

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,  
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

КИПЕНИЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ  
КАК МЕТОД ОТВОДА ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ (ОБЗОР).  
Ч. 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ, МЕХАНИЗМ И МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА,  
ТЕПЛООТДАЧА И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ<sup>1</sup>

© 2022 г. Н. В. Васильев<sup>a, b, \*</sup>, Ю. А. Зейгарник<sup>a</sup>, К. А. Ходаков<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия

<sup>b</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, Москва, 105005 Россия

\*e-mail: nikvikvas@mail.ru

Поступила в редакцию 11.05.2021 г.

После доработки 10.06.2021 г.

Принята к публикации 23.06.2021 г.

Представлен обзор данных по кипению жидкости, недогретой до температуры насыщения (недогретой жидкости), – процессу, обеспечивающему отвод тепловых потоков предельно высокой плотности. Обзор состоит из двух частей. В первой части описаны характеристики рассматриваемого процесса, его феноменологические модели, анализ теплоотдачи и гидравлического сопротивления. Вторая часть посвящена анализу работ по критическим тепловым потокам и интенсификации теплоотдачи. Рассмотрены специфические особенности механизма процесса: хаотическое пространственное распределение и деактивация центров парообразования в ходе схлопывания пузыря, отсутствие паровой фазы в ядре потока. Приведены данные по характерным размерам пузырей, времени их жизни, описана эволюция формы пузыря во времени. Показано, что феноменологическая модель процесса Снайдера – Берггеса в наибольшей степени отвечает наблюдающейся картине процесса кипения недогретой жидкости, позволяет описать его с максимальной степенью правдоподобия. Отмечено, что при уменьшении недогрева кипение недогретой жидкости постепенно утрачивает свои специфические особенности, приобретает свойства, типичные для кипения насыщенной жидкости. Развитое кипение недогретой жидкости является локальным явлением, характеристики которого определяются локальными параметрами процесса (local conditions hypothesis). Теплоотдачу при кипении недогретой жидкости целесообразно представить как сумму конвективной компоненты и составляющей кипения  $q_{\text{кип}}$ , причем коэффициент теплоотдачи достаточно хорошо описывается степенной зависимостью от  $q_{\text{кип}}$  с показателем степени  $n = 0.65–0.70$ . Гидравлическое сопротивление потока кипящей недогретой жидкости близко к сопротивлению при течении некипящей среды с той же массовой скоростью.

**Ключевые слова:** кипение, недогретая жидкость, паровые пузыри, механизм процесса, характеристики теплоотдачи, гидравлическое сопротивление

**DOI:** 10.1134/S0040363622040075

Кипение жидкости, среднемассовая температура потока которой  $t_{\text{ж}}$  ниже температуры насыщения  $t_{\text{нас}}$ , относится к наиболее эффективным способам отвода тепловых потоков высокой плотности. При этом паровые пузыри локализуются вблизи греющей стенки (поэтому этот тип кипения часто называют поверхностным кипением), а ядро течения (или объем жидкости) не содержит паровой фазы или наблюдается ее кратковременное присутствие с последующей конденсацией. Сравнительно малоинтенсивный пе-

ренос тепла эвакуирующимися паровыми пузырями, происходящий при кипении жидкости при температуре насыщения, при кипении недогретой жидкости замещается высокоинтенсивной конденсацией пара, что обеспечивает чрезвычайно высокие значения коэффициента теплоотдачи (КТО) [1]. В широком диапазоне режимных параметров интенсивная теплоотдача сопровождается слабым (или даже нулевым) ростом гидравлического сопротивления потока по сравнению с течением однофазного теплоносителя при той же массовой скорости, что чрезвычайно важно для практических применений при создании сложных, разветвленных систем интенсивного охла-

<sup>1</sup> Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-18-50244.

ждения. Перечисленные преимущества обусловили применение кипения недогретой жидкости в технических устройствах, в которых требуется отвод тепловых потоков предельно высокой плотности (ракетные сопла, термоядерные реакторы, пучковые мишени, импульсные МГД-установки, силовая электроника, аппараты металлургического производства и т.д.).

Следует подчеркнуть, что замкнутого математического описания процесса развитого кипения, как и кипения недогретой жидкости, в настоящее время не существует [2]. До сих пор в этой области преобладают экспериментальные работы и обобщающие заключения на базе опытных наблюдений. Значительная часть таких исследований посвящена изучению основных характеристик процесса кипения (плотности центров парообразования, их устойчивости, максимальных размеров пузырей, продолжительности их жизни, эволюции формы и размеров пузыря во времени). Знание этих характеристик кипения позволяет сформулировать достаточно обоснованную феноменологическую модель процесса, выделить главные подпроцессы, управляющие им. Обзору работ, выполненных в этом направлении, посвящен первый раздел данной статьи.

Второй раздел содержит анализ наиболее известных феноменологических моделей процесса кипения недогретой жидкости, сопоставление их достоинств, определение степени достоверности описания с помощью этих моделей базовых характеристик процесса, их предсказательный потенциал.

В третий раздел включен анализ работ по исследованию интенсивности теплоотдачи при кипении недогретой жидкости, влиянию на нее режимных факторов (плотности теплового потока  $q$ , недогрева до температуры насыщения  $\Delta t_{\text{нед}}$ , массовой скорости  $\rho w$ ). Приведены основные обобщающие расчетные соотношения для определения КТО, рекомендуемые к использованию в инженерной практике.

Четвертый раздел посвящен обзору данных по гидравлическому сопротивлению потока при кипении недогретой жидкости. Несмотря на то что вопрос гидравлической устойчивости систем охлаждения в условиях тепловых потоков высокой плотности чрезвычайно важен, проблемам гидравлики в соответствующих экспериментах уделяется неоправданно мало внимания. Специально рассмотрены вопросы объемного паросохранения пристенного кипящего слоя, появления и эволюции в предельных случаях паровой фазы в ядре течения.

В заключение каждой части приводятся основные выводы, которые следуют из выполненного анализа использованных данных.

## ОБЩАЯ КАРТИНА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА

Для успешной реализации технических возможностей, заложенных в кипении недогретой до температуры насыщения жидкости, необходимо иметь четкое представление о явлениях, сопровождающих этот высокоинтенсивный процесс теплообмена, его характеристиках, деталях. Подобные исследования были развернуты с середины прошлого столетия. Они базировались прежде всего на данных скоростной киносъемки с достаточно высоким пространственным разрешением, дополненных измерениями с помощью термопар (а позднее тепловизионными наблюдениями), применением в отдельных случаях зондовых измерений. В табл. 1 приведена краткая сводка ряда таких исследований с указанием достигнутых в них основных результатов.

Надо сказать, что к середине прошлого столетия имелось уже довольно много экспериментальных данных о процессе кипения насыщенной жидкости, прежде всего в большом объеме. Их обзор и анализ содержится во многих работах, в частности в [7, 23, 24]. Часть сведений (условия возникновения пузырей, описание инерционной стадии роста пузыря, наличие испаряющегося микрослоя жидкости под пузырем, изменение его размеров и формы, определяющее влияние плотности теплового потока на число действующих центров парообразования) при кипении недогретой и насыщенной жидкостей в известной степени совпадают. Напротив, другие характерные подпроцессы существенно различаются. Это относится, например, к схлопыванию паровых пузырей вместо их эвакуации в объем жидкости, отсутствию постоянно действующих центров парообразования и т.д. Поэтому следует остановиться на некоторых имеющихся данных более подробно.

Прежде всего, необходимо отметить, что при кипении недогретой жидкости отсутствуют постоянно действующие центры парообразования, на которых при кипении насыщенной жидкости непрерывно генерируются цепочки последовательно отрывающихся паровых пузырей. При кипении недогретой жидкости по завершении акта возникновения-конденсации (схлопывания) пузыря в центре парообразования не остается паровой фазы, т.е. он полностью деактивируется. Активация нового центра происходит по соседству с ранее действовавшим центром, и “элементарный” процесс роста – схлопывание парового пузыря начинается как бы с “чистого листа”. В итоге распределение центров парообразования как в пространстве, так и во времени носит случайный, хаотический характер. Это отмечается в работах [6, 8, 17], а также в опытах авторов настоящей статьи [20].

На рис. 1 приведены фрагменты видеосъемки эволюции одиночного парового пузыря, образо-

Таблица 1. Краткий перечень экспериментальных работ по исследованию процесса кипения недогретой воды

Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Метод исследования	Результаты
Gunther, [3]	$p = 0.1-0.17$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 33-85^\circ\text{C}$ ; $w = 1.5-6.0$ м/с; $q = 2.3-8$ МВт/м <sup>2</sup>	Квадратный канал со сторонами 6,4 мм и длиной $l = 150$ мм. Греющая металлическая пластина шириной $b = 4.8$ мм, толщиной $\delta = 0.1$ мм и $l = 63$ мм, расположенная на оси канала	Видеосъемка 20 кГц	Данные по максимальным значениям диаметра пузырей ( $d_{\text{max}}$ ), среднему времени жизни пузырей ( $\tau_{\text{ср}}$ ), плотности центров паробразования ( $N_{\text{ц}}$ ), процента греющей поверхности, занятой пузырями ( $F^*$ ). Значения $d_{\text{max}}$ , $\tau_{\text{ср}}$ , $N_{\text{ц}}$ и $F^*$ увеличивались с ростом $q$ и уменьшением $\Delta T_{\text{нел}}$ и $w$
Трещов, [4]	$p = 0.12-0.37$ МПа; $t_{\text{ж}} = 50-100^\circ\text{C}$ , $w = 4$ м/с; $q = 1.2-5.8$ МВт/м <sup>2</sup>	Горизонтальный канал прямоугольного поперечного сечения $20 \times 10$ мм <sup>2</sup> . Греющая пластина из никеля: $b = 6$ мм, $\delta = 0.1$ мм, $l = 30$ мм	Видеосъемка 15 кГц	Распределения диаметров пузырей по размерам, близкие к гамма-функциям. Предложено соотношение для расчета диаметра пузыря $d_{\text{п}}$ от времени $\tau$ : $d_{\text{п}} = d_{\text{max}} \left( \frac{\tau}{\tau_{\text{max}}} e^{1 - \frac{\tau}{\tau_{\text{max}}}} \right)^b$ , где $\tau_{\text{max}}$ – время от начала роста до достижения $d_{\text{max}}$ ; $b = 1.0-2.5$
Nishikawa, [5]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 0-30^\circ\text{C}$ ; $q = 25.5-82.8$ кВт/м <sup>2</sup>	Кипение слабо недогретой жидкости в условиях свободной конвекции. Стеклянная емкость $d = 175$ мм, высотой $h = 270$ мм, заполненная до высоты 100 мм. Нагреватель из латуни круглой формы с греющей поверхностью $d = 100$ мм и толщиной $\delta = 5$ мм	Фотосъемка	При малых $\Delta T_{\text{нел}}$ картина кипения слабо отличалась от кипения насыщенной жидкости. При $\Delta T_{\text{нел}} = 2^\circ\text{C}$ отрывающиеся от поверхности нагрева пузыри всплывали до свободной поверхности воды. При $\Delta T_{\text{нел}} = 6^\circ\text{C}$ отрывающийся пузырь уменьшался в объеме до полного схлопывания, успевая всплыть на небольшую высоту. При $\Delta T_{\text{нел}} > 12^\circ\text{C}$ пузыри конденсировались непосредственно у греющей поверхности сразу после отрыва. Время схлопывания после отрыва – доли миллисекунды. Получены графические зависимости диаметров $d_{\text{от}}$ и частоты $f_{\text{от}}$ отрыва пузырей от $\Delta T_{\text{нел}}$

