры, также говорилось в [73], где экспериментально исследовалось испарение и кипение воды на медных пористых покрытиях при пониженном давлении (при 9.6 кПа). Жидкость опускалась в глубь капиллярно-пористого покрытия при тепловых потоках, достаточных для возникновения кипения, но зарождение пузырьков в экспериментах не наблюдалось. Пузырьковое кипение в тонком слое жидкости на капиллярно-пористом покрытии при пониженном давлении отсутствовало также и в экспериментах [73—75] при использовании воды в качестве рабочего тела. В этих работах отмечается, что уровень слоя жидкости уменьшался, поскольку жидкость углублялась в капиллярно-пористое покрытие с ростом плотности теплового потока.

В [76] была разработана численная модель явления, наблюдавшегося авторами [71-75] при испарении на микроструктурированной поверхности из микростолбов. Было показано, что тонкая пленка жидкости постепенно опускалась в структуру покрытия. При этом самый низкий уровень жидкости находился в центре зоны нагрева, а самый высокий – на входах по бокам. Таким образом поддерживалась непрерывная подача жидкости благодаря капиллярной подкачке. Отступ тонкой пленки увеличивал теплопередачуиспарением, поскольку он не только снижал термическое сопротивление пленки жидкости, но и удлинял мениск испарявшейся жидкости по высоте микростолбов. Как только происходило высыхание пленки, коэффициент теплопередачи резко уменьшался.

В [77] методом селективного лазерного спекания (SLS) было изготовлено микроструктурированное покрытие из порошка нержавеющей стали в форме, близкой к синусоидальной. Высота ребер составляла 0.55 мм, длина волны модуляции 3.5 мм была равна примерно удвоенному значению капиллярной постоянной рабочей жидкости (*н*-додекан). Диаметр покрытия — 120 мм. При пузырьковом кипении в горизонтальном слое высотой 1.4 мм на данной поверхности с капиллярно-пористым покрытием происходила инверсия кривой кипения, заключающаяся в том, что температурный напор имеет тенленцию к уменьшению с увеличением теплового потока [60]. В [78] инверсия кривой кипения наблюдалась при исследовании теплообмена на гладкой вертикальной поверхности в стекающих пленках криогенной жидкости в области формирования упорядоченных структур с развитым пузырьковым кипением при росте числа центров парообразования. Как было отмечено авторами [77], в предкризисном режиме в центре образовывалось смоченное жидкостью пятно, окруженное кольцом, в котором происходило увеличение числа центров парообразования при появлении большого количества мелких пузырей (диаметром около 1.5 мм) в межреберных впадинах и на гребнях покрытия. При повышении тепловой нагрузки размер пятна в центре возрастал, при этом кольцо, где процесс кипения протекал при наличии мелких пузырей, вытесняло более крупные пузыри (диаметром 10-15 мм) и расширялось к стенкам камеры.

Основное преимущество технологии SLM/SLS<sup>2</sup> – простота изготовления сложных деталей и покрытий любой геометрии, что устраняет необходимость в дальнейшей обработке поверхностей [79]. В [80] на покрытии, ранее исследованном в работе [77], в слое жидкости высотой 1.4 мм при низких давлениях (0.133 и 1 кПа) пузырьковое кипение отсутствовало. В слое наблюдалось явление, описанное в [72–76]. Уровень жидкости по всей поверхности, за исключением области у стенок камеры, уменьшался при увеличении теплового потока. В какой-то момент в рабочей камере возникали пульсации давления, часть поверхности покрытия становилась сухой, уровень жидкости снижался, углубляясь в капиллярно-пористое покрытие. Сухая часть поверхности покрытия сжималась или становилась больше.

