

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ¹

© 2023 г. Н. В. Васильев^{a, b, *}, Ю. А. Зейгарник^a, С. Н. Вавилов^a

^aОбъединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, Москва, 105005 Россия

*e-mail: nikvikvas@mail.ru

Поступила в редакцию 13.07.2022 г.

После доработки 22.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В работе приводится ряд положений, развивающих феноменологическую модель Снайтера – Берглеса, которая позволяет максимально правдоподобно описать кипение недогретой до температуры насыщения жидкости (одного из наиболее эффективных способов отвода больших тепловых потоков). В результате исследований динамики одиночных паровых пузырей, проведенных с помощью высокоскоростной видеосъемки (с частотой кадров до 150 кГц), показано, что данное явление определяется такими повторяющимися процессами, как взрывное вскипание каждого нового пузыря, испарение микрослоя, образовавшегося в корне пузыря, и отвод тепла конденсации пара от купола пузыря в толщу холодной жидкости нестационарной теплопроводностью. Из экспериментов, выполненных на двух жидкостях с сильно различающимися теплофизическими свойствами (воде и хладоне R-113), следует, что форма пузырей на стадии роста в значительной степени зависит от значения приведенного давления кипящей жидкости $p_{пр} = p/p_{кр}$ (здесь p – давление в жидкости; $p_{кр}$ – ее критическое давление). При низких давлениях ($p_{пр} \leq 0.005$) пузырь, как правило, обретает близкую к полусфере форму, которая с увеличением $p_{пр}$ стремится к сферической. Форма пузыря влияет на размер зоны максимальной интенсивности испарения (микрослоя). Показано, что высокий уровень теплоотдачи при кипении недогретой жидкости достигается в результате повышенной интенсивности как испарения в зоне тройной линии, так и отвода тепла конденсации нестационарной теплопроводностью в “полубесконечный” слой холодной жидкости с движущейся границей и граничными условиями первого рода. Оценки показывают, что основная доля тепла, накопленного теплоотдающей поверхностью, передается окружающей жидкости на начальной фазе инерционной стадии роста пузыря.

Ключевые слова: кипение, недогретая жидкость, механизм процесса, феноменологическая модель Снайтера – Берглеса, высокоскоростная видеосъемка

DOI: 10.56304/S0040363623020091

Кипение жидкости, среднемассовая температура потока которой ниже температуры насыщения ($t_{нас}$), относится к числу наиболее эффективных способов отвода больших тепловых потоков. В обзорной работе авторов [1, 2] рассмотрены основные аспекты, связанные с применением этого способа и касающиеся общего описания механизма процесса, теплоотдачи, гидравлического сопротивления, кризисов теплообмена при кипении и интенсификации теплоотдачи. Вместе с тем, в этой публикации указано, что есть ряд вопросов, требующих уточнения и определенной

доработки, к числу которых относится феноменологическая модель процесса.

В [1, 2] отмечалось, что в наибольшей мере наблюдаемой картине кипения недогретой жидкости отвечает феноменологическая модель Снайтера – Берглеса [3, 4], которая позволяет описать процесс с максимальным правдоподобием (maximal likelihood). В настоящей статье приводится ряд соображений, позволяющих развить данную модель.

Высокий уровень теплообмена при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения (поверхностного кипения), обычно связывают прежде всего с большим числом действующих центров парообразования и высокоинтенсивны-

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-08-00188.

ми подпроцессами фазового перехода (испарением и конденсацией).

Говоря о колоссальном числе активных центров парообразования (заселенности паровыми пузырями поверхности нагрева) – сотнях тысяч пузырей в 1 с на 1 см², следует учитывать, что продолжительность жизни парового пузыря составляет всего несколько сот микросекунд. Тогда окажется, что даже при достаточно большой плотности теплового потока ($q = 3\text{--}5$ МВт/м² для воды при атмосферном давлении) на площадке 1 мм² одновременно будут находиться один-два активных паровых пузыря. Как показывают эксперименты, превышение этого числа пузырей ведет к их слиянию [5, 6], образованию крупных паровых агломератов, возникновению под ними сухих пятен и далее – к кризису теплоотдачи.

