

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

ГАСАНОВ
Байрамали Мехрали оглы

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ КИПЕНИЯ
ЭМУЛЬСИЙ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ**

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Екатеринбург – 2021

Содержание

	стр.
Введение	5
1. Вскипание перегретой жидкости	12
1.1.1. Перегретая жидкость	12
1.1.2. Перегрев жидкости при ее нагреве	14
1.1.3. Взрывное вскипание жидкости	16
1.2. Исследуемые теплоносители	18
1.3. Экспериментальное исследование взрывного вскипания жидкости	24
1.4. Цепная активация низкотемпературных центров кипения в перегретых капельках жидкости	36
1.5. Цепная активация низкотемпературных центров кипения и критический объем эмульсии	50
1.6. Выводы	54
2. Теплообмен с эмульсиями	55
2.1. Обзор исследований теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой	55
2.2. Экспериментальные установки и методики проведения опытов	59
2.2.1. Теплоотдача от тонких проволок при атмосферном давлении	59
2.2.2. Экспериментальная установка для визуализации процесса кипения	64
2.2.3. Теплоотдача от внутренней поверхности трубы при атмосферном давлении	65
2.2.4. Установка для исследования теплообмена при давлениях до 3,6 МПа	67
2.3. Результаты экспериментального исследования теплообмена при кипении эмульсий	70
2.3.1. Исследованные теплоносители	70
2.3.2. Температурная и концентрационная зависимости коэффициента теплоотдачи	74

2.3.3. Задержка начала кипения	80
2.3.4. Влияние размеров капелек дисперсной фазы на характеристики теплообмена	81
2.3.5. Ухудшение теплоотдачи при кипении эмульсий	89
2.3.6. Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой	97
2.3.7. Влияние различных добавок в эмульсию на теплообмен при кипении	112
2.3.8. Теплоотдача к эмульсии образованной из частично растворимых жидкостей	119
2.4. Выводы.....	124
3. Обобщение экспериментальных данных при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой	126
3.1. Известные модели кипения эмульсий	126
3.2. Обобщение полученных экспериментальных данных по теплоотдаче к эмульсиям	132
3.2.1. Модель кипения	132
3.2.2. Вывод основных расчетных формул	132
3.2.3. Расчетная формула	135
3.2.4. Учет дисперсионного состава эмульсии	139
3.2.5. Обработка экспериментальных данных	144
3.3. Зависимость начала цепной активации центров кипения от перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии	148
3.4. Выводы.....	154
4. Теплообмен при кипении эмульсии в микросканалах	156
4.1. Фундаментальные вопросы связанные с кипением жидкостей в мини- и микроканалах	156
4.2. Кипение эмульсий в каналах малого размера	159

4.3.	Экспериментальное исследование теплообмена при кипении в вынужденном потоке эмульсий в миниканале	162
4.3.1.	Экспериментальные установки для исследования теплообмена при кипении в миниканале	163
4.3.2.	Обработка экспериментальных данных	166
4.4.	Результаты экспериментального исследования	167
4.4.1.	Теплообмен при кипении в вынужденном потоке воды и эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода	167
4.4.2.	Режимы течения двухфазного потока	168
4.4.3.	Характеристики теплообмена	171
4.4.4.	Колебание давления и температуры	173
4.4.5.	Теплообмен при кипении капелек дисперсной фазы в вынужденном потоке эмульсии	176
4.4.6.	Эмульсия вода/ПМС-20	177
4.4.7.	Эмульсия н-пентан/глицерин	186
4.5.	Возможные области применения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой	190
4.6.	Выводы	194
	Заключение	195
	Список основных обозначений	198
	Список литературы	201

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Эмульсии представляют собой смесь из двух взаимно нерастворимых жидкостей, в которых капельки дисперсной фазы распределены в непрерывной дисперсионной среде. Рассматриваются эмульсии, у которых капельки дисперсной фазы имеют температуру кипения ниже температуры кипения дисперсионной среды. Механизм кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой отличается от кипения однородных жидкостей и является достаточно сложным как для экспериментальных, так и теоретических исследований.

Кипение жидкостей как эффективный способ отвода тепла, широко используется в различных энергетических устройствах и теплообменных аппаратах. Для интенсификации теплоотдачи и повышения критических тепловых потоков применяются традиционные методы интенсификации теплообмена [1-10], такие как: увеличение площади теплоотдающей поверхности, использование нано- и микрошероховатых поверхностей для увеличения интенсивности образования и отрыва пузырьков пара, кипение в условиях вынужденного течения жидкости, турбулизация и закрутка потока и др. Интенсифицировать теплообмен при кипении можно и путем введения в теплоноситель различных добавок в виде твердых, жидких и газообразных веществ (наночастиц, поверхностно-активных веществ, высокомолекулярных соединений и др.) [15-21].