Продолжение табл. 1

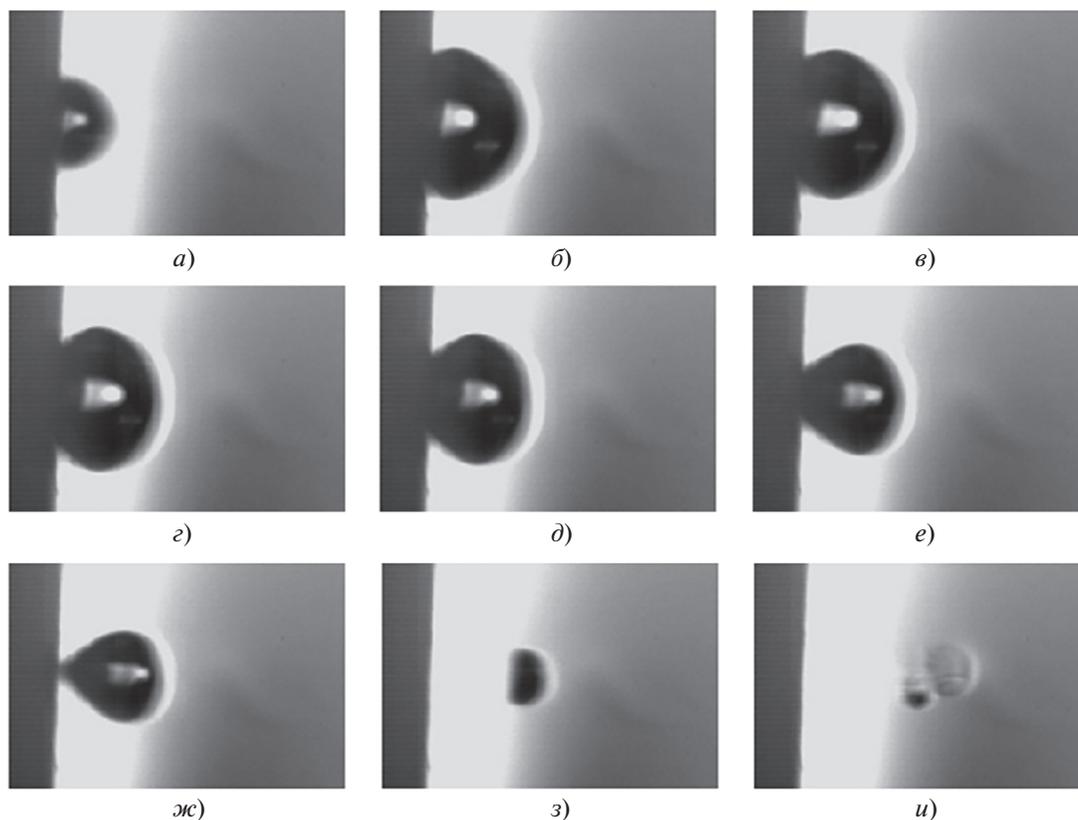
Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Метод исследования	Результаты
Sultan, Judd, [6]	Вода; $p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 2-55^{\circ}\text{C}$ ; $q = 64-333$ кВт/м <sup>2</sup>	Кипение в условиях свободной конвекции. Греющая поверхность $25.4 \times 25.4$ мм, нагрев с помощью медного блока с встроенными картриджными нагревателями	Измерение распределения центров парообразования с помощью зонда, перемещаемого вдоль двух перпендикулярных осей в плоскости параллельной поверхности нагрева	Отмечено хаотичное пространственное распределение центров парообразования, увеличение числа центров парообразования ( $N_{\text{ц}}$ ) с ростом $q$ и слабое влияние $\Delta T_{\text{нел}}$ на $N_{\text{ц}}$
Толубинский, [7]	$p = 0.1-1.0$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 5-60^{\circ}\text{C}$ ; $w = 0.08-0.20$ м/с; $q = 0.05-1.00$ МВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный горизонтальный канал: $b = 16$ мм, $h = 8$ мм. Греющая пластина из нержавеющей стали $\delta = 0.25$ мм, $b = 2.5$ мм, $l = 55$ мм	Видеосъемка 10 кГц	Данные по $d_{\text{max}}$ , $f_{\text{от}}$ , $w''$ ( $w'' = d_{\text{max}} f_{\text{от}}$ – средняя скорость роста паровых пузырей). Отмечены независимость $d_{\text{max}}$ , $f_{\text{от}}$ , $w''$ от $q$ , уменьшение $w''$ с ростом $p$ и увеличение $w''$ с ростом $\Delta T_{\text{нел}}$
Del Valle, Kenning, [8]	$p = 0.117$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 84^{\circ}\text{C}$ ; $w = 1.7$ м/с $q = 3.4-4.7$ МВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 12$ мм, $h = 5$ мм. Греющая пластина из нержавеющей стали $\delta = 0.08$ мм, $b = 10$ мм, $l = 150$ мм	Видеосъемка 10 кГц	Данные по $d_{\text{max}}$ , $N_{\text{ц}}$ , $\tau_{\text{ср}}$ , времени ожидания пузырей ( $\tau_{\text{ож}}$ ). Отмечена частичная деактивация действующих центров парообразования
Bibeau, Salcudean, [9]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 10-60^{\circ}\text{C}$ ; $w = 0.08-0.84$ м/с; $q = 0.1-1.2$ МВт/м <sup>2</sup>	Кольцевой вертикальный канал с восходящим движением жидкости внутри стеклянной трубки $d = 22$ мм с цилиндрическим нагревателем $d = 12.7$ мм и $l = 480$ мм	Видеосъемка 5–6 кГц	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ , $d_{\text{max}}$ , $d_{\text{от}}$ , $\tau_{\text{ср}}$ , $\tau_{\text{ож}}$ . Отмечено уменьшение $d_{\text{max}}$ , $d_{\text{от}}$ и $\tau_{\text{ср}}$ с увеличением $q$ , $\Delta T_{\text{нел}}$ , $w$ и $p$ . Обнаружено скольжение пузырей без отрыва от поверхности нагрева со скоростью, примерно равной скорости движения жидкости
Prodanovic et al., [10]	$p = 0.1-0.3$ МПа; $\Delta T_{\text{нел}} = 10-30^{\circ}\text{C}$ ; $w = 0.08-0.84$ м/с; $q = 0.1-1.0$ МВт/м <sup>2</sup>		Видеосъемка 4–8 кГц	

Продолжение табл. 1

Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Метод исследования	Результаты
Selata et al., [11]	$p = 0.5-3.0$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 130-210^\circ\text{C}$ ; $w = 3.0-7.5$ м/с; $q \leq 10$ МВт/м <sup>2</sup>	Квадратный канал со сторонами 7.2 мм и цилиндрическим нагревателем из нержавеющей стали $d = 2$ мм и $l = 100$ мм	Видеосъемка 50 Гц	Отмечено существование четырех характерных режимов по мере роста $q$ : режима микропузырей, изолированных пузырей, сливающихся пузырей (coalesced bubbles) и больших пузырей. Температура греющей стенки ( $t_{\text{ст}}$ ) почти не изменялась с ростом $q$ . При наступлении режима больших пузырей [при $q \approx (0.85-0.90)q_{\text{кр}}]$ $t_{\text{ст}}$ начала резко увеличиваться
Situ et al., [12-14]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 1.5-20^\circ\text{C}$ ; $w = 0.50-0.95$ м/с; $q = 60-210$ кВт/м <sup>2</sup>	Кольцевой вертикальный канал с вращающимся движением жидкости. Наружный диаметр канала 38.1 мм, цилиндрический нагреватель $d = 19.1$ мм и $l = 1730$ мм	Видеосъемка 5 кГц	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ , $d_{\text{max}}$ , $d_{\text{от}}$ , $\tau_{\text{ср}}$ , $f_{\text{от}}$ , скорости роста пузырей ( $w_{\text{п}}$ ); $d_{\text{от}}$ растет с уменьшением $\Delta T_{\text{нед}}$ и $w$ . С повышением $q$ увеличиваются $d_{\text{от}}$ и $f_{\text{от}}$
Ahmadi et al., [15]	$p = 0.10-0.85$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 4-30^\circ\text{C}$ ; $w = 0.17-1.17$ м/с; $q = 96-860$ кВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 20$ мм, $h = 10$ мм. Греющая пластина из нержавеющей стали $b = 10$ мм и $l = 400$ мм, обогреваемая с помощью картриджных нагревателей	Видеосъемка 6 кГц	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ , $d_{\text{max}}$ , $d_{\text{от}}$ . Отмечена сильная зависимость размеров и поведения паровых пузырей от давления. При $p = 0.1$ МПа происходили отрыв пузыря от греющей поверхности и его схлопывание, при $p = 0.4-0.8$ МПа – скольжение пузыря вдоль греющей поверхности
Sao et al., [16]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 5-50^\circ\text{C}$ ; $w = 0.1-0.8$ м/с; $q = 90-500$ кВт/м <sup>2</sup>	Кольцевой канал $d = 20$ мм с цилиндрическим нагревателем $d = 8$ мм и длиной 400 мм	Видеосъемка 160 кГц в профиль. Исследовались одиночные паровые пузыри	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ . Показаны качественные различия в поведении пузырей в зависимости от $\Delta T_{\text{нед}}$ и $w$
Kaiho et al., [17]	$p = 0.10-0.14$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 10-40^\circ\text{C}$ ; $w = 0.16-0.7$ м/с; $q = 175-617$ кВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 14$ мм, $h = 10$ мм. Греющая пластина из ИТО (оксид индия-олово): $b = 10$ мм, $l = 170$ мм, $\delta = 0.26$ мкм	Видеосъемка 6.4 кГц и тепловизионная съемка с тыльной стороны прозрачной греющей поверхности	Представлены распределения $d_{\text{max}}$ по размерам близкие к гамма-функции. Отмечено различие в значениях средних $d_{\text{max}}$ , возникающих на разных центрах парообразования