В режиме регулярного кипения недогретой жидкости паровые пузыри в “ансамбле” (большом количестве) на протяженной поверхности нагрева ведут себя в достаточной степени автономно, как одиночные пузыри, проходя путь от зарождения до схлопывания, причем последнее происходит уже, как правило, после отрыва пузыря в поток холодной жидкости [7]. Изучив и правильно описав весь цикл жизни одиночного пузыря, можно предсказать его поведение в ансамбле и представить феноменологическую картину (модель) процесса кипения недогретой жидкости.

Очень важным обстоятельством является то, что в итоге своей эволюции паровой пузырь схлопывается полностью, не оставляя паровых зародышей на теплоотдающей поверхности, и каждый новый пузырь начинает свою жизнь “с чистого листа”, проходя последовательно стадии зарождения, инерционного роста (рэлеевскую стадию), период сравнительно медленного уменьшения в размерах, отрыва от центра парообразования и конденсации (схлопывания) в потоке холодной жидкости (рис. 1).

Следует отметить, что на начальной стадии роста пузыря (см. рис. 1, *а–в*) скорость увеличения его диаметра близка к линейной, и это хорошо коррелирует с данными анализа, приведенного в [8].

Наиболее важная фаза эволюции парового пузыря – стадия его инерционного роста (рэлеевская стадия). Обычно приводимые в литературе феноменологические модели, в частности наиболее правдоподобная, по мнению авторов данной статьи, модель Снайдера – Бергlesa, описывают события, приходящиеся на эту фазу.

Кипение недогретой жидкости в целом определяется такими процессами, как испарение микрослоя, образовавшегося в корне пузыря, и отвод тепла конденсации пара от купола пузыря в толщу холодной жидкости нестационарной теплопроводностью (см. рис. 5 в [1]).

Форма пузыря, возникающего на греющей поверхности, в значительной степени зависит от приведенного давления кипящей жидкости $p_{пр} = p/p_{кр}$ [8, 9]. При $p_{пр} \leq 0.005$ пузырь, как правило, приобретает близкую к полусфере форму, которая с увеличением $p_{пр}$ постепенно изменяется на сферическую. Рисунки 1 и 2, иллюстрирующие эволюцию пузырей паров воды и хладона R-113 при кипении при атмосферном давлении, наглядно это демонстрируют. При этом клиновидный участок небольшого размера вблизи сухой впадины – центра парообразования – сохраняется. Уменьшается размер зоны, занимаемой микрослоем жидкости вблизи так называемой линии тройного контакта (паровой, жидкой и твердой фаз). Интенсивность испарения (фазового перехода) в данной зоне чрезвычайно высока [8]. По сути, отвод основного количества тепла, подведенного к поверхности нагрева, аккумулированного в ней и приходящегося на испарение охлаждающей жидкости, происходит, пока существует эта зона. Все остальное время греющая поверхность преимущественно накапливает подводимое к ней тепло, повышая свою температуру относительно температуры насыщения. То есть инерционная стадия роста пузыря (особенно ее начальный период) при кипении недогретой жидкости одновременно фактически является и периодом отвода основного тепла, запасенного греющей поверхностью. Детальное описание испарения микрослоя и закономерностей рэлеевской (инерционной) стадии роста пузыря дано в [8].