Авторами было показано, что в объеме рабочей камеры наблюдались крупномасштабные низкочастотные пульсации давления с приблизительно десятисекундными интервалами. Частота пульсаций возрастала с увеличением теплового потока. Коэффициент теплоотдачи резко возрастал примерно в 4-5 раз (показано стрелкой I на рис. 7) по сравнению с теплоотдачей на гладкой поверхности [26]. При высыхании пленки жидкости коэффициент теплоотдачи значительно уменьшался. В слоях ниже капиллярной постоянной при тех же давлениях на гладкой поверхности нагрева пузырьковое кипение также отсутствовало, наблюдались сухие пятна [26], размер которых был сопоставим с размерами поверхностей нагрева в [72-75]. В слое высотой 1.7 мм резкий рост коэффициента теплоотдачи отсутствовал (см. рис. 7). В более толстых слоях при давлениях 5–20 кПа на поверхности с капиллярно-пористым покрытием коэффициенты теплоотдачи были более чем в 3 раза выше, чем на гладкой поверхности.

На рис. 8 для сравнения представлены кривые изменения КТП, полученные в работах [26, 80–82]. Кривая зависимости КТП от приведенного давления для слоя высотой 1.7 мм на поверхностях с капиллярно-пористыми покрытиями 8 имеет два ярко выраженных минимума при давлениях 67 Па ( $p_s/p_{cr} = 3.68 \times 10^{-5}$ ) и 1 кПа ( $p_s/p_{cr} = 5.5 \times 10^{-4}$ ). Минимум на обоих покрытиях был получен при давлении, которое примерно соответствует границе между диапазонами низких и умеренных приведенных давлений, определенной в [25]. Авторами [82] выявлено, что значение КТП на капиллярно-пористом покрытии из бронзы примерно в 2.5–4.5 раза выше, чем на покрытии из нержавеющей стали.

В слое высотой 4 мм на поверхности с капиллярно-пористым покрытием при низком давлении возникали зоны макрослоя (рис. 9), который представлял собой систему сообщающихся тонких пленок, между которыми наблюдался интенсивный поток пара [81]. Зоны макрослоя почти не перемещались по капиллярно-пористому покрытию и были примерно той же высоты, что и ребро (около 600–700 мкм). Такая самоорганизация двухфазного слоя существенно увеличивала значения КТП по сравнению с КТП на гладкой поверхности в том же диапазоне давлений. Соответствующие точки с зонами макрослоя показаны на рис. 8 полностью черными кружочками (кривая *6*).

Значения КТП при очень низких приведенных лавлениях на капиллярно-пористом покрытии ограничиваются сверху зависимостью Ландау [55]. полученной для слоя бесконечной глубины без учета условий на поверхности нагрева. Более высокие значения КТП, по сравнению с рассчитанными по зависимости Ягова значениями [25], объясняются отличием движения жидкости и пара в пристенной области на поверхности с капиллярно-пористым покрытием в слоях жидкости конечной высоты от движения жидкости в пристенной области на гладкой поверхности в большом объеме. Характер экспериментально полученных зависимостей КТП от приведенного давления также отличается от зависимости, полученной в [83] для кипения в большом объеме на 2D-покрытиях.

В последней работе [84] авторами было выполнено сравнение результатов исследования теплообмена при испарении и кипении, полученных на 2D-структурированных капиллярно-пористых покрытиях из бронзы с различной длиной волны модуляции в слое *н*-додекана высотой 2.5 мм (рис. 10). Как было отмечено в [64, 65], оптимальный шаг между ребрами покрытий ориентировочно равен значению капиллярной постоянной жидкости. Из экспериментальных данных [84] следует, что при использовании покрытия с дли-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Сплошная часть детали изготавливается по технологии SLM (Selective Laser Melting – селективное плавление лазером), пористое покрытие – по технологии SLS (Selective Laser Sintering).



Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока в диапазоне низких давлений насыщения для *н*-додекана [80].

1, 2 - h = 1.4 мм,  $p_s = 133$  Па; 3, 4 - h = 1.4 мм,  $p_s = 1$  кПа; 5, 6 - h = 1.7 мм,  $p_s = 133$  Па. Точки: черные – данные для поверхности с капиллярно-пористым покрытием; светлые – данные для гладкой поверхности



