

УДК 536.423

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ КРИЗИС ПРИ СПОНТАННОМ ВСКИПАНИИ ПЕРЕГРЕТОГО *n*-ПЕНТАНА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕКЛЯННОЙ ТРУБКЕ

© 2023 г. М. А. Паршакова¹, *, Е. В. Липнягов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

*E-mail: parmari@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 19.06.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Исследована кинетика вскипания перегретого *n*-пентана в стеклянной трубке при помощи скоростной видеосъемки и быстродействующего датчика давления. Верх трубки запаян. Показано, что с приближением к пороговой температуре вскипание перегретой жидкости сопровождается значительными скачками и колебаниями давления, а формирование паровой пленки может начинаться с самоорганизации в пристеночном слое жидкости.

DOI: 10.31857/S0367676523702708, EDN: ECMCRB

ВВЕДЕНИЕ

Вскипание и последующее кипение перегретой жидкости относятся к фазовым переходам первого рода. При глубоких заходах в область метастабильных состояний этот процесс протекает в условиях интенсивного тепловыделения, сопровождается гидродинамическими ударами, паровым взрывом [1–5]. В аварийной ситуации эти явления приводят к негативным и даже катастрофическим последствиям, но в контролируемом процессе они могут сыграть и положительную роль.

При кипении могут возникать кризисы, характеризующиеся резким изменением теплоотдачи. В условиях свободной конвекции различают первый кризис, который наблюдается при переходе от пузырькового к пленочному, и второй кризис – наоборот, от пленочного к пузырьковому [6–11]. Они определяются гидродинамикой процесса. Непосредственный переход от свободной однофазной конвекции к пленочному кипению приводит к третьему кризису, имеющему термогидродинамическую природу. Четвертый кризис обусловлен чисто термодинамическими причинами. Он связан с термодинамической неустойчивостью жидкой фазы и заключается в образовании пристеночного парового слоя [10].

Третий кризис имеет прямое отношение к флуктуационным центрам кипения. Он встречается в области низких давлений при вскипании на поверхностях, обедненных центрами парообразования [12]. Вскипание имеет кавитационный характер – наблюдается взрывообразное возникновение микропузырей в окрестности нагревате-

ля, испарение пристеночного слоя жидкости. Также третий кризис кипения может возникать при квазистационарном перегреве пристеночного слоя жидкости вблизи нагревателя малого диаметра. Необходимым, хотя и недостаточным условием для него является образование характерного парового чужка – фронта вскипания с постоянной скоростью его распространения [13, 14]. При импульсном перегреве жидкости на проводочке с экстремально высокими скоростями нагрева ($\sim 10^6$ – 10^8 К/с) возникает четвертый кризис [1, 2, 15]. В этом случае вскипание происходит вблизи границы достижимого перегрева, определяемой по теории гомогенной нуклеации. Кризис теплоотдачи, возникающий при переходе к сферической форме испаряющейся капли, перегретой на горячей поверхности, также имеет термодинамическую составляющую [16, 17]. Он сопровождается фликкер-шумом, что является признаком самоорганизованной критичности в условиях неравновесного фазового перехода. Фликкер-шум возникает при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой [18], взрывном вскипании вихревой струи при истечении через сопло [19].

В условиях вынужденной конвекции при течении в трубах различают два основных вида кризиса, которые были определены В.Е. Дорошуким [7] как кризисы 1-го и 2-го рода. Кризис 1-го рода, аналогично кризису в большом объеме, связан с потерей устойчивости кипящего двухфазного слоя. Кризис кипения 2-го рода обусловлен разрушением жидкой пленки при переходе от дис-

персно-кольцевого режима течения к дисперсному. Характерной величиной для этого кризиса является граничное расходное паросодержание. Однофазная конвекция может непосредственно перейти в пленочное кипение, минуя стадию развитого пузырькового кипения. Механизм такого перехода называют кризисом 3-го рода. Возникновение на поверхности нагрева паровой пленки вследствие достижения температуры термодинамической неустойчивости жидкой фазы можно считать кризисом 4-го рода [10].

По структуре вертикального двухфазного потока различают следующие основные режимы течения [7–11]: пузырьковый; снарядный (с пузырьками Тэйлора, похожими на снаряд); пробковый (или режим слитных пузырей); эмульсионный (или вспененный с пузырями неправильной формы и колебательным движением жидкости вверх и вниз по трубе); дисперсно-кольцевой (с паровым ядром и жидкой пленкой на поверхности трубки); обращенный дисперсно-кольцевой (с жидким ядром и паровой пленкой); дисперсный (с течением смеси пара и капель).

Фронт вскипания может формироваться при быстрой разгерметизации цилиндрического канала [20] в волне разряжения. Этот процесс не монотонный и имеет пульсирующий характер скорости V_f из-за спонтанной конденсации насыщенного пара. Давление жидкости в момент вскипания скачкообразно растет, а затем пульсирует, снижаясь до давления среды. Пульсации давления характерны для вскипания перегретых капелек в жидкой среде [21].

