

03

## Критический тепловой поток при нестационарном вскипании воды на вертикально ориентированном нагревателе

© А.А. Левин<sup>1,2</sup>, П.В. Хан<sup>1,2</sup>, А.С. Сафаров<sup>2</sup>, И.И. Чупин<sup>1,2</sup>, Е.В. Самаркина<sup>3</sup><sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск, Россия<sup>3</sup> Иркутский национальный технический университет, Иркутск, Россия

E-mail: Lirt@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 21 ноября 2025 г.

Принято к публикации 21 ноября 2025 г.

Представлены результаты экспериментального определения плотности критического теплового потока при нестационарном вскипании воды на стальной поверхности в результате резкого выделения тепловой мощности. Условия экспериментов: средняя скорость подъемного движения воды 0.52 м/с, начальное давление 0.29 МПа, недогрев жидкости до температуры насыщения 23, 53 и 103 К. Показано, что влияние скорости нагрева поверхности на достижение температуры перехода к кризису кипения носит нелинейный характер.

**Ключевые слова:** недогретая жидкость, кипение, нестационарный теплообмен, критический тепловой поток.

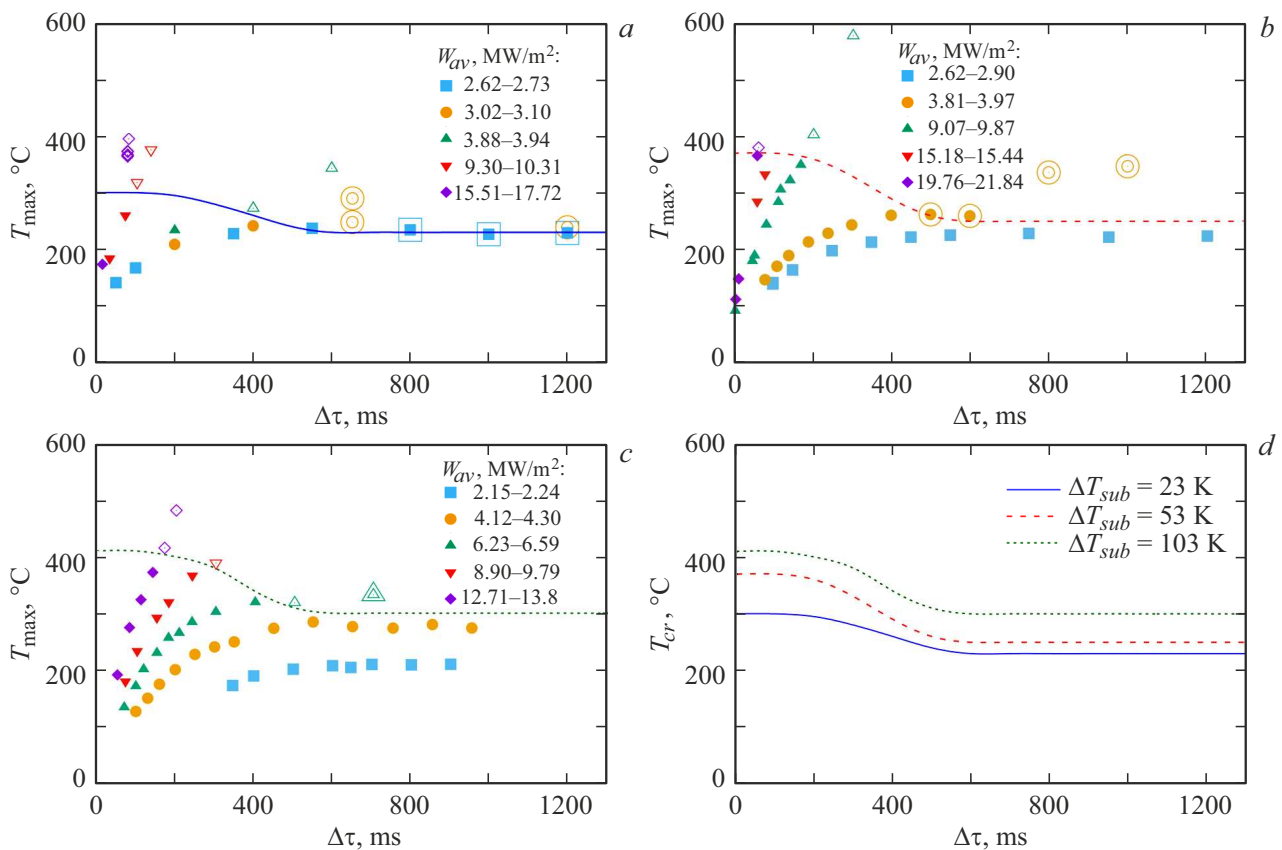
DOI: 10.61011/PJTF.2026.06.62457.20510

Разработка перспективных энергетических технологий неразрывно связана с использованием высоконапряженных теплообменных элементов, функционирование которых опирается на применение кипящих рабочих жидкостей. Ввиду поиска оптимального соотношения между максимизацией плотности тепловых потоков и обеспечением устойчивого функционирования аппаратов с протекающими фазовыми превращениями исследования критических тепловых потоков (КТП)  $q_{cr}$  в динамических граничных условиях являются актуальной задачей современной теплофизики [1]. Несмотря на обширные исследования последних десятилетий, экспериментальные результаты для нестационарных состояний охватывают лишь немногие из возможных сочетаний разнообразных условий: свойств материалов, их макро- и микрогеометрии и режимных условий. Имеющиеся на данный момент фундаментальные представления о физике протекания фазовых превращений