

УДК 532.529

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ХЛАДОНА R113

© 2024 г. Н. В. Васильев*, Ю. А. Зейгарник, С. Н. Вавилов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: nikvikvas@mail.ru

Поступило в редакцию 13.03.2024 г.

После доработки 15.05.2024 г.

Принято к публикации 09.07.2024 г.

В работе представлены выявленные с помощью обобщения имеющихся и полученных новых экспериментальных данных особенности пузырькового кипения недогретого диэлектрического хладона R113 по сравнению с водой. Эксперименты проводились при атмосферном давлении в диапазонах недогревов до температуры насыщения $\Delta t_{\text{нел}} = 28\text{--}45^\circ\text{C}$ и массовой скорости $\rho w = 0\text{--}1500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$. Основным методом визуализации и регистрации характеристик течения являлась высокоскоростная съемка с частотой кадров до 50 кГц. Обнаружено отсутствие наблюдавшихся при кипении недогретой воды механизмов деактивации центров парообразования и отвода тепла от поверхности пузыря на стадии его роста нестационарной теплопроводностью при перемещающейся границе раздела фаз. Показаны более благоприятные по сравнению с водой условия для накопления паровой фазы в ядре потока.

DOI: 10.31857/S0040364424050168

ВВЕДЕНИЕ

Кипение жидкостей является эффективным способом отвода высоких плотностей тепловых потоков q в системах охлаждения различных современных аппаратов и оборудования [1–3]. В то же время интенсивность процесса становится еще выше в том случае, если жидкость в ядре потока недогрета до температуры насыщения [4]. При этом процесс кипения реализуется непосредственно у греющей стенки – паровые пузыри формируются в тонком перегретом слое у поверхности и затем конденсируются при контакте с холодными слоями жидкости в результате роста и отрыва. Таким образом, при кипении недогретых жидкостей сочетание двух высокоинтенсивных процессов теплопереноса (кипения и конденсации) обеспечивает крайне высокие (особенно при использовании в качестве теплоносителя воды) значения коэффициентов теплоотдачи и критических плотностей тепловых потоков $q_{\text{кр}}$ [5, 6].

Дополнительным преимуществом, обусловленным описанным выше механизмом кипения недогретой жидкости, является небольшое отличие величины гидравлического сопротивления канала теплоносителя по сравнению с его однофазным течением. Это становится возмож-

ным благодаря присутствию малого количества паровой фазы в ядре потока. Однако нужно отметить, что данный эффект имеет место только в случае больших недогревов до температуры насыщения $\Delta t_{\text{нел}}$ и плотностей тепловых потоков, далеких от $q_{\text{кр}}$ [7].

В статье [8] была представлена феноменологическая модель кипения недогретой жидкости, в которой каждый паровой пузырь рассматривался как своего рода микротепловая труба. В [9] по результатам многолетних комплексных исследований кипения недогретой воды в канале была предложена модификация данной модели, опирающаяся на три базовых механизма:

- деактивацию действующих центров парообразования и, как следствие, взрывного зарождения каждого нового пузыря с формированием микрослоя под ним и «полубесконечного» слоя холодной жидкости вокруг его купола;
- интенсивное испарение микрослоя в зоне контакта трех фаз;
- отвод тепла от купола пузыря нестационарной теплопроводностью в толщу холодной жидкости при граничных условиях первого рода с быстро перемещающимся фронтом прогреваемого слоя.

В настоящее время существует потребность в исследовании кипения недогретых диэлектрических жидкостей применительно к требующим отвода больших q системам охлаждения различной микро- и силовой электроники, суперкомпьютеров, авионики, лазеров и т.д. [10]. В наибольшей части работ в этой области акцент делается на исследование и интенсификацию интегральных характеристик кипения — критической плотности теплового потока и теплоотдачи [11–13]. Исследования физики процесса преимущественно сконцентрированы вокруг механизма наступления кризиса теплоотдачи, причем в основном в диапазоне малых недогревов до температуры насыщения ($\Delta t_{\text{нед}} < 25\text{--}30^\circ\text{C}$) [14, 15].