В работе [22] изучено распространение фронта испарения, возникающего в процессе спонтанного вскипания перегретого *n*-пентана в термостатируемой вертикальной стеклянной трубке при установившемся атмосферном давлении p_a . Верх трубки запаян. Проведено сопоставление скорости фронта V_f (0.55–2.10 м/с) со средними временами ожидания вскипания в интервале температур 100.3–125.3°C. Показано, что величина V_f растет вместе с начальной температурой перегрева и зависит от конфигурации межфазной поверхности жидкость–пар. По данным датчика давления СДВ “STANDARD” (скорость измерения 5 Гц) давление жидкости в процессе вскипания возрастало от p_a до давления насыщенных паров перегретого *n*-пентана p_s при температуре термостата T . В интервале температур 120.3–125.3°C обнаружено, что вблизи верхней трехфазной линии раздела фаз возникает неоднородность наподобие “вязких пальцев”, характерных для неустойчивости Саффмана–Тейлора или быстрого вытеснения газом плотной жидкости из пористой среды [23].

Целью настоящей работы является совместное изучение кинетики и динамики спонтанного вскипания перегретой жидкости (*n*-пентана) при

помощи скоростной видеосъемки исследуемого процесса в двух взаимно-перпендикулярных проекциях и быстродействующего датчика давления Keller PAA-M5 (с полосой пропускания 50 кГц). Предполагается, что такой подход позволит получить важные сведения об исследуемом процессе.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В проведенных ранее опытах [24–27] обнаружено, что граница достижимого перегрева *n*-пентана в стеклянной трубке определяется двумя наиболее активными центрами парообразования (видимыми дефектами трубки вблизи запаянного конца). С целью исключения их влияния была проведена модификация экспериментальной установки, а именно термостатирована середина трубки (см. рис. 1). Трубка ориентирована вертикально. Ее верх запаян. Внутренний и внешний диаметр трубки – 5.6 и 10 мм, соответственно. Длина и объем термостатированной области составляют 82.8 мм и $2.0 \cdot 10^{-6}$ м³, соответственно.

На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки. Перед измерениями исследуемая жидкость (*n*-пентан PRS (Panreac) чистотой 99.7%) дегазируется. С этой целью *n*-пентан помещается в резервуар 7, соединенный посредством трубок и вентиля 10 с системой заполнения и дегазации 11, 13, 14, блоком управления давлением 12 и стеклянной трубкой 1. Резервуар 7 подключен к криостату 8 для охлаждения и снабжен нагревательными элементами для возврата к комнатной температуре. Дегазация как исследуемой жидкости, так и всех элементов установки, соединенных с резервуаром при комнатной температуре, происходит с помощью охлаждения резервуара 7 до –80°C и последующего вакуумирования до –0.095 МПа (относительно атмосферы) форвакуумным насосом 11. Контроль вакуумирования (p_{vc}) осуществляется датчиком давления-разряжения типа СДВ “STANDARD”. Точность измерения давления ± 0.01 МПа. Затем резервуар 7 с *n*-пентаном отсекается вентилем 10 от системы заполнения и дегазации, нагревается до комнатной температуры и повторно соединяется с вакуумированными элементами установки после их отсечения вентилем 14 от форвакуумного насоса 11. Заполнение трубки 1 парами дегазированного *n*-пентана с последующей их конденсацией происходит за счет разницы давлений в резервуаре 7 и трубке 1. По завершении этого процесса измерительная часть установки (чистая пузырьковая камера) отсекается вентилем 13 от системы заполнения и дегазации.

Чистая пузырьковая камера представляет собой устройство, в котором исследуемая жидкость, находящаяся в термостатируемой стеклянной трубке 1, переводится в метастабильное (перегре-

