

УДК 536.24

ТЕПЛОПЕРЕНОС В СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ФЛЮИДАХ: СОГЛАСОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИМПУЛЬСНЫХ И СТАЦИОНАРНЫХ ОПЫТОВ

© 2021 г. С. Б. Рютин¹, П. В. Скрипов¹, *¹Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*E-mail: pavel-skripov@bk.ru

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 18.06.2020 г.

Работа посвящена обобщению результатов импульсных опытов, сопровождающихся мощным тепловыделением в жидкостях при сверхкритическом давлении. Характерная продолжительность нагрева изменялась в пределах 10^{-3} – 10^{-2} с, плотность теплового потока через поверхность зонда повышалась вплоть до 10 МВт/м². Параметрами при обсуждении служили скорость пересечения окрестности критической температуры и давление, отнесенное к критическому давлению. Результаты, полученные для системы “нагреватель–зонд/сверхкритический флюид” и основанные исключительно на сопоставлении первичных данных, свидетельствуют о пороговом уменьшении интенсивности теплопереноса в окрестности критической температуры. Целью обобщения является выбор относительно простого подхода для согласования результатов импульсных экспериментов с критическими аномалиями теплофизических свойств, получаемыми в условиях стационарных экспериментов. Предположено, что градиент температуры и наличие теплоотдающей поверхности могут служить факторами, подавляющими крупномасштабные флуктуации в импульсно нагреваемой системе, приводя к “сглаживанию” критических аномалий.

DOI: 10.31857/S0040364421010129

ВВЕДЕНИЕ

Принципиальной задачей производства электроэнергии в ядерной энергетике является исключение аварийных ситуаций. В полной мере это относится и к разрабатываемым энергоблокам со сверхкритическими теплоносителями [1, 2]. Действительно, перспективы сверхкритических флюидов (СКФ) обоснованны, поскольку при сверхкритических давлениях (СКД) невозможен кризис кипения, что позволяет за счет повышения температуры сверхкритического теплоносителя получить прирост термического КПД. (Здесь не учитывается возможность растворения в базовом флюиде летучих примесей (например, газов), сопровождаемая расширением области двухфазных состояний.) Более того, теплофизическим свойствам флюидов свойствен экстремальный тип поведения непосредственно в околоскритической области [2–5].

Тем не менее режим ухудшенной теплоотдачи, проявляющийся именно при превышении плотностью теплового потока некоторого уровня, связанного со среднемаховой скоростью, делает эти перспективы не столь очевидными. Режим ухудшенной теплоотдачи, обнаруженный более 50 лет назад [6], продолжает оставаться препятствием для применения СКФ в процессах, допускающих мощное локальное тепловыделение. Следуя [1],

отметим, что с теплофизической точки зрения “одной из важнейших является проблема надежного расчета теплоотдачи воды СКД в активной зоне и определения безопасной области тепловых нагрузок, в пределах которой исключается возможность перехода в режим ухудшенной теплоотдачи”. Получение экспериментальных данных при больших плотностях теплового потока, в том числе превышающих освоенные в стационарных опытах значения, может способствовать решению этой задачи.

Для осуществления данного исследования принципиальное значение имеет выяснение особенностей тепловой проводимости вязкого подслоя в условиях мощного локального тепловыделения. Знание этих особенностей подскажет “границы влияния” пиков теплофизических свойств на тепловую проводимость [7] сверхкритического флюида при расширении области изменения плотности теплового потока и приведенного давления. В последние годы сложилась парадоксальная ситуация, когда представления о пиках теплофизических свойств, известные из стационарных измерений и закрепленные в новых табличных стандартах [8], мирно сосуществуют с результатами импульсных опытов, поставленных в условиях мощного тепловыделения. Эти результаты, полученные для системы

“зонд/СКФ” в рамках быстродействующей методики [9, 10] и основанные исключительно на сопоставлении первичных данных, свидетельствуют о пороговом уменьшении интенсивности теплопереноса в окрестности критической температуры [10–15].

Объяснение такой ситуации представляет фундаментальную научную задачу. Цель настоящей работы состоит в обобщении результатов импульсных экспериментов, поставленных в условиях мощного тепловыделения. Параметрами при обсуждении служат скорость пересечения окрестности критической температуры и давление, отнесенное к критическому давлению. Цель обобщения – выбор относительно простого подхода для согласования результатов импульсных экспериментов с “пиками” теплофизических свойств, получаемыми в условиях стационарных экспериментов.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Благодаря аномальному поведению теплофизических и кинетических свойств вещества в околокритической области, сверхкритические флюиды привлекли пристальное внимание как в плане общенаучного интереса, так и ввиду многообразия их технологического применения в промышленных процессах [1, 2, 16, 17]. По сумме факторов эту область относят к “a very delicate state of matter” [18]. С точки зрения экспериментаторов, данное обстоятельство означает повышение требований как к методике измерений первичных величин, так и к согласованию условий эксперимента с требованиями идеальной модели, применяемой для пересчета первичных величин в значения тепловых свойств вещества [19]. В этой связи уместно отметить некоторые пионерские исследования теплофизических свойств флюидов в околокритической области [3, 20–23]. Результаты этих исследований сформировали основу для качественного скачка в понимании критических явлений и создали стимул для переосмысления результатов, полученных на рубеже XIX и XX веков [24].

К настоящему времени применительно к теплопереносу в СКФ сформулированы следующие общепринятые положения [3–5]:

- теплоемкость имеет четкий максимум на сверхкритических изобарах [21];
- теплопроводность показывает аналогичное поведение, но в меньшем масштабе, чем теплоемкость [22];
- коэффициент теплоотдачи имеет максимум в ближней СКД-области [23].