Продолжение табл. 1

Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Метод исследования	Результаты
Richenderfer et al., [18]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 10^\circ\text{C}$ ; $w = 0.5\text{--}1$ м/с; $q = 0.5\text{--}3.4$ МВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 30$ мм, $h = 10$ мм. Греющая пластина из ИТО площадью $10 \times 10$ мм и $\delta = 0.7$ мкм	Видеосъемка 10 кГц и тепловизионная съемка 2.5 кГц с тыльной стороны прозрачной греющей поверхности	Данные по $N_{\text{ц}}$ , $d_{\text{отр}}$ , $f_{\text{отр}}$ , времени роста пузырей ( $\tau_p$ ), $\tau_{\text{ож}}$ . Отмечены рост $N_{\text{ц}}$ с увеличением $q$ и слабая зависимость $N_{\text{ц}}$ от $w$ . Частота отрыва пузырей растет с увеличением $q$
Васильев и др., [19]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 40\text{--}70^\circ\text{C}$ ; $w = 0\text{--}0.3$ м/с; $q = 1.3\text{--}1.6$ МВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 21$ мм, $h = 5$ мм. Нагрев сфокусированным лазерным излучением пластины из нержавеющей стали $\delta = 0.1$ мм, диаметр пятна нагрева 1–3 мм	Видеосъемка 50–100 кГц. Исследовались одиночные паровые пузыри	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ , $d_{\text{max}}$ , $\tau_{\text{ср}}$ , $\tau_{\text{ож}}$ . С увеличением $\Delta T_{\text{нед}}$ максимальные размеры и $\tau_{\text{ср}}$ снижались. С ростом $q$ отмечено слабое уменьшение размеров одиночных пузырей и значительное уменьшение $\tau_{\text{ож}}$
Васильев и др., [20]	$p = 0.1$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 35\text{--}75^\circ\text{C}$ ; $w = 0.66$ м/с; $q = 1\text{--}5$ МВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 21$ мм, $h = 5$ мм, $l = 70$ мм. Греющая пластина из нержавеющей стали: $b = 3\text{--}4$ мм, $l = 30$ мм, $\delta = 0.1$ мм	Видеосъемка 50–100 кГц	Данные по $d_{\text{п}} = f(\tau)$ , $N_{\text{ц}}$ , распределению $d_{\text{п}}$ по размерам в зависимости от $\Delta T_{\text{нед}}$ и $q$ . Установлена хаотичность распределения центров парообразования, обусловленная их деактивацией после схлопывания пузырей
Ooi et al., [21]	$p = 0.15\text{--}0.45$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 12\text{--}26^\circ\text{C}$ ; $w = 0.26\text{--}0.41$ м/с; $q = 216\text{--}295$ кВт/м <sup>2</sup>	Вертикальный квадратный канал со сторонами 12.7 мм. Греющая пластина из нержавеющей стали: $b = 12.7$ мм, $l = 108$ мм, $\delta = 1$ мм, приклеенная к медному блоку с картриджными нагревателями	Видеосъемка 10 кГц	Данные по $d_{\text{отр}}$ , $f_{\text{отр}}$ . Отмечена деактивация центров парообразования
Zhou et al., [22]	$p = 0.12\text{--}0.31$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 5\text{--}15^\circ\text{C}$ ; $w = 0.5\text{--}2.0$ м/с; $q = 508\text{--}575$ кВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный вертикальный канал: $b = 26$ мм, $h = 16$ мм. Нагревательный блок с картриджными нагревателями. Греющая поверхность: $b = 14$ мм, $l = 100$ мм	Видеосъемка 5 кГц	Данные по $N_{\text{ц}}$ , $f_{\text{отр}}$ . Слабое влияние $\Delta T_{\text{нед}}$ и $w$ на $N_{\text{ц}}$ и $f_{\text{отр}}$

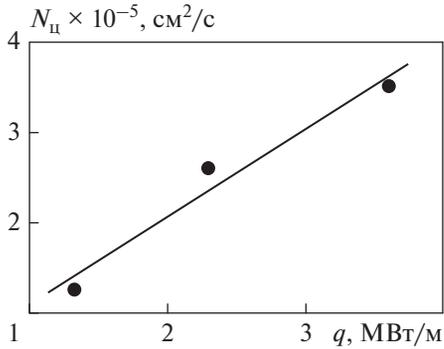


**Рис. 1.** Эволюция одиночного парового пузыря.

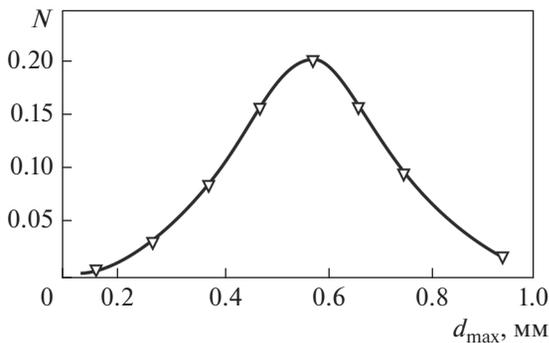
Интервалы между кадрами, мкс: *a–ж* – 60; *ж–и* – 100; экспозиция – 20 мкс;  $p = 0.1$  МПа,  $\Delta t_{\text{нед}} = 59^\circ\text{C}$ ,  $\rho w = 0$  кг/(м<sup>2</sup> · с),  $q = 1.4$  МВт/м<sup>2</sup>. Размер кадра  $0.8 \times 1.2$  мм [20]

вавшегося при воздействии сфокусированного лазерного луча [20]. Изменения размеров и движение паровых пузырей в “ансамбле” на теплоотдающей поверхности большой площади были аналогичными изменениям одиночного пузыря. Можно было наблюдать характерный “взрывной” рост пузыря до максимального размера в течение нескольких десятков микросекунд с последующим уменьшением размеров на протяжении 400–600 мкс. Пузырь перемещался вдоль поверхности нагрева со скоростью, близкой к скорости сносимого потока. То же отмечается в нескольких работах, в частности в [3, 9, 10]. Уменьшаясь в размере, пузырь постепенно меняет свою форму, переходя от близкой к полусферической к чисто сферической, и, достигнув в объеме примерно 20–25% исходного максимального размера, смещается в поток, где окончательно в течение долей миллисекунды конденсируется (схлопывается). Любопытно отметить наличие после схлопывания пузыря (см. рис. 1, *и*) прогретого микрообъема жидкости (“термика”) и микропузыря воздуха (несмотря на деаэрацию жидкости длительным предварительным кипячением).

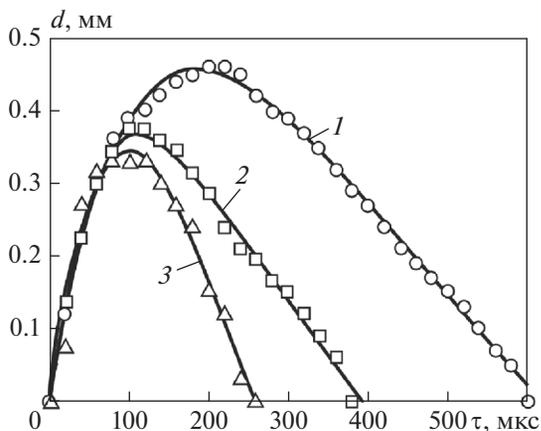
Важной характеристикой процесса кипения недогретой жидкости является заселенность греющей поверхности  $N_{\text{ц}}$  – число действующих центров парообразования на единицу площади нагрева в единицу времени. Эта характеристика определяется в первую очередь плотностью подводимого теплового потока (рис. 2): увеличивается с ростом  $q$  и достигает весьма существенных значений. Это явление отмечалось в большинстве исследований [3, 6, 8, 12–14, 18, 20]. Недогрев до температуры насыщения  $\Delta t_{\text{нед}}$  и массовая скорость потока  $\rho w$  сказываются на  $N_{\text{ц}}$  в значительно меньшей степени. Доля греющей поверхности, занимаемая паровыми пузырями, мала и составляет при  $q < 0.5q_{\text{кр}}$  ( $q_{\text{кр}}$  – критическая плотность теплового потока) всего несколько процентов [8] площади поверхности нагрева. При приближении  $q$  к  $q_{\text{кр}}$  заселенность поверхности нагрева возрастает настолько, что создаются благоприятные условия для слияния соседних пузырей. Это хорошо продемонстрировано в [11]. Слияние паровых пузырей с ростом теплового потока – это начало пути к образованию крупных паровых агломератов и далее к кризису кипения [25].



**Рис. 2.** Зависимость числа пузырей на поверхности из нержавеющей стали от плотности теплового потока при  $\Delta t_{\text{нед}} = 75^\circ\text{C}$ ,  $\rho_w = 650 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  [20]



**Рис. 3.** Распределение пузырей по максимальным диаметрам на гладкой поверхности из никеля.  $N$  – доля полного количества пузырей при  $p = 0.15 \text{ МПа}$ ,  $w = 4 \text{ м}/\text{с}$ ,  $\Delta t_{\text{нед}} = 50^\circ\text{C}$ ,  $q = 2.6 \text{ МВт}/\text{м}^2$  [4]



**Рис. 4.** Изменение размера парового пузыря во времени на гладкой поверхности из нержавеющей стали при  $p = 0.1 \text{ МПа}$ ,  $q = 2.3 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ,  $\rho_w = 650 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .  $\Delta t_{\text{нед}}$ ,  $^\circ\text{C}$ : 1 – 31; 2 – 51; 3 – 75 [20]

Наряду с заселенностью греющей поверхности, важными характеристиками кипения недогретой жидкости являются максимальный диаметр пузыря  $d_{\text{max}}$ , распределение пузырей по диаметрам, изменение размеров пузыря во времени, продолжительность жизни пузыря. Информации об этих характеристиках достаточно много. Она содержится в большинстве работ указанных в табл. 1 [3, 4, 8–10, 12–14, 16, 19, 20]. Для воды при давлении близком к атмосферному и  $\Delta t_{\text{нед}} > 30^\circ\text{C}$  среднее значение  $d_{\text{max}}$  лежит в пределах 400–600 мкм, продолжительность жизни пузыря составляет 500–600 мкс. Представление о распределении  $d_{\text{max}}$  по размерам можно получить из рис. 3, а об изменении размера пузыря во времени – из рис. 4. Как видно на этом рисунке, размеры пузырей уменьшаются с ростом недогрева.

Методические трудности, обусловленные конструкцией рабочего участка, не позволяли проводить эксперименты при повышенном давлении, поэтому подавляющее большинство характеристик кипения получено при атмосферном давлении, которое, естественно, существенно влияет на размеры пузырей: они уменьшаются с ростом давления, особенно значительно в диапазоне 0.1–1.5 МПа. Эти данные встречаются лишь в нескольких работах, например [4, 7, 15], и в должной мере не систематизированы.

Имеется довольно много работ, в которых описываются звуковые явления, сопровождающие кипение жидкости, в частности жидкости, недогретой до температуры насыщения, например [23, 26, 27]. В них изложен обширный экспериментальный и расчетный материал по характеристикам пульсаций давления при кипении жидкости в большом объеме и каналах, развитию автоколебательных процессов и распространению звуковых волн, влиянию параметров и режимов кипения, прежде всего недогрева, на акустические характеристики кипения. Как отмечают авторы [26], единого мнения о механизме звукообразования при кипении до сих пор не выработано и по этому поводу существует несколько гипотез. Тем не менее, звуковая диагностика может быть эффективно использована в качестве дополнительного инструмента при исследованиях и мониторинге смены режимов и изменения структуры двухфазных кипящих потоков (сред), в том числе при приближении к кризису кипения, возникновению автоколебаний термоакустической природы и т.п. [28, 29].