**Рис. 8.** Зависимость КТП на гладкой и микроструктурированных поверхностях от приведенного давления *н*-додекана. Расчет: 1 - по формуле Ландау [55]; 2 - по формуле Ягова [25]; 3 - по формуле Кутателадзе [53]; 4 - по формуле [83]; данные для гладкой поверхности: 5 - h = 4 мм; 6 - h = 1.7 мм; для капиллярно-пористого покрытия из нержавеющей стали: 7 - h = 4 мм; 8 - h = 1.7 мм; 9 - данные для капиллярно-пористого покрытия из бронзы, h = 1.7 мм. Точки: светлые – кризис осушения поверхности; наполовину черные – кризис осушения поверхности, сопровождающийся массовым выбросом капель и пузырей; черные – гидродинамический кризис пузырькового кипения (на гладкой поверхности) и макрослой (на капиллярно-пористой поверхности); перечеркнутые точки – режимы, когда в экспериментах КТП не был достигнут



**Рис. 9.** Фотография макрослоя (h = 4.0 мм; давление насыщения *н*-додекана  $p_s = 133$  Па; q = 97.2 кВт/м<sup>2</sup>; температурный напор  $T_w - T_s = 33$  К [81])



**Рис. 10.** Зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока при различных давлениях насыщения *н*-додекана для двух поверхностей с 2D-микроструктурированным капиллярно-пористым покрытием из бронзы с длинами волн модуляции  $\lambda_{m1} = 1.7$  мм и  $\lambda_{m2} = 3.5$  мм соответственно [84].  $\lambda_{m1}$ : I - 20 кПа; 2 - 1 кПа; 3 - 133 Па; 4 - 66 Па;  $\lambda_{m2}$ : 5 - 20 кПа; 6 - 1 кПа; 7 - 133 Па; 8 - 66 Па

ной волны модуляции, равной капиллярной постоянной  $\lambda_{m1}$ , действительно достигается большая интенсификация теплообмена. Однако при смене гидродинамических режимов, возникающей с понижением давления, значения коэффициентов теплоотдачи на рассмотренных в работе покрытиях с различной длиной волны модуляции становятся близкими друг другу.

## выводы

1. Режимы испарения и кипения можно классифицировать в зависимости от высоты горизонтального слоя жидкости и приведенного давления. Анализ представленных в литературе данных показывает, что в тонких горизонтальных пленках жидкости при низких тепловых потоках про-

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

исходит увеличение коэффициентов теплоотдачи с уменьшением толщины пленки. При высоких тепловых потоках в пленках выявлен диапазон толщин, при которых коэффициенты теплоотдачи выше, чем при кипении в большом объеме.

2. При низком приведенном давлении  $(p_s/p_{cr} < 0.001)$  и толщине пленки менее 10 мм пузырьковое кипение прекращается. В этих режимах надо учитывать влияние плюмов на образование структур, интенсифицирующих теплоотдачу.

3. При пузырьковом кипении на микроструктурированных капиллярно-пористых поверхностях коэффициенты теплоотдачи в тонких пленках были выше примерно в 3–5 раз, чем на гладкой поверхности.

4. Длина волны между ребрами 2D-модулированного капиллярно-пористого покрытия при пузырьковом кипении оказывает наибольшее влияние на коэффициент теплоотдачи. 2D-модулированные покрытия одинаковой формы с близкой внутренней структурой покрытия (при одинаковых пористости, размере частиц) из более теплопроводного материала имеют большие значения КТП во всем диапазоне давлений для тонких пленок жидкости, примерно равных высоте покрытия.

5. При низком приведенном давлении  $(p_s/p_{cr} < 0.001)$  существует оптимальная высота пленки, при которой достигаются существенно более высокие коэффициенты теплоотдачи, чем на гладкой поверхности.

Таким образом, благодаря оптимизации характеристик капиллярно-пористых покрытий можно получить более высокие значения КТП.