Принято считать, что существование пиков обязано своей природой крупномасштабным флуктуациям, а также (в третьем случае) повы-

шенной конвективной подвижности. Действительно, этот набор соображений формирует основу для ожидания “усиления теплообмена” (“heat transfer enhancement” в англоязычной литературе), упоминаемого в научной литературе. Однако результаты измерений при повышении плотности теплового потока выявили следующую проблему: пик коэффициента теплоотдачи уменьшается с увеличением плотности [3, 15, 23, 25]. В результате наблюдалось следующее противоречие. Отведение небольших тепловых потоков, соответствующих небольшим перепадам температур, при которых “работает” пик, не является проблемой, требующей инженерного решения. Проблема, стоящая перед инженерами, заключается в безопасном отведении мощных тепловых потоков. Таким образом, обоснование использования сверхкритической воды в перспективных программах атомной энергетики оказалось не столь очевидным и должно стать предметом дальнейшего изучения.

Суть импульсных опытов состояла в быстром изобарном переводе сжатой жидкости в область сверхкритических температур в широком диапазоне сверхкритического давления от 1 до $(2-7)p_c$. Характерное время нагрева составляло единицы миллисекунд, что соответствовало толщине прогретого слоя в единицы микрометров. Результаты предоставили информацию по теплопереносу в условиях преобладания механизма тепловой проводимости. Они указывают на пороговое уменьшение интенсивности теплопереноса в окрестности критической температуры [10–15]. Отметим два момента, присущих данному подходу и имеющих ключевое значение для обсуждаемого вопроса:

- 1) полученный пространственный масштаб является хорошим приближением именно для вязкого подслоя;
- 2) временной масштаб позволяет практически исключить из обсуждения влияние эффектов гравитации и конвективной неустойчивости, являющихся “бичом” измерений теплопроводности вблизи критической точки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предметом обсуждения в данной работе является поведение пограничного слоя сверхкритического теплоносителя, точнее его вязкого подслоя. В режиме тепловой проводимости свойства вязкого подслоя определяют теплоперенос в целом. В основе представленных выше “общепринятых положений” лежат данные, полученные, как правило, в стационарных условиях. Как следствие, такие данные не несут непосредственную информацию о физической картине процессов в пограничном слое, открывая широкое поле для гипотез, иногда противоречащих друг другу (см. об-

суждение в [3]). Таким образом, известная картина явлений переноса в СКФ не является полной. А именно, картина, отвечающая случаю мощного тепловыделения в сверхкритической воде (СКВ), противоречит картине, характерной для стационарного случая. Это обстоятельство послужило мотивацией сопоставления результатов стационарных и импульсных экспериментов и согласования представлений, основанных на этих подходах.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для изучения нестационарного теплопереноса в СКФ был применен метод управляемого импульсного нагрева проволочного зонда – термометра сопротивления [9, 10]. Метод основан на использовании устройства выбора функции нагрева в сочетании с устройством записи соответствующей функции отклика во всем диапазоне нагрева. Параметры мощности нагрева $P(t)$ определяются условиями задачи. С практической точки зрения наиболее значимыми частными случаями являются режимы постоянной мощности нагрева и ее ступенчатого изменения. Соответственно, функция отклика выступает результирующим профилем нагрева $T(t)$ для заданной функции $P(t)$, как показано кривыми 1 и 2 на рис. 1.

В таких условиях регистрируемое в опыте изменение температуры зонда $T(t)$ при заданном режиме нагрева может быть напрямую соотнесено с изменением теплофизических свойств вещества. Изменяя в серии последовательных импульсов внешний параметр (в данном случае давление), можно наблюдать изменение картин теплопереноса, связанных с изменением внешнего параметра, при до- и сверхкритических температурах. Важно, что сообщенная зонду энергия Pt воспроизводится с достаточной точностью для всей серии. Данное обстоятельство служит основанием для перехода к относительному режиму измерения теплового отклика. Такой переход позволяет пренебречь рядом систематических погрешностей, присущих абсолютному режиму нестационарного зондового метода [10, 26].

В качестве зонда использована платиновая проволока диаметром 20 мкм. Характерное время тепловой релаксации зонда составляет 1 мкс. Это обстоятельство делает его практически безынерционным при характерных временах нагрева 10^{-3} с и позволяет генерировать кратковременные режимы нагрева, недоступные при использовании традиционных методов. Кроме того, при рабочей длине зонда 1–2 см из-за малой площади его поверхности удается получить большие плотности теплового потока при сравнительно небольшом уровне подводимой мощности. В обсуждаемых опытах с водой плотность теплового потока достигала 10 МВт/м^2 .

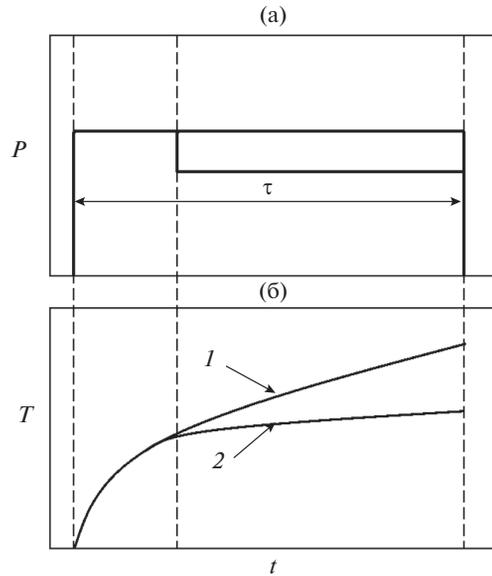


Рис. 1. Схема эксперимента по импульсному нагреву: мощность нагрева P (а) и соответствующая зависимость среднемаховой температуры зонда T от времени (б): 1 – режим постоянной мощности, 2 – ступенчатый режим; τ – полная длительность импульса.