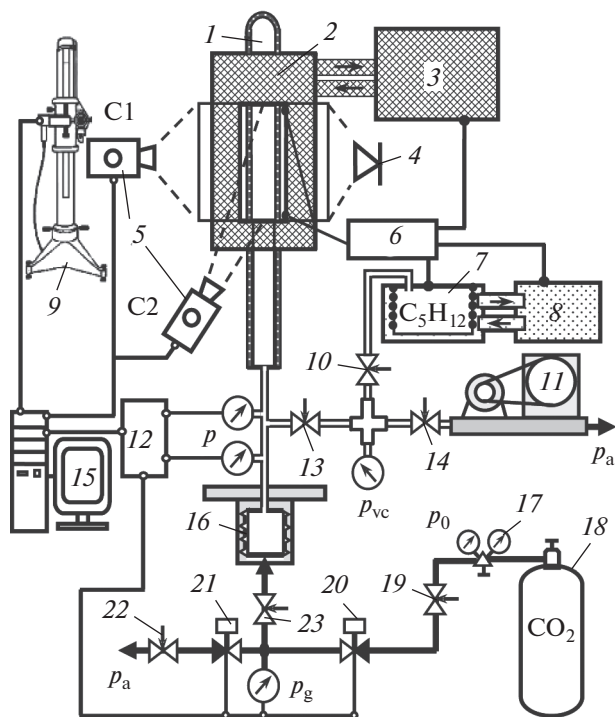


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – стеклянная трубка с n -пентаном (n - C_5H_{12}); 2 – термостатирующая ячейка с теплоносителем (полиметилсилоксан ПМС-20); 3 – термостат Huber CC-208B; 4 – светодиодные осветители; 5 – две видеокамеры Fastvideo-250 (C1, 2185 к/с) и Sony DSC-RX0M2 (C2, 1000 к/с) для видеосъемки в двух проекциях; 6 – измеритель температуры многоканальный прецизионный МИТ-8; 7 – резервуар с нагревательными элементами, заполненный n -пентаном; 8 – криостат; 9 – катетометр КМ-6 с цифровой видеокамерой A4TECH RK-836MJ; 10, 13, 14, 19, 22, 23 – запорные игольчатые краны; 11 – форвакуумный насос, контролируемый вакуумметром p_{vc} ; 12 – система контроля и управления давлением с датчиками давления в жидкой (p) и газовой (p_g) фазах; 15 – компьютер; 16 – сильфон разделительный; 17 – редуктор с выходным давлением p_0 ; 18 – баллон с углекислым газом (CO_2); 20, 21 – электромагнитные клапана.

тое) состояние посредством квазистатического сброса давления. Средняя (рабочая) часть трубки 1 термостатируется в ячейке 2 с теплоносителем (полиметилсилоксаном ПМС-20) от циркуляционного термостата Huber CC-208B 3, а верхняя и нижняя ее часть находятся при комнатной температуре. Температура T в рабочей части трубки 1 контролируется многоканальным прецизионным измерителем температур МИТ-8 6 при помощи двух платиновых термометров сопротивления (Pt1000), помещенных на входе и выходе теплоносителя в термостатирующей ячейке 2. Точность поддержания температуры T в ячейке 2 составляет $\pm 0.1^\circ C$.

Экспериментальная установка работает автоматически по заданной программе под управле-

нием высокопроизводительной вычислительной станции 15 через систему контроля давления 12 и нормально закрытые электромагнитные клапана 20, 21. Запорные краны 19, 22 предназначены для регулировки скорости изменения давления в системе. Кран 23 позволяет полностью отсечь чистую пузырьковую камеру от системы создания и поддержания давления 17–22. Давление в системе создается при помощи баллона с сжатым газом (двуокисью углерода) 18 и редуктора 17 с выходным давлением p_0 , передается на жидкость через разделительный сильфон 16 и контролируется двумя датчиками давления типа СДВ “STANDARD”, помещенными в жидкую (p) и газовую фазу (p_g). Точность измерения давления ± 0.01 МПа. Особенностью текущей модификации установки, помимо способа термостатирования, является мониторинг давления в жидкой фазе (p) при помощи быстродействующего датчика давления Keller PAA-M5, контролируемого через модуль АЦП-ЦАП LCard E-140.

В начале опыта n -пентан находится в стабильном состоянии под давлением $p_0 = 1.5$ – 2.0 МПа. Перегрев достигается понижением давления p до атмосферного значения p_a ниже давления насыщенных паров p_s при фиксированной температуре теплоносителя T в ячейке 2. Сброс давления приводит к релаксационным процессам в исследуемой жидкости. Выход на равновесие фиксируется датчиками давления. В этот момент начинается отсчет времени жизни перегретого состояния τ . Отметим, что релаксация давления жидкости к p_a происходит быстрее релаксации температуры перегретого n -пентана к температуре T . Это зависит от внутреннего диаметра и толщины стенки стеклянной трубки 1. Однако максимальное охлаждение жидкости из-за понижения давления не превышает $1^\circ C$ [25]. Момент вскипания определяется по импульсу давления, возникающему при парообразовании, а также по скачкообразному изменению оптической плотности изображения измеряемой ячейки, регистрируемому камерами 5. Катетометр КМ-6 9 служит для перевода относительных высот, определяемых по видеоданным, в реальные значения. Точность измерения времени составляет 0.05 с. Как показано в работе [26], понижение избыточного давления на жидкость $\Delta p = p - p_a$ в диапазоне метастабильных состояний $0.115 \leq p \leq 1.10$ МПа происходит по экспоненциальному закону $\Delta p \sim \exp(-kt)$, где t – время. Параметр k не зависит от времени, но отличается на разных участках кривой $\ln \Delta p(t)$ из-за разных режимов истечения углекислого газа в атмосферу (критического (звукового) и докритического). Время жизни τ , минимальное давление p' , параметры сброса давления k определялись во всех проведенных опытах макросами VBA Excel по данным датчика давления СДВ “STANDARD” (5 Гц), а затем

уточнялись по данным датчика давления Keller PAA-M5 (1 кГц). Методы обработки данных типа времен жизни подробно описаны в работе [28].

