

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Григорьев, В. Г. Жилин, Ю. А. Зейгарник, Ю. П. Ивочкин, В. В. Глазков,  
О. А. Синкевич, Поведение паровой пленки на сильно перегретой поверхности,  
погруженной в недогретую воду, *ТВТ*, 2005, том 43, выпуск 1, 100–114

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и  
согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

16 марта 2025 г., 06:23:41



УДК 536.423; 621.039.51.6

## ПОВЕДЕНИЕ ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ НА СИЛЬНО ПЕРЕГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОГРУЖЕННОЙ В НЕДОГРЕТУЮ ВОДУ

© 2005 г. В. С. Григорьев\*, В. Г. Жилин\*, Ю. А. Зейгарник\*, Ю. П. Ивочкин\*,  
В. В. Глазков\*\*, О. А. Синкевич\*\*

\*Институт высоких температур РАН, г. Москва

\*\*Московский энергетический институт (Технический университет)

Поступила в редакцию 24.03.2004 г.

Представлены результаты экспериментального исследования поведения паровой пленки на сильно перегретой полусферической поверхности, погруженной в недогретую до температуры насыщения воду. Выявлены условия существования паровых пленок на горячей поверхности, характеристики их схода с поверхности нагрева и перехода к пузырьковому кипению, а также эффекты, сопровождающие сход паровой пленки. Обсуждены возможности внутреннего триггеринга тонкой фрагментации горячего расплава и парового взрыва.

### ВВЕДЕНИЕ

Вероятность возникновения парового взрыва при контакте расплава кориума с недогретой водой, т.е. почти мгновенного вскипания большой массы жидкости, сопровождающегося резким ростом давления в системе, существенно ограничивает технические возможности по ликвидации тяжелой аварии АЭС. Помимо атомной энергетики с паровым взрывом сталкиваются в металлургии, химической промышленности, при варке целлюлозы и в ряде других технологических процессов.

Литература по проблеме парового взрыва и смежным вопросам достаточно обширна. В первую очередь следует упомянуть обстоятельные обзоры [1–5], в которых описываются общая картина процесса и качественные наблюдения этого явления, анализируются необходимые соотношения масс взаимодействующих горячей и холодной жидкостей, оценивается доля запасенной горячей жидкостью энергии, переходящая в энергию взрыва (взрывную волну), формулируются стадии процесса. Имеются обзоры экспериментальных исследований [6] и расчетных кодов [7].

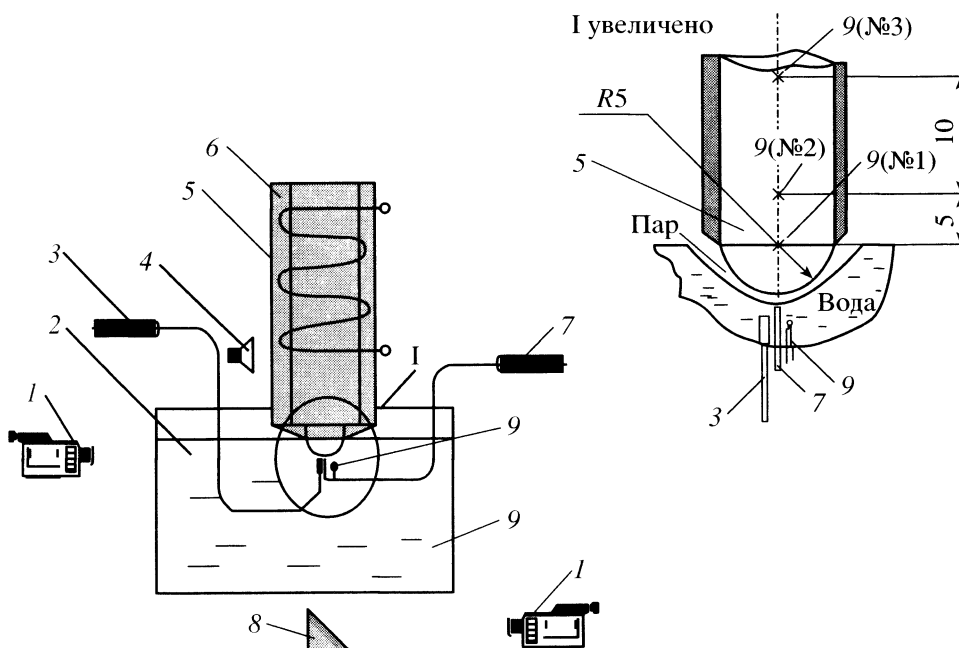
Среди зарубежных экспериментальных исследований следует выделить опыты, проведенные Объединенным исследовательским центром Европейского сообщества по программе KROTOS [8], где изучалось взаимодействие с водой расплавов олова,  $Al_2O_3$  и кориума (смеси  $UO_2$  и  $ZrO_2$ ), и эксперименты, проведенные в лабораториях Англии и США [4, 9]. В России эксперименты по изучению механизма парового взрыва были выполнены в ФЭИ [10], ОКБ Гидропресс и Электрогорском научно-исследовательском центре ВНИИАЭС [11].

К проблематике парового взрыва близко прилегают задачи об устойчивости и сосуществова-

нии пленочного и пузырькового режимов кипения, анализ температурных возмущений, нарушающих тепловое равновесие и вызывающих смену режимов кипения. Эти проблемы изучались в [12], где сформулирован ряд плодотворных идей, способствующих корректному описанию (моделированию) изучаемой проблемы.

Процесс парового взрыва принято подразделять на несколько стадий: грубая фрагментация горячей жидкости (расплава), предварительное перемешивание (премиксинг), тонкая фрагментация частиц расплава, собственно паровой взрыв (импульсное образование большой массы пара) [1–5]. Из них наиболее сложной как для построения математических моделей, так и для экспериментальных исследований является стадия тонкой фрагментации. На этой стадии парового взрыва пленочное кипение на совокупности сравнительно крупных фрагментов, имеющих характерный размер около сантиметра, в течение короткого периода времени (десятки миллисекунд) сменяется существенно более интенсивным пузырьковым кипением. Одновременно происходит дробление фрагментов на более мелкие частицы, размеры которых на один–два порядка меньше исходных. Этот процесс сопровождается резким увеличением поверхности теплоотдачи, приводящим к дополнительному усилению генерации пара. Не до конца ясен физический механизм (так называемый триггеринг и в первую очередь спонтанно возникающий внутренний триггеринг), инициирующий протекание этой стадии с “синхронизацией” теплофизических, гидродинамических и термомеханических процессов на отдельных фрагментах.

Экспериментальное изучение тонкой фрагментации проводится как с достаточно большими



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки и измерений: 1 – видеокамера, 2 – водяной объем, 3 – волоконно-оптический датчик давления, 4 – микрофон, 5 – рабочий участок и образец с полусферическим торцом, 6 – нагреватель, 7 – опτικο-волоконный датчик толщины пленки, 8 – зеркало, 9 – термопары ХА.

массами горячей жидкости, когда могут быть получены интегральные эффекты и статистические данные относительно вероятности и интенсивности этих эффектов, так и на одиночных каплях или твердых частицах. В последнем случае можно проследить и попытаться многократно воспроизвести некоторые теплофизические явления, которые можно использовать при разработке физической модели процесса.

Настоящее исследование относится ко второй группе. Наблюдая специфику кипения недогретой воды на сильно перегретых твердых поверхностях и варьируя условия на греющей поверхности, авторы делают попытку выявить новые или уточнить уже известные стороны инициирования тонкой фрагментации и парового взрыва. В пользу подобного рода исследований свидетельствует и тот факт, что в отличие от других стадий парового взрыва триггеринг практически не зависит от параметров всей системы, а определяется локальными условиями и явлениями, протекающими в ограниченном объеме. В данной статье описание установки, методов измерений и общей картины наблюдавшихся процессов приводится в сжатом виде, поскольку они уже были изложены в [13–15]. Более детально представлены новые данные, и в результате проведенных наблюдений сделаны предварительные заключения.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема установки приведена на рис. 1. Рабочий участок 5 представлял собой теплоизолированный цилиндрический медный стержень со сменным наконечником, имеющим полусферическую торцевую поверхность. В экспериментах использовались наконечники из разных материалов (чистая медь, медь с покрытием из  $Al_2O_3$  или серебряного припоя, нержавеющей сталь), имеющих различное состояние греющей поверхности. При нагреве на воздухе медь интенсивно окисляется. Согласно специально выполненным экспериментам толщина естественного слоя окиси меди, зависящая от времени пребывания образца на воздухе и температуры нагрева образца  $T$ , изменялась в проведенных экспериментах от единиц до нескольких десятков микрометров (рис. 2). Искусственное покрытие из  $Al_2O_3$  имело толщину 100–150 мкм. Образец нагревался в воздухе до температуры 400–850°C и с помощью координатного устройства со скоростью несколько миллиметров в секунду погружался в дистиллированную воду, недогрев которой до температуры насыщения в разных опытах мог меняться от 5 до 85°C. В течение опыта недогрев воды в объеме сосуда 2 (рис. 1) поддерживался постоянным. Глубина погружения наконечника составляла 5 мм. Температура при начальном нагреве образца определялась требованием получения стабильного пленочного кипения на начальной стадии процес-

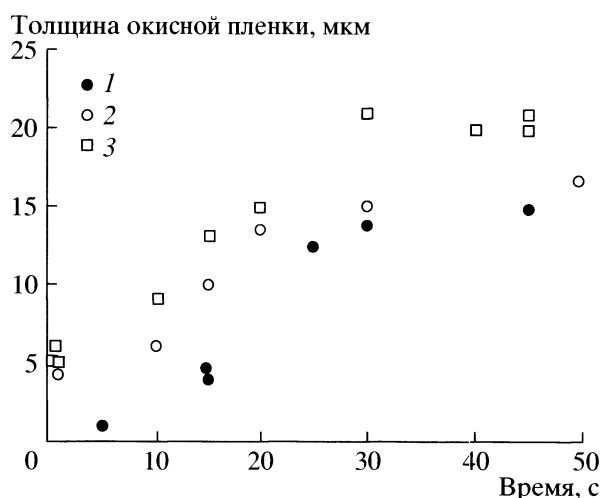


Рис. 2. Зависимость толщины окисной пленки на медной поверхности от времени нагрева образца: 1 –  $T = 673$  К, 2 –  $773$  К, 3 –  $873$  К.