Как показывают количественные оценки этого процесса, через паровой пузырь, как через своего рода микротепловую трубу, проходит пар, объем которого многократно превышает максимальный объем пузыря. Как упоминалось ранее, это происходит в начальный период инерционной стадии роста пузыря. Пар конденсируется на межфазной поверхности (куполе пузыря), а тепло конденсации отводится в толщу холодной жидкости, обтекающей пузырь. Последнее должно происходить в то же самое время, что и интенсивное испарение через зону тройной линии. В работах [10, 11] отмечалось, что подобным процессом можно считать нестационарную теплопроводность в жидкости, на начальной стадии которой (ее продолжительность – десятки микросекунд) тепловые потоки чрезвычайно высоки. Однако они снижаются обратно пропорционально корню квадратному от времени. При обсуждении рассматриваемых в статье материалов с Г.Г. Яньковым и В.А. Артемовым (НИУ МЭИ) было обращено внимание на чрезвычайно важное обстоятельство, сопровождающее нестационарную теплопроводность в бесконечном (по отношению к размерам пузыря) слое холодной жидкости, берущем начало на куполе пузыря. Начало координат этого слоя [поверхность, находящаяся

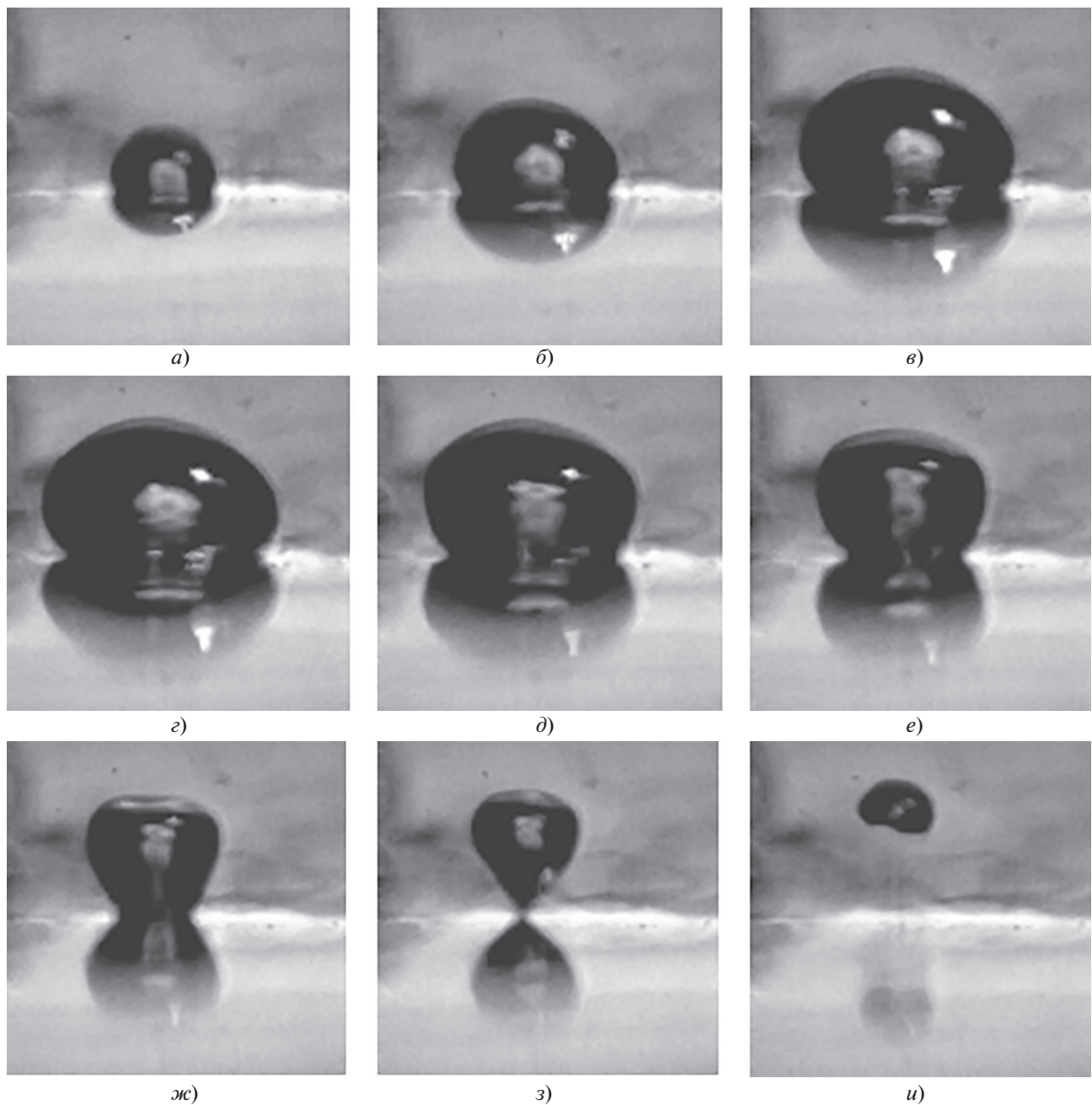


Рис. 1. Эволюция пузыря водяного пара.