После вскипания давление в системе повышается, но остается несколько ниже давления насыщенных паров p_s из-за влияния холодной части жидкости. Через некоторое время жидкость автоматически возвращается в исходное состояние при помощи электромагнитных клапанов 20, 21.

Поскольку исследуемый процесс является случайным, опыты приходится повторять. Использование датчиков давления с разной частотой измерения, а также скоростных видеокамер с циклической записью позволяет наиболее эффективно собирать и обрабатывать большой массив экспериментальных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изучена кинетика вскипания перегретого *n*-пентана в стеклянной трубке методом непрерывного понижения давления (в диапазоне температур 90.3–137.3°C) и измерения времен жизни перегретой жидкости (85.0–137.3°C) [1, 2]. В первом случае измерялись температура T и давление p' , при которых жидкость вскипает, во втором – температура и время жизни перегретой жидкости τ при установившемся атмосферном давлении $p_a = 0.10$ МПа. Одновременно велась скоростная видеосъемка процесса вскипания двумя скоростными видеокамерами в двух взаимно перпендикулярных проекциях.

На рис. 2 представлена зависимость среднего времени жизни перегретого *n*-пентана от температуры при $p' = p_a$. Она имеет классический вид: 2–3 ниспадающих участка и 1–2 “плато”. Уровни “плато” характерны для других опытов по перегреву *n*-пентана в стеклянных капиллярах [1, 2, 29]. Их принято объяснять воздействием фонового излучения. В серии опытов 1, 2 [24–27] термостатирована верхняя часть трубки с запаянным концом, в серии опытов 3–6 – ее середина. Средние начальные параметры сброса k в сериях опытов 3, 4 и 5, 6 составили 0.53 и 0.98 с⁻¹, соответственно. На рис. 2 также представлен расчет границы достижимого перегрева по теории гомогенного зародышеобразования. Из него следует, что исключение двух видимых дефектов стекла, расположенных вблизи запаянного конца трубки, позволило повысить температуру достижимого перегрева на 12°C. Как и ранее [24–27], максимальные значения $(p_s - p')$ ограничены либо постоянными значениями давления p' , при которых сброс давления ускоряется, либо постоянными значениями глубины захода в метастабильную область $(p_s - p')$. В серии опытов 1–2 наиболее вероятные значения (моды) величины

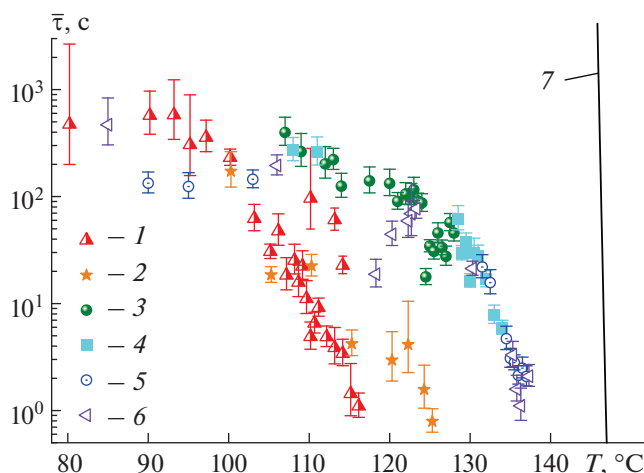


Рис. 2. Среднее время жизни перегретого *n*-пентана в стеклянной трубке в зависимости от температуры при $p' = 0.10$ МПа: 1–6 – эксперимент; 1, 2 – термостатирован верх трубки [24–27], $V_0 = 2.8 \cdot 10^6$ м³; 3–6 – середина трубки, $V_0 = 2.0 \cdot 10^6$ м³; 7 – расчет границы достижимого перегрева по теории гомогенной нуклеации. Трубка перезаполнялась *n*-пентаном только перед сериями 1, 2, 3, 5.

$(p_s - p')$ составили 0.43, 0.57 МПа [25, 26], в серии опытов 3–6 – 0.79 МПа.

В работах [30, 31] рассмотрено капиллярное поднятие жидкостей, хорошо смачивающих твердую поверхность, в стеклянном капилляре. Показано, что кажущийся динамический краевой угол θ может существенно отличаться от краевого угла на плоской поверхности ($\theta \sim 10^\circ$ для *n*-пентана [27]). Это зависит от числа капиллярности $Ca = V_f \eta' / \sigma$, где σ – поверхностное натяжение, η' – вязкость жидкости, V_f – скорость движения межфазной границы. В связи с этим, по экспериментальным видеоданным в диапазоне температур 100.3–125.3°C (см. серию 2 на рис. 2) в момент времени t определены динамические углы смачивания θ , полученные на нижней (гладкой) межфазной границе раздела до ее разрушения. Из рис. 3 следует, что эта величина колеблется в процессе испарения перегретого *n*-пентана в пределах 20–35...50–60°C и в среднем составляет $\sim 40^\circ$ при числе капиллярности $Ca \sim 10^{-2}$, что согласуется с данными работ [30, 31].