6. Обзор литературных данных показывает, что, в отличие от кипения в большом объеме, набор жидкостей в исследованиях теплообмена при кипении и испарении в тонких горизонтальных пленках был весьма невелик: вода и несколько криогенных и органических жидкостей. При этом представленные в литературе опытные данные для различных давлений и толщин пленок указанных жидкостей носят ограниченный характер. С учетом целого ряда новых практических приложений в промышленности, микроэлектронике и других отраслях в дальнейшем целесообразно проведение комплексных исследований с использованием диэлектрических и криогенных жидкостей, фреонов. Необходим широкий поисковой набор исследований при варьировании параметров капиллярно-пористых покрытий (формы, характерных размеров и пористости покрытий, размера и теплопроводности частиц порошка), давлений и высот слоев применительно к каждой жидкости. При натекании жидкости по периметру поверхностей нагрева с достаточно большими линейными размерами с ростом тепловых потоков толшина пленки жилкости в центральной зоне может уменьшаться быстрее, чем у краев, откуда происходит ее натекание. Более быстрое утончение пленки по центру поверхности, нежели по бокам, — одна из причин так называемого масштабного фактора. Для исключения данного масштабного эффекта необходимы также исследования с использованием спрейного/струйного орошения гладких и модифицированных поверхностей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **Кружилин Г.Н.** Теплоотдача от горизонтальной плиты к кипящей жидкости при свободной конвекции // Докл. АН СССР. 1947. Т. 58. № 8. С. 1657–1660.
- Fritz W. Berechnung des maximal volumens von dampfblasen // Physikalische Zeitschrift. 1935. Bd 36. Ausg. 11. S. 379–384.
- 3. Jakob M., Linke W. Der wärmeübergang beim verdampfen von flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten fläschen // Physikalische Zeitschrift. 1935. Bd 36. Ausg. 8. S. 267–280.
- 4. **Кутателадзе С.С.** Теплопередача при кипении и конденсации. 2-е изд., перераб. и доп. М.; Л.: Машгиз, 1952.
- Толубинский В.И., Антоненко В.А., Островский Ю.Н. Теплообмен при парообразовании в тонких пленках // Пром. теплотехника. 1961. Т. З. № 3. С. 9–13.
- 6. Григорьев В.А., Дудкевич А.С. Кипение криогенных жидкостей в тонкой пленке // Теплоэнергетика. 1970. № 12. С. 54–57.
- Григорьев В.А., Дудкевич А.С., Павлов Ю.М. Кипение криогенных жидкостей в тонкой пленке // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Тепловые режимы, термостатирование и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры. 1970. Вып. 1. С. 83–90.
- Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977.
- Pavlenko A.N., Kuznetsov D.V. Development of methods for heat transfer enhancement during nitrogen boiling to ensure stabilization of HTS devices // J. Eng. Thermophys. 2021. V. 30. Is. 4. P. 526–562. https://doi.org/10.1134/S1810232821040019
- Nucleate boiling at low liquid levels / K. Nishikawa, H. Kusuda, K. Yamasaki, K. Tanaka // Bull. JSME. 1967. V. 10. Is. 38. P. 328–338. https://doi.org/10.1299/jsme1958.10.328
- 11. **Толубинский В.И.** Теплообмен при кипении. Киев: Наукова думка, 1980.
- Подавление пузырькового кипения в неподвижной пленке жидкости / В.И. Толубинский, В.А. Антоненко, А.А. Кривешко, Ю.Н. Островский // ТВТ. 1977. Т. 15. Вып. 4. С. 822–827.
- Nishikawa K. Nucleate boiling in liquid film // Transactions Jpn. Soc. Mech. Eng. 1968. V. 34. Is. 261. P. 935–949.
- Gong S.J., Ma W.M., Gu H.Y. An experimental investigation on bubble dynamics and boiling crisis in liquid films // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 79. P. 694–703.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.08.065

15. Ono A., Sakashita H. Liquid-vapor structure near heating surface at high heat flux in subcooled pool boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. V. 50. Is. 17–18.

P. 3481-3489.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.026

16. Sakashita H., Ono A. Boiling behaviors and critical heat flux on a horizontal plate in saturated pool boiling of water at high pressures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. Is. 3–4. P. 744–750.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.06.040