са. Размеры изготовленного из оргстекла бачка с водой составляли  $300 \times 100 \times 110$  мм.

Процесс разрушения и схода паровой пленки наблюдался визуально с помощью катетометра и микроскопа (на рис. 1 не показаны). Параметры процесса – температуры жидкости и образца на разных расстояниях от теплоотдающей поверхности, давление и звуковые сигналы – фиксировались термопарами 9, оригинальным волоконно-оптическим датчиком давления 3 [16, 17] и микрофоном 4 соответственно. Начальная толщина паровой пленки у нижней полусферы и низкочастотные колебания толщины пленки измерялись специальными волоконно-оптическими датчиками 7 или получались в результате обработки видеок кадров.

Кроме непосредственных наблюдений с помощью микроскопа, поведение паровой пленки регистрировалось несколькими видеокамерами. Максимальная частота видеосъемки и время экспозиции в проведенных экспериментах были соответственно 1000 кадр/с и 1/5000 с. Запись и обработка сигналов с датчиков и видеокамер осуществлялись на персональных компьютерах.

## 2. ОБЩАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССА

Как указывалось выше, начальная температура образца выбиралась так, чтобы на нем изначально устанавливалась устойчивая пленка пара.

Согласно измерениям волоконно-оптическим датчиком начальная пленка пара вокруг медной полусферы имеет толщину 150–200 мкм. Паровая оболочка сообщается с атмосферой у свободной поверхности жидкости, где происходит истечение паровой фазы в атмосферу. Эта картина отличается от той, что наблюдается при полном погру-

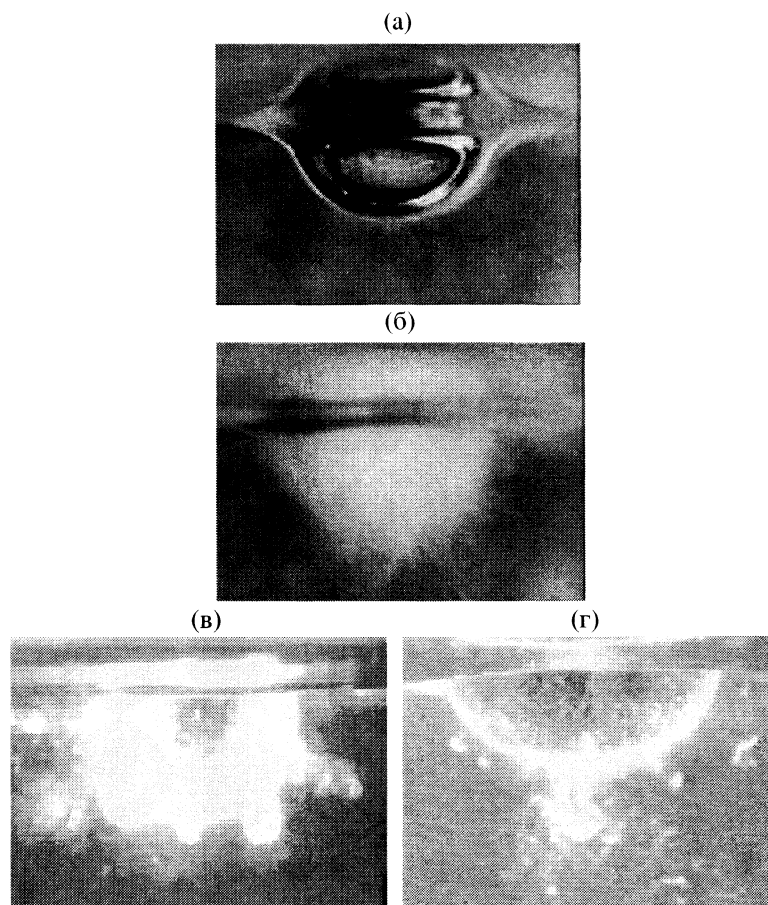
жении перегретого образца в объем жидкости, когда пар из паровой полости удаляется в виде периодически отрывающихся паровых образований в верхней части нагретого тела.

Визуальные наблюдения и видеосъемка показали, что в зависимости от материала и состояния греющей поверхности разрушение паровой пленки (по мере охлаждения поверхности) и переход к пузырьковому кипению происходят по существенно отличающимся сценариям.

На свободной от окислов медной поверхности в течение нескольких минут существует “толстая” устойчивая паровая пленка (толщиной 150–200 мкм в нижней точке образца). Пар покидает пленку у свободной поверхности жидкости (рис. 3а). При охлаждении поверхности до  $350\text{--}400^\circ\text{C}$  происходит спокойный сход паровой пленки и устанавливается режим пузырькового кипения. Пузырьковое кипение возникает в месте соединения полусферической паровой пленки со свободной поверхностью жидкости и в течение  $\sim 100$  мс распространяется на всю поверхность полусферы.

Интересно отметить, что подобная картина наблюдалась и в другом предельном случае, когда медная металлическая поверхность была покрыта толстым (более 100 мкм) слоем малотеплопроводного покрытия. Этот слой создавался плазменным напылением порошка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  или образовывался в результате последовательного многократного окисления горячей медной поверхности в воздухе (теплопроводность таких покрытий 1.0–2.5 Вт/(м К)). В данном случае сход паровой пленки и переход к пузырьковому кипению происходили при существенно более высоких температурах ( $600\text{--}900^\circ\text{C}$ ), чем на медной поверхности без покрытия.

На медной поверхности с относительно тонкой окисной пленкой, которая образуется после 2–4-кратного нагрева медного образца в воздухе, разрушение паровой пленки происходило по-иному. По прошествии некоторого периода времени (от 0.5–1 мин до десятка минут в зависимости от качества теплового контакта между сменным наконечником и массивным цилиндром, обеспечивавшим подпитку теплом наконечника) межфазная поверхность пар–вода становилась непрозрачной (мутной). По нашему мнению, это связано с появлением тонких капиллярных волн (ряби). В течение примерно 0.1 с рябь покрывала всю межфазную поверхность (рис. 3б), а затем, по истечении еще примерно 1 с, происходил резкий сход паровой пленки, сопровождавшийся интенсивным испусканием паровых струй. При этом наблюдались различные варианты развития процесса: быстрое расширение парового объема в радиальном направлении с выбросом многочисленных паровых струй (рис. 3в); выброс сильной одиночной струи пара (рис. 3г) со скоростью примерно 0.3 м/с; мно-



**Рис. 3.** Фотографии паровой пленки и видов ее схода с поверхности перегретой полусферы: (а) – “гладкая” паровая пленка, (б) – паровая пленка с волнами ряби, (в) – выброс нескольких паровых струй с окисленной медной полусферы, (г) – выброс одиночной струи.

гократно повторяющееся испускание одиночных струй пара меньшей интенсивности, чем в предыдущем варианте, с временным восстановлением паровой пленки (подобный цикл мог повторяться до 30 раз).