На рис. 4 представлены характерные картины вскипания, полученные в результате исследования кинетики вскипания перегретой жидкости в стеклянной трубке (см. серии опытов 3–6 на рис. 2). Результаты видеосъемки (1, 2) синхронизированы с зависимостями давления в жидкости (3, 4) и величины Δh (5, 6) от времени, где Δh – разница высот между верхней и нижней границей раздела фаз. Также на рис. 4 показаны результаты аппроксимации для некоторых участков кривых (5, 6),

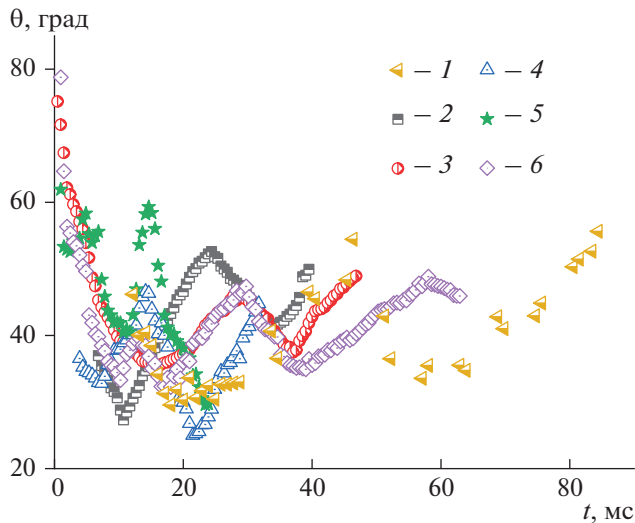


Рис. 3. Временная зависимость динамического угла смачивания на нижней границе раздела фаз, сформированной в процессе спонтанного вскипания перегретого *n*-пентана в стеклянной трубке при $p' = 0.10$ МПа и разных температурах: 1 – 100.3°C, $\tau = 77.1$ с; 2 – 105.3°C, $\tau = 14.5$ с; 3 – 110.3°C, $\tau = 13.2$ с; 4 – 115.3°C, $\tau = 24.7$ с; 5 – 122.3°C, $\tau = 6.8$ с; 6 – 125.3°C, $\tau = 2.5$ с. Термостатирован верх трубки (см. также рис. 2, серию 2).

параметры которых приведены в табл. 1. Из-за влияния холодной части жидкости, расположенной сверху трубки, максимальное давление в системе, как правило, оказывалось меньше давления насыщенных паров при температуре термостата T , что отличает эту ситуацию от опытов 1–2. Из рис. 4 видно, что практически всегда в начале вскипания возникает небольшой скачок давления, что может быть связано с механизмом гетерогенной нуклеации. Линейные участки распространения фронта испарения сопровождаются линейным изменением давления. С повышением

температуры возникают значительные колебания давления, затухающие с приближением к p_s . Как правило, они начинаются с замедления фронта вскипания вплоть до пиннинга трехфазной границы раздела.

Начиная с рис. 4а можно проследить за развитием неустойчивости нижнего фронта испарения. Эта неустойчивость может приводить к разрушению межфазной границы, формированию пузырькового шлейфа, быть одной из причин появления фронта вскипания ($\Delta h \sim t$). В работе [32] получены условия потери устойчивости ламинарного движения (в форме вихрей) на границе равномерного и тормозящегося потоков, где возникает максимальный перепад скорости из-за периодического торможения жидкости на втором участке. Похожий механизм образования пузырькового шлейфа наблюдается в наших опытах. Качественная разница между реализациями вскипания (1, 3, 5) и (2, 4, 6) на рис. 4а для двух близких температур может объясняться спецификой парообразования на стенке трубки. В первом случае рост пузыря, судя по видеокдрам, приводит к раздельному режиму течения, типичному для горизонтальных труб. Во втором случае структура двухфазного течения напоминает обращенный кольцевой, а затем и пробковый режим.