Процедура управления основана на применении пропорционально-интегрально-дифференциального контроллера (ПИД-регулятора), использующего отрицательную обратную связь

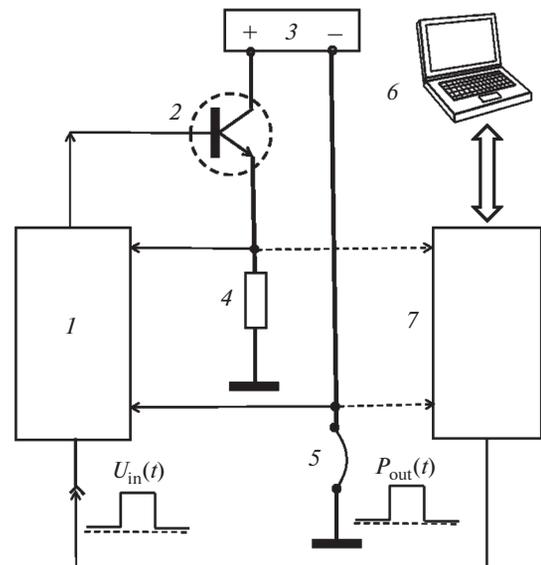


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – ПИД-регулятор мощности; 2 – блок управления питанием; 3 – источник питания, гальванически развязанный относительно “земли”; 4 – точный резистор для измерения тока в цепи зонда; 5 – проволочный зонд, соединенный с резистором 4 последовательно; 6 – компьютер; 7 – аналого-цифровой/цифроаналоговый (АЦП/ЦАП) блок.

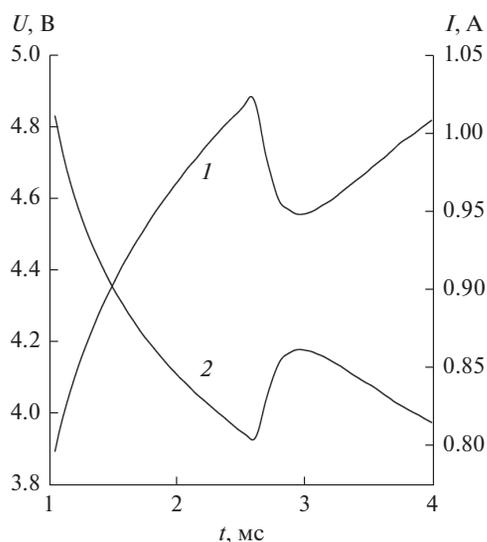


Рис. 3. Необработанные сигналы о падении напряжения на зонде (1) и токе в цепи зонда (2) в эксперименте с этанолом: возмущения кривых — процесс спонтанного вскипания этанола, сосредоточенный во времени и по температуре.

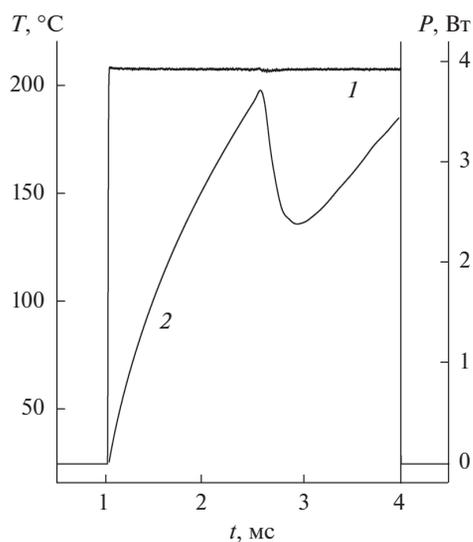


Рис. 4. Расчетные массивы данных по мощности (1) и температуре (2) зонда как функций времени: первичные данные см. на рис. 3.

(рис. 2). Основные принципы, применяемые в алгоритме управления для ПИД-регулятора, заключаются в следующем. Мощность $P_{\text{out}}(t)$, подаваемая на зонд, пропорциональна задаваемому напряжению $P_{\text{out}}(t) = nU_{\text{in}}(t)$, где n — постоянный коэффициент. Первичными величинами в экспериментах служили падения напряжения на зонде и на точном резисторе. По этим данным и данным стандартной градуировки платиновых термометров рассчитывалась средняя температура

зонда $T(t)$ при заданном значении мощности нагрева.

Этих данных достаточно для расчета плотности теплового потока через поверхность зонда

$$q(t) = (P - P_{\text{Pt}})/(\pi dl),$$

являющейся наиболее важной переменной в нестационарных экспериментах по теплопереносу с существенным изменением температуры вещества, и коэффициента теплоотдачи вещества

$$k(t) = q(t)/\Delta T(t)$$

для любого момента времени t . Обратная величина

$$R_{\lambda}(t) = \Delta T(t)/q(t)$$

служит тепловым сопротивлением вещества при заданном режиме тепловыделения. Здесь d и l — диаметр и длина зонда; $\Delta T(t)$ — температурный напор; $P_{\text{Pt}}(t)$ — доля мощности, затрачиваемая на нагрев зонда.