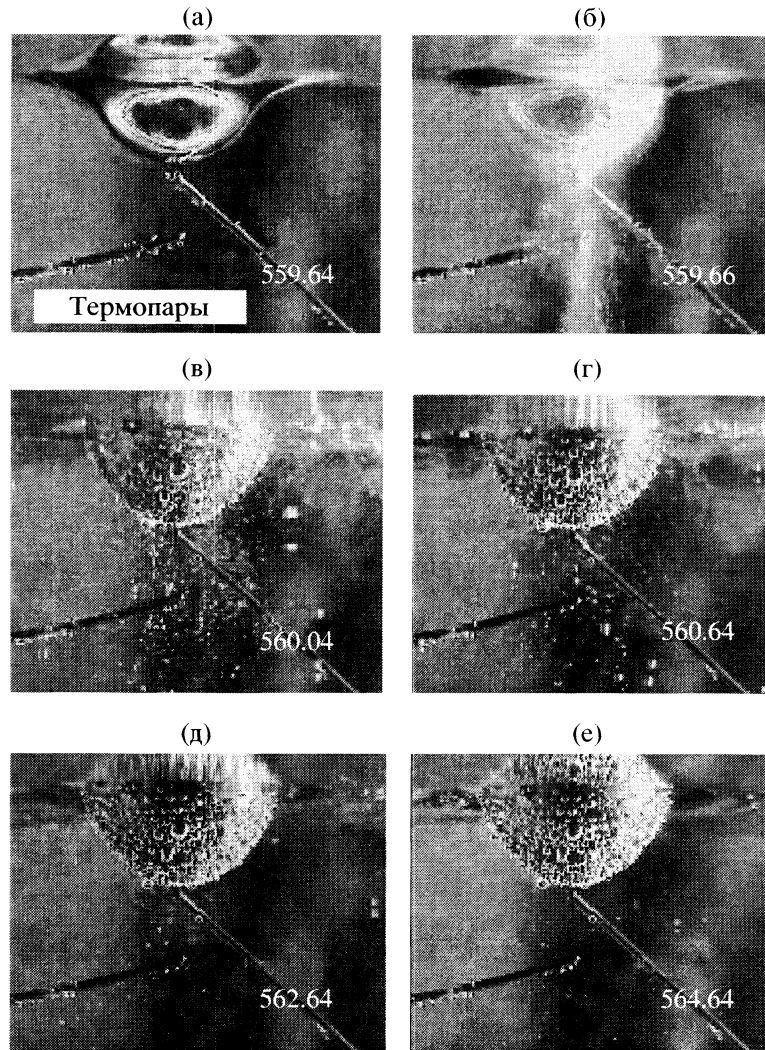
Взрывной сход пленки сопровождался характерными звуковыми эффектами (щелчками) и скачками амплитуды давления.

Серия экспериментов была проведена с образцами из нержавеющей стали X18Н10Т, слабая окисляемость которой позволяет получить лучшую воспроизводимость результатов опытов. В течение нескольких часов картина схода пленки была близка к наблюдавшейся на неокисленной (или слабо окисленной) медной поверхности. После “приработки” нержавеющей поверхности, видимо, приводившей к улучшению характеристик смачивания, на ней все чаще начинали возникать случаи взрывного схода паровой пленки типа описанных выше для окисленной медной поверхности, которые также сопровождалась звуковыми эффектами и импульсами давления, хотя и меньшей интенсивности.

Интересно отметить, что в условиях недогрева жидкости до температуры насыщения пузырьковое кипение, приходящее на смену пленочному, не сопровождается отрывом пузырей от поверхности нагрева (рис. 4) даже на близкой к вертикали части полусферы. Отвод тепла от полусферы осуществляется путем испарения у корня пузырька и конденсации пара у его вершины. В случае более высокого недогрева число пузырей больше, а их средний размер меньше.

Результаты измерений с помощью датчиков давления позволили получить дополнительную информацию о процессе и оценить некоторые его характеристики.

Было обнаружено, что осциллограммы пульсаций давления немонотонны, на них наблюдаются пики давления (рис. 5а). Максимальная амплитуда пиков, которая, видимо, соответствовала извержению паровых струй, не превышала 30 кПа. Продолжительность пика составляла несколько миллисекунд. Спектральный анализ (рис. 5б) пика осциллограммы давления в диапазоне 1.274–1.282 с (рис. 5б) показал преобладание колебаний с частотой 3 кГц. Возможно, рассматриваемый



**Рис. 4.** Видеокadres взрывного схода паровой пленки и пузырькового кипения на нержавеющей перегретой полусфере (видны неотрывающиеся пузыри пара на полусфере и термопары, установленные в воде),  $T_{\text{в}} = 297 \text{ К}$ : (а) – последний видеокادر перед сходом паровой пленки в момент времени  $\tau = 0$ , (б) – 0.2 с, (в) – 0.4 с, (г) – 1 с, (д) – 2 с, (е) – 5 с.

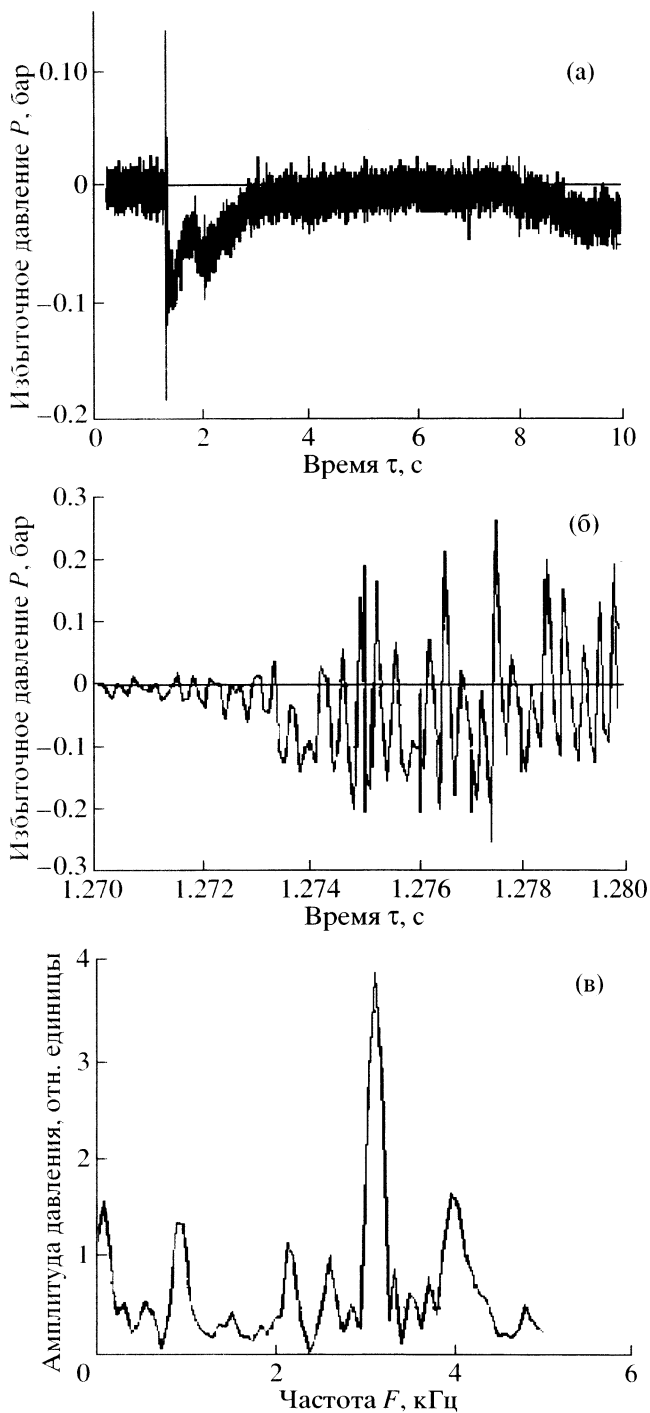
пик давления (точнее “пакет” импульсов, реализующихся за 8 мс) является результатом кумулятивного эффекта многочисленных пузырьков пара, почти одновременного возникающих на поверхности полусферы.

Испускание паровых струй сопровождается также звуковым импульсом. В случае испускания одиночной струи он воспринимается на слух как щелчок. При испускании многочисленных струй амплитуда звукового давления существенно меньше, чем при испускании одиночной струи. При спокойном сходе пленки осциллограмма напоминает белый шум, сопровождающий возникновение и схлопывание многочисленных слабо коррелированных во времени паровых пузырей в недогретой жидкости. Сказанное выше иллюстрируется данными рис. 6, где показана “тонкая” структура зарегистрированных звуковых сигнала-

лов на коротких отрезках времени (приблизительно 10 мс). Как и в случае осциллограммы давления в объеме жидкости, пик звукового давления при взрывном сходе пленки представляет собой “пакет” высокочастотных ( $\sim 3 \text{ кГц}$ ) колебаний.

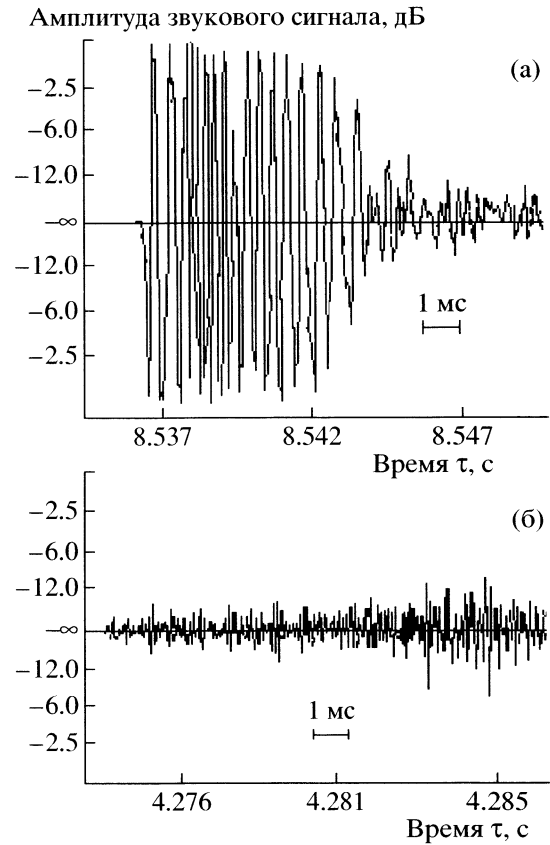
Согласно показаниям термопары № 1 (см. рис. 1), расположенной по оси полусферы на расстоянии 5 мм от ее нижней части, однократное извержение паровой струи сопровождается резким снижением температуры (кривая 3, рис. 7); соответственно при многократном извержении струй наблюдается несколько температурных ступеней (кривая 2, рис. 7). В случае толстого малотеплопроводного покрытия (кривая 1, рис. 7) сход пленки начинается при высоких температурах и длится несколько секунд.