На рис. 4б и 4в представлено образование вторичных пузырей на поверхности первичного пузыря вследствие волновой неустойчивости раздела фаз между растущим пузырем и пристенной жидкой пленкой. Их появление всегда означает формирование фронта вскипания ($\Delta h \sim t$). На рис. 4в и 4г наблюдается паровой взрыв начального пузыря, возникновение паровой пленки. Структуры типа “вязкого пальца” в предыдущих опытах [22] возникали в том же температурном диапазоне, т.е. они также могут быть признаком перехода к пленочному режиму кипения. Структура двухфазной пленки до ее превращения в турбу-

Таблица 1. Параметры опытов и степенных аппроксимаций некоторых участков зависимости $\Delta h(t)$, представленных на рис. 4

Рис. 4	Параметры опыта			Параметры аппроксимаций $\Delta h(t)$		
	T , °C	p_s , МПа	τ , с	A_f , м/с ^{2/3} ($\Delta h = A_f t^{2/3}$)	B_f , м/с ^{1/2} ($\Delta h = B_f t^{1/2}$)	V_f , м/с ($\Delta h \sim V_f t$)
а (1, 3, 5)	85.0	0.42	33.5	1.89	3.12	0.32
а (2, 4, 6)	90.0	0.47	49.1	—	2.56	0.31
б (1, 3, 5)	106.0	0.68	334.7	—	—	1.29 (0.81)
б (2, 4, 6)	107.0	0.69	1194.8	—	2.63	1.19 (0.81)
в (1, 3, 5)	124.0	0.98	69.8	—	—	1.01 (1.30)
в (2, 4, 6)	125.0	1.00	27.1	—	—	1.19 (1.78)
г (1, 3, 5)	128.0	1.06	17.0	—	—	2.39
г (2, 4, 6)	137.0	1.26	1.79	—	—	3.07