Первичные данные записываются с помощью двух 16-битных АЦП, работающих параллельно и обеспечивающих разрешение на уровне 2.5 мВ. Такой уровень является достаточным для данной задачи. В качестве примера на рис. 3 и 4 представлены регистрируемые в опыте и рассчитанные на их основе данные. В процессе нагрева падение напряжения на зонде и ток в цепи зонда существенно изменяются. Тем не менее система управления поддерживает мощность, рассеиваемую на зонде, с хорошей точностью — не ниже 99.8%. Резкий излом на графиках в окрестности 2.5 мс соответствует началу спонтанного вскипания [27] этанола, перегретого относительно линии равновесия жидкость—пар.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Наиболее важные результаты, полученные в масштабе малых значений размера и времени, можно сформулировать следующим образом. Во-первых, при быстром переходе между состояниями сжатой жидкости и сверхкритического флюида вдоль изобары был обнаружен эффект порогового уменьшения интенсивности теплопереноса через поверхность зонда. Эффект был более выраженным при давлениях p , близких к критическому давлению p_c . Во-вторых, для всех исследованных веществ обнаруженный эффект наблюдался в области приведенных давлений p/p_c от 1 до 3 и полностью исчезал в окрестности $p/p_c = 3$, (в качестве примера см. рис. 5). Здесь измерения проводились в режиме постоянной мощности в сверхкритической области, давление служило параметром.

Это наблюдение противоречит не только картине теплопереноса, характерной для стационарного случая, но и предсказаниям теории критических явлений. В этой связи в качестве первого

шага для согласования результатов импульсных и стационарных экспериментов был выбран следующий подход. Принято решение постепенно увеличивать длительность импульса в измерениях, вплоть до появления признаков конвекции, тем самым уменьшая разрыв между обсуждаемыми условиями экспериментов. В настоящих экспериментах по импульсному нагреву продолжительность пересечения температурной области, соответствующей пику изобарной теплоемкости, составляла 0.1 мс по порядку величины. Принимая во внимание быстротечность нагрева, важно было поставить специальный опыт, состоящий в систематическом увеличении времени пересечения температурной области, представляющей интерес.

Объектом изучения служила вода при давлении 25 МПа. Выбор давления обусловлен тем, что именно значение 25 МПа фигурирует в большинстве проектов Generation IV [2]. В этих проектах подразумевается выявление и использование возможностей, связанных с наличием пика изобарной теплоемкости. Поскольку условия переноса тепла в данном исследовании нестационарные, авторы ориентировались не на пик теплоемкости c_p , а на связанный с ним пик тепловой активности $b = (\lambda \rho c_p)^{0.5}$. На рис. 6 приведен график тепловой активности воды, отнесенной к ее значению b_0 при температуре 345°C. Пик b/b_0 сосредоточен в интервале температур шириной около 14 К. Соответственно, при прохождении в процессе нагрева этого интервала (374–388°C) “должно” наблюдаться явление локального усиления теплообмена. Предыдущие эксперименты не зафиксировали такого явления. В данном эксперименте было осуществлено снижение темпа нагрева в обсуждаемой области температур. Действительно, установка (см. рис. 2) позволяет ступенчато изменять мощность на любом участке импульса [28].

Нагрев осуществлен следующим образом: первые 5 мс производился сравнительно быстрый нагрев, одинаковый для всех импульсов, до температуры 270°C; затем мощность снижалась и подбиралась длительность второй части нагрева так, чтобы конечная температура оказалась примерно 500°C. В представленных экспериментах удалось снизить скорость прохождения интересующего диапазона температур на порядок величины по сравнению с предыдущим случаем [12, 14, 15]. Дальнейшее увеличение времени прохождения дало аналогичный результат, но уже на фоне признаков свободно-конвективного теплопереноса, сопровождающего критический переход (рис. 7). Никакого влияния пика тепловой активности на нестационарный теплоперенос обнаружено не было.

Подобные эксперименты были проведены не только с водой, но и с жидкостями различной хи-

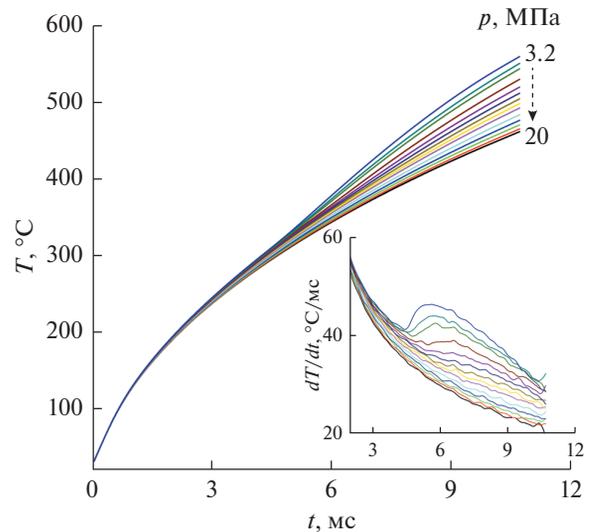


Рис. 5. Кривые нагрева зонда и их производные по времени dT/dt (на вставке) для малонового диэтилового эфира, $p_c \approx 3.0$ МПа.

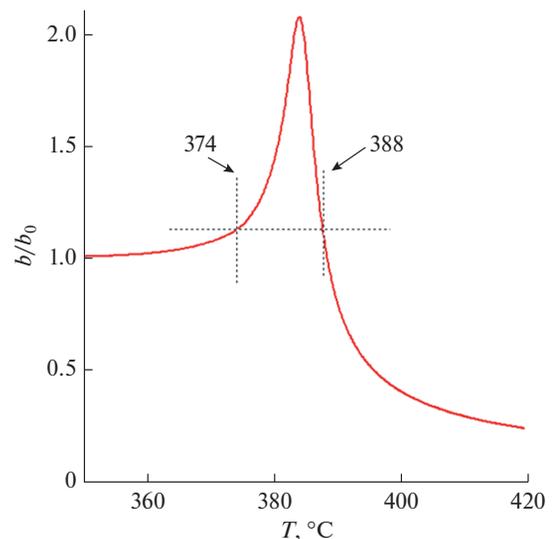


Рис. 6. Тепловая активность b воды в зависимости от температуры при давлении 25 МПа, отнесенная к базовому значению b_0 при более низком значении температуры 345°C согласно данным работы [8].