Принципиально иной подход решения задачи интенсификации теплоотдачи к жидкому теплоносителю связан с введением в него нерастворимой низкокипящей жидкости и образованием из полученной смеси эмульсии, причем внутренней, дисперсной фазой эмульсии, является вводимая добавка. Режим конвективного теплообмена у таких эмульсий мало отличается от аналогичного режима дисперсионной среды. При пузырьковом кипении проявляется ряд особенностей: высокие перегревы капелек дисперсной фазы, широкие, по сравнению с однокомпонентными жидкостями, интервалы пузырькового кипения,

высокие значения коэффициента теплоотдачи от нагревателя к эмульсии при температурах ниже температуры кипения дисперсионной среды. На характер теплообмена при кипении эмульсии оказывает влияние концентрация и размер капелек дисперсной фазы.

С развитием новых технологий, в различных областях техники наблюдается миниатюризация теплообменных устройств с малыми каналами (мини и микро размеров) для подвода или отвода теплоты [18-29]. Использование эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой в качестве теплоносителя в таких устройствах может оказаться эффективным способом охлаждения теплонапряженных элементов.

Степень разработанности темы исследования. На сегодняшний день достаточно хорошо изучен предельный случай взрывного вскипания жидкости, возникающий при температурах близких к температурам предельного перегрева [30-33]. Недостаточно изучен механизм взрывного вскипания жидкости при ее малых перегревах, когда лавинообразно активируются готовые центры кипения. Выявления механизмов активации центров гетерогенной природы остается важной задачей физики кипения.

Теплообмен при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой исследован в ряде работ [34-39]. В этих работах отмечаются особенности кипения эмульсий на различных поверхностях нагрева. В работах [40-41] численно моделируется процесс пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Недостаток модели состоит в том, что ее трудно реализовать, так как она требует больших вычислительных затрат и содержит много упрощающих допущений. При построении модели пузырькового кипения эмульсий основной проблемой является выявление закономерностей зародышеобразования как на теплоотдающей поверхности, так и тепловом пограничном слое. Для этого необходима визуализация процесса пузырькового кипения с применением скоростной видеосъемки, что в эмульсиях затруднено из-за их непрозрачности.

Для выявления механизма взрывного вскипания капелек эмульсии на низкотемпературных центрах кипения и практического применения этого способа интенсификации теплообмена, необходимо подобрать жидкости пригодные в качестве добавок, определить интервалы концентраций и температур, в которых проявляется эффект интенсификации теплоотдачи. Также актуально получить в эксперименте характеристики теплообмена и структуры режимов двухфазного потока при кипении в условиях вынужденного течения эмульсий в миниканале. Решению этих взаимосвязанных задач посвящена настоящая работа.

Цель работы

Экспериментальные исследования взрывного вскипания диспергированной жидкости на низкотемпературных центрах кипения и теплоотдачи к эмульсиям с низкокипящей дисперсной фазой при их кипении в условиях свободной конвекции и в вынужденном потоке в миниканале. Для достижения поставленной цели решались следующие основные **задачи**:

1. Создать экспериментальные установки для регистрации взрывного вскипания капелек жидкости на низко- и высокотемпературных центрах кипения, установки для исследования теплоотдачи к эмульсиям с низкокипящей дисперсной фазой.
2. Экспериментально в широком интервале температур и концентраций исследовать теплоотдачу к эмульсиям.
3. Разработать методику визуализации процесса пузырькового кипения эмульсий с применением скоростной видеосъемки.
4. Разработать модель пузырькового кипения эмульсий и получить расчетные соотношения для коэффициента теплоотдачи и плотности теплового потока.
5. Создать экспериментальные установки для визуализации структуры двухфазного потока и синхронного измерения пульсаций давления в потоке, температуры стенки и температуры исследуемой жидкости на входе и двухфазного потока на выходе из миниканала.

6. Экспериментально исследовать теплообмен при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой в миниканале. Визуализировать режимы течения двухфазного потока.