вполне исчерпывающе способны описать отдельные механизмы перехода к кризису, однако для аварийных состояний оборудования, где характерны малые масштабы времени, не обеспечивается требуемая точность параметров, используемых в теоретических моделях. В связи с этим актуальной является задача определения КТП в динамической постановке с быстрым ростом температуры теплоотдающей поверхности.

Опыты выполнены на стенде Центра коллективного пользования „Высокотемпературный контур“, представляющем собой замкнутую систему с циркулирующей деаэрированной водой, охлаждаемой до необходимой температуры — 23, 53 и 103 К ниже температуры насыщения [2]. Начальные давление и средняя ско-

рость воды составили 0.29 МПа и 0.5 м/с соответственно. Нагревательный элемент представляет собой полую стальную трубку, через которую управляемыми импульсами заданной длительности пропускается выпрямленный электрический ток необходимой мощности. Осуществлялись серии экспериментов с различными начальными температурами жидкости ( $T_0$ ), но одинаковой средней выделяемой мощностью и увеличивающейся продолжительностью выделения тепла ( $\Delta\tau$ ) с измерением конечной температуры поверхности нагревателя ( $T_{max}$ ). При низкой мощности тепловыделения в конвективном, пузырьковом или переходном режимах теплопередачи достигается равновесие между выделяемым и рассеиваемым теплом, а конечная температура нагревателя одинакова для опытов с различной длительностью. По мере увеличения мощности достижение равновесия становится невозможным, начинает лавинообразно увеличиваться доля поверхности, занимаемой паром, и реализуется переход к пленочному кипению. Максимальный (критический) тепловой поток, рассеиваемый в кипящую жидкость, определялся путем нахождения минимальной удельной мощности, при которой при увеличении продолжительности нагрева и сохранении контакта поверхности нагревателя с жидкой водой температура не достигает постоянного значения. Погрешность определения КТП составляет около  $0.2 \text{ MW/m}^2$  и обусловлена стохастическим характером перехода к пленочному кипению.