мической природы. Во всех случаях наблюдались одинаковые результаты, характерные для малого масштаба времен и размеров. Данное обстоятельство свидетельствует о достаточно высокой степени универсальности результатов, отмеченных в начале раздела. По-видимому, поведение большинства индивидуальных жидкостей в условиях мощного локального тепловыделения однотипно, и вода не является в этом смысле исключением. Отметим, что и для растворов с неограниченной растворимостью картины теплопереноса подобны таковым для индивидуальных веществ [15].

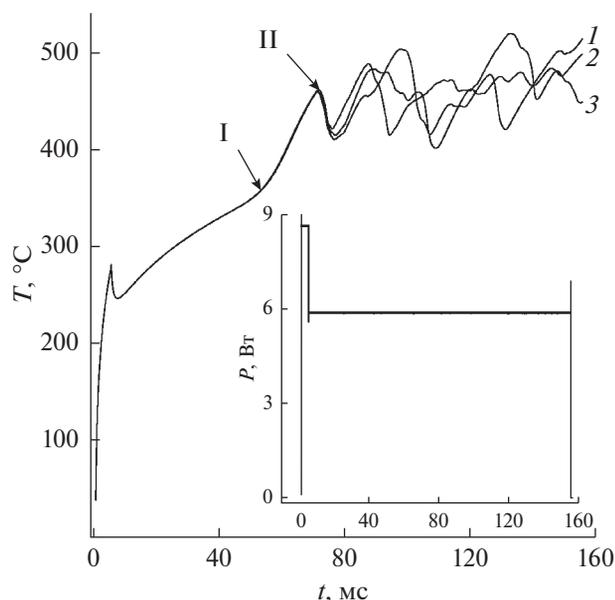


Рис. 7. Последовательные импульсы нагрева воды по изобаре 23 МПа (1–3) при выбранном режиме мощности (на вставке): стрелками обозначены моменты сверхкритического перехода (I) и начала свободноконвективного переноса (II).

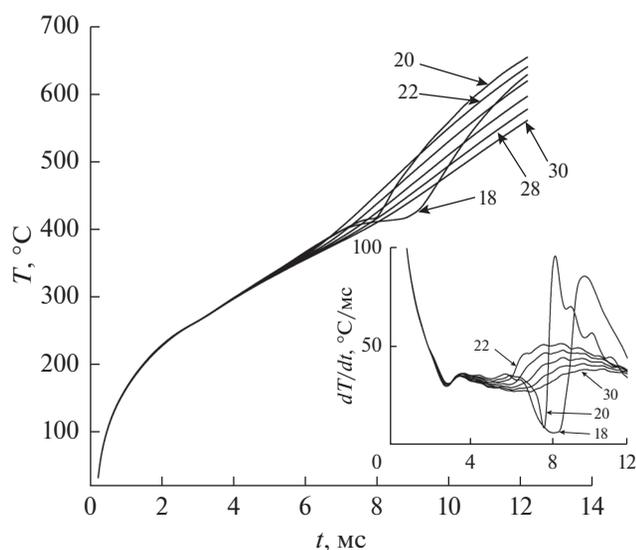


Рис. 8. Кривые нагрева зонда и их производные по времени dT/dt (на вставке) для раствора (0.9 вода + 0.1 ППГ-425) при указанных давлениях от 18 до 30 МПа, $p_c \approx 21$ МПа.

Совсем другая картина теплопереноса наблюдается для растворов с ограниченной совместимостью компонентов в области не вполне устойчивых состояний. Рассмотрим в качестве примера водный раствор полипропиленгликоля (ППГ-425). Фазовая диаграмма этого раствора характеризуется нижней критической температурой растворения (LCST) в окрестности температуры 50°C

[29]. Начальная температура раствора T_0 выбиралась в области его абсолютно устойчивых состояний, $T_0 < T_{LCST}$. В ходе нагрева происходило пересечение области метастабильных состояний, заключенной между линией равновесия жидкость–жидкость и диффузионной спиноподалью [30], и, вероятно, проникновение в область неустойчивых состояний за спиноподалью. При заданной мощности нагрева $P(t)$ этот процесс сопровождался отчетливым и воспроизводимым тепловым эффектом в окрестности 2.5 мс, практически не зависящим от давления (рис. 8). Дальнейший ход нагрева демонстрирует переход в сверхкритический режим между изобарами 20 (спонтанное вскипание, усиление теплопереноса) и 22 МПа (закритический переход, ухудшение теплопереноса), что близко к критической изобаре чистой воды. Обнаруженный эффект свидетельствует о нарушении однородности раствора. Его детальная расшифровка станет предметом будущей работы.

Ранее было установлено, что эффект порогового уменьшения интенсивности теплопереноса усиливается при приближении сверху к критическому давлению ($p/p_c \rightarrow 1$), а его разрешение прекращается при $p/p_c \rightarrow 3p_c$. Столь большая протяженность эффекта по оси давлений резко контрастирует с известными результатами экспериментов по измерению термодинамических свойств вещества в окрестности критической точки. Подобный результат было трудно предсказать заранее.