В связи с этим в данной работе проведено исследование пузырькового кипения диэлектрического хлада R113 в области больших недогревов ($\Delta t_{\text{нед}} = 28\text{--}45^\circ\text{C}$) на протяженной греющей поверхности ($4 \times 30 \text{ мм}^2$). Новые экспериментальные данные обобщены с полученными ранее при кипении недогретого хлада R113 на одиночном центре парообразования в [16]. Сравнение обобщенных данных с результатами для воды [17] позволило обнаружить довольно интересные и важные особенности, которые, по всей видимости, не позволяют распространить предложенную в [9] модификацию феноменологической модели процесса для воды на исследуемую жидкость.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование проводилось на экспериментальной установке, представляющей собой замкнутый циркуляционный контур. В качестве рабочего участка использовался вертикально расположенный канал длиной 70 мм прямоугольного поперечного сечения $21 \times 5 \text{ мм}^2$ с восходящим движением жидкости. В качестве теплоотдающей использовалась тонкая пластина из нержавеющей стали X18H10T длиной 30 мм, шириной 4 мм и толщиной 0.1 мм. Нагрев осуществлялся постоянным электрическим током. Плотность теплового потока рассчитывалась по измеряемому в эксперименте падению напряжения и силе тока на пластине. Шероховатость поверхности греющей пластины измерялась с помощью профилометра Talystep (Taylor-Hobson) и составила по значению среднего арифметического отклонения профиля $R_a = 0.18 \text{ мкм}$. Для поддержания и изменения температуры жидкости в контур были введены два теплообменных аппарата: охладитель и подогреватель. Основным методом визуализации и регистрации характеристик течения являлась высокоскоростная съемка процесса кипения с частотой до 50 кГц и временем

экспозиции до 2 мкс на камеры Photron Fastcam SA4 и Phantom VEO 410s, производимая через специальные смотровые окна в рабочем участке. Более подробное описание экспериментальной установки представлено в [7, 16, 17], а ее схема — на рис. 1 в [7].

Эксперименты с хладоном R113 проводились при атмосферном давлении и массовой скорости $\rho w = 0\text{--}1500 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$. Нужно отметить, что для применения диэлектрических хладонов в системах охлаждения электроники их температура насыщения должна быть ниже (для обеспечения надежного процесса кипения желательно хотя бы на пару десятков градусов) предельной температуры перегрева чипов ($70\text{--}80^\circ\text{C}$). Это обстоятельство не позволяет при атмосферном давлении достигать таких высоких степеней недогрева, как в случае воды.

Свойства воды и хлада R113 при $p = 0.1 \text{ МПа}$

Свойство	Вода	R113
Температура кипения, $^\circ\text{C}$	100	47.5
Теплота парообразования, кДж/кг	2257	148
Плотность жидкости при 20°C , кг/м^3	998	1525
Плотность насыщенного пара, кг/м^3	0.6	6.3
Коэффициент теплопроводности при 20°C , Вт/(м К)	0.599	0.065
Удельная теплоемкость при 20°C , Дж/(кг К)	4183	984
Критическое давление $p_{\text{кр}}$, МПа	22.06	3.4
Приведенное давление $p/p_{\text{кр}}$	4.5×10^{-3}	2.9×10^{-2}

При экспериментах с водой при атмосферном давлении в широком диапазоне недогревов ($\Delta t_{\text{нед}} = 30\text{--}75^\circ\text{C}$) было зафиксировано хаотическое пространственное распределение пузырей на греющей поверхности во времени, т.е. отсутствие постоянно действующих центров парообразования, характерных для кипения жидкости при температуре насыщения (процесс иллюстрируется на видео № 1¹ с частотой съемки 50 кГц, кадры — на рис. 1) [17]. Скорее всего, это объясняется тем, что при быстром схлопывании (за 300–500 мкс от максимального размера) парового пузыря в недогретой жидкости во впадине, которая являлась центром парообразования, не остается пузырька малого размера, как при кипении жидкости при температуре насыщения. Таким образом, происходит деактивация центра

¹ С видео № 1 можно ознакомиться на странице статьи на сайте <https://www.mathnet.ru/rus/tvt12021>

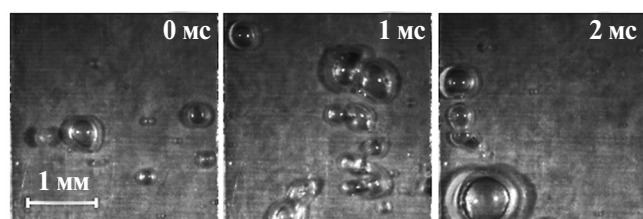


Рис. 1. Хаотическое распределение центров парообразования вследствие их деактивации при кипении недогретой воды, $\Delta t_{\text{нед}} = 75^\circ\text{C}$, массовой скорости $\rho w = 650 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$, $q = 2.3 \text{ МВт}/\text{м}^2$.