Следует отметить, что из-за существенных изменений в свойствах окисных пленок от одного



**Рис. 5.** Показания датчика давления: (а) – осциллограмма давления, сопровождающего выброс паровой струи; (б) – тонкая структура пика давления; (в) – амплитудный спектр осциллограммы давления.

эксперимента к другому опытные данные, полученные на окисленных образцах, имеют плохую воспроизводимость количественных характеристик. Эксперименты, выполненные на нержавеющей образцах, в известной мере свободны от этого недостатка.

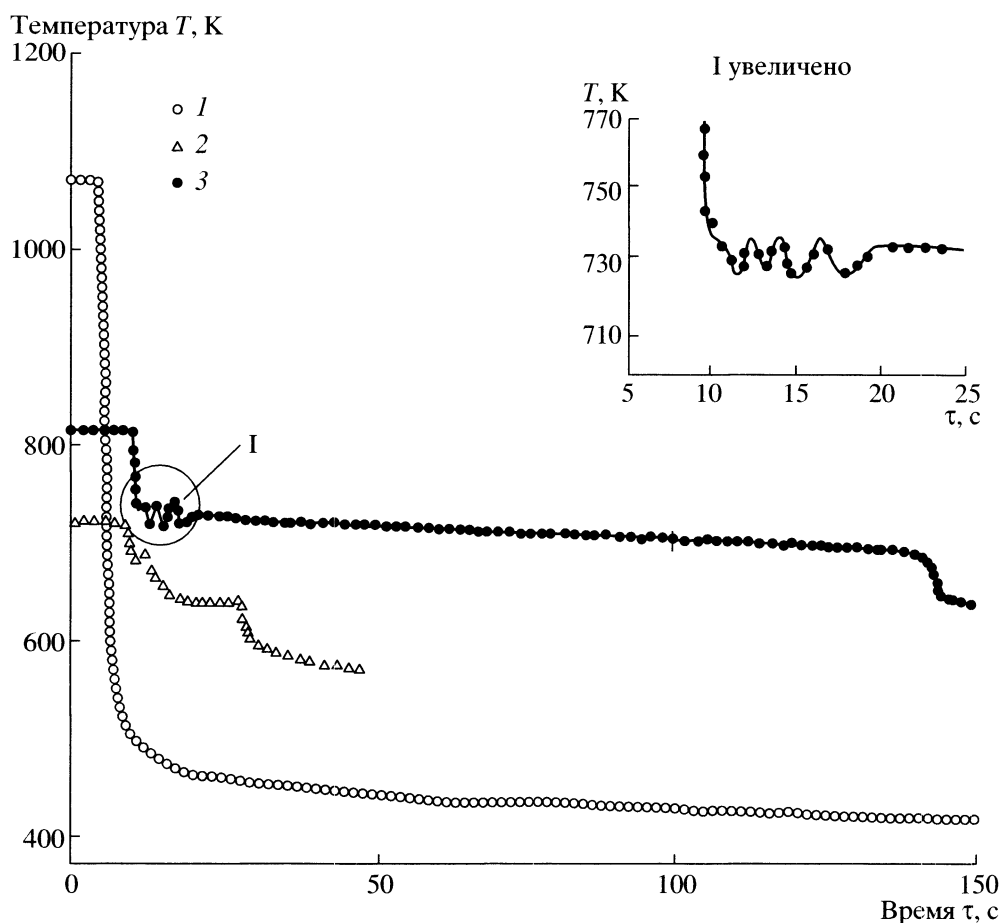


**Рис. 6.** Осциллограммы звуковых колебаний: (а) – взрывной сход пленки, (б) – спокойный переход к пузырьковому кипению.

### 3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДА ОТ ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ К ПУЗЫРЬКОВОМУ

Одной из важнейших характеристик перехода от пленочного кипения к пузырьковому (схода паровой пленки) является температура греющей поверхности при реализации этого процесса. Хорошо известно, что в квазистационарных условиях она невысока и для технически гладких, неокисленных поверхностей и обычных условий смачивания при атмосферном давлении составляет для воды примерно 220–250°C.

Тем не менее уже давно было установлено, что в существенно нестационарных условиях, например при закалке металла, эта температура значительно выше [18–20]. Существует ряд гипотез, пытающихся обосновать это явление, причем ни одна из них не получила экспериментального и теоретического подтверждения с требуемой полнотой и достоверностью. Наиболее распространены гипотезы о касании горячей поверхности гребнями волн, возникших на поверхности раздела пар–жидкость, и о резком улучшении смачиваемости поверхности материалов, прошедших высокотемпературный нагрев (в частности, окис-



**Рис. 7.** Осциллограммы температуры в центре полусферы по показаниям термопары № 1 (рис. 1): 1 – спокойный сход паровой пленки без выброса паровых струй (полусфера с покрытием  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), 2 – сход пленки с выбросом одиночной паровой струи, 3 – сход пленки с повторяющимся выбросом паровых струй.

ленных). Сочетание этих факторов облегчает контакт жидкости с перегретой поверхностью и стимулирует переход к пузырьковому кипению.

В таблице представлены результаты наших экспериментов, выполненных на нержавеющей полусферических образцах без покрытия (за исключением опытов 25 и 26). Приведены данные по начальной температуре в центре полусферы  $T_0$  в момент ее погружения в холодную воду, температуре  $T''_0$  в центре полусферы при сходе паровой пленки в момент времени  $\tau''$ , отсчитываемый от момента погружения, и средней плотности теплового потока  $q_{\text{пл}}$ , отводимого от полусферы в период устойчивого пленочного кипения. Последняя величина определялась по разности температур в точках установки термопар № 1 и № 2 (см. рис. 1).

Для оценки правомерности расчета  $q_{\text{пл}}$  указанным методом была решена модельная задача теплопроводности для рабочего участка, изображенного на рис. 1, при охлаждении его полусферического торца паром с коэффициентами теплоотдачи  $= 10^3$  и  $5 \times 10^2$  Вт/(м<sup>2</sup> К). Были рассчитаны варианты охлаждения образцов из меди и нержавеющей ста-

ли. Цилиндрическая часть рабочего участка в обоих случаях, как и в экспериментах, была выполнена из меди. Задача решалась на прямоугольной сетке с использованием локально одномерной, неявной конечно-разностной схемы со сгущением расчетной сетки в теле полусферического наконечника.

Численное моделирование показало, что в медной полусфере по простейшей примерно 10 с кривые изменения температуры в местах размещения термопар №№ 1–3 (см. рис. 1) становятся практически эквидистантными, что дает возможность пользоваться указанным способом определения  $q_{\text{пл}}$ . Для образца из нержавеющей стали аналогичная картина наблюдается начиная с момента времени 20 с. В большинстве экспериментов с нержавеющей полусферами определенные указанными способами значения  $q_{\text{пл}}$  с точностью  $\pm 25\%$  согласуются между собой.

Общий уровень  $q_{\text{пл}}$  в зависимости от температурного напора  $T_{\text{ст}} - T_s$ , где  $T_{\text{ст}}$  и  $T_s$  – температуры стенки и жидкости при температуре насыщения соответственно, составлял 100–200 кВт/м<sup>2</sup>, что хорошо соответствует опытным данным [21].



Условия смены пленочного режима кипения пузырьковым

№№ опытов	$T_0, ^\circ\text{C}$	$T_0'', ^\circ\text{C}$	$T_0 - T_0'', ^\circ\text{C}$	$\tau'', \text{c}$	$q_{\text{пл}}, 10^5 \text{ Вт/м}^2$	$T_{\text{в}}, ^\circ\text{C}$	Примечание
1	640	520	120	740	0.7	21	НС*
2	620	580	140	45	0.6	24	НС
3	670	520	150	760	0.75	25	НС
4	470	425	45	1200	0.55	24	НС
5	615	580	35	20	0.8	22	НС
6	646	618	28	37	0.5	24	НС
7	700	670	30	80	0.3	37	НС
8	660	625	25	200	0.45	46	НС, два погружения
9	670	580	90	280	0.5	46	
10	690	510	180	1000	0.5	65	НС
11	690	610	80	380	0.45	52	НС
12	670	620	50	160	0.55	51	НС
13	660	490	170	1350	0.7	76	НС, колебания паровой пленки
14	660	640	20	200	1.2	80	
15	580	535	45	120	1.4	72	
16	580	550	30	600	0.4	80	НС
17	710	640	70	150	0.85	80	НС, два погружения, пленка,
18	595	370	225	680	0.95	80	при втором сходе звуковой щелчок
19	570	470	100	150	0.55	20	Нс, щелчок
20	580	510	70	400	0.45	20	
21	560	470	90	100	0.75	22	
22	420	330	90	270	0.75	64	
23	420	360	60	60	0.9	62	
24	425	340	85	120	0.9	56	
25	906	900	6	20	–	20	Медь, покрытая окисью алюминия
26	800	795	5	15	–	20	

\*НС – образец выполнен из нержавеющей стали.