В то же время он не является уникальным. Аналогичный результат был отмечен Д.Ю. Ивановым на примере теплопроводности аммиака [31]. В частности, при обработке первичных данных измерений теплопроводности [32] и данных по статическому рассеянию света [33] им было обращено внимание на то обстоятельство, что немонотонность хода теплопроводности (в зависимости от плотности) в окрестности критической изохоры отчетливо прослеживается весьма далеко от критической точки ($T > T_c$), фактически на удалении в сто градусов. Выяснение конкретных механизмов, передающих влияние критической точки на статические и динамические характеристики вещества на существенном удалении от нее, отнесено Д.Ю. Ивановым к ключевым вопросам, определяющим понимание природы критических явлений [31]. В несколько другой формулировке этот вопрос был поставлен более 50 лет тому назад М. Грином, председателем оргкомитета знаковой для обсуждаемых здесь явлений Вашингтонской конференции [34].

Весьма информативным компонентом обсуждения служит то обстоятельство, что сигналы-отклики в экспериментах с чистыми жидкостями не содержат никаких особенностей в области давле-

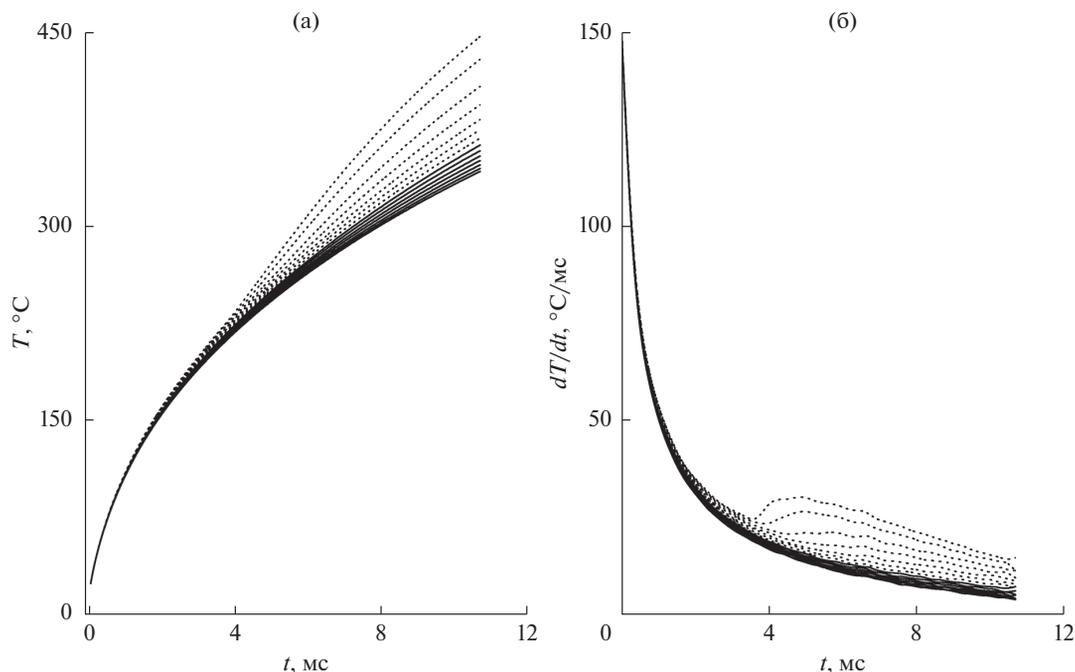


Рис. 9. Кривые нагрева зонда (а) и их производные по времени dT/dt (б) для изопропанола при $p_c \approx 4.9$ МПа: значения p/p_c от 1.02 до 6.0 служат параметром, пунктир — изобары в интервале $(1-3)p_c$, чувствительность к изменениям давления при $p < 3p_c \sim 0.05$ МПа, при $p > 3p_c - 0.1$ МПа.

ний, превышающих $3p_c$ [14, 15]. Картина теплопереноса в этой области напоминает картину для слабо сжимаемой докритической жидкости. На рис. 9 это утверждение продемонстрировано на примере изопропанола. В области $p > 3p_c$ сигналы-отклики отражают естественную тенденцию к увеличению тепловой активности вещества с давлением. Для наглядности сигналы-отклики для изобар в интервале $(1-3)p_c$ даны пунктиром. Найденные в заданных условиях эксперимента результаты по тепловой проводимости СКФ выглядят с учетом отмеченных выше “общепринятых положений” парадоксально. Действительно, как только были созданы нестационарные условия на фоне значительных градиентов физических переменных, что эквивалентно малым характерным временам и размерам, СКФ изменил свое “привычное лицо”.

Попытки понять физическую природу обнаруженного явления приводят к вопросу о структуре СКФ. По-видимому, именно структурный фактор становится основной причиной порогового снижения интенсивности теплопереноса, отчетливо проявившегося в данных экспериментах. Общепринято, что в ближней сверхкритической области вещество теряет структурную однородность. В рамках данного обсуждения важен тот факт, что появляются области повышенной и пониженной плотности [35, 36]. В таких условиях при описании теплопереноса на первый план вы-

ходит микрогетерогенность СКФ. Укажем два обстоятельства, непосредственно связанные с обсуждаемой проблемой. Во-первых, области пониженной плотности хуже отводят тепло, что эквивалентно частичному осушению теплоотдающей поверхности [37]. Предположим в плане дискуссии, что это обстоятельство является фундаментальным фактором появления режима ухудшенной теплоотдачи. Во-вторых, практически любое нарушение однородности системы, согласно экспериментальному опыту (см., например, [38, 39]), служит дополнительным препятствием для теплопереноса и, как следствие, обуславливает снижение его интенсивности относительно формальной экстраполяции вдоль рабочей изобары.

С другой стороны, эти факторы не способны поколебать доминирующую роль пиков термодинамических и транспортных свойств (если они действительно проявляются в представленных условиях экспериментов). Целесообразно предположить, что вещество, попадая в область оклокритических значений температуры и давления, задаваемых в импульсных экспериментах, не переходит в критическое состояние в обычном понимании этого термина. Действие градиента температуры (следовательно, и других переменных) и наличие теплоотдающей поверхности в импульсно нагреваемых системах могут служить факторами, подавляющими крупномасштабные

флуктуации, приводя к “сглаживанию” критических аномалий свойств системы.