При определенных сочетаниях геометрических характеристик канала, типа рабочей жидкости и режимных параметров течения и теплообмена (статическое давление, плотность теплового потока, недогрев до температуры насыщения и др.) могут возникать термоакустические автоколебания, амплитуда которых может быть значительной. Все вышеуказанные параметры влияют на частоту

стоячих волн. С ростом недогрева жидкости зона тепловых потоков, в которой возникают термоакустические колебания, расширяется; с увеличением расхода она смещается в сторону более высоких тепловых потоков, а с повышением содержания растворенного воздуха зона сужается [30]. Появление термоакустических колебаний интенсифицирует теплоотдачу (средний по времени коэффициент теплоотдачи возрастает). Однако следует всегда иметь в виду, что наличие значительных по амплитуде пульсаций, характерных для термоакустических явлений, чревато нарушением механической прочности аппарата.

Необходимо отметить еще одно важное обстоятельство. Довольно точные и хорошо воспроизводимые данные по характеристикам кипения недогретой жидкости могут быть получены при существенных значениях недогревов:  $\Delta t_{\text{нед}} > 30\text{--}40^\circ\text{C}$  для воды и  $\Delta t_{\text{нед}} > 15\text{--}20^\circ\text{C}$  для хладонов типа Novex 649 или FC-72. При меньших значениях недогревов специфические черты поверхностного кипения постепенно угасают и, напротив, начинают проявляться эффекты, типичные для кипения насыщенной жидкости, типа отрыва пузырей. В переходной области, при  $\Delta t_{\text{нед}} \rightarrow 0$ , на получаемых результатах сильно сказываются индивидуальные особенности экспериментальной установки.

### МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Экспериментальные исследования характеристик кипения недогретой жидкости сопровождались разработками моделей процесса. Все модели носили феноменологический характер и связывали между собой казавшиеся достаточно очевидными доминирующие явления совокупного процесса. Строгого математического описания кипения как насыщенной, так и недогретой жидкости сегодня не существует. Большинство моделей [31–36] основано на идее турбулизации пристенного слоя растущими, а затем схлопывающимися паровыми пузырями. Ни одна из этих моделей не получила достаточно широкого, не говоря уже о преобладающем, распространения. В тот же период авторами [37] была предложена иная модель, которая в последующем использовалась в качестве базовой в работах Берггеса, например [38]. Поскольку авторы настоящего обзора являются сторонниками этой модели, ей в статье уделено особое внимание. В слегка “модифицированном” виде она иллюстрируется рис. 5.

Возникший в результате взрывного вскипания на активировавшемся центре паровой пузырь имеет полусферическую форму. В основании такого пузыря находится испаряющийся и подпитываемый под действием капиллярных сил микрослой жидкости. Испарение происходит в ост-

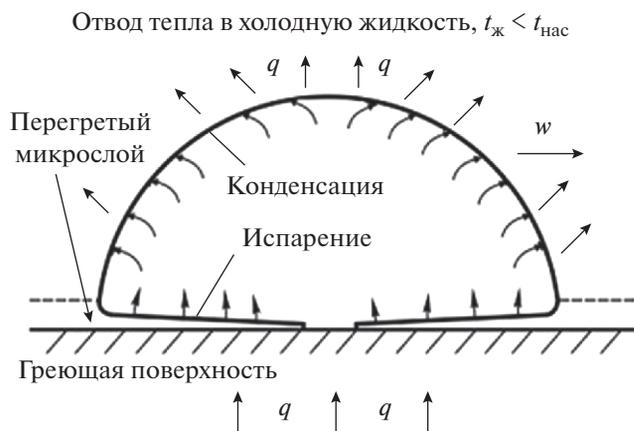


Рис. 5. Схема модели кипения недогретой жидкости Снайдера – Берггеса [37]

новном в зоне линии контакта трех фаз: твердой, жидкой и газообразной [2, 39, 40]. Образовавшийся пар конденсируется на поверхности купола пузыря, передавая тепло жидкости, имеющей температуру ниже температуры насыщения, т.е. паровой пузырь функционирует как своего рода микротепловая труба.

Тепло, выделяющееся при конденсации, отводится преимущественно путем нестационарной теплопроводности. Следует напомнить, что согласно данным, представленным в первом разделе настоящего обзора, время жизни парового пузыря составляет 400–600 мкс. О преобладающей роли нестационарной теплопроводности в отводе тепла конденсации говорится также в [8].

Плотность теплового потока, отводимого от поверхности купола пузыря, пропорциональна параметру  $(\rho c \lambda)^{1/2}$  (где  $\rho$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость, а  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности жидкости) и недогреву  $\Delta t_{\text{нед}}$  и обратно пропорциональна времени  $\tau$ . Несмотря на снижение во времени количества отводимого тепла, его достаточно, чтобы за время жизни пузыря обеспечить его практически полную конденсацию и гарантировать циклическое повторение процесса “зарождение – схлопывание” пузырей с хаотичным распределением центров парообразования на поверхности нагрева.

По мере приближения плотности теплового потока к критическому значению соотношение между уменьшающимся во времени количеством отводимого тепла (и соответственно прошедшего через пузырь пара) и постоянным количеством подводимого тепла (поступающего в пузырь пара) меняется в пользу последнего и создаются условия для слияния паровых пузырей и развития паровых агломератов. Этот процесс описан в работах [11, 41, 42] и наблюдался в исследованиях, проводимых в ОИВТ РАН [25, 43]. В конечном

итоге перестройка структуры течения с появлением сухих пятен и снижение отвода тепла от агрегатов в совокупности приводят к кризису кипения, в большинстве случаев сопровождающемуся пережогом греющей стенки.

## ТЕПЛОТДАЧА

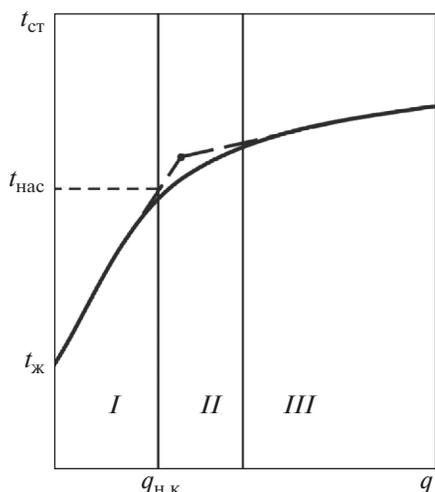
Активные исследования теплоотдачи при кипении недогретой жидкости в каналах начались в середине XX столетия. Результаты этих исследований представлены, например, в работах зарубежных авторов [36, 44, 45]. В СССР исследования выполнялись, главным образом, в ЭНИИ

им. Г.М. Кржижановского [46, 47]. Также здесь следует отметить цикл работ специалистов МИФИ [48, 49]. Несколько позднее, в 1970–1980 гг., многоплановые исследования в этом направлении были реализованы в Оксфордском университете Del Valle и Kenning [8]. Краткие сведения о некоторых проведенных экспериментах представлены в табл. 2.

Прежде всего, необходимо отметить нечастое для экспериментов с кипением жидкостей приемлемое совпадение количественных значений исследованных параметров (КТО и перегрева стенки) и, что особенно важно, тождественность

**Таблица 2.** Краткий перечень экспериментальных работ по теплоотдаче при кипении недогретой воды

Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Результаты
McAdams et al., [50]	$p = 0.2–0.6$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 11–83^\circ\text{C}$ ; $w = 3–11$ м/с; $q \leq 5.8$ МВт/м <sup>2</sup>	Кольцевой канал. Электрический обогрев. Греющая поверхность из нержавеющей стали: $d = 6.4$ мм, $l = 95$ мм	Показано, что составляющая $q_{\text{кип}}$ имеет те же значения, что и при кипении в большом объеме при одинаковых $\Delta t_{\text{нас}} = t_{\text{ст}} - t_{\text{нас}}$
Buchberg et al., [44] Rohsenow, Clark, [45]	$p = 0.7–17$ МПа; $t_{\text{ж}} = 109–336^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 10.8–1400$ кг/(м <sup>2</sup> ·с); $q \leq 12.8$ МВт/м <sup>2</sup>	Труба из нержавеющей стали: $d = 3.53–5.74$ мм; $l/d = 21–168$ . Электрический обогрев	Опытные данные обобщены уравнением Джинса и Лоттеса: $t_{\text{ст}} - t_{\text{нас}} = 0.792q^{1/4} / e^{p \times 10^{-5}/63.3}$
Миропольский, Шицман, [46]	$p = 0.3–18$ МПа; $x = -0.5–0.0$ ; $\rho w = 40–300$ кг/(м <sup>2</sup> ·с); $q = 0.23–2.3$ МВт/м <sup>2</sup>	Вертикальная труба из нержавеющей стали: $d = 7.7–8.2$ мм; $l = 150$ мм. Электрический обогрев	Данные по КТО
Аладьев и др., [47]	$p = 0.12–18$ МПа; $\rho w = 50–65\,000$ кг/(м <sup>2</sup> ·с); $q = 0.47–4.7$ МВт/м <sup>2</sup>	Вертикальная труба: $d = 8.2$ и $15$ мм; $l = 64–136$ мм. Электрический обогрев.	То же
Похвалов и др., [48, 49]	$p = 0.15–9$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 0–260^\circ\text{C}$ ; $w = 1–21$ м/с; $q = 0.23–24.40$ МВт/м <sup>2</sup>	Медная трубка: $d = 5$ мм; $l = 80$ мм. Электрический обогрев	Данные по КТО для развитого и неразвитого пузырькового кипения. Рекомендуемое соотношение $t_{\text{ст}} - t_{\text{нас}} = 3.7 \left[ (q - q_{\text{н.к}}) \times 10^{-6} \right]^{0.4} \times (t_{\text{кр}}/t_{\text{нас}})^{3.8}$ , где $q_{\text{н.к}}$ – плотность теплового потока в момент начала кипения; $t_{\text{кр}}$ – критическая температура, К
Del Valle, Kenning, [8]	$p = 0.18$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 24–84^\circ\text{C}$ ; $w = 0.6–2.0$ м/с; $q = 3.4–4.7$ МВт/м <sup>2</sup>	Вертикальный канал: $b = 12$ мм, $h = 5$ мм. Электрически обогреваемая пластина $\delta = 0.08–0.2$ мм; $b = 10$ мм, $l = 150$ мм. Видеосъемка 10 кГц	Данные по теплоотдаче. Подчеркнута роль нестационарной теплопроводности в отводе тепла. Отмечено влияние толщины греющей стенки на КТО (при малых толщинах)



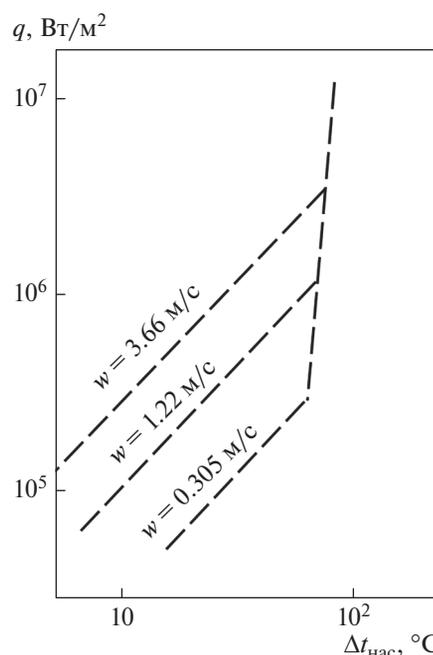
**Рис. 6.** Типичная зависимость температуры греющей стенки от  $q$  ( $q_{н.к}$  – плотность теплового потока в момент начала кипения)

основных тенденций в их изменении при вариации определяющих параметров.