Температура прекращения пленочного кипения (схода пленки) изменялась в весьма широких пределах: от 320 до 620°C. Подобный статистический разброс данных, наблюдаемый также в [21, 22] и ряде других источников, иллюстрируется гистограммой распределения температуры схода паровой пленки (рис. 8), заимствованной из [22].

#### 4. ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ПАР-ЖИДКОСТЬ

Образование волн на поверхности раздела паровой и жидкой фаз существенным образом влияет на протекающие процессы. Во-первых, возникновение волн большой амплитуды, сопоставимой с толщиной паровой пленки, окружающей перегретую полусферу, может привести к загромождению канала выхода пара и возрастанию его гидравлического сопротивления, а также явиться

причиной выброса паровых струй в момент интенсивного парообразования. Во-вторых, волны большой амплитуды могут приблизиться к горячей поверхности, оказаться в соприкосновении с ней какое-то время и вызвать смену режимов кипения. Возможный взрывной механизм перехода к пузырьковому кипению при соприкосновении холодной жидкости с горячей поверхностью описан в [23].

При малой протяженности паровых каналов, окружающих полусферу (единицы миллиметров – несколько сантиметров), согласно обычной теории волн на свободной поверхности жидкости наиболее вероятно возникновение коротких (капиллярных) волн (так называемой ряби), для которых влияние сил поверхностного натяжения будет определяющим. Данный тезис согласуется с описанными в разделе 2 наблюдениями.

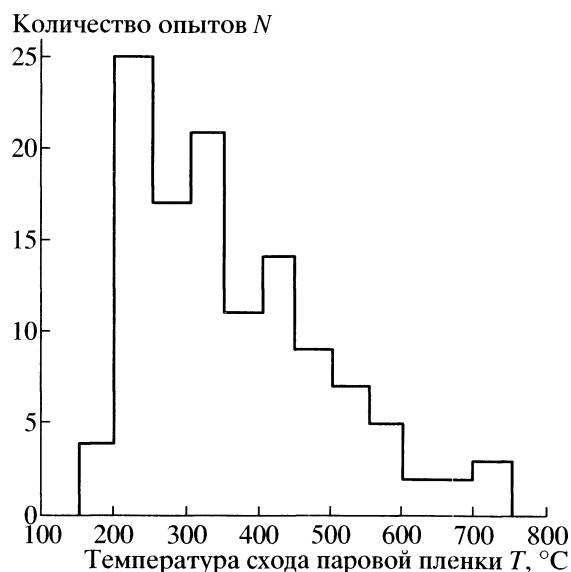


Рис. 8. Гистограмма перегревов поверхности при сходе паровой пленки с медной капли [22].

Волны ряби, как правило, быстро затухают на расстоянии в несколько миллиметров под действием сил вязкости и поверхностной диссипации энергии [24] (из-за изменения поверхностного натяжения при неравновесных условиях, существующих у гребня волны).

Очевидно, что “классические” волны ряби не могут настолько усилиться, чтобы приблизиться к греющей поверхности или коснуться ее и стать причиной как исчезновения паровой пленки, так и загромождения канала для выхода пара с сопутствующими гидродинамическими эффектами, т.е. выбросом струй.

В наших условиях поверхность раздела пар–жидкость ограничена в пространстве, поскольку линия соприкосновения паровой пленки со свободной поверхностью и точка поверхности раздела, соответствующая лобовой точке полусферического образца, фиксированны. Из-за отражения волн ряби от границ на поверхности раздела пар–жидкость возможно образование стоячих волн, в том числе трехмерных. Эти волны могут иметь существенно большую амплитуду, чем интенсивно диссипирующие волны ряби. В момент приближения пучностей большой амплитуды к теплоотдающей поверхности проходное сечение для потока пара, движущегося в направлении свободной поверхности жидкости, уменьшается и совокупность пучностей стоячих волн образует своего рода “лабиринтное уплотнение”. При интенсивном парообразовании наличие подобного “лабиринта” может привести к резкому возрастанию давления в центральных зонах паровой полости и выбросу пара в виде струй. Степень усиления колебаний пленки и

высота пучностей зависят от конкретных обстоятельств, сопутствующих охлаждению полусферы (капли). Поэтому интенсивность, кратность и число выбросов паровых струй являются, как описано в разделе 2, статистическими по своей природе характеристиками наблюдаемого процесса.

Усиление (увеличение высоты) стоячих волн может происходить в результате действия сдвинутой по фазе реактивной силы испаряющегося с гребней волн потока пара [25]. Этот поток возникает при интенсивном неравновесном испарении жидкости с межфазной поверхности [26]. Импульс отдачи вызывает ускорение, существенно превышающее ускорение силы тяжести. Данный вопрос требует дальнейшего анализа.

Согласно проведенным при спокойном (без выбросов паровых струй) остывании полусферы наблюдениям окружающий ее паровой слой в некоторых случаях совершал колебания, форма, частота и амплитуда которых определялась температурами нагревателя и охлаждающей жидкости, а также материалом образца. Для образцов, изготовленных из меди, были характерны гармонические изменения объема (толщины) всей паровой оболочки как единого целого с частотой в несколько герц. На образцах из нержавеющей стали колебания паровой оболочки имели более сложную форму и были инициированы волнами, возникающими на границе раздела пар–жидкость. Фотографии, демонстрирующие процесс развития этих волн, показаны на рис. 9а. Временной интервал между кадрами составляет 1 мс. Эти волны в форме концентрических окружностей перемещались по поверхности полусферы от нижнего ее края вверх, к свободной поверхности. Характерные значения амплитуды и частоты колебаний составляли соответственно  $\sim 140$  мкм и несколько десятков (50–80) Гц. Область существования этих колебаний (сверху над экспериментальными точками) для полусфер из нержавеющей стали представлена на рис. 9б, где по оси абсцисс отложена температура охлаждающей воды, а по оси ординат – температура в полусфере, измеряемая термопарой № 1 (см. рис. 1). Можно предположить, что колебания подобного типа могли иметь место в экспериментах с жидким металлом в условиях устойчивого пленочного кипения при температуре нагретой поверхности более  $1200^\circ\text{C}$  (см. [21] и литературу в [6]). Эти колебания могли вызвать контакт охлаждающей жидкости с горячей стенкой, что инициировало сход паровой пленки и дробление жидкометаллического теплоносителя.

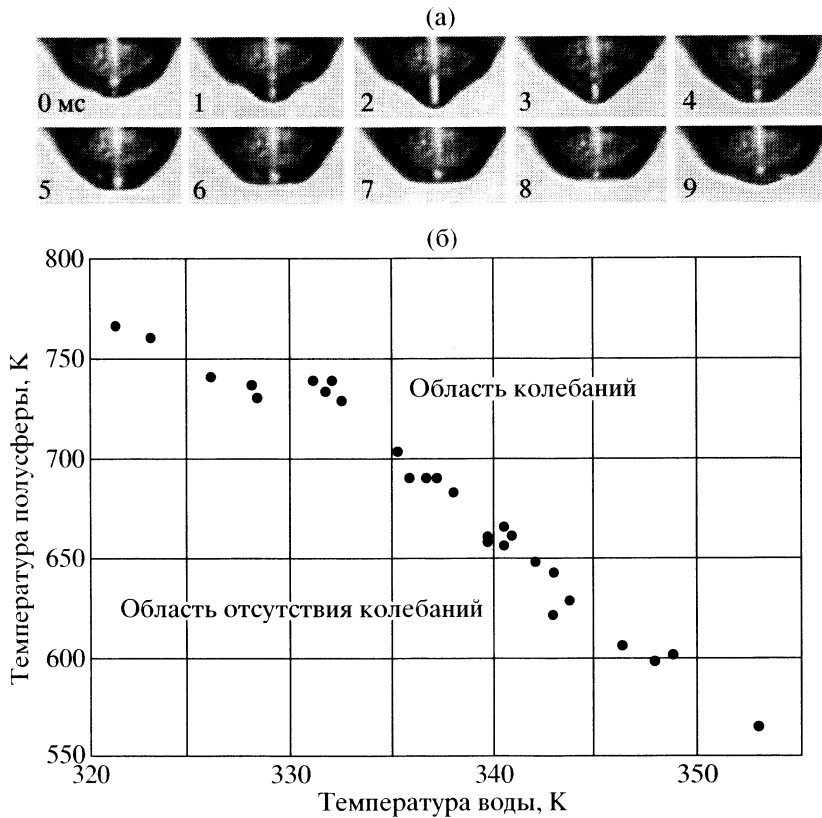


Рис. 9. Форма и область колебаний паровой пленки: (а) – видеокadres колебаний паровой пленки (временной интервал между кадрами 1 мс), (б) – область колебаний.

### 5. СМЕНА РЕЖИМОВ КИПЕНИЯ И СХОД ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ

Выше отмечалось, что температура схода паровой пленки очень высока. В наших экспериментах она составляла 400–600°C и выше, лишь в редких опытах опускаясь до 300°C. Столь же высокие температуры схода паровой пленки отмечались в [21]. Они были получены как в экспериментах на воде и фреоне-113 авторов данной статьи [21], так и в экспериментах других авторов [18, 19, 20]. При этом температура схода паровой пленки заметно возрастала с увеличением недогрева жидкости до температуры насыщения, достигая при  $\Delta T_{\text{нед}} = 80^\circ\text{C}$  примерно 700°C [21].