Нельзя также исключить существование механизма, аналогичного известному пистон-эффекту [40–42], когда вблизи критической температуры образуется температурная волна, которая быстро удаляется от поверхности нагревателя по адиабатическому сценарию. Волна оставляет горячую среду за своим фронтом, создавая естественное тепловое сопротивление в пограничном слое. Проверка этой гипотезы потребует дополнительных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение быстродействующей методики изучения сверхкритического теплопереноса привело к неожиданным результатам, способным повлиять на направление будущих исследований по этой теме. Малое время тепловой релаксации зонда позволило выявить картины теплопереноса при малых характерных временах и размерах, а также при высоких плотностях теплового потока. Это обстоятельство может иметь важное значение для уточнения природы режима ухудшенной теплоотдачи, запуск которого “привязан” к определенному порогу именно по плотности теплового потока. В рамках этого подхода практически исключено влияние двух основных факторов, осложняющих изучение тепловой проводимости в СКФ. В результате, при быстром переходе по изобаре от сжатой жидкости к СКФ был обнаружен эффект порогового снижения интенсивности теплопереноса и определена сфера его влияния вдоль оси значений p/p_c . Таким образом, были найдены условия эксперимента, сопровождающиеся подавлением крупномасштабных флуктуаций и, как следствие, сглаживанием критических аномалий свойств. Удивительно, что этот эффект, весьма важный для понимания сущности сверхкритического теплопереноса, не получил четкого отклика в течение семи лет с момента первых публикаций [10–12].

Окончательное решение проблемы “мирного сосуществования” обнаруженного эффекта с пиками теплофизических свойств в околоскритической области, известными из стационарных измерений, пока не найдено. Граница между двумя областями переменных с характерным поведением свойств сверхкритического флюида также не определена. Для решения этой проблемы необходимо объединить усилия теплофизического сообщества.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00115). Мы благодарим профессора Яна В. Зенгерса (Jan V. Sengers, Distinguished Research Professor, University of Maryland) за полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курганов В.А., Зейгарник Ю.А., Яньков Г.Г., Маслакова И.В. Теплообмен и сопротивление в трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя: итоги научных исследований и практические рекомендации. М.: Изд-во ООО “Шанс”, 2018. 304 с.
2. Кириллов П.Л. Водоохлаждаемые реакторы на воде сверхкритических параметров // Теплоэнергетика. 2008. Т. 55. № 5. С. 2.
3. Sengers J.V. Behavior of Viscosity and Thermal Conductivity of Fluids near the Critical Point // Conf. Proc. “Phenomena in the Neighbourhood of Critical Points” / Eds. Green M.S., Sengers J.V. Washington: NBS Misc. Publ. 273, 1966. P. 165.
4. Холл У., Джексон Дж. Теплообмен вблизи критической точки. В кн.: Теплообмен (достижения, проблемы, перспективы). Пер. с англ. под ред. Петухова Б.С. М.: Мир, 1981. С. 106.
5. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 272 с.
6. Шицман М.Е. Ухудшенные режимы теплоотдачи при закритических давлениях // ТВТ. 1963. Т. 1. № 2. С. 267.
7. Winterton R.H.S. Early Study of Heat Transfer: Newton and Fourier // Heat Transf. Eng. 2001. V. 22. P. 3.
8. Wagner W., Pruß A. The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. V. 31. P. 387.
9. Rutin S.B., Skripov P.V. Investigation of Not Fully Stable Fluids by the Method of Controlled Pulse Heating. 1. Experimental Approach // Thermochim. Acta. 2013. V. 562. P. 70.
10. Рютин С.Б., Скрипов П.В. Теплоперенос при сверхкритических параметрах импульсно нагреваемой жидкости // Сверхкритические флюиды: теория и практика. 2013. Т. 8. № 1. С. 87.
11. Rutin S.B., Skripov P.V. Heat Transfer in Supercritical Fluids under Pulse Heating Regime // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 57. № 1. P. 126.
12. Рютин С.Б., Ямпольский А.А., Скрипов П.В. Теплоперенос в сверхкритической воде при импульсном изобарном нагреве // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 481.
13. Rutin S.B., Volosnikov D.V., Skripov P.V. Heat Transfer under High-Power Heating of Liquids. 3. Threshold Decrease of Heat Conduction in Supercritical Region // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 91 P. 1.
14. Rutin S.B., Yampol'skii A.D., Skripov P.V. Heat Transfer in Supercritical Fluids. Going to Microscale Times and Sizes. In: Advanced Applications of Supercritical Fluids in Energy Systems / Eds. Chen L., Iwamoto Y. Hershey, PA: IGI Global, 2017. P. 271.
15. Skripov P.V., Rutin S.B. Heat Transfer in Supercritical Fluids: The Case of High-Power Heat Release // Interf. Phenom. Heat Transfer. 2017. V. 5. № 3. P. 187.
16. Polikhronidi N.G., Batoryova R.G., Aliev A.M., Abdulagatov I.M. Supercritical CO₂: Properties and Technological Applications – A Review // J. Therm. Sci. 2019. V. 28. № 3. P. 394.
17. Кузнецова И.В., Гильмутдинов И.И., Гильмутдинов И.М., Сабирзянов А.Н. Получение наночастиц лидокаина методом быстрого расширения сверх-