Кипение недогретой жидкости на практике, как правило, реализуется при больших значениях  $\Delta t_{нед} = t_{нас} - t_{ж}$  и значительных скоростях ее движения  $w$ . В результате благодаря кипению, высоким скоростям потока и большому недогревам возникают высокие плотности критических тепловых потоков  $q_{кр}$  и таким образом обеспечивается надежность работы охлаждаемых аппаратов. Если условно представить общий поток тепла  $q$ , отводимого от стенки, в виде суммы конвективной составляющей  $q_{конв}$  и составляющей кипения  $q_{кип}$ , то доля конвективной составляющей  $q_{конв} = \alpha_{конв}(t_{ст} - t_{ж})$  (коэффициент конвективной теплоотдачи  $\alpha_{конв}$  может быть определен по общеизвестным формулам) будет равна нескольким десяткам процентов суммарного потока  $q$ , уменьшаясь по мере приближения к  $q_{кр}$ , она, тем не менее, останется достаточно большой.

На рис. 6 схематично показано изменение температуры греющей стенки  $t_{ст}$  при увеличении  $q$  при постоянной скорости движения теплоносителя.

На представленной кривой можно выделить три характерных участка. Участок I соответствует зоне чисто конвективной теплоотдачи при отсутствии кипения. Он заканчивается при достижении (или, точнее, при небольшом превышении) температурой стенки  $t_{ст}$  температуры насыщения  $t_{нас}$ , когда на стенке начинается процесс образования паровых пузырей. Участок III соответствует зоне развитого пузырькового кипения, где в суммарном тепловом потоке  $q$  преобладает доля  $q_{кип}$ . Участок II – переходный. Это зона нераз-



**Рис. 7.** Кривые кипения при разных скоростях потока недогретой воды при  $p = 0.43$  МПа,  $\Delta t_{нед} = 55.5^\circ\text{C}$  [31]

того пузырькового кипения, где существенны и кипение, и вынужденная конвекция.

На рис. 7 представлены данные (усредненные зависимости) по кипению деаэрированной, дистиллированной воды на поверхности трубки из нержавеющей стали при вертикальном восходящем движении в кольцевом зазоре. Наглядно видны зона конвективной теплоотдачи, в которой КТО зависит от скорости жидкости, и зона развитого кипения, в которой влияние недогрева жидкости до температуры насыщения  $\Delta t_{нед}$  и скорости жидкости  $w$  практически отсутствует. В этой зоне значения КТО определяются главным образом плотностью теплового потока и слабо зависят от давления, подобно тому, как это наблюдается при кипении в большом объеме:

$$\alpha_{кип} = A(p) q^n \text{ или } \Delta t_{нас} = t_{ст} - t_{нас} = B(p) q^m, \quad (1)$$

где  $n = 0.65-0.70$  ( $m = 0.35-0.30$  соответственно);  $A(p)$  и  $B(p) = 1/A(p)$  – функции давления.

Здесь в качестве примера уместно упомянуть широко используемую формулу  $\alpha_{кип} = 3.15q^{0.7}$  для воды при давлении близком к атмосферному. Рост  $\alpha_{кип}$  с увеличением  $q$  связан с ростом числа действующих центров парообразования. Формулы (1) дают наилучшее совпадение с опытными данными для кипения недогретой жидкости, если в них в качестве определяющего параметра взять не суммарное значение  $q$ , а  $q_{кип} = q - q_{конв}$ . На это обстоятельство было обращено внимание еще автором [51]. По-видимому, возможность аддитив-

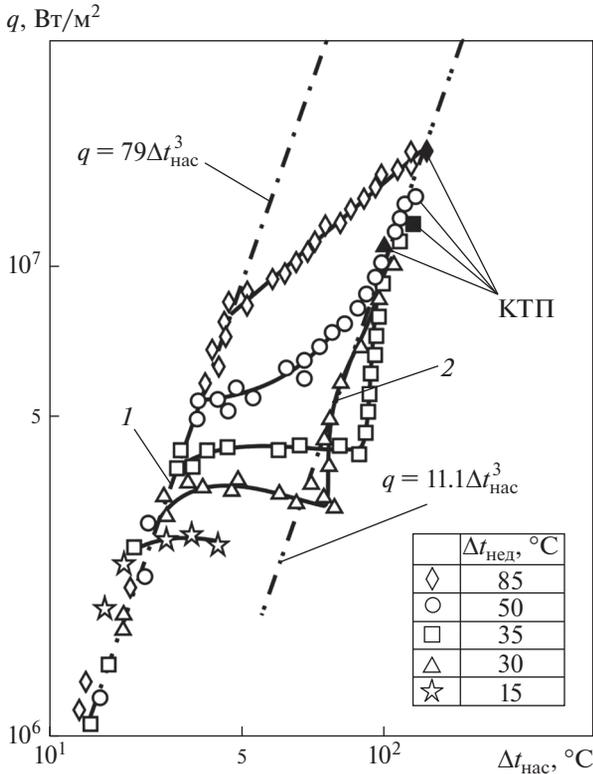


Рис. 8. Кривые кипения недогретой воды, переходящие в режим повышенных температурных напоров [52]

ного использования  $q_{\text{конв}}$  и  $q_{\text{кип}}$  и фактическое отсутствие ощутимого взаимного влияния кипения и вынужденной конвекции в зоне развитого пузырькового кипения (они действуют как бы автономно) обусловлены малой долей площади поверхности нагрева, занятой паровыми пузырями — около 10% и менее при  $q < (0.75-0.80)q_{\text{кр}}$ .

Схожие заключения можно сделать и на основании обширного материала, представленного в [48, 49], и приведенной в табл. 2 обобщающей формулы для  $\Delta t_{\text{нас}}$ .

В зоне неразвитого пузырькового кипения — зоне II (см. рис. 6) сохраняется влияние как скорости потока, так и недогрева, по мере роста  $q$  и приближения к зоне развитого кипения это влияние вырождается. Неоднократно предпринимавшиеся попытки описать зависимость  $\Delta t_{\text{нас}}$  от плотности теплового потока в зоне II более сложными формулами, включающими  $\Delta t_{\text{нед}}$  и  $w$ , оказались малоэффективными.

Во многих работах японских исследователей, в частности в [52–54], отмечалось, что при значительных  $\Delta t_{\text{нед}}$  в зоне достаточно высоких значений  $q$  происходит переход к поверхностному кипению с повышенными температурными напорами  $\Delta t_{\text{нас}}$ . С увеличением  $\Delta t_{\text{нед}}$  этот переход происходит при

более высоких значениях  $q$ . При этом сам показатель степени в зависимости  $q$  от  $\Delta t_{\text{нас}}$  остается прежним (рис. 8, переход с кривой 1 на кривую 2). Ранее при анализе характеристик процесса кипения отмечалось, что с увеличением плотности теплового потока растет и число действующих центров парообразования на единицу площади нагрева в единицу времени. Это ведет к слиянию пузырей и смене режима развитого поверхностного кипения как ансамбля одиночных пузырей режимом развитого поверхностного кипения слившихся (coalesced) пузырей. В результате уменьшаются удельные (на единицу объема пузыря) площади поверхностей раздела паровых образований, участвующих в фазовых переходах, что в некотором диапазоне  $q$  “компенсируется” увеличением движущего напора процесса, т.е.  $\Delta t_{\text{нас}}$ . После определенного прироста  $q$  появляются более крупные паровые агломераты, возникают разрывы пленок жидкости между пузырями, сухие пятна — словом, все достаточно хорошо известные предвестники кризиса кипения. Следует заметить, что в уже упомянутых исследованиях отмечается, что росту достигнутых значений  $q$  в какой-то мере способствовали дополнительные технические меры по усилению массообмена в пристенном кипящем слое (форсированная естественная конвекция в [52] или мешалка и система распределенных струй недогретой жидкости в [54]).

Во многих случаях в указанных работах в конце участка развитого кипения слившихся пузырей наблюдалась эмиссия мелких паровых пузырьков [по терминологии авторов этих статей, режим microbubble emission boiling (MEB)]. По мнению авторов настоящего обзора, эти эмитируемые микропузырьки есть эжекция воздушных пузырьков, образующихся из воздуха, поступившего в паровый пузырь с испарившейся водой и, естественно, сохранившегося после схлопывания или разрыва пузыря [55]. Таким образом, это побочный эффект, а не определяющее высокие плотности теплового потока явление. Полного удаления воздуха из воды экспериментального контура обычно используемым длительным кипячением (некоторый ухудшенный аналог термической деаэрации питательной воды на электростанциях) достичь невозможно. В экспериментах авторов, также проводившихся при предварительном кипячении дистиллята, мелкий воздушный пузырь оставался после схлопывания каждого парового пузыря (см. рис. 1).

Естественно, что, как и при любом кипении, при кипении недогретой жидкости существует влияние на КТО, и особенно на начальный перегрев при вскипании, поверхностных условий (шероховатости поверхности и степени смачивания охладителем), сохраняется и влияние рода жидко-

сти. При необходимости для проведения оценок влияния вышеупомянутых факторов, не выходя за перечень исследованных веществ, можно воспользоваться обобщающими соотношениями, полученными В.В. Яговым для теплоотдачи в большом объеме с помощью развитой им приближенной теории теплообмена при кипении [2]. Авторам [49] удалось достигнуть некоторого успеха в обобщении данных по КТО с использованием подходов, разработанных И.И. Новиковым на базе теории термодинамического подобия [56].

Интенсификация теплообмена при кипении недогретой жидкости будет рассмотрена во второй части статьи.

### ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ОБЪЕМНОЕ ПАРСОДЕРЖАНИЕ ПОТОКА

Данные по гидравлическому сопротивлению при течении кипящей жидкости, недогретой до температуры насыщения, весьма ограничены. Видимо, это связано с тем, что уже на ранней стадии исследований было однозначно установлено, что даже при достаточно больших плотностях теплового потока, доходящих до  $0.6q_{кр}$  (при недогревах  $\Delta t_{нед} > 40\text{--}50^\circ\text{C}$  для воды), гидравлическое сопротивление кипящего потока недогретой жидкости практически остается таким же, как и сопротивление потока однофазной жидкости, при тех же массовых скоростях с учетом неизотермичности потока (переменной вязкости). Это обстоятельство обеспечивало надежность инженерных расчетов гидравлики систем охлаждения и привело к концентрации усилий исследо-

вателей на вопросах паросодержания потока и распределения паровой фазы в канале в целях получения данных, необходимых для объяснения и моделирования процесса “созревания” кризиса теплоотдачи при кипении недогретой жидкости — вполне, казалось бы, устойчивого процесса.

Измерительная техника 1950–1980-х годов не обладала должной разрешающей способностью и быстродействием, чтобы получать с требуемой степенью детализации необходимые данные об эволюции паровых образований в обогреваемом пристенном слое, где зарождаются и развиваются крупные паровые структуры, особенно в условиях больших тепловых потоков, т.е. при плотной заселенности паровыми пузырями греющей поверхности. Практически это стало возможным лишь в последние десятилетия, когда был достигнут значительный прогресс в этом направлении и исследования распределения паросодержания как бы обрели “второе дыхание”.

Краткие сведения об основных работах, посвященных исследованиям в данном направлении, представлены в табл. 3.

На рис. 9 показаны типичные распределения относительного коэффициента гидравлического сопротивления трения  $\xi/\xi_0$ , где  $\xi = 2\Delta p\rho/[(l/d)(\rho w)^2]$ , а  $\xi_0$  — коэффициент сопротивления трения для изотермического течения воды (при температуре на входе в канал  $t_{вх}$ ). Протяженность горизонтального участка на кривых  $\xi/\xi_0 = f(q)$  зависит как от массовой скорости, так и от недогрева жидкости до температуры насы-

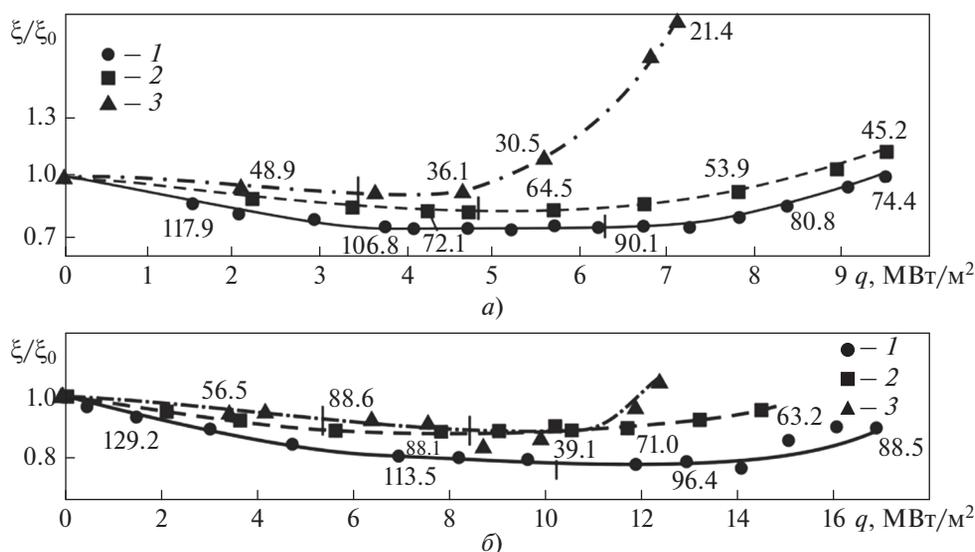


Рис. 9. Зависимости относительных коэффициентов гидравлического сопротивления от плотности теплового потока;  $p = 1.0$  МПа.  $t_{вх}$ , °C: 1 – 50; 2 – 80; 3 – 120;  $\rho w$ , кг/(м<sup>2</sup> · с): а –  $10^4$ ; б –  $1.9 \times 10^4$ . Числа около точек – значения локального  $\Delta t_{нед}$  [61]

**Таблица 3.** Краткий перечень экспериментальных работ по исследованию гидравлического сопротивления и паросодержания потока при кипении недогретой жидкости

Автор(ы), источник	Параметры режимов	Рабочий участок	Результаты
Орнатский, Глушенко, [57]	Вода; $p = 0.5\text{--}17.5$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 3\text{--}80^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 500\text{--}3000$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q = 0.58\text{--}2.32$ МВт/м <sup>2</sup>	Кольцевые каналы: $d_{\text{нар}}/d_{\text{вн}} = 14/10$ мм и $d_{\text{нар}}/d_{\text{вн}} = 12/10$ мм ( $d_{\text{нар}}$ и $d_{\text{вн}}$ – наружный и внутренний диаметры канала); $l = 150$ мм. Односторонний и двусторонний электрический нагрев	Данные по перепаду давления в канале $\Delta p$ относительно перепада при однофазном течении $\Delta p_0$
Орнатский и др., [58]	Вода; $p = 0.98\text{--}4.9$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 50^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 10\,000$ кг/(м <sup>2</sup> · с)	Металлическая трубка: $d = 2$ мм; $l = 46$ мм. Электрический обогрев	Отсутствует влияние давления на коэффициент сопротивления трения. Отсутствует влияние “пузырьковой шероховатости”. Гидравлическое сопротивление растет при появлении паровой фазы в ядре течения
Невструева, Дворина, [59]	Вода; $p = 0.29$ и $3.1$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 0\text{--}20^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 500\text{--}2000$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q = 0.2\text{--}0.8$ МВт/м <sup>2</sup>	Вертикальная труба из нержавеющей стали: $d = 7.4$ мм; $l = 1.5\text{--}2.5$ м. $\beta$ -просвечивание	Данные по истинному объемному паросодержанию потока $\phi$ . Отсутствие влияния $\rho w$ на $\phi$ . Термическая неустойчивость потока
Бартоломей и др., [60]	Вода; $p = 3\text{--}15$ МПа; массовое паросодержание $x \geq -0.20$ ; $\rho w = 400\text{--}3000$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q = 0.4\text{--}2.5$ МВт/м <sup>2</sup>	Трубка из нержавеющей стали: $d = 12$ мм; $l = 800\text{--}1500$ мм. Электрический обогрев, $\gamma$ -просвечивание	Данные по $\phi = f(q, \rho w, \Delta t_{\text{нед}})$ , $\phi$ – несколько процентов. Рост $\phi$ при $x \geq -0.10$
Зейгарник и др., [61]	Вода; $p = 1.0\text{--}2.0$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} = 25\text{--}130^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 5000\text{--}20\,000$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q \leq 0.7q_{\text{кр}}$	Трубки из латуни: $d = 4$ мм; $l = 250$ мм. Электрический обогрев	Данные $\xi/\xi_0 = f(q)$ , $\xi_0$ – коэффициент сопротивления трения для изотермического течения воды. При $\Delta t_{\text{нед}} > 50^\circ\text{C}$ отношение $\xi/\xi_0 \approx 1.0$ не зависит от $q$ . Объемное паросодержание $\phi$ потока не превышает нескольких процентов, появляется при $x \geq -0.10$
Boyd, [62]	Вода; $p = 0.77$ МПа; $t_{\text{вх}} \approx 10^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 4600\text{--}40\,600$ кг/(м <sup>2</sup> · с)	Горизонтальные трубки из сплава Zr–Al: $d = 3$ мм; $l/d = 16.6$ . Электрический обогрев	Данные $\xi/\xi_0 = f(q/q_{\text{кр}})$ . $\xi/\xi_0 \approx 1.0$ в широком диапазоне параметров и начинает расти при $x$ в диапазоне от $-0.15$ до $-0.10$
Bruder et al., [63]	Novoc 649; $p = 0.12$ МПа; $\Delta t_{\text{нед}} \approx 13^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 1000$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q = 180\text{--}250$ кВт/м <sup>2</sup>	Квадратный канал со сторонами $40$ мм, $l = 500$ мм. Обогрев методом “тепловой клина”. Оптоволоконные датчики $\phi$ , PIV, интерферометрия	Данные по распределению $\phi$ , структуре двухфазного слоя и скорости пузырей вблизи греющей стенки
Mudawar et al., [64]	FC-72; $\Delta t_{\text{нед}} = 30.8\text{--}36.2^\circ\text{C}$ ; $\rho w = 175\text{--}2430$ кг/(м <sup>2</sup> · с); $q = 190\text{--}360$ кВт/м <sup>2</sup>	Прямоугольный канал: $b \times h = 2.5 \times 5.0$ мм. Электрический обогрев двух стенок $b = 2.5$ мм, $l = 115$ мм	Данные по распределению $\phi$ по длине канала

шения. С ростом обоих параметров протяженность горизонтального участка увеличивается. Так, 30%-ное превышение соответствующего значения  $\xi/\xi_0$  на горизонтальном плато происходит при  $\rho w = 10^4 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  – по достижении  $q/q_{\text{кр}} = 0.40\text{--}0.50$ , а при  $\rho w = 1.9 \times 10^4 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  – в диапазоне  $q/q_{\text{кр}} = 0.5\text{--}0.6$ .

В работе [65] опыты проводились вплоть до очень больших  $\rho w$  [примерно  $4 \times 10^4 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ] и горизонтальное плато  $\xi/\xi_0$  сохранялось практически до  $q \approx q_{\text{кр}}$ . Это свидетельствует прежде всего о том, что возникающие при кипении недогретой жидкости паровые пузыри имеют очень малые размеры, не уносятся в поток и не загромождают сечение канала. Поэтому истинное объемное паросодержание потока  $\phi$  в этой зоне близко к нулю, а существующая так называемая “пузырьковая шероховатость” не ведет к увеличению сопротивления трения. Отсутствие влияния “пузырьковой шероховатости” отмечалось в [57, 58, 66], а также в некоторых других экспериментальных работах. Этот вывод также вытекает из оценок, выполненных авторами обзора по данным [62].

Рост гидравлического сопротивления трения канала по достижении некоторого значения плотности теплового потока связан с появлением пара в ядре потока. До этого момента картина кипения жидкости, недогретой до температуры насыщения, полностью соответствует устоявшемуся жаргону – “поверхностное кипение”. Указанное ранее появление пара в ядре потока иллюстрируется данными, полученными методом восстановления давления на адиабатическом участке канала, следующим за зоной обогрева [61]. Значения истинного объемного паросодержания в области реального применения технологии кипения недогретой жидкости ( $q < 0.7q_{\text{кр}}$ ) невелики. Малые значения паросодержания потока отмечались также в [60] и некоторых других ранних работах по исследованию паросодержания потока в целях оценки возможного значения коэффициента пустотной реактивности в аппаратах с кипением недогретой жидкости. В [59] при малых недогревах отмечалась также существенная неравновесность пароводяного потока, приводившая к неоднородности структуры пристенного двухфазного слоя в сходных режимных условиях.