Научная новизна

1. Исследовано взрывное вскипание перегретых капелек жидкости на низко- и высокотемпературных центрах кипения. Показано, что зависимость импульсов давления, возникающие при взрывном вскипании капелек перегретой жидкости, подчиняется закономерностям теории точечного взрыва. Экспериментально доказана возможность цепной активации низкотемпературных центров кипения, предложен механизм цепного зародышеобразования.
2. Впервые, экспериментально исследован теплообмен при кипении ряда теплоносителей, представляющих собой эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой. Определены режимы теплообмена, при которых коэффициент теплоотдачи в 1.2 – 4 раза превышает значения, наблюдаемые в чистых жидкостях. Впервые с применением скоростной видеосъемки визуализирован процесс пузырькового кипения эмульсий. Предложены способы управления интенсивностью теплоотдачи при пузырьковом кипении эмульсий.
3. Предложена модель пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Получены расчетные формулы для определения коэффициента теплоотдачи и плотности теплового потока.
4. Получены новые экспериментальные данные о характеристиках теплообмена и режимах течения двухфазного потока при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой в миниканале круглого сечения с внутренним диаметром 1.1 мм. Исследован механизм возникновения неустойчивости двухфазного потока. Выявлены режимы течения двухфазного потока, при которых коэффициент теплоотдачи к эмульсиям н-пентан/вода и фреон-11/вода на 25 % выше, чем к воде. Показано, что при кипении только капелек дисперсной фазы эмульсии в

широком диапазоне тепловых нагрузок отсутствует неустойчивость двухфазного потока.

Научная и практическая значимость

Полученные результаты развивают представления о механизме взрывного вскипания перегретых капелек жидкости на низкотемпературных центрах кипения. Предложен способ интенсификации теплообмена за счет кипения капелек низкокипящей жидкости, который позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи и расширить температурный интервал высокоэффективного пузырькового кипения. Предложены способы управления числом центров кипения за счет введения в эмульсию различных добавок (ПАВ, активированный уголь, цеолиты и др.). Получены расчетные соотношения, позволяющие определить как плотность теплового потока, так и температурный напор при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Результаты исследований характеристик теплообмена и режимов течения двухфазного потока при кипении эмульсий в миниканале могут быть использованы при проектировании компактных теплообменных устройств.

Методология и методы исследования

В работе использовались экспериментальные методы исследования теплообмена при кипении жидкостей; метод перегрева капелек одной жидкости в другой жидкой среде, нагрев электрическим током платиновой проволоки, внешней стенки трубы и миниканала. Для визуализации применялся микроскоп Альтами СМ II с увеличением до 200 крат и скоростная видеокамера Fasvideo-250 (до 5000 кадров в секунду). Экспериментальные данные обрабатывались методом наименьших квадратов и представлялись в виде критериальных уравнений.

Положения, выносимые на защиту

1. Взрывное вскипание перегретой капельки эмульсии на низкотемпературном центре кипения способствует активации нескольких соседних центров кипения. Движущей силой цепной активации центров кипения являются импульсы давления, возникающие при взрывном вскипании капелек.

2. Коэффициент теплоотдачи к эмульсии в 1.2 – 4 раза превышает значения, полученные для чистой дисперсионной среды. В кипящей эмульсии существенно расширяется температурный интервал пузырькового кипения, который в отдельных случаях превышает 150 °С. Вскипанию капелек дисперсной фазы эмульсии всегда предшествует ее перегрев выше температуры насыщенных паров жидкости, образующих дисперсную фазу.
3. Интенсивность теплоотдачи к эмульсии зависит от размера капелек дисперсной фазы и концентрации эмульсии. Путем введения в эмульсию адсорбентов можно управлять числом центров кипения, а, следовательно, интенсивностью теплоотдачи. Капельки дисперсной фазы эмульсии взрывообразно вскипают в тепловом пограничном слое, что приводит к изменению тепловой и гидродинамической обстановке у поверхности нагрева и к интенсивности теплоотдачи.
4. В рамках модели пузырькового кипения эмульсий получены уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи с учетом влияния на интенсивность теплоотдачи дисперсионного состава эмульсии.
5. Кипение капелек дисперсной фазы эмульсии в миниканале увеличивает коэффициента теплоотдачи на 25 % по сравнению с дисперсионной средой. Нестабильность двухфазного потока проявляется при совместном кипении дисперсной фазы и дисперсионной среды.