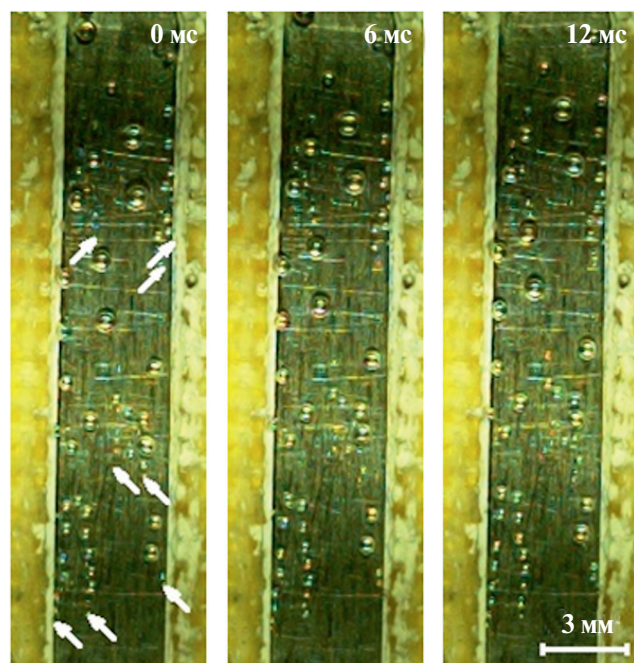


Рис. 2. Кипение недогретого до температуры насыщения хладона R113 при $\Delta t_{\text{нед}} = 32^\circ\text{C}$, $\rho w = 0$, $q = 43 \text{ кВт}/\text{м}^2$; белые стрелки – центры парообразования.

парообразования. И процесс начинается заново на новом центре.

Такое быстрое схлопывание (конденсация) пузырей обусловлено отводом тепла нестационарной теплопроводностью в “полубесконечный” слой холодной жидкости с движущейся границей и граничными условиями первого рода [9]. Причем основная доля тепла передается окружающей жидкости на стадии роста пузыря. Постоянство граничных условий (температуры воды, омывающей поверхность пузыря) обеспечивается большой скоростью роста пузыря (5–6 м/с в исследованных условиях).

В случае пузырей пара хладона R113 скорость их роста примерно на полтора–два порядка ниже по сравнению с водой, что связано с сильными отличиями в теплофизических свойствах.

Скорость роста пузырей рассчитывалась с помощью деления максимального диаметра пузыря на время роста, которые определялись в эксперименте (графики изменения диаметра пузыря от времени для воды и хладона R113 см. на рис. 6 и 7 в [16] соответственно). Поэтому температура омывающей пузырь жидкости растет при конденсации пара с его поверхности (не соблюдаются граничные условия первого рода), и интенсивность отвода тепла нестационарной теплопроводностью в толщу жидкости падает пропорционально квадратному корню от времени. Вследствие этого, а также более низких теплофизических свойств R113 по сравнению с водой, пузырь не схлопывается сразу после отрыва вблизи центра парообразования (в случае воды схлопывание происходит в течение десятых долей мс после отрыва), а отрывается и движется в потоке жидкости, постепенно конденсируясь (процесс конденсации может занимать десятки–сотни мс) (рис. 2). Процесс отрыва становится похож на таковой при кипении насыщенной жидкости, соответственно при этом не происходит деактивации центра.

После отрыва пузыря от центра парообразования, как показали эксперименты, его полного схлопывания в пределах движения вдоль греющей пластины также не происходит. Из каждого центра «один за другим» движутся в потоке цепочки пузырей (процесс иллюстрируется на видео № 2², кадры представлены на рис. 2). Время жизни пузырей при этом сильно (на 2–3 порядка) возрастает по сравнению с водой (см. рис. 5–7 в [16]). Таким образом, пузыри могут сливаться и формировать в ядре потока определенное количество паровой фазы, увеличивающееся с ростом q . Данное явление приводит к увеличению гидравлического сопротивления при течении теплоносителя, а также увеличивает вероятность образования в потоке крупных паровых агломератов, что может привести к разверке каналов системы охлаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование показало, что в случае кипения недогретой диэлектрической жидкости R113 на снижение интенсивности теплоотдачи по сравнению с водой помимо более низких теплофизических свойств влияют эффекты исключения механизмов деактивации центров парообразования и отвода тепла от поверхности пузыря нестационарной теплопроводностью в толщу холодной жидкости при граничных условиях первого рода с быстро перемещающимся фронтом прогреваемо-

² С видео № 2 можно ознакомиться на странице статьи на сайте <https://www.mathnet.ru/rus/tvt12021>

го слоя. Также исключается в случае кипения недогретого хладона R113 дополнительное преимущество при использовании воды, обусловленное небольшим отличием величины гидравлического сопротивления канала теплоносителя по сравнению с его однофазным течением.