Берглес [21] объясняет это явление изменением поверхностных условий, в частности, улучшением смачиваемости материала, окисленного при его начальном нагреве, что в первую очередь касается меди.

Согласно опытным данным толщина пленки пара около полусферы при наличии организованной возможности выхода пара на свободную поверхность жидкости, как это имело место в наших экспериментах, невелика и составляет 100–150 мкм. При образовании пленки на цилиндрической и сферической поверхностях, полностью окруженных жидкостью, толщина пленки оказалась при-

близительно такой же [27, 28]. Возрастание недогрева жидкости до температуры насыщения приводит к уменьшению толщины паровой пленки, разделяющей поверхность нагрева и жидкость. Если полагать, что тепло от греющей поверхности отводится преимущественно теплопроводностью через паровую пленку, то при измеренных плотностях теплового потока (см. раздел 3) расчетное значение толщины паровой пленки оказывается меньше указанных выше экспериментальных значений. Частично это отклонение может быть объяснено колебаниями поверхности раздела, когда ее отдельные участки в процессе колебаний приближаются к греющей поверхности, при этом тепловой поток увеличивается по гиперболическому закону. Тепло может быть дополнительно отведено в толщу жидкости посредством испарения в пучностях и конденсации во впадинах волн, образующихся на пленке [29]. Естественно, что этот процесс может быть реализован только при наличии недогрева жидкости до температуры насыщения.

Реальность череды последовательных кратковременных касаний жидкостью стенки показана также в [30] экспериментально и теоретически. Вошедшая в соприкосновение с греющей поверхностью жидкость начинает прогреваться тепло-

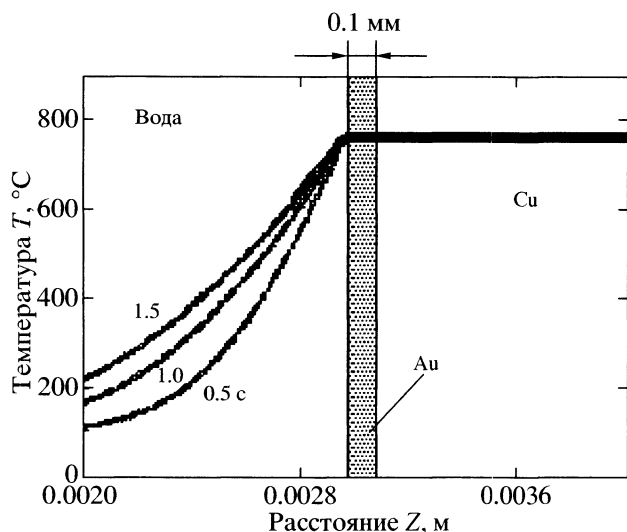


Рис. 10. Расчетные температурные поля в греющей стенке и контактирующей с ней жидкости.

проводностью [31] и через несколько миллисекунд вскипает. В начальный момент времени плотность теплового потока составляет единицы  $\text{МВт}/\text{м}^2$ , а по мере прогрева жидкости плотность теплового потока снижается.

Монастырским В.П. совместно с авторами данной статьи были выполнены расчетные оценки температурного состояния и тепловых потоков при мгновенном контакте перегретой металлической поверхности с водой. Численно решалось нестационарное одномерное уравнение теплопроводности с граничными условиями первого рода. На рис. 10 представлены распределения температур в различные моменты времени в охлаждающей воде и медном блоке, покрытом слоем золота толщиной 100 мкм. Начальные температуры воды и меди равнялись соответственно 20 и  $800^\circ\text{C}$ . Из рис. 10 видно, что даже по прошествии 1 с вода на удалении 1 мм от греющей поверхности оказывается слабо прогретой, что затру-

няет протекание пузырькового кипения в большом объеме в “классическом” виде, т.е. с генерацией паровых образований большого размера. Плотность теплового потока в начальный момент (десятки миллисекунд) составляет около  $10 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; а спустя 0.5 с после момента касания жидкостью горячей поверхности плотность теплового потока близка к  $1 \text{ МВт}/\text{м}^2$ . Интересно отметить, что интенсивность прогрева слоев воды радикально не меняется при наличии на медной поверхности малотеплопроводного покрытия из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 100 мкм и даже 1 мм, определяясь нестационарной теплопроводностью в объеме воды.

На рис. 11 показано изменение температуры нержавеющей полусферы при спокойном и взрывном сходах паровой пленки. Кривые построены по показаниям термопары № 1 (см. рис. 1), расположенной на оси образца на расстоянии 5 мм от нижнего торца полусферы. Для варианта, показанного на рис. 11б, средняя плотность теплового потока в первые 0.5 с процесса составляет около  $20 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ; а на рис. 11а она примерно в 3 раза меньше. Указанные опытные значения в целом согласуются с приведенными выше оценками удельного теплового потока.

Перегрев непосредственно прилегающих к греющей поверхности микронных слоев воды во всех случаях весьма значителен, что обеспечивает активацию большого числа центров парообразования малого размера по прошествии миллисекунд. Рост пузырей на центрах парообразования тем не менее лимитируется наличием слоев недогретой жидкости, где происходит конденсация пара. В [27] на основе данных высокоскоростной киносъемки отмечалось, что после схлопывания паровой пленки под действием внешнего импульса давления вошедшая в контакт с перегретой поверхностью жидкость резко вскипает, образуя скопление многочисленных мелких пузырьков. Интенсивное возникновение множества пузырьков обеспечивает чрезвычайно высокие коэффициенты

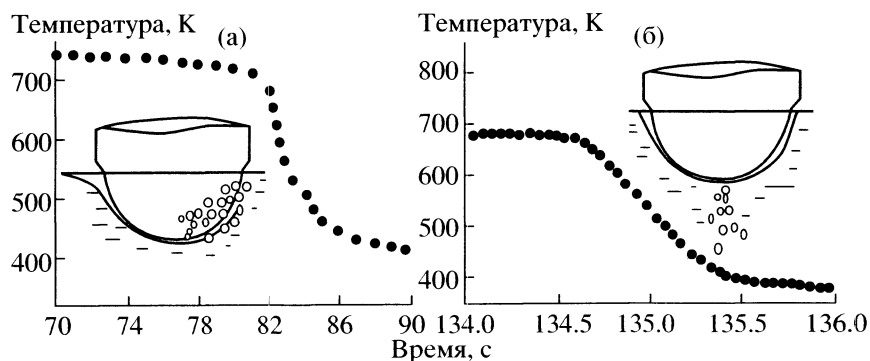


Рис. 11. Изменение температуры нержавеющей полусферы по показаниям термопары № 1 (рис. 1): (а) – спокойный сход пленки, (б) – взрывной сход пленки.

теплоотдачи со стороны холодной жидкости ( $\sim 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup> К)).

Кроме оценок скорости прогрева жидкости, были выполнены расчеты температурного состояния холодного “пятна” (зоны касания жидкостью горячей поверхности). Результаты этих расчетов, полученные при указанном выше значении коэффициента теплоотдачи (на остальной части поверхности, работающей в области пленочного кипения, коэффициент теплоотдачи принят равным  $10^3$  Вт/(м<sup>2</sup> К)) показали, что на чистой медной поверхности тепловые потоки через поверхность холодного “пятна” чрезвычайно высоки: в момент времени  $\tau = 0.11$  с от начального соприкосновения они превышают  $12$  МВт/м<sup>2</sup>, а при  $\tau = 1.1$  с составляют  $9$  МВт/м<sup>2</sup>. Соответствующие значения температуры поверхности приблизительно равны  $400$  и  $300^\circ\text{C}$ . Этот уровень температур обеспечивает восстановление режима пленочного кипения после контакта жидкости с чистой медной поверхностью и снижение плотности теплового потока после ее предшествующего всплеска. Поэтому на чистой медной поверхности взрывного нарастания генерации пара и его струйного истечения в опытах не наблюдалось.

Оценки показывают, что наличие пленки малотеплопроводного покрытия из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $0.5$  мм с коэффициентом теплопроводности  $\lambda = 1.4$  Вт/(м К) существенно изменяет развитие процесса. Температура поверхности падает до  $130^\circ\text{C}$ , а плотность теплового потока снижается примерно до  $1.5$  МВт/м<sup>2</sup> (при  $\tau = 1.1$  с). В итоге пленочный режим кипения, однажды исчезнув в результате касания жидкостью теплоотдающей поверхности, уже не восстанавливается и образец пребывает в режиме пузырькового кипения. Это подтверждается экспериментами.

Отметим, что малотеплопроводное покрытие достаточно большой толщины препятствует развитию значительных тепловых потоков. Охлаждение полусферы происходит спокойно, и сход пленки не сопровождается выбросом струй пара.