Степень достоверности

Достоверность полученных данных подтверждается современными методами исследования, оценкой погрешностей экспериментов, сравнением полученных экспериментальных данных с результатами других исследований, использованием апробированных методик и средств измерения, воспроизводимостью экспериментальных данных. Научные положения и выводы подкреплены экспериментальными данными и теоретическими выкладками.

Апробация работы

Основные результаты работы были представлены на Российских и Международных конференциях, симпозиумах, совещаниях и т.д.: 1 – 7

Российская национальная конференция по теплообмену, г. Москва, 1994, 1998, 2002, 2006, 2010, 2014, 2018 гг., Минский международный форум по тепло- и массообмену, г. Минск, 1996, 2004, 2012, 2016 гг., World Congress on Emulsions, Lyon, France, 2010, Школа-семинар под руководством академика А.И. Леонтьева, г. С.-Петербург, 2001 г., г. Рыбинск, 2003 г., г. Калуга, 2005 г., Международный симпозиум по энергетике, окружающей среде и экономике, г. Казань 1998 г., Внутрикамерные процессы в энергетических установках, акустика, диагностика, экология, г. Казань, 2001, 2008, 2009 гг., Метастабильные состояния и флуктуационные явления, г. Екатеринбург, 2007, 2017 гг., Современные проблемы термодинамики и теплофизики, г. Новосибирск, 2009 г., Сибирский теплофизический семинар, г. Новосибирск, 2014 г., Всероссийский семинар вузов по теплофизике и энергетике, г. Екатеринбург, 2013 г.

Результаты, представленные в диссертации, включались в перечень важнейших достижений ИТФ УрО РАН (2013 и 2018 г.)

1. ВСКИПАНИЕ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

1.1. Перегретая жидкость

Перегретая жидкость – частный случай метастабильного фазового состояния. Жидкость может быть переведена к заданным значениям p и T в метастабильной области разными путями (рис. 1.1) [30, 31]. При изобарическом нагреве от T_s до T (кривая 1) глубину захода в метастабильную область характеризует величина перегрева $\Delta T = T - T_s$. В этом случае перегревается тонкий слой жидкости у обогреваемой твердой поверхности. При изотермическом проникновении в метастабильную область (кривая 2) степень пересыщения определяется величиной $\Delta p = p_s - p$. Изотермический сброс давления в технике наблюдается при аварийной разгерметизации сосудов под давлением. В изохорическом процессе (кривая 3) заход в метастабильную область связан с охлаждением жидкости.

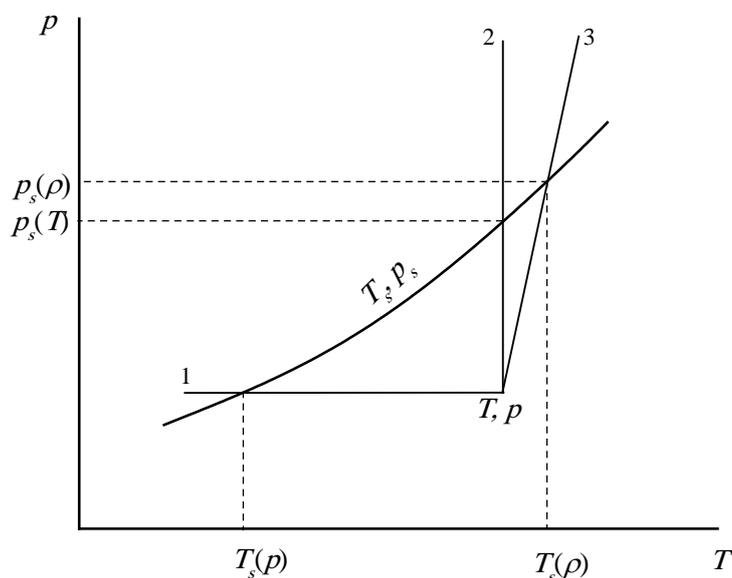


Рис.1.1. Пути перевода жидкости в заданное (T, p) метастабильное состояние: 1 – изобарический; 2 – изотермический; 3 – изохорический.

Существование метастабильных состояний связано с затрудненностью начальной стадии фазового перехода первого рода. Фазовый переход начинается в отдельных «точках» однородной системы. Эти «точки роста», или жизнеспособные зародыши, должны удовлетворять условию $R > R_*$, где R_* – радиус критического зародыша. Работа образования критического зародыша W_* является основным параметром определяющим кинетику фазовых превращений. Гиббс предложил считать ее мерой устойчивости метастабильной фазы. Согласно Гиббсу [42]

$$W_* = \frac{16\pi\sigma^3}{3 \cdot (p_s - p')^2 (1 - v'/v'')^2}, \quad (1.1)$$

где σ – поверхностное натяжение, p_s – давление насыщенных паров, p – давление в жидкости, v' и v'' – удельный объем жидкости и пара.