- 17. Деев В.И., Гусев В.В., Дубровский Г.П. Исследование механизма кипения воды при пониженных давлениях // Теплоэнергетика. 1965. № 8. С. 73-75.
- 18. Толубинский В.И., Антоненко В.А., Островский Ю.Н. Границы области существования пузырькового кипения насыщенной жидкости // Теплофизика и теплотехника. 1978. № 34. С. 3-6.
- 19. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. 2-е изд., перераб. и доп. Киев: Факт, 2005.
- 20. Shukla M.Y., Kandlikar S.G. Influence of liquid height on bubble coalescence, vapor venting, liquid return, and heat transfer in pool boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 173. P. 121261. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121261
- 21. **Pioro I.L.** Boiling heat transfer characteristics of thin liquid layers in a horizontally flat two-phase thermosiphon // Preprints of the 10th Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, Germany, Sept. 1997. Paper H1-5.
- 22. Pioro I.L. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1999. V. 42. Is. 11. P. 2003–2013. https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00294-4
- 23. Pioro I.L., Rohsenow W., Doerffer S.S. Nucleate poolboiling heat transfer. I: Review of parametric effects of boiling surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. Is. 23. P. 5033-5044.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.06.019

24. Pioro I.L., Rohsenow W., Doerffer S.S. Nucleate poolboiling heat transfer. II: Assessment of prediction methods // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. Is. 23. P. 5045-5057.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.06.020

- 25. Yagov V.V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 73. P. 265–273 https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.01.076
- 26. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Heat transfer and critical phenomena during evaporation and boiling in a thin horizontal liquid layer at low pressures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 117. P. 978-990. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.060

27. Жуков В.И., Павленко А.Н. Режимы с интенсификацией теплообмена при испарении в тонких горизонтальных слоях жидкости при пониженных давлениях // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 12. C. 9-15.

https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.12.46285.17263

- 28. Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Жуков В.И. Исследование испарения из тонкого слоя масла в условиях вакуума // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. З. С. 8-13.
- 29. Жуков В.И. Интенсификация теплообмена при кипении жидкости в тонком слое под вакуумом // Теоретические основы хим. технологии. 2011. T. 45. № 5. C. 602–606.

- 30. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Critical phenomena at evaporation in a thin liquid layer at reduced pressures // J. Eng. Thermophys. 2013. V. 22. Is. 4. P. 257-287. https://doi.org/10.1134/S1810232813040012
- 31. Влияние высоты слоя на теплообмен и критический тепловой поток при испарении жидкости в условиях низких давлений / В.И. Жуков, А.Н. Павленко, Ю.В. Нагайцева, Д. Вайсс // ТВТ. 2015. Т. 53. № 5. C. 727-734. https://doi.org/10.7868/S0040364415050282

- 32. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Effect of the height of the horizontal layer of liquid on the development of critical phenomena in evaporation at reduced pressures // Heat Transfer Res. 2018. V. 49. Is. 11. P. 979–990. https://doi.org/10.1615/HeatTransRes.2017016778
- 33. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. The mechanism of surface cooling by a horizontal layer of liquid evaporating at low reduced pressures // AIP Advances. 2021. V. 11. Is. 1. 015341.

https://doi.org/10.1063/5.0023668

34. Howard L.N. Convection at high Rayleigh number // Proc. of the 11th Intern. Congress on Applied Mechanics. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1966. P. 1109-1115.

https://doi.org/10.1007/978-3-662-29364-5 147

- 35. Gaertner R.F. Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface // J. Heat Transfer. 1965. V. 87. Is. 1. P. 17–27. https://doi.org/10.1115/1.3689038
- 36. Ahn H.S., Kim M.H. Visualization study of critical heat flux mechanism on a small and horizontal copper heater // Int. J. Multiphase Flow. 2012. V. 41. P. 1–12. https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.006
- 37. Bang I.C., Chang S.H., Baek W.-P. Visualization of a principle mechanism of critical heat flux in pool boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48. Is. 25–26. P. 5371-5385.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.07.006

38. Bhat A.M., Prakash R., Saini J.S. On the mechanism of macrolaver formation in nucleate pool boiling at high heat flux // Int. J. Heat Mass Transfer. 1983. V. 26. Is. 5. P. 735-740.

https://doi.org/10.1016/0017-9310(83)90024-8

- 39. Rajvanshi A.K., Saini J.S., Prakash R. Investigation of macrolaver thickness in nucleate pool boiling at high heat flux // Int. J. Heat Mass Transfer. 1992. V. 35. P. 343-350.
- 40. Ono A., Sakashita H. Liquid-vapor structure near heating surface at high heat flux in subcooled pool boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. V. 50. Is. 17-18. P. 3481-3489.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.026