- критического раствора в водную среду // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 764.
18. *Anisimov M.A.* Letter to the Editor: Fifty Years of Breakthrough Discoveries in Fluid Criticality // *Int. J. Thermophys.* 2011. V. 32. P. 2001.
 19. *Michels A., Sengers J.V.* The Thermal Conductivity of Carbon Dioxide in the Critical Region: III. Verification of the Absence of Convection // *Physica.* 1962. V. 28. P. 1238.
 20. *Скрипов В.П., Колтаков Ю.Д.* Рассеяние света в углекислоте вдоль закритических и закритических изотерм // Матер. совещания. Критические явления и флуктуации в растворах / Под ред. Шапранова М.И. М.: АН СССР, 1960. С. 126.
 21. *Абдулатов И.М., Скрипов П.В.* Термодинамические и транспортные свойства сверхкритических флюидов. Ч. 1. Термодинамические свойства (обзор) // Сверхкритические флюиды: Теория и практика. 2020. Т. 15. № 1. С. 34.
 22. *Michels A., Sengers J.V., van der Gulik P.S.* The Thermal Conductivity of Carbon Dioxide in the Critical Region: II. Measurements and Conclusions // *Physica.* 1962. V. 28. P. 1216
 23. *Скрипов В.П., Поташев П.И.* Теплообмен с углекислотой вдоль закритических изотерм при свободной конвекции // ИФЖ. 1962. Т. 5. № 2. С. 30.
 24. *Levelt Sengers J.M.H.* Critical Exponents at the Turn of the Century // *Physica A.* 1976. V. 82. P. 319.
 25. *Gu H.Y., Zhao M., Cheng X.* Experimental Studies on Heat Transfer to Supercritical Water in Circular Tubes at High Heat Fluxes // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015. V. 65. P. 22.
 26. *Volosnikov D.V., Povolotskiy I.I., Skripov P.V.* Short-Term Thermal Stability of Transformer and Motor Oils at Wide Range of Moisture Contents // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 946. 012108.
 27. *Lipnyagov E.V., Gurashkin A.L., Starostin A.A., Skripov P.V.* Going to Spontaneous Boiling-Up Onset // *J. Eng. Thermophys.* 2018. V. 27. № 3. P. 307.
 28. *Rutin S.B., Igolnikov A.A., Skripov P.V.* High-Power Heat Release in Supercritical Water: Insight into the Heat Transfer Deterioration Problem // *J. Eng. Thermophys.* 2020. V. 29. № 1. P. 67.
 29. *Firman P., Kahlweit M.* Phase Behavior of the Ternary System H₂O-Oil-Polypropyleneglycol (PPG) // *Colloid & Polymer Sci.* 1986. V. 264. № 11. P. 936.
 30. *Imre A.R., Kraska T.* Stability Limits in Binary Fluids Mixtures // *J. Chem. Phys.* 2005. V. 122. 064507.
 31. *Иванов Д.Ю.* Критическое поведение неидеализированных систем. М.: Физматлит, 2003. 248 с.
 32. *Tufeu R., Ivanov D.Y., Garrabos Y., Le Neindre B.* Thermal Conductivity of Ammonia in a Large Temperature and Pressure Range Including the Critical Region // *Ber. Bunsenges Phys. Chem.* 1984. V. 88. P. 422.
 33. *Tufeu R., Letaief A., Le Neindre B.* Turbidity, Thermal Diffusivity and Thermal Conductivity of Ammonia along the Critical Isochore // *Proc. 8th Symp. Thermophysical Properties / Ed. Sengers J.V. N.Y.: ASME, 1982. P. 451.*
 34. *Green M.S.* Introduction // *Conf. Proc. "Phenomena in the Neighbourhood of Critical Points" / Ed. by Green M.S., Sengers J.V. Washington: NBS Misc. Publ. 273, 1966. P. IX.*
 35. *Gorbaty Y.E., Bondarenko G.V.* The Physical State of Supercritical Fluids // *J. Supercrit. Fluids.* 1988. V. 14. P. 1.
 36. *Brazhkin V.V., Fomin Yu.D., Lyapin A.G., Ryzhov V.N., Trachenko K.* Two Liquid States of Matter: A Dynamic Line on a Phase Diagram // *Phys. Rev. E.* 2012. V. 85. 031203.
 37. *Wang J., Li H., Yu S., Chen T.* Investigation on the Characteristics and Mechanisms of Unusual Heat Transfer of Supercritical Pressure Water in Vertically Upward Tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2011. V. 54. P. 1950.
 38. *Rutin S.B., Skripov P.V.* Comments on "The Apparent Thermal Conductivity of Liquids Containing Solid Particles of Nanometer Dimensions: A Critique" (*Int. J. Thermophys.* 36, 1367 (2015)) // *Int. J. Thermophys.* 2016. V. 37. № 10. P. 102.
 39. *Volosnikov D.V., Povolotskiy I.I., Igolnikov A.A., Galkin D.A.* Correlation of Thermal Resistance and Excess Volume for Superheated Aqueous Solutions of Glycols // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 1105. 012153.
 40. *Onuki A., Ferrell R.A.* Adiabatic Heating Effect near the Gas-Liquid Critical Point // *Physica A.* 1990. V. 164. P. 245.
 41. *Miura Y., Yoshihara Sh., Ohnishi M., Honda K., Matsuoto M., Kawai J., Ishikawa M., Kobayashi H., Onuki A.* High-Speed Observation of the Piston Effect near the Gas-Liquid Critical Point // *Phys. Rev. E.* 2006. V. 74. 010101(R).
 42. *Gorbunov A., Soboleva E.* Three Equations of State of Near-Critical Fluids and Numerical Simulation of the Piston Effect // *Microgravity Sci. Technol.* 2020. V. 32. P. 47.