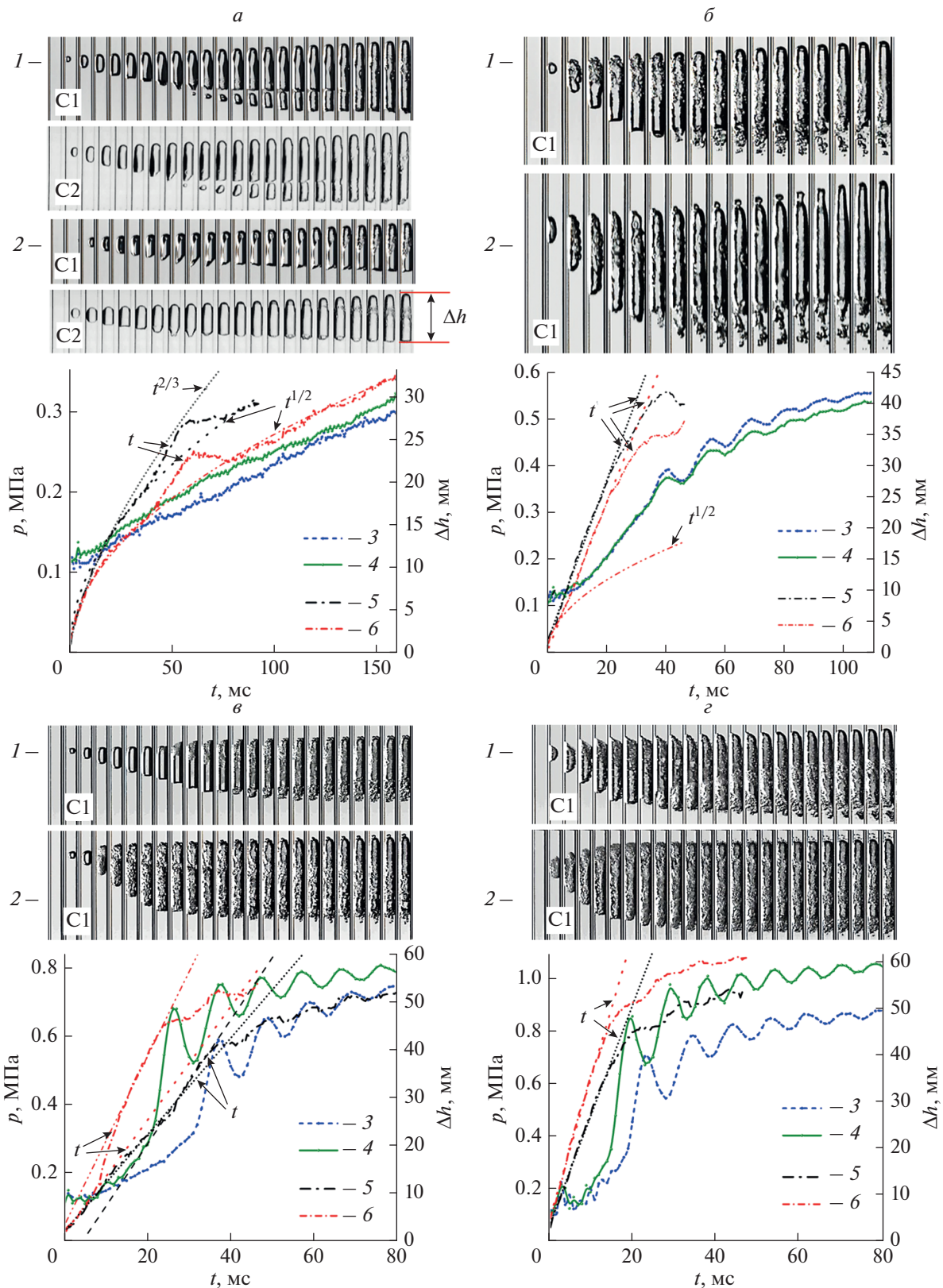


Рис. 4. Раскадровки начала вскипания перегретого *n*-пентана в стеклянной трубке (1, 2), синхронизированные с данными датчика давления Keller PAA-M5 (1 кГц) (3, 4) и временными зависимостями разности высот Δh (5, 6) при $p^* = 0.10$ МПа и разных температурах: (а) начальный пузырь без вторичных пузырей: (1, 3, 5) 85.0; (2, 4, 6) 90.0°C; (б) с вторичными пузырями (пузырьковым шлейфом): (1, 3, 5) 106.0; (2, 4, 6) 107.0°C; (в) паровой взрыв: (1, 3, 5) 124.0; (2, 4, 6) 125.0°C; (г) паровая пленка: (1, 3, 5) 128.0; (2, 4, 6) 137.0°C. Время между кадрами для проекций: C1 (а, б) 7.32; (в, г) 3.67 мс; C2 (а) 8 мс. Параметры аппроксимаций некоторых участков зависимости $\Delta h(t)$ приведены в табл. 1.

лентный паровой слой напоминает конвективные ячейки в тонком слое жидкости [33]. Они могут возникать при квазистационарном заходе в метастабильную область. Взаимодействие таких ячеек и пара, движущегося с постоянной скоростью, могут приводить к формированию упорядоченных структур типа вихрей Ленгмюра [34]. Особую роль могут играть малые добавки частично растворимых примесей [24, 35, 36]. Таким образом, сочетание таких факторов, как самоорганизация в пристеночном слое жидкости, спонтанное появление начального пузыря и инициированное им цепное зародышеобразование (кавитация), могут быть тем механизмом, который определяет термогидродинамический кризис кипения при квазистационарном заходе в область метастабильных состояний вплоть до экспериментальных температур достижимого перегрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально изучена кинетика гетерогенной нуклеации перегретого *n*-пентана в вертикальной стеклянной трубке методами непрерывного понижения давления (в диапазоне температур 90.3–137.3°C) и измерения времен жизни перегретой жидкости (85.0–137.3°C) при атмосферном давлении. Опыты проведены при помощи скоростной видеосъемки в двух взаимно-перпендикулярных направлениях (2185 и 1000 к/с) и быстродействующего датчика давления (1 кГц). Верх трубки запаян. Термостатирована ее середина. Сравнение с результатами предыдущих опытов, показало, что исключение влияния двух видимых дефектов стекла, расположенных вблизи запаянного конца трубки, позволило повысить температуру достижимого перегрева на 12°C. По видеоданным, полученным в предыдущих опытах, определены динамические углы смачивания θ на нижней границе раздела фаз в момент времени t в диапазоне температур 100.3–125.3°C. Показано, что эта величина колеблется в процессе испарения перегретого *n*-пентана в пределах 20–35...50–60°C и в среднем составляет ~40° при числе капиллярности $Ca \sim 10^{-2}$.

Предварительный анализ динамики вскипания путем сопоставления данных быстродействующего датчика давления и скоростной видеосъемки в двух проекциях показал, что в начале роста пузыря давление *n*-пентана, за исключением кратковременного скачка, меняется слабо. После формирования устойчивого фронта испарения эта величина линейно растет со временем. Колебания давления возникают в дисперсно-снарядном режиме двухфазного потока. С приближением к давлению насыщенных паров *n*-пентана они затухают. Постоянная скорость роста давления, а затем и начальная амплитуда колебаний резко возрастают с приближением к границе достижи-

мого перегрева. В целом, картина вскипания случайная, пузыри могут возникать в разных местах и развиваться по-разному. В диапазоне температур 120.0–128.0°C наблюдается паровой взрыв начального пузыря, развитие неустойчивости по типу “вязких пальцев” при депиннинге трехфазной границы раздела, а при более высоких температурах — пленочный режим вскипания. Такая картина характерна для третьего кризиса кипения. Структура фронта вскипания говорит о возможности формирования конвективных ячеек в тонком пристеночном слое жидкости при квазистатическом заходе в область метастабильных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00270).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Скрипов В.П., Синицын Е.Н., Павлов П.А. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М: Атомиздат, 1980. 208 с.
3. Debenedetti P.G. Metastable liquids. Princeton, New Jersey: Princeton University Press, 1996. 424 p.
4. Ермаков Г.В. Термодинамические свойства и кинетика вскипания перегретых жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. 272 с.
5. Baidakov V.G. Explosive boiling of superheated cryogenic liquids. Weinheim: Wiley-VCH, 2007. 352 p.
6. Нечус Е.И. // УФН. 1965. Т. 87. № 4. С. 615; Nesis E.I. // Sov. Phys. Usp. 1966. V. 8. No. 6. P. 883.
7. Дорожук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. М.: Энергия, 1970. 168 с.
8. Кошкин В.К., Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Нестационарный теплообмен. М.: Машиностроение, 1973. 328 с.
9. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976. 296 с.
10. Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
11. Кириллов П.Л., Богословская Г.П. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 2000. 456 с.
12. Авксентюк Б.П., Кутателадзе С.С. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 1. Р. 115; Avksentyuk B.P., Kutateladze S.S. // High Temperature. 1977. V. 15. No. 1. P. 96.
13. Авксентюк Б.П., Овчинников В.В. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 83; Avksentyuk B.P., Ovchinnikov V.V. // High Temperature. 1994. V. 32. No. 1. P. 81.
14. Павлов П.А., Липчак А.И. Метастабильные фазовые состояния и кинетика релаксации: Сб. науч. трудов. Свердловск: УрО РАН, 1992. 119 с.
15. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988. 244 с.
16. Скрипов В.П., Виноградов А.В., Скоков В.Н. и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 6. С. 21; Skripov V.P., Vinogra-