41. Kumada T., Sakashita H. Pool boiling heat transfer-II. Thickness of liquid macrolayer formed beneath vapor masses // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. Is. 6. P. 979-987.

https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)00225-K

- 42. The development of macrolayer thickness of water in the pool boiling regime / K.A. Kumar, I.S. Raj, P. Jeyaraman, N. Tamilselvam, B.R. Aravindraj // Int. J. Ambient Energy. 2020. V. 41. Is. 9. P. 1057-1059.
- 43. An investigation on dynamic thickness of a boiling liquid film / S. Gong, W. Ma, C. Wang, Y. Mei, H. Gu // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 90. P. 636–644. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.07.011

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА 2022 № 11

- 44. Chyu M.-C. Evaporation of macrolayer in nucleate boiling near burnout // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30. Is. 7. P. 1531–1538. https://doi.org/10.1016/0017-9310(87)90184-0
- Saturated pool nucleate boiling mechanisms at high heat fluxes / K.O. Pasamehmetoglu, P.R. Chappidi, C. Unal, R.A. Nelson // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 3859–3868.
- Dhir V.K., Liaw S.P. Framework for s unified model for nucleate and transition pool boiling // J. Heat Transfer. 1989. V. 111. Is. 3. P. 739–746. https://doi.org/10.1115/1.3250745
- Lay J.H., Dhir V.K. Shape of vapor stem during nucleate boiling of saturated liquids // J. Heat Transfer. 1995. V. 117. Is. 2. P. 394–401. https://doi.org/10.1115/1.2822535
- Sefiane K., Benielli D., Steinchen A. A new mechanism for pool boiling crisis, recoil instability and contact angle influence // Colloids Surf., A. 1998. V. 142. Is. 2–3. P. 361–373.

https://doi.org/10.1016/S0927-7757(98)00614-1

- 49. The boiling crisis phenomenon. Part I: Nucleation and nucleate boiling heat transfer / T.G. Theofanous, J.P. Tu, A.T. Dinh, T.N. Dinh // Exp. Therm. Fluid Sci. 2002. V. 26. Is. 6–7. P. 775–792. https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00192-9
- 50. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985.
- The boiling crisis phenomenon. Part II: Dryout dynamics and burnout / T.G. Theofanous, T.N. Dinh, J.P. Tu, A.T. Dinh // Exp. Therm. Fluid Sci. 2002. V. 26. Is. 6–7. P. 793–810.
  - https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00193-0
- 52. Толубинский В.И., Антоненко В.А., Иваненко Г.В. Влияние толщины слоя жидкости на критические тепловые нагрузки при кипении // Промышленная теплотехника. 1988. Т. 10. № 2. С. 3–6.
- 53. Кутателадзе С.С. Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // ЖТФ. 1950. Т. 20. № 11. С. 1389–1392.
- 54. Ягов В.В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // Теплоэнергетика. 1988. № 6. С. 53–59.
- 55. Ландау Л.Д. К теории медленного горения // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. Вып. 6. С. 240–245.
- 56. Zuber N. On the stability of boiling heat transfer // J. Fluids Eng. 1958. V. 80. Is. 3. P. 711–720. https://doi.org/10.1115/1.4012484
- Lienhard J.H., Dhir V.K. Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies // J. Heat Transfer. 1973. V. 95. Is. 2. P. 152–158. https://doi.org/10.1115/1.3450013
- Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Crisis of nucleate boiling in a finite-height horizontal layer of liquid // J. Eng. Thermophys. 2020. V. 29. Is. 1. P. 1–13. https://doi.org/10.1134/S1810232820010014
- 59. Павленко А.Н. О физике развития кризисных явлений при кипении (комментарий к статье Е.Д. Федоровича "О целесообразности разработки двухстадийной модели кризиса кипения смачивающей поверхность нагрева жидкости") // Теплоэнергетика. 2020. № 11. С. 86–94. https://doi.org/10.1134/S0040363620110090

- Liang G., Mudawar I. Review of pool boiling enhancement by surface modification // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 128. P. 892–933. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.09.026
- 61. **Chinmay M.P., Kandlikar S.G.** Review of the manufacturing techniques for porous surfaces used in enhanced pool boiling // Heat Transfer Eng. 2014. V. 35. Is. 10. P. 887–902.