Вероятность образования парового зародыша – это вероятность серии флуктуаций, при которых в метастабильной жидкости образуется пузырек пара радиусом R_* . Эта вероятность пропорциональна $e^{-W_*/kT}$, где k – постоянная Больцмана. Входящий в показатель экспоненты безразмерный комплекс (число Гиббса) $G = W_*/kT$ равно нулю на спинодали и неограниченно велико на бинодали. Основываясь на идеях Гиббса и термодинамических соображениях М. Фольмер и А. Вебер [31] впервые записали приближенное выражение для числа зародышей возникающих в единице объема метастабильной фазы за единицу времени J , которое имеет вид

$$J = NB \exp(-W_*/kT), \quad (1.2)$$

где N – число молекул в единице объема жидкости; $B \cong 10^{10} \text{ с}^{-1}$ – кинетический множитель. Произведение $N \exp(-W_*/kT)$ в правой части (1.2) имеет смысл среднего числа критических зародышей в 1 м^3 , а сомножитель B соответствует средней скорости перехода пузырька пара через критический размер. Величины B и N мало меняются с ростом пересыщения, в основном изменяется экспоненциальный сомножитель $\exp(-W_*/kT)$, поэтому для оценки J можно применять упрощенную формулу [30]

$$\ln J = 88 - W_* / kT \quad (1.3)$$

Более полно и строго задача кинетики зародышеобразования поставлена и решена Я.Б. Зельдовичем [43]. Ю. Каган [44] определил величину кинетического множителя B с учетом вязких и инерционных сил, скорости испарения жидкости и скорости подвода тепла к пузырьку.

1.1.2. Перегрев жидкости при ее нагреве

Рассмотрим основные режимы теплоотдачи от твердой поверхности к жидкому теплоносителю (рис. 1.2). Кривая ABE соответствует конвективному теплообмену без перегрева (AB) и при перегревах жидкости (BE). В большинстве случаев точке E соответствует тепловой поток q_E , который удовлетворяет неравенству $q_{max} > q_E > q_{min}$. При тепловой нагрузке $q_l < q_E$ может существовать один из четырех режимов теплообмена: конвективный теплообмен, пузырьковое кипение, смешанное и пленочное кипение. Каждому из этих режимов соответствует свой температурный напор ΔT .

Длительное сохранение очень высоких перегревов жидкости в большом объеме при соприкосновении со стенками невозможно. Достаточно активизироваться хотя бы одному центру, чтобы началось кипение. Развитию процесса способствует дробление растущих пузырьков и их перенос турбулентными потоками. В дальнейшем кипение может прекратиться за счет снижения температуры греющей стенки и из-за отсутствия длительно действующих центров кипения. Жидкость вновь начнет аккумулировать тепло и перегреваться. Затем снова произойдет вскипание и т. д. Смены режимов теплообмена могут сопровождаться сильными пульсациями температуры и дополнительными динамическими нагрузками. Положение точки B , при прочих равных условиях, зависит от числа центров парообразования и от их распределения по поверхности. Чем больше активизируется с ростом температуры новых центров кипения, тем круче подъем кривой пузырькового кипения за точкой B . При малом числе центров кривая кипения идет более полого

и при том же самом тепловом потоке наблюдается более высокий температурный напор.

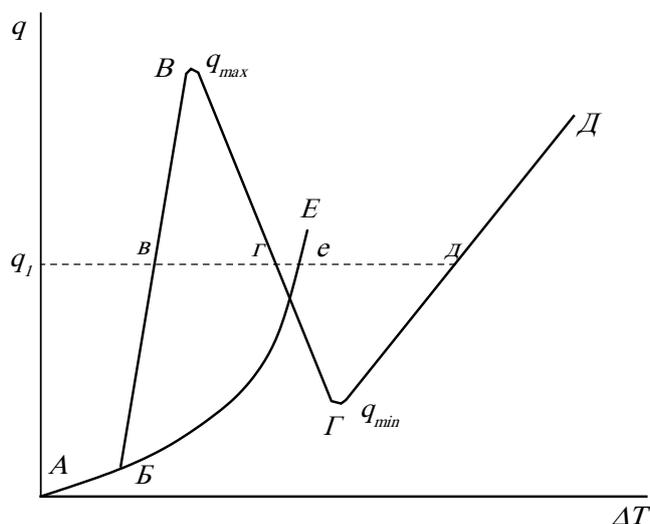


Рис. 1.2. Характерная зависимость между плотностью теплового потока q от греющей поверхности к жидкому теплоносителю и температурным напорам ΔT AB – конвективный теплообмен; BB – пузырьковое кипение; $B\Gamma$ – смешанное кипение; $\Gamma Д$ – пленочное кипение; BE – конвективный теплообмен перегретой жидкости.