Естественно, что более поздние исследования, выполнявшиеся при существенно возросших инструментальных возможностях, были сосредоточены на распределении фаз в пристенной области. Здесь следует выделить работы [67, 68] и особенно [63]. В последней работе сочетание оптоволоконных датчиков детектирования пузырей и скорости их движения в пристенном слое, метода PIV (particle image velocimetry) и интерферометрии позволило зафиксировать довольно сложную структуру

двухфазной среды в этой области, определить распределение паросодержания и скорость движения пузырей (в общем случае, паровых образований), описать формирование осушенных зон и их эволюцию в зависимости от режимных параметров и, прежде всего, плотности теплового потока на греющей стенке. Использование хладонов Noves 649 в [63] и FC-87 в [69] благоприятствовало изучению процесса, так как наблюдаемые явления протекали при меньших значениях плотности теплового потока и недогрева.

Здесь следует остановиться более подробно на вопросе изменения структуры течения в условиях больших недогревов при высоких плотностях тепловых потоков. В работе авторов обзора [25] указывалось на то, что по мере роста плотности теплового потока  $q$  и его приближения к  $q_{\text{кр}}$  [для воды при атмосферном давлении при  $q > (0.75\text{--}0.80) q_{\text{кр}}$ ] в потоке появляются крупные пузыри (агломераты), соизмеримые по размерам с поперечным сечением канала. Паровые агломераты при больших недогревах наблюдались также в работах [11, 41, 68], причем в [11, 25, 41] на воде (при  $\Delta t_{\text{нед}} > 40^\circ\text{C}$ ), а в [68] на хладоне Noves 649 (при  $\Delta t_{\text{нед}} > 15\text{--}25^\circ\text{C}$ ). Можно полагать, что возникновение, несмотря на высокий недогрев, агломератов при приближении к  $q_{\text{кр}}$  носит общий характер, проявляясь более сильно при низких и умеренных давлениях.

Слияние пузырей, укрупнение их размеров вплоть до значительных образований – прямое следствие увеличения с ростом  $q$  плотности заселенности поверхности нагрева действующими пузырями (см. рис. 2), когда формируются благоприятные условия для соприкосновения и слияния соседних пузырей [11, 25] при росте подводимого потока  $q$  и одновременном снижении интенсивности отвода тепла конденсации пара от купола пузыря. Было установлено, что агломераты служат своего рода предвестниками кризиса теплоотдачи при кипении в канале. Непосредственной же причиной кризиса является либо постепенное высыхание жидкой пленки между агломератом и греющей стенкой, что принимается во многих работах, либо возникновение при прохождении агломератом прогрессивно увеличивающихся в размерах сухих областей (dry patches) на греющей стенке, на которых жидкая пленка уже не восстанавливается. Точную, тем более единственную, причину возникновения сухих пятен в настоящее время уверенно указать невозможно: тут могут играть роль термокапиллярные разрывы пленки [70], реализация неустойчивости типа Ландау [71] и кипение в пленке под агломератами [25]. Во всех случаях важнейшим фактором является ухудшение условий подпитки жидкостью зоны контакта трех фаз, которые анализируются в работах В.В. Ягова [72, 73].

## ВЫВОДЫ

1. Кипение жидкости, недогретой до температуры насыщения, является одним из самых эффективных и надежных методов отвода тепловых потоков высокой плотности, обеспечения работы аппаратов в экстремальных тепловых условиях.

2. Развитое кипение недогретой жидкости имеет несколько специфических характеристик: случайное распределение во времени и пространстве центров парообразования, деактивация центра после схлопывания парового пузыря, отсутствие паровой фазы в ядре потока. Характерные параметры процесса (вода при атмосферном давлении и недогревах более 30–40°C): максимальный размер пузырей 400–600 мкм, время роста 100–150 мкс, среднее время жизни пузырей 400–600 мкс. Число действующих центров растет с увеличением плотности теплового потока.

3. Феноменологическая модель Снайдера – Берглеса, предполагающая испарение жидкого микрослоя под пузырем и конденсацию пара на его куполе с отводом тепла нестационарной теплопроводностью, наиболее непротиворечивым способом описывает кипение недогретой жидкости как ансамбля зарождающихся и схлопывающихся пузырьков.

4. При малых недогревах (для воды  $\Delta t_{\text{нед}} < 20\text{--}30^\circ\text{C}$ ) специфические черты процесса кипения недогретой жидкости постепенно вырождаются и в переходной зоне, особенно при  $\Delta t_{\text{нед}} \rightarrow 0^\circ\text{C}$ , всё более явно начинают проявляться черты, присущие кипению насыщенной жидкости.

5. При описании интенсивности теплоотдачи наиболее эффективна эмпирическая степенная функция  $\alpha_{\text{кип}} = A(p)q_{\text{кип}}^n$ , где  $A(p)$  – функция давления, а  $q_{\text{кип}} = q - q_{\text{конв}}$  ( $q_{\text{конв}}$  – доля тепла, отведенного конвекцией),  $n = 0.65\text{--}0.70$ .

6. Гидравлическое сопротивление трения потока кипящей недогретой жидкости близко по значению соответствующему сопротивлению при течении некипящей среды при той же массовой скорости с учетом неизотермичности течения. Рост гидравлического сопротивления трения связан с появлением паровой фазы в ядре течения при больших  $q$  или малых значениях  $\Delta t_{\text{нед}}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зейгарник Ю.А. Переродившееся кипение и интенсификация теплоотдачи // ТВТ. 2001. Т. 39. № 3. С. 479–487.
2. Ягов В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
3. Gunther F.C. Photographic study of surface-boiling heat transfer to water with forced convection // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1951. V. 73. P. 115–123.
4. Трецов Г.Г. Экспериментальное исследование механизма теплообмена при поверхностном кипении воды // Теплоэнергетика. 1957. № 5. С. 44–48.
5. Nishikawa K., Kusuda H. Heat transfer in surface boiling under free convection // Bull. JSME. 1964. V. 7. № 26. P. 406–413.
6. Sultan M., Judd R. L. Spatial distribution of active sites and bubble flux density // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1978. V. 100. № 1. P. 56–62. <https://doi.org/10.1115/1.3450504>
7. Толубинский В.И. Кипение жидкостей. Киев: Наукова думка, 1980.
8. Del Valle V.H., Kenning D.B.R. Subcooled flow boiling at high heat flux // Int. J. Heat Mass Transfer. 1985. V. 28. Is. 10. P. 1907–1920. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(85\)90213-3](https://doi.org/10.1016/0017-9310(85)90213-3)
9. Bibeau E.L., Salcudean M. A study of bubble ebullition in forced-convective subcooled nucleate boiling at low pressure // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. Is. 15. P. 2245–2259. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(94\)90367-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90367-0)
10. Prodanovic V., Fraser D., Salcudean M. Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates // Int. J. Multiphase Flow. 2002. V. 28. Is. 1. P. 1–19. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(01\)00058-1](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(01)00058-1)
11. Burnout in subcooled flow boiling of water. A visual experimental study / G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, G. Zummo // Int. J. Therm. Sci. 2000. V. 39. Is. 9–11. P. 896–908. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(00\)01175-3](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(00)01175-3)
12. Photographic study of bubble behavior in forced convection subcooled boiling / R. Situ, Y. Mi, M. Ishii, M. Mori // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. Is. 17–18. P. 3659–3667. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.04.005>
13. Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow / R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48. Is. 25. P. 5536–5548. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.031>
14. Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow / R. Situ, M. Ishii, T. Hibiki, J.Y. Tu, G.H. Yeoh, M. Mori // Int. J. Heat Mass Transfer. 2008. V. 51. Is. 25–26. P. 6268–6282. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.04.028>
15. Ahmadi R., Ueno T., Okawa T. Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward flow boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. Is. 1–3. P. 488–497. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.050>
16. Visualization study on bubble dynamical behavior in subcooled flow boiling under various subcooling degree and flowrates / Y. Cao, Z. Kawara, T. Yokomine, T. Kunugi // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 93. P. 839–852. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.053>
17. Kaiho K., Okawa T., Enoki K. Measurement of the maximum bubble size distribution in water subcooled flow boiling at low pressure // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 108. P. 2365–2380. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.027>