https://doi.org/10.1080/01457632.2014.862141

- Enhanced pool boiling of dielectric and highly wetting liquids – a review on enhancement mechanisms / U. Sajjad, A. Sadeghianjahromi, H.M. Ali, C.-C. Wang // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2020. V. 119. P. 104950. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104950
- 63. **2-D** and 3-D modulated porous coatings for enhanced pool boiling / D.H. Min, G.S. Hwang, Y. Usta, O.N. Cora, M. Koc, M. Kaviany // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. Is. 11–12. P. 2607–2613. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.12.018
- 64. **Pool** boiling heat transfer on uniform and non-uniform porous coating surfaces / X. Ji, J. Xu, Z. Zhao, W. Yang // Exp. Therm. Fluid Sci. 2013. V. 48. P. 198–212. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.03.002
- 65. Rahman M.M., Pollack J., McCarthy M. Increasing boiling heat transfer using low conductivity materials // Sci. Reports. 2015. V. 5. P. 13145. https://doi.org/10.1038/srep13145
- 66. Wiriyasart S., Naphon P. Fill ratio effects on vapor chamber thermal resistance with different configuration structures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 127. Part A. P. 164–171. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.029
- 67. Weibel J.A., Garimella S.V., North M.T. Characterization of evaporation and boiling from sintered powder wicks fed by capillary action // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. Is. 19–20. P. 4204–4215. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.05.043
- 68. Effect of structural parameters on pool boiling heat transfer for porous interconnected microchannel nets / Y. Tang, J. Zeng, S. Zhang, C. Chen, J. Chen // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 93. P. 906–917. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.11.009
- 69. Thermal performance of composite porous vapor chambers with uniform radial grooves / D. Deng, Q. Huang, Y. Xie, X. Huang, X. Chu // Appl. Therm. Eng. 2017. V. 125. P. 1334–1344. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.07.108
- 70. Li C., Peterson G.P., Wang Y.X. Evaporation/boiling in thin capillary wicks (I) wick thickness effects //
- thin capillary wicks (I) wick thickness effects // J. Heat Transfer. 2006. V. 128. Is. 12. P. 1312–1319. https://doi.org/10.1115/1.2349507
  71. Li T., Peterson G.P. Evaporation/boiling in thin capil-
- LI I., Peterson G.P. Evaporation/bolling in thin capillary wicks (II) – effects of volumetric porosity and mesh size // J. Heat Transfer. 2006. V. 128. Is. 12. P. 1320–1328. https://doi.org/10.1115/1.2349508
- 72. **Предельные** плотности теплового потока при испарении жидкости в капиллярах фитилей низкотемпературных тепловых труб / В.И. Толубинский, В.А. Антоненко, Ю.Н. Островский, Е.Н. Шевчук // ТВТ. 1980. Т. 18. № 2. С. 367–373.
- 73. **Evaporation**/boiling heat transfer on capillary feed copper particle sintered porous wick at reduced pressure / F.J. Hong, P. Cheng, H.Y. Wu, Z. Sun // Int. J. Heat

Mass Transfer. 2013. V. 63. P. 389-400.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.03.086

74. Visualization and thermal resistance measurement for the sintered mesh-wick evaporator in operating flatplate heat pipes / J.-H. Liou, C.-W. Chang, C. Chao, S.-C. Wong // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. Is. 7–8. P. 1498–1506.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11.046

75. Wong S.C., Liou J.H., Chang C.W. Evaporation resistance measurement with visualization for sintered copper-powder evaporator in operating flat-plate heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. Is. 19-20. P. 3792–3798.

https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.04.031

- 76. Zhang C., Hong F., Cheng P. Simulation of liquid thin film evaporation and boiling on a heated hydrophilic microstructured surface by Lattice Boltzmann method // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 86. P. 629-638. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.029
- 77. Bessmeltsev V.P., Pavlenko A.N., Zhukov V.I. Development of a technology for creating structured capillaryporous coatings by means of 3D printing for intensification of heat transfer during boiling // Optoelectronics, Instrumentation Data Proc. 2019. V. 55. Is. 6. P. 554-563. https://doi.org/10.3103/S8756699019060049
- 78. Pavlenko A.N., Lel V.V. Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // Russ. J. Eng. Thermophys. 1997. V. 7. Is. 3–4. P. 177–210.
- 79. Selective laser melting of AlSi10Mg alloy: process optimisation and mechanical properties development /