При меньшей толщине малотеплопроводного покрытия или при наличии окисной пленки меди определенной толщины (десятки микрометров после двух–четырех циклов нагрева медной полусферы) создаются условия как для существенного снижения температуры поверхности, т.е. возникновения пузырькового кипения при касании жидкостью греющей поверхности, так и для сохранения значительных тепловых потоков (несколько МВт/м<sup>2</sup>). Совокупность этих обстоятельств приводит к интенсивной генерации пара, перемежаемости во времени пузырькового и пленочного режимов кипения, образованию волнистой поверхности и выбросу струй пара из полости паровой пленки. Неизбежные отклонения в толщине образовавшейся окисной пленки и ее теплопровод-

ности из-за возможных отслоений от греющей поверхности создают наблюдавшуюся в экспериментах неопределенность в развитии процесса схода пленки, которая проявляется в возможности выброса одиночных струй, многочисленных струй, однократных или повторяющихся выбросов струй средней интенсивности.

Нержавеющая сталь при температурах  $700$ – $800^\circ\text{C}$  окисляется слабо (хотя этой степени окисления, видимо, достаточно для резкого изменения характеристик смачивания), ее теплопроводность, с одной стороны, существенно меньше, чем у меди (примерно в  $20$  раз), с другой – приблизительно во столько же раз выше, чем у покрытия из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  или у слоя окислов. Поэтому можно предположить, что условия опытов с полусферами из нержавеющей стали занимают некоторое промежуточное положение между экспериментами с чистой и окисленной медными поверхностями. В них сход паровой пленки происходит при достаточно высоких температурах, паровая пленка, исчезнув в результате касания жидкостью греющей поверхности, не восстанавливается, однако интенсивность генерации пара при пузырьковом кипении хотя и высока, но недостаточна для возникновения мощных струй: как правило, возникают слабые струи.

Высказанные выше соображения близки к опубликованным в [12] идеям о влиянии размеров пятна (домена), имеющего отличную от остальной поверхности температуру, на возможность устойчивого существования домена и его распространения на остальную поверхность теплообмена.

Можно проследить некоторую аналогию между возможностью касания сильно перегретой поверхности гребнями волн и возможностью контакта подлетающей капли жидкости с такой же поверхностью. Последняя задача исследовалась в [30, 32–35], где отмечалось существенное влияние недогрева жидкости до температуры насыщения на параметры исследуемого явления. В [35] были сделаны следующие заключения. Толщина пленки пара между греющей поверхностью и каплей существенно уменьшается (до нескольких микрометров) в момент начального приближения капли к поверхности. Из-за наличия выступов шероховатости это обстоятельство может привести к локальному контакту жидкости с горячей поверхностью и смене режима теплообмена. Паровой слой под действием потока пара с испаряющейся каплей раскачивался (наблюдались колебания его толщины), и система выходила на существенно нелинейный колебательный режим. Кроме того, было выявлено доминирование капиллярных процессов. В [35] используется понятие динамической температуры Лейденфроста, т.е. температуры исчезновения паровой пленки в условиях сильного недогрева жидкости и пульсаций парового слоя. Динамическая температура Лейденфроста суще-

ственно (до порядка величины) выше температуры Лейденфроста для статической (не имеющей начальной скорости в направлении нагретой поверхности) и нагретой до температуры насыщения капли. Хотя в количественном отношении полученные в [35] результаты по температуре Лейденфроста вызывают определенные сомнения, качественно они согласуются с нашими экспериментами по температуре схода паровой пленки.

## 6. НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРЕГРЕВ ГРЕЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБРАЗОВАНИЕ ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ

Близкие к описанным в разделах 3 и 5 теплогидравлические проблемы возникают при образовании паровой пленки. Хорошо известно [36], что по достижении спинодали – границы абсолютной неустойчивости жидкости – спонтанно в течение короткого промежутка времени возникает паровая фаза и рабочее тело не может находиться в жидком состоянии. Для воды при атмосферном давлении и теория, и эксперимент дают температуру предельного перегрева около  $320^{\circ}\text{C}$ , выше которой на поверхности нагретого тела должна образовываться устойчивая пленка пара и существовать режим пленочного кипения.

Вместе с тем, если исходить из данных раздела 3, достаточно очевидно, что устойчивое пленочное кипение вряд ли будет существовать ниже температуры схода паровой пленки, типичной для данного образца, т.е. температуры перехода от пленочного кипения к пузырьковому. Действительно, в наших экспериментах практически не удавалось создать устойчивую паровую пленку при перегревах ниже  $350\text{--}400^{\circ}\text{C}$ .

Причина превышения точки предельного перегрева в условиях наших экспериментов, по-видимому, заключается в следующем. Опытный образец погружается в недогретую до температуры насыщения воду за конечный отрезок времени. Скорость погружения образца невелика – около  $1\text{ мм/с}$ . Однако, скорее всего, за  $4\text{--}6\text{ с}$  погружения и при наличии возможности выхода пара на свободную поверхность жидкости на поверхности образца успевают развиваться описанные в разделе 6 гидродинамические условия, стимулирующие сход паровой пленки. Тем самым для создания устойчивой паровой пленки требуются существенно более высокие перегревы.

## 7. ИМПУЛЬС ДАВЛЕНИЯ И ИНИЦИИРОВАНИЕ (ТРИГГЕРИНГ) ТОНКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ГОРЯЧЕЙ ЖИДКОСТИ

В [1, 21] отмечалось, что наличие импульса давления стимулирует одновременный сход паровых пленок с большого числа частиц горячего расплава, способствует одновременному переходу

плечного кипения в пузырьковое на ансамбле частиц, а тем самым и собственно паровому (тепловому) взрыву. Указанный импульс может быть вызван искусственно взрывом проволоочки [4], резким перемещением поршня [27] и другими методами. Он может возникнуть естественным путем после удара струи расплава или горячих фрагментов о днище или стенки емкости [10]. Существует также возможность спонтанного возникновения импульса давления в результате схлопывания паровой пленки на одном или нескольких горячих фрагментах или термомеханического распада жидких капель [37].

Процесс интенсивного пузырькового кипения порождает акустический шум (“шипение”) согласно используемой в [38] терминологии, однако генерируемые при этом импульсы давления малы для реализации цепного триггеринга. Заметим, что, в принципе, шипящий звук сопровождает не только интенсивное кипение, но и слабую кавитацию. Напротив, схлопывание паровой пленки сопровождается согласно нашим данным (см. раздел 2) и результатам других экспериментов [1] резким изменением давления на десятки кПа. Тем не менее остается нерешенным вопрос, может ли такой импульс послужить внутренним (спонтанным) триггерингом парового взрыва.

В [39] экспериментально осуществлялось схлопывание паровой пленки на сильно перегретой нержавеющей сфере, погруженной в сильно недогретую жидкость, при подаче импульса давления в несколько десятых МПа в паровую полость сосуда путем разрыва диафрагмы ударной трубы. При этом чем выше была начальная температура поверхности сферы, тем больше был импульс давления, необходимый для схлопывания (collapse) паровой пленки.

В реальных условиях парового взрыва объем паровых пленок на грубых фрагментах расплава не обеспечивает усиления импульса давления, а напротив, приводит к его ослаблению [40]. Возможность усиления первичного спонтанного импульса заключается в случайной реализации почти синхронного вторичного схлопывания паровой пленки на нескольких фрагментах горячей среды. Такими фрагментами могут являться ансамбли жидких капель или твердых частиц, стимулированных первичным импульсом давления. Указанная возможность существует, но она далеко не всегда реализуется. Об этом свидетельствует вероятностный (статистический) характер парового взрыва при внутреннем триггеринге.

Проанализируем влияние внешнего импульса давления на процессы в паровой пленке. При повышении давления в паровой пленке часть находящегося в ней пара конденсируется на поверхности раздела пар–жидкость и толщина паровой пленки при этом уменьшается. Этот процесс тем интенсивнее, чем выше недогрев жидкости. Дей-

ствии инерционных сил массы воды также ведет к уменьшению толщины пленки [34, 35].

Присутствие инертного газа ухудшает условия конденсации пара и увеличивает толщину паровой пленки. Видимо, этим объясняется отмеченное в экспериментах снижение вероятности парового взрыва при наличии в системе инертного газа [4].

В процессе конденсации пара вероятность касания греющей поверхности границей раздела жидкость–пар значительно выше при малой исходной толщине паровой пленки. Это обстоятельство особенно заметно при существенной шероховатости твердой греющей поверхности и колеблющейся поверхности раздела. Стимулирующая роль недогрева жидкости до температуры насыщения в развитии парового взрыва заключается, прежде всего, в формировании тонкой паровой пленки. Малые недогревы приводят к образованию изначально толстой паровой пленки и ухудшению возможности касания ею греющей поверхности. Это связано с тем, что интенсивность теплообмена при конденсации паров вещества определяется теплопроводностью в слое жидкости, который обеспечивает отвод тепла конденсации от поверхности раздела. При увеличении недогрева воды отводимый тепловой поток возрастает.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В проблеме парового взрыва наименее изученными и трудно моделируемыми процессами остаются стадия тонкой фрагментации горячего теплоносителя и механизм инициирования тонкой фрагментации (триггеринг).

2. Выполнено экспериментальное исследование кипения недогретой воды на сильно перегретых поверхностях. Процесс смены режимов наблюдался визуально и с помощью видеокамер; измерялись температурные характеристики процесса, толщины паровой пленки, всплески давления и звуковые эффекты.

3. Установлено определяющее влияние материала и состояния поверхности на характер и параметры схода паровой пленки, на процесс перехода пленочного режима в пузырьковый.