Время от зарождения пузыря, мс: $a - 0.013$; $b - 0.033$; $c - 0.053$; $d - 0.15$; $e - 0.36$; $ж - 0.82$; $з - 0.97$; $и - 1.11$.

Экспозиция — 6.7 мкс; недогрев воды $\Delta t_{\text{нед}} = 40^\circ\text{C}$; плотность теплового потока $q = 1 \text{ МВт/м}^2$; приведенное давление $p_{\text{пр}} = 4.5 \times 10^{-3}$. Размер кадров: $1.8 \times 1.8 \text{ мм}$

на границе раздела фаз (куполе пузыря), с температурой, равной температуре насыщения жидкости $t = t_{\text{нас}}$ непрерывно смещается с большой скоростью в глубь холодной жидкости (скорость перемещения купола пузыря в жидкости на начальной стадии, продолжительность которой составляет десятки микросекунд, выше скорости “тепловой волны”). То есть интенсивный отвод тепла конденсации сохраняется на протяжении этой стадии эволюции пузыря — это эффект особой зна-

чимости. В итоге высокий уровень теплоотдачи при кипении недогретой жидкости обеспечивается повышенной интенсивностью испарения в зоне тройной линии и отвода тепла конденсации нестационарной теплопроводностью в “полубесконечный” слой с движущейся границей и граничными условиями первого рода на протяжении инерционной стадии роста пузыря. Детали процесса нестационарной теплопроводности приведены в [12].

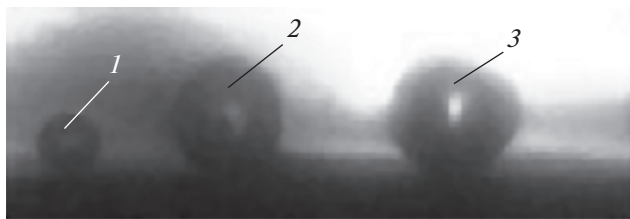


Рис. 2. Пузырь сферической формы паров хладона R-113 на различных этапах его жизни. Время от момента зарождения пузырей, мс: 1 – 2.8; 2 – 15.9; 3 – 29. Экспозиция – 20 мкс; недогрев жидкости $\Delta t_{\text{нед}} = 41^\circ\text{C}$; плотность теплового потока $q = 0.06 \text{ МВт/м}^2$; приведенное давление $p_{\text{пр}} = 3 \times 10^{-2}$. Размер кадра: $0.6 \times 1.8 \text{ мм}$

Таким образом, феноменологическое описание процесса кипения недогретой жидкости базируется на трех явлениях: полной деактивации действующих центров парообразования, которая обеспечивает взрывное вскипание, быстром расширении возникающего пузыря и образовании жидкого микрослоя в зоне тройной линии. Через образовавшийся микрослой происходит интенсивный сток тепла, накопленного греющей поверхностью в процессе эволюции (жизни) парового пузыря и в инкубационный период между последовательно существующими пузырями. Тепло, конденсирующееся на куполе пузыря пара, отводится путем нестационарной теплопроводности в толщу холодной жидкости при граничных условиях первого рода с быстро перемещающимся началом координат прогреваемого слоя.

ВЫВОДЫ

1. При кипении недогретой жидкости форма пузырей, влияющая на зоны максимальной интенсивности испарения, в значительной степени определяется приведенным давлением кипящей жидкости $p_{\text{пр}} = p/p_{\text{кр}}$. При $p_{\text{пр}} \leq 0.005$ пузырь близок к полусферической форме, которая с увеличением $p_{\text{пр}}$ стремится к сферической.