Серии данных на рис. 1 различаются по скорости роста температуры теплоотдающей поверхности, которой соответствует определенный удельный тепловой поток



**Рис. 1.** Значения температуры теплоотдающей поверхности, достигаемые при нестационарном тепловыделении с различной длительностью, уровнем выделяемой мощности и начальной температурой охлаждающей жидкости.  $\Delta T_{sub} = 23$  (a), 53 (b) и 103 K (c). d — сравнение граничных температур для разных недогревов. Граничные температуры также показаны линиями на частях a–c. Двойные маркеры указывают на формирование паровой пленки в отдельных областях и соответствуют КТП.

выделяемой электрической энергии ( $W_{av}$ ). Достижение стационарных значений температуры поверхности для опытов с увеличивающимися продолжительностями тепловыделения означает реализацию баланса между подводимой энергией и ее поглощением в охлаждаемом потоке недогретой до температуры насыщения ( $T_{sat}$ ) воды. Для больших значений плотности теплового потока характерно наступление кризиса — ухудшение теплообмена, сопровождающееся уменьшением возможного отводимого количества тепловой энергии, что приводит к увеличению температуры поверхности. КТП, как известно [3], зависит от температуры потока охлаждающей жидкости и существенно возрастает с ее уменьшением. На рис. 1 также можно отметить и увеличение значения граничной температуры поверхности ( $T_{cr}$ ), при которой происходит переход от пузырькового кипения к пленочному, при росте тепловыделяющей мощности. При длительном нагреве с мощностью, соответствующей КТП, наблюдалось формирование паровой пленки в отдельных областях, что отмечено на рис. 1 двойными маркерами. Рис. 1, d позволяет оценить влияние фактора нестационарности на переход между режимами кипения: пузырьковым, реализующимся при температу-

ре поверхности ниже температуры  $T_{cr}$ , и пленочным, характеризующимся полным исчезновением смоченной поверхности после смыкания паровых пузырей и агломераций. Отметим, что при продолжительности нагрева более 0.5 s наступление пленочного кипения происходит при некоторых постоянных значениях температуры поверхности. Эти значения температуры зависят от величины недогрева жидкости до температуры насыщения ( $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_0$ ) и скорости роста температуры поверхности. Увеличение скорости нагрева теплоотдающей поверхности сопровождается нелинейным характером влияния начальной температуры на температуру перехода. Так, разница в температурах  $T_{cr}$  между опытами с недогревом 53 и 103 K существенно уменьшается при увеличении выделяемой мощности на нагревателе. Это наблюдение можно трактовать как возможность существования некоторого предельного времени перехода между пузырьковым и пленочными режимами кипения, обусловливаемого тепловыми процессами и фазовыми переходами.

Для сравнения с теоретическими значениями использовано несколько зависимостей, среди них широко известная формула Кутателадзе для КТП при кипении

недогретой до температуры насыщения жидкости [3]:

$$q_{cr} = 0.14r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g \Delta\rho} \left(1 + 0.1\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{3/4} \frac{\Delta i}{r}\right), \quad (1)$$

где  $\Delta\rho = \rho' - \rho''$ ,  $\Delta i = i' - i(T_0)$ ,  $r = i'' - i'$ ,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $g$  — ускорение свободного падения. Здесь  $\rho'$  и  $\rho''$  — плотности, а  $i'$  и  $i''$  — энтальпии насыщенных при данном давлении жидкой и паровой фаз соответственно. Следует обратить внимание на практически линейный характер зависимости (1) от начального недогрева жидкости. Напротив, формула Тонга, адаптированная в [4], описывает более сложный характер влияния начальной температуры

$$q_{cr} = r(\rho w)(0.27 + 5.93 \cdot 10^{-2} p)\Psi \text{Re}^{-0.5}, \quad (2)$$

где  $p$  выражено в МПа,  $\text{Re} = \frac{\rho w D}{\mu}$  — число Рейнольдса,  $\rho w$  — массовая скорость потока,  $D$  — эффективный диаметр канала,  $\mu$  — вязкость. Параметр  $\Psi$  представляет собой обобщение в виде кусочно-заданной функции от массового паросодержания  $x$ :

$$\Psi = \begin{cases} 1, & x < -0.1775, \\ 0.825 - 0.986x, & -0.1775 < x < 0. \end{cases} \quad (3)$$