На чистой медной поверхности сход пленки имел спокойный характер. Такой же переход к пузырьковому кипению наблюдался на греющей поверхности с толстым (100–150 мкм) малотеплопроводным покрытием, но при более высоких температурах металлической подложки.

На окисленных медных поверхностях с толщиной слоя оксидов до 5–30 мкм сход паровой пленки носил взрывной характер с испусканием либо интенсивной одиночной струи, либо совокупности более слабых струй (в том числе многократно повторяющейся совокупности).

4. Взрывной сход паровой пленки сопровождался пульсациями давления жидкой фазы вблизи греющей поверхности и звуковыми эффектами. Импульс давления составлял десятки килопаскалей и длился десятки миллисекунд. Анализ тонкой структуры импульса показал, что импульс давления представляет собой пакет большого числа импульсов частотой в единицы килогерц.

5. Установлено, что волнообразование на поверхности раздела пар–жидкость имеет разнообразный характер и может, в частности, принимать вид либо ряби, которую можно рассматривать как капиллярные волны, либо относительно низкочастотных (единицы – десятки герц) стоячих или бегущих волн с амплитудой 100–200 мкм, приблизительно равной толщине паровой пленки. Предложены механизмы распространения волн под действием реактивной силы потока пара, испаряющегося с межфазной поверхности, и образования струйных течений посредством загромождения проходного сечения парового потока.

6. Температура схода паровой пленки превышала температуру предельного перегрева, что согласуется с данными ряда исследований. Указанное явление связано с появлением и распространением холодных пятен на поверхности нагрева. Наличие малотеплопроводного покрытия, окисных пленок и высокий недогрев воды способствовали распространению холодных пятен (очагов пузырькового кипения), которые появлялись в результате касания колеблющейся холодной жидкостью греющей поверхности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 02-02-16630-а и № 03-02-2009-б).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Степанов Е.В.* Физические аспекты парового взрыва Препринт № 54503/3. Москва. ИАЭ, 1979.
2. *Corradini M.L., Kim B.J., Oh M.D.* Vapor Explosion in Light Water Reactors. A Review of Theory and Modeling Progress // *Progress in Nuclear Energy*. 1988. V. 22. № 1. P. 1.
3. *El-Genk M., Matthews., Bankoff S.G.* Molten Fuel–Coolant Interaction Phenomena with Application to Carbide Fuel Safety // *Progress in Nuclear Energy*. 1987. V. 20. № 3. P. 151.
4. *Berthoud G.* Vapor Explosions // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2000. V. 32. P. 573.
5. *Fletcher D.F.* Steam Explosion Triggering: a Review of Theoretical and Experimental Investigations // *Nucl. Eng. and Des.* 1995. V. 155. P. 27.
6. *Ефанов А.Д., Загорюлько Ю.И., Ремизов О.В. и др.* Паровые взрывы: анализ экспериментальных исследований // *Теплоэнергетика*. 1997. № 8. С. 17.
7. *Богатырев И.Л., Загорюлько Ю.И., Ремизов О.В. и др.* Расчетно-теоретическое моделирование взаимодействия расплава с теплоносителем в процес-

- се парового взрыва // Теплоэнергетика. 1997. № 9. С. 54.
8. *Huhtiniemi I., Magallon D.* Insight into Steam Explosion with Corium Melt in KROTOS // Proc. 1999 NURETH-9 Conference (CD). Oct. 3–8. 1999. San-Francisco. USA, 1999.
  9. *Theophanous T.G.* The Study of Steam Explosions in Nuclear Systems // Nucl. Eng. and Des. 1995. V. 155. P. 1.
  10. *Загорюлько Ю.И., Ремизов О.В., Козлов Ф.А. и др.* Экспериментальные исследования взаимодействия расплавов термитных смесей и свинца с водой // Теплоэнергетика. 1998. № 3. С. 20.
  11. *Нигматулин Б.И., Волков Е.В., Осокин Г.В., Цой В.Р.* Экспериментальное исследование парового взрыва при взаимодействии высокотемпературного расплава с водой // В сб. трудов 1-й Российской национ. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ, 1994. Т. 4. С. 182.
  12. *Ковалев С.А., Усатииков С.В.* Температурные домены на проволочном нагревателе // ТВТ. 2000. Т. 38. № 2. С. 262.
  13. *Glazkov V.V., Zhilin V.G., Zeigarnik Yu.A. et al.* Study of Transition from Film to Nucleate Boiling on a Solid Hemispheric Surface // Proc. 5th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, Thessalonici, Greece, 2001. V. 1. P. 337.
  14. *Glazkov V.V., Zhilin V.G., Zeigarnik Yu.A. et al.* Water Boiling on Highly Superheated Hemispherical Samples // Proc. 12<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf. Grenoble. France. 2002. V. 3. P. 545.
  15. *Глазков В.В., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А. и др.* Экспериментальное исследование смены режимов кипения на сильно перегретой полусфере, погруженной в недогретую жидкость // В сб. трудов 3-й Российской национальн. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ, 2002. Т. 4. С. 72.
  16. *Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П., Оксман А.А. и др.* Волоконно-оптические датчики давления // ТВТ. 1996. Т. 34. № 5. С. 811.
  17. *Zhilin V.G.* Optical-Fiber Velocity and Pressure Transducers. N.Y.: Hemisphere Publ. Corp., 1990. 168 p.
  18. *Togaya M., Tamura I.* Studies on the Quenching Media (1<sup>st</sup> Report). An Analysis of Cooling Process During Quenching // Mem. Scient. Int. Res. Osaka Univ. 1952. № 9. P. 85.
  19. *Pilling N.B., Lynch T.D.* // Trans. Amer. Inst. Min. Metal. Eng. 1920. № 62. P. 665.
  20. *Weber F.* Zur teorie und praxis der stahlhartnung // Arch. Eisen Hutt Wess. 1932. № 5. S. 367.
  21. *Bergles A.E., Thompson W.G.* The Relationship of Quench Data to Steady-State Pool Boiling Data // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1967. V. 13. № 1. P. 55.
  22. *Zyszkowski W.* On the Transplosion Phenomenon and the Leidenfrost Temperature for Molten Copper – Water Interaction // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1976. V. 11. P. 625.
  23. *Генри Р.Е., Фауске Н.К.* Возникновение и рост паровых пузырьков при крупномасштабном взрывном парообразовании // Теплопередача. 1979. Т. 101. № 2. С. 107.
  24. *Лайтхилл Д.* Волны в жидкости / Пер с англ. М.: Мир, 1981.
  25. *Глазков В.В., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А. и др.* Взрывной режим неустойчивости, приводящей к разрушению паровой пленки на твердой нагретой полусферической поверхности // ДАН. 2001. Т. 376. № 3. С. 328.
  26. *Дергунов И.М.* Исследование эволюции паровых пленок на поверхностях нагретых тел, погруженных в жидкости: Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 2001.
  27. *Abe J., Narai H.* Microscopic Film Collapse Behavior at Trigger for Vapor Explosion // Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf. August 18–23. Grenoble. France, 2002. P. 551.
  28. *Jouhara H.I., Axcell B.P.* Vapor Film Collapse Characteristics on Specimens Undergoing Forced Convection Film Boiling // Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf. August 18–23. Grenoble. France, 2002. P. 707.
  29. *Gotovskii M.A., Zeigarnik Yu.A.* On Peculiarities of Mechanism of Boiling Crisis in Channels under High Subcooling Conditions // Proc. 11th Int. Heat Transfer Conf. August 23–28. Kyongju, Korea. V. 6. P. 39.
  30. *Костановская М.Е.* Особенности теплообмена при кратковременном контакте капли с перегретой стенкой. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИВТАН, 1987.
  31. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
  32. *Стырикович М.А., Ламден Д.И., Костановская М.Е.* Теплообмен при кратковременном контакте жидкой капли с сильно перегретой поверхностью // ТВТ. 1984. Т. 22. № 6. С. 1158.
  33. *Стырикович М.А., Ламден Д.И., Костановская М.Е.* О пространственно-временной структуре теплового взаимодействия при кратковременном контакте капли жидкости с сильно перегретой поверхностью // ТВТ. 1986. Т. 24. № 4. С. 753.
  34. *Буевич Ю.А., Манкевич В.Н.* К теории явления Лейденфроста // ТВТ. 1982. Т. 20. № 6. С. 1136.
  35. *Буевич Ю.А., Манкевич В.Н., Полоцкий М.И.* К теории падения капель на перегретую поверхность // ТВТ. 1986. Т. 24. № 4. С. 743.
  36. *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
  37. *Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Король Е.З.* Термомеханический механизм тонкой фрагментации жидких капель при паровом взрыве // ТВТ. 2004. Т. 42. № 3. С. 491.
  38. *Huang C.-X., Heidari A., Carey V.P.* Experimental Determination of the Leidenfrost Transition for Water and Aqueous Liquid Mixtures // Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf. Aug. 18–23. Grenoble. France, 2002. P. 539.
  39. *Yagi M., Abe Y., Adachi H. et al.* Study of Film Boiling Collapse Behavior by Pressure. Japan: SARY-95, JAERI-memo 08-127. 1995.
  40. *Накоряков В.Е., Вассерман Е.С., Покусаев Б.Г., Прибатурин Н.А.* Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры // ТВТ. 1994. Т. 32. № 3. С. 411.