N. Read, W. Wang, K. Essa, M.M. Attallah // Mater. Des. 2015. V. 65. P. 417-424. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2014.09.044

- 80. Zhukov V.I., Pavlenko A.N., Shvetsov D.A. The effect of pressure on heat transfer at evaporation/boiling in horizontal liquid layers of various heights on a microstructured surface produced by 3D laser printing // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2020. V. 163. P. 120488. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120488
- 81. A map of regimes of evaporation and boiling in the horizontal liquid layer on the modified surface / D.A. Shvetsov, A.N. Pavlenko, A.E. Brester, V.I. Zhukov // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2039. P. 012033. https://doi.org/10.1088/1742-6596/2039/1/012033
- 82. Experimental study of heat transfer during boiling in a thin layer of liquid on surfaces with structured porous coatings / D.A. Shvetsov, A.N. Pavlenko, A.E. Brester, V.I. Zhukov // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2119. P. 012082.

https://doi.org/10.1088/1742-6596/2119/1/012082

- 83. Liter S.G., Kaviany M. Pool-boiling CHF enhancement by modulated porous-layer coating: theory and experiment // Int. J. Heat Mass Transfer. 2001. V. 44. Is. 22. P. 4287–4311. https://doi.org/10.1016/S0017-9310(01)00084-9
- 84. Швецов Д.А., Павленко А.Н., Жуков В.И. Влияние морфологии капиллярно-пористого покрытия на испарение и кипение тонкого слоя жилкости // Технологии. Инновации: Сб. науч. тр. Новосибирск: Наука, 2021. С. 104-108.

# **Crisis Phenomena and Heat-Transfer Enhancement during Boling and Evaporation** in Horizontal Liquid Films

A. N. Pavlenko<sup>*a*, \*</sup>, V. I. Zhukov<sup>*a*, *b*</sup>, and D. A. Shvetsov<sup>*a*, *b*</sup>

<sup>a</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia <sup>b</sup> Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073 Russia \*e-mail: pavl@itp.nsc.ru

Abstract—A brief overview of research in the field of heat transfer enhancement and increase of critical heat fluxes (CHF) during boiling and evaporation in thin horizontal layers of liquids is presented. The analysis of the effect of the height of the liquid layer on the efficiency of heat transfer at various heat fluxes is carried out. At low heat fluxes, a decrease in the thickness of the film intensifies heat transfer, at high heat fluxes heat transfer intensifies in films whose thickness is greater than the capillary constant. The heat transfer coefficient (HTC) first increases with increasing layer height, and then decreases to values corresponding to the pool boiling. The structures formed in thin layers of liquid are considered when the layer height and pressure change over a wide range. The mechanisms of formation of various structures and their effects on the heat transfer enhancement depending on the working parameters of the process are also discussed. It is shown that there are regimes with heat transfer enhancement during evaporation of a liquid layer at reduced pressures. Under such conditions, the heat transfer coefficient is higher than with bubble boiling in a layer of the same height at a higher pressure. This is due to the effects of structures formed in these modes. It is established that with the growth of the film thickness, CHF increases to values corresponding to the pool boiling conditions. At bubble boiling on capillary-porous surfaces, the heat transfer coefficients in thin films are about 3–5 times higher than on a smooth surface. It is shown that at low pressure there is an optimal film thickness at which the heat transfer coefficients are higher than on a smooth surface. More heat-conducting coatings of the same shape significantly increase the values of CHF in the entire pressure range for the heights of the liquid layer along the line of the capillary constant. It is revealed that with a characteristic step between the ribs of the coating equal to the capillary constant of the liquid, the highest heat transfer coefficients are achieved in experiments.

Keywords: boiling, evaporation, thin film, critical heat flux, heat-transfer enhancement, modified surface