Можно выделить два основных метода экспериментального исследования достижимого перегрева жидкости; квазистатический и импульсный. В квазистатических опытах экспериментально наблюдается отсутствие вскипания жидкости при достаточно медленном переводе системы в метастабильную область. Последующее вскипание перегретой жидкости отождествляется с появлением в ней первого жизнеспособного зародыша. К квазистатическим методам относятся перегрев капелек исследуемой жидкости в другой жидкой среде [45-49] и перегрев жидкости в стеклянных сосудах (капиллярах, трубках) [50-53], перегрев жидкости на теплоотдающей поверхности [54, 55].

Импульсные методы основаны на том, что нагрев жидкости осуществляется настолько быстро, что присутствующие в системе готовые центры парообразования не препятствуют повышению температуры, при которых

начинается интенсивное флуктуационное зародышеобразование. К импульсным методам относятся: перегрев жидкости на тонкой проволочке нагреваемой импульсом электрического тока [56-59], перегрев проводящей жидкости при пропускании через нее импульса тока [60].

Метод перегрева одной жидкости в другой жидкой среде развит в работах Скрипова В.П. и сотрудников [30, 31, 45], Blander M. [46], Wakeshima H. и Takata K. [47], Apfel R.E [48] и др. Маленькие капельки исследуемой жидкости всплывают в вертикальном столбе другой жидкости, имеющей значительно более высокую температуру кипения, и образующей с первой жидкостью взаимно нерастворимую пару. По высоте столба создается градиент температуры. Всплывающая капля входит в разогретую зону и по достижению некоторой высоты взрывообразно вскипает. За температуру вскипания принимается температура среды в месте взрыва капли.

1.1.3. Взрывное вскипание жидкости

Взрывное вскипание жидкостей наблюдается, когда жидкость оказывается в перегретом состоянии. Взрывом называется химическая или ядерная реакция, в результате которой в течение короткого промежутка времени в определенном объеме возникает высокая плотность энергии, следствием чего является образование области больших температур и давлений [61]. При распространении энергии взрыва в окружающей среде образуются поверхности, на которых скачком меняются физические свойства жидкости (давление, плотность, температура), либо их производные по времени и по расстоянию. Такие поверхности называются поверхностями сильного и слабого разрывов [61]. Если на поверхности сильного разрыва скачком меняется давление и нормальная составляющая вектора скорости потока жидкости, то такая поверхность носит название нестационарной поверхности сильного разрыва или фронтом ударной волны.

В том случае, когда давление и нормальная составляющая скорости по обе стороны от поверхности разрыва одинаковы, но скачком меняется плотность и температура, говорят о стационарной поверхности сильного разрыва.

Стационарную поверхность сильного разрыва, отделяющую продукты взрыва от окружающей среды, часто называют «поверхность газового пузыря» [61].

Основной задачей теории взрыва является изучение неустановившегося движения жидкости между краевыми поверхностями – фронтом ударной волны и поверхностью газового пузыря [61]. Это движение описывается системой уравнений в частных производных. В качестве краевых условий обычно принимают параметры газа (жидкости) на двух упомянутых поверхностях разрыва. Для обычных взрывчатых веществ свойства на поверхности газового пузыря определяются из решения задачи о детонации, различные варианты которых достаточно подробно представлены в литературе.

В настоящей работе изучались только мелкомасштабные паровые взрывы, в которых жидкость переводилась в перегретое состояние за счет ее нагрева при непосредственном контакте с другой жидкостью. Рассматривается случай, когда в качестве «взрывчатого» вещества выступают перегретые капельки жидкости, при вскипании которых реализуется явление парового взрыва. В этом случае при определении характеристик взрыва наибольшие трудности возникают в процессе рассмотрения перехода жидкости в перегретое состояние и следующего за ним детонационного вскипания. Под детонационным вскипанием здесь понимается лавинообразное образование центров кипения в объеме перегретой жидкости. При испарении жидкости тепловая энергия $\Delta E = Mc_p \Delta T$, затраченная на перегрев жидкости, преобразуется в механическую энергию сжатия и кинетическую энергию движущейся парожидкостной смеси. Здесь M , c_p и ΔT – масса, теплоемкость и величина перегрева «взрывающейся» порции жидкости.