- dov A.V., Skokov V.N. et al. // Tech. Phys. 2003. V. 48. No. 6. P. 682.
17. Vinogradov A.V., Reshetnikov A.V., Skokov V.N., Koverda V.P. // Heat Transf. Res. 2007. V. 38. No. 5. P. 399.
 18. Гасанов Б.М. // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 585; Gasanov B.M. // High Temperature. 2018. V. 56. No. 4. P. 565.
 19. Busov K.A., Mazheiko N.A., Kapitonov O.A. et al. // Int. J. Heat Mass Trans. 2020. V. 157. Art. No. 119711.
 20. Kozulin I.A., Bartkus G.V., Dimov S.V. // EPJ Web Conf. 2017. V. 159. Art. No. 00025.
 21. Nakoryakov V.E., Mezentshev I.V., Meleshkin A.V., Elistratov D.S. // J. Eng. Therm. 2015. V. 24. No. 4. P. 322.
 22. Липнягов Е.В., Паршакова М.А. // Тепл. проц. в техн. 2021. Т. 13. № 12. С. 561.
 23. Ершов А.П., Даммер А.Я., Куперштох А.Л. // ПМТФ. 2001. Т. 42. № 2. С. 129; Ershov A.P., Dammer A.Ya., Kupershtokh A.L. // J. App. Mech. Tech. Phys. 2001. V. 42. No. 2. P. 300.
 24. Perminov S.A., Lipnyagov E.V., Parshakova M.A. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2039. Art. No. 012027.
 25. Паршакова М.А., Липнягов Е.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 215; Parshakova M.A., Lipnyagov E.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 158.
 26. Липнягов Е.В., Паршакова М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 221; Lipnyagov E.V., Parshakova M.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 164.
 27. Lipnyagov E.V., Parshakova M.A. // Int. J. Heat Mass Trans. 2022. V. 196. Art. No. 123254.
 28. Lipnyagov E.V., Parshakova M.A., Perminov S.A. // Int. J. Heat Mass Trans. 2017. V. 104. P. 1362.
 29. Lipnyagov E.V., Parshakova M.A., Perminov S.A. // Int. J. Heat Mass Trans. 2017. V. 104. P. 1353.
 30. Hoffman R.L. // J. Colloid Interf. Sci. 1975. V. 50. No. 2. P. 228.
 31. Siebold A., Nardin M., Schultz J. et al. // Colloids Surf. A. 2000. V. 161. No. 1. P. 81.
 32. Мельникова О.Н., Ян Х. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 247; Melnikova O.N., Yang H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 186.
 33. Эйдельман Е.Д. // СОЖ. 2000. Т. 6. № 5. С. 94.
 34. Показеев К.В., Филатов Н.Н. Гидрофизика и экология озер. Т. 1. Гидрофизика. М.: Физ. фак. МГУ, 2002. С. 144.
 35. Baidakov V.G., Protsenko S.P., Bryukhanov V.M. // Mol. Simul. 2022. V. 48. No. 12. P. 1051.
 36. Сон Л.Д. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 199; Son L.D. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 145.

Thermodynamic crisis during spontaneous boiling-up of superheated *n*-pentane in a vertical glass tube

M. A. Parshakova^a, *, E. B. Lipnyagov^a

^aInstitute of Thermal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, 620016 Russia

*e-mail: parmari@yandex.ru

The kinetics of boiling-up of superheated *n*-pentane in a glass tube was studied by high-speed video and fast acting pressure sensor. The top of the tube is sealed. It is shown that, as the threshold temperature is approached, the boiling-up of a superheated liquid is accompanied by significant pressure jumps and oscillations, and the formation of a vapor film can begin with self-organization in the near-wall layer of the liquid.

Keywords: boiling-up, superheat, heterogenous nucleation, steam explosion, vapor film, pressure jump, two-phase flow, dynamic contact angle, *n*-pentane