Выявленные особенности, по всей видимости, не позволяют распространить модифицированную феноменологическую модель кипения недогретой жидкости для воды на хладон R113. Также они могут наложить определенные ограничения на использование кипения недогретого хладона R113 в системах охлаждения с множеством параллельных каналов, особенно малых поперечных сечений (в частности, микроканалов).

Вероятно, похожие особенности кипения могут наблюдаться и в случае использования недогретых жидкостей фирмы 3М (FC-72, Novex 649 и др.), имеющих близкие теплофизические свойства с хладоном R113. Однако для проверки данного тезиса требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-00270-24-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павленко А.Н. Кипение в публикациях ТВТ: от базовых механизмов к разработке методов управления потоками для интенсификации теплообмена // ТВТ. 2023. Т. 61. № 6. С. 807.
2. Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 280.
3. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков с твердыми частицами, каплями и пузырями // ТВТ. 2023. Т. 61. № 6. С. 926.
4. Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А. Кипение при вынужденном течении недогретой жидкости как метод отвода высоких тепловых потоков (обзор). Ч. 1. Характеристики, механизм и модель процесса, теплоотдача и гидравлическое сопротивление // Теплоэнергетика. 2022. № 4. С. 3.
5. Mudawar I., Bowers M.B. Ultra-high Critical Heat Flux (CHF) for Subcooled Water Flow Boiling – I: CHF Data and Parametric Effects for Small Diameter Tubes // Int. J. Heat Mass Transfer. 1999. V. 42. № 8. P. 1405.
6. Дедов А.В. Критические тепловые нагрузки при кипении в недогретом потоке // Теплоэнергетика. 2010. № 3. С. 2.
7. Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Вавилов С.Н. Паровые агломераты и сухие пятна как предвестники кризиса кипения недогретой жидкости в канале // ТВТ. 2021. Т. 59. № 3. С. 373.
8. Snyder N.W., Robin T.T. Mass-transfer Model in Subcooled Nucleate Boiling // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1969. V. 91. № 3. P. 404.
9. Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Вавилов С.Н. Модификация феноменологической модели кипения недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 2023. № 2. С. 90.
10. Kharangate C.R., O'Neill L.E., Mudawar I., Hasan M.M., Nahra H.K., Balasubramaniam R., Hall N.R., Macner A.M., Mackey J.R. Effects of Subcooling and Two-phase Inlet on Flow Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in a Horizontal Channel with One-sided and Double-sided Heating // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 91. P. 1187.
11. Maddox D.E., Mudawar I. Enhancement of Critical Heat Flux from High Power Microelectronic Heat Sources in a Flow Channel // Trans. ASME. J. Electron. Packag. 1990. V. 112. P. 241.
12. Li Y., Fukuda K., Liu Q. Subcooled Boiling FC-72 in Vertical Low Diameter Tubes // Proc. 16th Int. Heat Transfer Conf. 2018. IHTC16-23064.
13. Liang G., Mudawar I. Review of Channel Flow Boiling Enhancement by Surface Modification, and Instability Suppression Schemes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 146. P. 1.
14. Bang I.C., Chang S.H., Baek W.P. Visualization of the Subcooled Flow Boiling of R-134a in a Vertical Rectangular Channel with an Electrically Heated Wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 4349.
15. Bloch G., Muselmann W., Saier M., Sattelmayer T. A Phenomenological Study on Effects Leading to the Departure from Nucleate Boiling in Subcooled Flow Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 67. P. 61.
16. Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Вавилов С.Н., Лиджиев Е.А. Эволюция и характеристики одиночных пузырей при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения: итоги экспериментального исследования // Вестник ОИВТ РАН. 2023. Т. 9. С. 23.
17. Васильев Н.В., Вараксин А.Ю., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В. Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // ТВТ. 2017. Т. 55. № 6. С. 712.