В работе [5] приведено несколько серий экспериментальных данных, демонстрирующих нелинейный характер зависимости  $q_{cr}$  от  $\Delta T_{sub}$ , но отмечается, что при малых массовых скоростях нет выраженного локального минимума, а имеется только некоторое выполаживание. Зависимость критического теплового потока от недогрева жидкости задана следующим образом:

$$q_{cr} = A + B(\rho w)\Delta T_{sub}. \quad (4)$$

Здесь величина  $q_{cr}$  выражена в  $\text{MW/m}^2$ , а эмпирические коэффициенты  $A$  и  $B$  зависят от диаметра нагревателя. Для диаметра 12 mm  $A = 4.5 \text{ MW/m}^2$ ,  $B = 1.05 \cdot 10^{-5} \text{ MJ/(kg} \cdot \text{K)}$ . Сравнение результатов расчета по формулам (1), (2) и (4) с экспериментальными

данными (рис. 2) для установившегося режима (время нагрева более 500 ms) демонстрирует наилучшее совпадение с теоретическим предсказанием по формуле (1). Следует отметить, что для вертикально ориентированных поверхностей величина плотности критического теплового потока должна быть ниже теоретической (1) на 30–40 % [6]. Таким образом, в опытах с нестационарным вскипанием потока недогретой воды на вертикальном цилиндрическом нагревателе зафиксировано увеличение величины КТП на 30–40 %.

### Финансирование работы

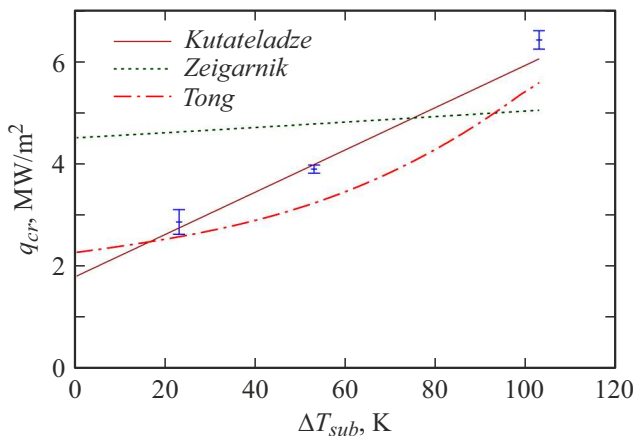
Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-19-00092-П).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] А.Н. Павленко, Теплоэнергетика, № 11, 86 (2020). DOI: 10.1134/S0040363620110090 [A.N. Pavlenko, Therm. Eng., **67** (11), 853 (2020). DOI: 10.1134/S0040601520110099].
- [2] А.А. Левин, П.А. Хан, Письма в ЖТФ, **50** (4), 19 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.04.57095.19762 [A.A. Levin, P.V. Khan, Tech. Phys. Lett., **50** (2), 58 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.02.57987.19762].
- [3] С.С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена (Атомиздат, М., 1979).
- [4] G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, Int. J. Heat Mass Transfer, **36** (5), 1269 (1993). DOI: 10.1016/S0017-9310(05)80096-1
- [5] Ю.А. Зейгарник, А.И. Климов, А.Г. Ротинов, Б.А. Смыслов, Теплоэнергетика, № 3, 14 (1997). [Yu.A. Zeigarnik, A.I. Klimov, A.G. Rotinov, B.A. Smyslov, Therm. Eng., **44** (3), 184 (1997).].
- [6] G. Liang, I. Mudawar, Int. J. Heat Mass Transfer, **117**, 1352 (2018). DOI: 10.1016/j.jheatmasstransfer.2017.09.134



**Рис. 2.** Сопоставление КТП с температурой недогрева потока до состояния насыщения.