В технике паровой взрыв может наблюдаться при аварийных ситуациях на атомных электростанциях, при контакте расплавленного топлива с жидким теплоносителем [62, 63] и на металлургических предприятиях при контакте расплавленного металла с водой, либо с влажной поверхностью тиглей. В природе паровые взрывы имеют место в гейзерах и в действующих вулканах.

1.2. Исследуемые теплоносители

Большие перегревы наблюдаются и при теплообмене эмульсий, когда дисперсионная среда эмульсии имеет температуру кипения намного выше, чем дисперсная фаза.

Эмульсия – это смесь из мелких капелек жидкости, называемых дисперсной фазой, распределенных в другой жидкости, называемой дисперсионной средой. Жидкости образующие эмульсии смешиваются ограниченно или не смешиваются. Для определения дисперсной фазы и дисперсионной среды принято называть «водой» полярную жидкость, а «маслом» неполярную. Эмульсии типа «масло в воде» называют прямыми, а «вода в масле» обратными. В отличие от обратных, прямые эмульсии хорошо смешиваются с полярными жидкостями, плохо смачивают гидрофобные поверхности и имеют большую теплопроводность [64]. Для упрощения записи используют знак дроби (например, масло/вода или вода/масло); числитель здесь указывает на дисперсную фазу, а знаменатель на дисперсионную среду.

По величине устойчивости, эмульсии делятся на лиофильные и лиофобные. *Леофильные* эмульсии образуются самопроизвольно при температурах, близких к критической температуре смешения жидких фаз. Эти эмульсии устойчивы, они могут существовать неопределенно долгое время и не нуждаются в дополнительной стабилизации [64-66]. *Леофобные* эмульсии получают при механическом, акустическом, электрическом и других способах диспергирования (эмульгирования) одной жидкости в другой, а также путем расслаивания пересыщенных растворов одной жидкости в другой. Эти эмульсии неустойчивы, они разрушаются за конечный промежуток времени. Длительное время они могут сосуществовать только в присутствии эмульгаторов или внешней диспергирующей силы.

Эмульгаторы – стабилизаторы эмульсии, это вещества облегчающие диспергирование (эмульгирование) и придающие устойчивость эмульсиям. Действие эмульгаторов обусловлено их способностью, скапливаясь на границе

двух жидких фаз, снижать межфазное натяжение и образовывать вокруг капелек дисперсной фазы защитный слой, препятствующий коагуляции и коалесценции. Основными типами эмульгаторов являются поверхностно-активные вещества (ПАВ), в качестве которых выступают растворимые высокомолекулярные соединения, высокодисперсные твердые тела, мыло. Наиболее часто применяют в качестве эмульгаторов для эмульсий типа «масло в воде» олеат натрия, поливиниловый спирт, коалин, а для эмульсий типа «вода в масле» - асфальтомазлянистые вещества, сажу, металлические мыла.

Термин «эмульгирование» означает получение устойчивых эмульсии, то есть включает в себя два процесса – диспергирование жидкости и введение в получаемую эмульсию эмульгаторов. При хранении эмульсий в ней могут проходить процессы коагуляции и коалесценции.

Коагуляция – это самопроизвольный процесс, заключающийся в слипании капелек дисперсной фазы. В результате образуются агрегаты – более крупные (вторичные) частицы, состоящие из скопления более мелких (первичных) частиц (капелек). Первичные частицы (капельки) в таких агрегатах соединены силами межмолекулярного взаимодействия. Столкновения и слияние капелек дисперсной фазы происходит в результате броуновского движения, перемешивания эмульсии за счет естественной конвекции, оседания и всплытия под действие сил тяжести и Архимеда.

Коалесценция – это слияние капелек дисперсной фазы при их соприкосновении с образованием одной более крупной капли. Коалесценция происходит под действием сил межмолекулярного притяжения. Если эмульсия не стабилизирована при помощи эмульгаторов, то коалесценция происходит сразу, минуя стадию коагуляции. Если же эмульсия стабилизирована эмульгаторами, то в этом случае через достаточно продолжительное время происходит коалесценция агрегатов, образующихся в результате коагуляции. Коалесценция происходит за счет направленного диффузионного потока молекул через дисперсионную среду от более мелких к более крупным капелькам. Это явление называется переконденсацией, изотермической перегонкой или освальдовым созреванием

[67]. Наиболее ярко оно проявляется в эмульсиях приготовленных из ограниченно растворимых жидкостей.