2. При феноменологическом описании процесса кипения недогретой жидкости следует учитывать три базовых явления:

полную деактивацию действующих центров парообразования и взрывное зарождение каждого нового пузыря с формированием микрослоя под пузырем и “полубесконечного” слоя холодной жидкости вокруг купола пузыря;

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 началом координат прогреваемого слоя.

3. Основная доля тепла, накопленного теплоотдающей поверхностью, передается окружающей жидкости на начальной фазе инерционной стадии роста пузыря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **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. 3–21. <https://doi.org/10.1134/S0040363622040075>
2. **Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А.** Кипение при вынужденном течении недогретой жидкости как метод отвода высоких тепловых потоков (обзор). Ч. 2. Критические тепловые потоки, интенсификация теплоотдачи // Теплоэнергетика. 2022. № 5. С. 3–17. <https://doi.org/10.1134/S0040363622050071>
3. **Snyder N.W., Robin T.T.** Mass-transfer model in subcooled nucleate boiling // J. Heat Transfer. 1969. V. 91. Is. 3. P. 404–411. <https://doi.org/10.1115/1.3580198>
4. **Bergles A.E.** Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low-quality forced convection systems // Nucl. Safety. 1977. V. 18. Is. 2. P. 154–167.
5. **Burnout** in subcooled flow of boiling 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)
6. **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. Вып. 3. С. 373–383. <https://doi.org/10.31857/S0040364421030157>
7. **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>
8. **Ягов В.В.** Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие для вузов. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
9. **Толубинский В.И.** Кипение жидкостей. Киев: Наукова думка, 1980.
10. **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)
11. **Замечания** к феноменологической модели кипения недогретой жидкости / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, С.Н. Вавилов // Теплоэнергетика. 2020. № 12. С. 83–87. <https://doi.org/10.1134/S0040363620120139>
12. **Лыков А.В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.

Modification of the Phenomenological Model of Boiling an Uncooled Liquid

N. V. Vasiliev^{a, b, *}, Yu. A. Zeigarnik^a, and S. N. Vavilov^a

^a Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

^b Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: nikvikvas@mail.ru

Abstract—The paper presents a number of provisions that develop the phenomenological Snyder–Bergles model, which allows the most plausible description of the boiling of a liquid subcooled to the saturation temperature (one of the most effective ways to remove large heat fluxes). As a result of studies of the dynamics of single vapor bubbles carried out using high-speed video recording (with a frame rate of up to 150 kHz), it has been shown that this phenomenon is determined by such repeating processes as the explosive boiling up of each new bubble, the evaporation of the microlayer formed at the root of the bubble, and heat removal condensation of steam from the dome of the bubble into the thickness of the cold liquid by nonstationary thermal conductivity. From experiments performed on two liquids with very different thermophysical properties (water and freon R-113), it follows that the shape of bubbles at the growth stage largely depends on the value of the reduced pressure of the boiling liquid $p_{\text{etc}} = p/p_{\text{kr}}$ (here p is pressure in the liquid; p_{kr} is its critical pressure). At low pressures ($p_{\text{etc}} \leq 0.005$), the bubble, as a rule, acquires a shape close to a hemisphere, which, with increasing p_{etc} tends to be spherical. The shape of the bubble affects the size of the zone of maximum evaporation intensity (microlayer). It is shown that a high level of heat transfer during boiling of a subcooled liquid is achieved as a result of an increased intensity of both evaporation in the zone of the triple line and removal of condensation heat by nonstationary heat conduction into a “semi-infinite” layer of a cold liquid with a moving boundary and boundary conditions of the first kind. Estimates show that the main part of the heat accumulated by the heat-releasing surface is transferred to the surrounding liquid at the initial phase of the inertial stage of bubble growth.

Keywords: boiling, subcooled liquid, process mechanism, phenomenological Snyder–Bergles model, high-speed video recording