18. **Investigation** of subcooled flow boiling and CHF using high-resolution diagnostics / A. Richenderfer, A. Kosolapov, J. Seong, G. Saccone, E. Demarly, R. Komajnosyula, E. Baglietto, J. Buongiorno, M. Bucci // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2018. V. 99. P. 35–58. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2018.07.017>
19. **Vasiliev N.V., Zeigarnik Yu.A., Khodakov K.A.** Characteristics of a solitary vapor bubble under subcooled water boiling // *Proc. of the 16th Intern. Heat Transfer Conf.* 2018. IHTC16-23598. Beijing, China, 10–15 Aug. 2018. <https://doi.org/10.1615/IHTC16.BAE.023598>
20. **Кипение** жидкости, недогретой до температуры насыщения, в каналах как метод отвода предельных тепловых потоков / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, И.В. Маслакова // *Теплоэнергетика.* 2019. № 5. С. 69–81. <https://doi.org/10.1134/S0040363619050114>
21. **Experimental** investigation of variability in bubble departure characteristics between nucleation sites in subcooled boiling flow / Z.J. Ooi, V. Kumar, J.L. Bottini, C. S. Brooks // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2018. V. 118. P. 327–339. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.116>
22. **Experimental** investigation on active nucleation site density and bubble departure frequency in subcooled flow boiling by using bubble tracking algorithm / P. Zhou, R. Huang, S. Huang, Y. Zhang, X. Rao // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 148. 119081. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119081>
23. **Несис Е.И.** Кипение жидкости. М.: Наука, 1973.
24. **Лабунцов Д.А., Ягов В.В.** Механика простых газожидкостных структур. М.: МЭИ, 1978.
25. **Экспериментальное** исследование структуры двухфазного потока недогретой жидкости в предкризисных условиях / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, И.В. Маслакова // *Теплоэнергетика.* 2019. № 11. С. 37–42. <https://doi.org/10.1134/S0040363619110079>
26. **Дорофеев Б.М., Волкова В.И.** Акустика кипения. Ставрополь: ООО “Орфей”, 2007.
27. **Несис Е.И., Дорофеев Б.М.** О высокочастотных колебаниях давления в трубе с поверхностно кипящим потоком // *ТВТ.* 1976. Т. 14. № 1. С. 132–138.
28. **Спектральный** термоакустический эффект в парогенерирующих каналах / В.В. Зродников, Л.Г. Калинин, Г.Ф. Смирнов, И.Л. Бошкова // *ТВТ.* 1995. Т. 33. № 2. С. 328–329.
29. **Стоячие** волны в каналах с поверхностным кипением / В.А. Герлига, И.И. Морозов, Ю.Ф. Прохоров, А.А. Шмаков // *Динамика гидравлических систем.* 1972. № 115. С. 100–105.
30. **Науама S.** Self-excited standing wave generated in subcooled boiling // *Bull. JSME.* 1967. V. 10. № 37. P. 132–141. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.10.132>
31. **Мак-Адамс В.** Теплопередача. М.: Металлургиздат, 1961.
32. **Тонг Л.** Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. М.: Мир, 1969.
33. **Jakob M.** Heat transfer. N. Y., 1949.
34. **Bankoff S.G., Mikesell R.D.** Bubble growth rates in highly subcooled nucleate boiling // *Chem. Eng. Prog.* 1959. V. 55. P. 79.
35. **Боришанский В.М.** Тепломассоперенос при фазовых и химических превращениях. Минск: Изд-во АН БССР, 1962.
36. **Kreith F.G., Summerfield M.J.** Heat transfer to water at high heat flux densities with and without surface boiling // *Trans. ASME.* 1949. V. 71. № 7. P. 805–815.
37. **Snyder N.W., Robin T.T.** Mass-transfer model in subcooled nucleate boiling // *Trans. ASME. J. Heat Mass Transfer.* 1969. V. 91. Is. 3. P. 404–411. <https://doi.org/10.1115/1.3580198>
38. **Bergles A.E.** Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low-quality forced-convection systems // *Nucl. Saf.* 1977. V. 18. Is. 2. P. 154–167.
39. **Observation** of critical heat flux mechanism in horizontal pool boiling of saturated water / I.C. Chu, H.C. No, C.H. Song, D.J. Euh // *Nucl. Eng. Des.* 2014. V. 279. P. 189–199. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.013>
40. **Исследование** локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей / В.С. Сердюков, А.С. Суртаев, А.Н. Павленко, А.Н. Чернявский // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 4. С. 563–570. <https://doi.org/10.31857/S004036440002722-8>
41. **Physical** insight in the burnout region of water-subcooled flow boiling / G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, G. Zummo // *Rev. Gen. Therm.* 1998. V. 37. Is. 6. P. 450–458. [https://doi.org/10.1016/S0035-3159\(98\)80062-7](https://doi.org/10.1016/S0035-3159(98)80062-7)
42. **A photographic** study of subcooled flow boiling burnout at high heat flux and velocity / G.P. Celata, M. Cumo, D. Gallo, A. Mariani, G. Zummo // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2007. V. 50. Is. 1–2. P. 283–291. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.06.020>
43. **Паровые** агломераты и сухие пятна как предвестники кризиса кипения недогретой жидкости в канале / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, С.Н. Вавилов // *ТВТ.* 2021. Т. 59. № 3. С. 373–383. <https://doi.org/10.31857/S0040364421030157>
44. **Heat** transfer, pressure drop and burnout studies with or without surface boiling for de-aerated and gased water at elevated pressures in a forced flow system / H. Buchberg, F.E. Romie, R. Lipkis, M. Greenfield // *Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst.* 1951. P. 117–192.
45. **Rohsenow W.M., Clark J.A.** Heat transfer and pressure drop data for high heat flux densities to water at high-subcritical pressures // *Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst.* 1951. P. 193–207.
46. **Миропольский З.Л., Шицман М.Е.** Допустимые тепловые потоки и теплоотдача при кипении воды в трубах // *Исследования теплоотдачи к пару и воде, кипящей в трубах при высоких давлениях: сб. / под ред. Н.А. Доллежала. М.: Атомиздат, 1956. С. 24.*
47. **Аладьев И.Т., Додонов Л.Д., Удалов В.С.** Теплоотдача при кипении недогретой воды в трубах // *Теплоэнергетика.* 1957. № 9. С. 14–20.

48. **Похвалов Ю.Е., Кронин И.В., Курганова И.В.** Теплоотдача при кипении недогретой воды в трубах // Теплоэнергетика. 1963. № 11. С. 74–80.
49. **Похвалов Ю.Е., Кронин И.В., Курганова И.В.** Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при пузырьковом кипении недогретых жидкостей в трубах // Теплоэнергетика. 1966. № 5. С. 63–68.
50. **Heat transfer at high rates to water with surface boiling /** W.H. McAdams, W.E. Kennel, C.S. Minden, R. Carl, P.M. Picornell, J.E. Dew // *Ind. Eng. Chem.* 1949. V. 41. Is. 9. P. 1945–1953.  
<https://doi.org/10.1021/ie50477a027>
51. **Westwater J.W.** Boiling of liquids // *Adv. Chem. Eng.* 1958. V. 2. P. 1–31.  
[https://doi.org/10.1016/S0065-2377\(08\)60224-0](https://doi.org/10.1016/S0065-2377(08)60224-0)
52. **Inada S., Miyasaka Y., Sakamoto K.** Heat transfer of a liquid–solid contact in a subcooled pool boiling system: The second burnout regime // *JSME Int. J.* 1987. V. 30. Is. 270. P. 1965–1971.  
<https://doi.org/10.1299/jsme1987.30.1965>
53. **Suzuki K.** Microbubble emission and high heat flux observed in subcooled boiling // *Proc. of the 6th ECI Intern. Conf. on Boiling Heat Transfer.* Spoleto, Italy, 7–12 May 2006.
54. **Kubo R., Kumagai S.** Occurrence and stability of microbubble emission boiling // *Trans. of JSME (in Japanese).* 1992. V. 58. Is. 546. P. 497–502.  
<https://doi.org/10.1299/kikaib.58.497>
55. **О природе эмиссии микропузырей при кипении недогретой воды /** Ю.А. Зейгарник, Д.Н. Платонов, К.А. Ходаков, Ю.Л. Шехтер // *ТВТ.* 2012. Т. 50. № 1. С. 55–58.
56. **Новиков И.И.** Применение теории термодинамического подобия к явлениям кризиса при кипении жидкости // *Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред: сб. /* Под ред. С.С. Кутателадзе. М.: Госэнергоиздат, 1961. С. 14–17.
57. **Орнатский А.П., Глущенко Л.Ф.** Исследование гидравлического сопротивления при поверхностном кипении воды в кольцевых каналах // *ТВТ.* 1963. Т. 1. № 2. С. 260–266.
58. **Орнатский А.П., Глущенко Л.Ф., Чернобай В.А.** О влиянии давления на гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении // *ТВТ.* 1964. Т. 2. № 6. С. 910–914.
59. **Невструева Е.И., Дворина Г.М.** Экспериментальное исследование паросодержания в пароводяных неравновесных потоках // *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика.* 1973. № 5. С. 140–145.
60. **Экспериментальное исследование истинного объемного паросодержания при кипении с недогревом в трубах /** Г.Г. Бартоломей, В.Г. Брантов, Ю.С. Молочников, Ю.В. Харитонов, В.Л. Солодкий, Г.Н. Баташова, В.Н. Михайлов // *Теплоэнергетика.* 1982. № 3. С. 20–22.
61. **Зейгарник Ю.А., Кириллова И.В., Климов А.И.** Некоторые результаты измерения гидравлического сопротивления при кипении воды, недогретой до температуры насыщения // *ТВТ.* 1983. Т. 21. №. 2. С. 303–308.
62. **Boyd R.D.** Subcooled water flow boiling experiments under uniform high heat flux conditions // *Fusion Technol.* 1988. V. 13. Is. 1. P. 131–142.  
<https://doi.org/10.13182/FST88-A25090>
63. **Local measurements on vertical subcooled flow boiling of refrigerant Novoc 649 /** M. Bruder, L. Sembach, D. Lampl, C. Hirsch, T. Sattelmayer // *Int. J. Multiphase Flow.* 2019. V. 119. P. 108–122.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.07.012>
64. **Lee J., O'Neill L.E., Mudawar I.** Computational prediction of key heat transfer mechanisms and hydrodynamic characteristics of critical heat flux (CHF) in subcooled vertical upflow boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 161. 120262.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120262>
65. **Адамовский В.И., Кутателадзе С.С., Штоколов Л.С.** Гидравлическое сопротивление при кипении этилового спирта, недогретого до температуры насыщения, в области больших скоростей течения // *Прикладная механика и техническая физика.* 1967. № 3. С. 140–143.
66. **Saha P., Zuber N.** Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling // *Proc. of the 5th Intern. Heat Transfer. Conf. (IHTC-5).* Tokyo, Japan, 3–7 Sept. 1974. P. 175–179.  
<https://doi.org/10.1615/IHTC5.430>
67. **A phenomenological study on effects leading to the departure from nucleate boiling in subcooled flow boiling /** G. Bloch, W. Muselmann, M. Saier, T. Sattelmayer // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2013. V. 67. P. 61–69.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.014>
68. **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. 403–413.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.08.063>
69. **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. Is. 10. P. 2511–2526.  
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(05\)80190-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(05)80190-5)
70. **Влияние волнообразования и краевого угла смачивания на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости /** Д.В. Зайцев, О.А. Кабов, В.В. Чеверда, Н.С. Буфетов // *ТВТ.* 2004. Т. 42. № 3. С. 449–455.
71. **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>
72. **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. 53–59.
73. **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>

## Boiling in Forced Convection of Subcooled Liquid as a Method for Removing High Heat Fluxes (Review): Part 1. Characteristics, Mechanism, and Model of the Process, Heat Transfer, and Hydraulic Resistance

N. V. Vasil'ev<sup>a, b, \*</sup>, Yu. A. Zeigarnik<sup>a</sup>, and K. A. Khodakov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Joint Institute for High Temperatures (JIHT), Russian Academy of Sciences (RAS), Moscow, 125412 Russia

<sup>b</sup> Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

\*e-mail: nikvikvas@mail.ru

**Abstract**—A review of the data on boiling of a liquid at a temperature below the saturation temperature (subcooled liquid) and on the process enabling the removal of extremely high heat fluxes is presented. The review consists of two parts. The first part describes the characteristics of the process under consideration, its phenomenological models, and the results of analysis of heat transfer and hydraulic resistance. The second part will be devoted to the analysis of studies of critical heat fluxes and heat transfer enhancement. Specific features of the process mechanism are considered, such as chaotic spatial distribution and deactivation of nucleation sites during bubble collapse and absence of a vapor phase in the flow core. The data on the characteristic sizes of bubbles and their lifetimes are given, and the evolution of the bubble shape in time is described. The Snyder–Bergles phenomenological model corresponds to the observed subcooled liquid boiling pattern best of all and offers the most plausible description of the process. It is noted that, with a decrease in the subcooling, the subcooled liquid boiling gradually loses its specific features and takes on properties typical for saturated liquid boiling. The fully developed subcooled liquid boiling is a local phenomenon whose characteristics are controlled by local process conditions (local conditions hypothesis). It is reasonable to represent the subcooled boiling heat transfer as the sum of the convective component and the boiling component  $q_{\text{boil}}$  with the heat-transfer coefficient being fit quite well by a power-law dependence on  $q_{\text{boil}}$  with an exponent of  $n = 0.65\text{--}0.70$ . The hydraulic resistance in the flow of a boiling subcooled liquid is close to the resistance in a nonboiling liquid flow with the same mass flowrate.

*Keywords:* boiling, subcooled liquid, vapor bubbles, process mechanism, heat-transfer characteristics, hydraulic resistance