Флоккуляция – вид коагуляции, при которой образующиеся агрегаты представляют собой рыхлые хлопьевидные скопления – флоккулы. Флоккулы образуются под влиянием специально подобранного вещества – флоккулянта, добавленного в эмульсию, или в результате внешнего воздействия, например, электрическим током.

Важными характеристиками эмульсий являются ее химические и теплофизические свойства, которые определяются свойствами исходных жидкостей, эмульгаторов, их взаимным объемным (массовым) соотношением, распределением капелек дисперсной фазы по их диаметрам (объемам).

На практике в расчетах используют средний объем или средний диаметр капелек дисперсной фазы и ее объемную, весовую и счетную концентрацию.

Объемная C_V и весовая (массовая) C_m концентрации эмульсии определяются выражениями

$$C_V = \frac{V_\phi}{V_\phi + V_c}, \quad C_m = \frac{m_\phi}{m_\phi + m_c}. \quad (1.4)$$

Здесь V_ϕ и V_c – объемы занимаемые, соответственно, всеми капельками дисперсной фазы и дисперсионной среды, m_ϕ и m_c – вес (масса) всех капелек дисперсной фазы и дисперсионной среды.

Счетная объемная N_V или счетная массовая N_m концентрации эмульсии определяются числом капелек дисперсной фазы, находящихся в единице объема или массы эмульсии

$$N_V = \frac{N}{N_\phi + N_c}, \quad N_m = \frac{N}{m_\phi + m_c}. \quad (1.5)$$

Если известна объемная C_V и счетная N_V концентрации, то можно определить средний по объему диаметра капелек дисперсной фазы

$$\bar{d}_V = \sqrt[3]{\frac{6C_V}{\pi N_V}}. \quad (1.6)$$

Средний по объему диаметр капелек \bar{d}_V равен среднему арифметическому \bar{d} только для моноэмульсии, то есть для эмульсии, у которой все капельки дисперсной фазы имеют один и тот же диаметр.

Для определения распределения капелек дисперсной фазы эмульсии по их размерам (диаметрам) использовался микроскопический метод. Суть этого метода заключается в следующем. Пробу исследуемой эмульсии помещали в медное кольцо 3 (рис. 1.3) диаметром 15 мм и высотой 3 мм, которое лежало на предметном стекле 1. Затем эмульсию в кольце 3 накрывали покровным стеклом 2 так, чтобы под ним не оставалось пузырьков воздуха. Для микроскопического метода использовался микроскоп МБС-9 и ПОЛАМ 111 с увеличением до 600 раз.

Измерение диаметров капелек эмульсии начиналось после всплытия и сбора их около нижней поверхности покровного стекла 2. Высота кольца выбиралась достаточно малой, чтобы избежать коалесценции капелек при их всплытии и скопления у покровного стекла.

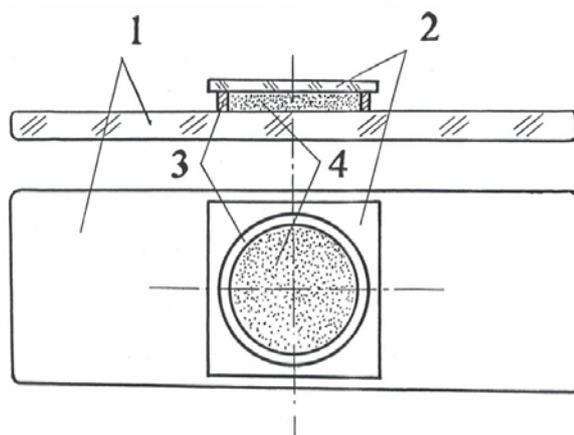


Рис. 1.3. Проба эмульсии на предметном стекле
1 – предметное стекло; 2 – покровное стекло; 3 – медное кольцо; 4 – проба эмульсии.

Дисперсионный состав эмульсии определялся следующим образом. Все капельки условно делились на группы, в зависимости от их диаметров. Например, к первой группе относили все капельки с диаметром d меньше одного деления встроенной в окуляр микроскопа шкалы, ко второй группе – капельки с d

превышающим одно деления, но меньшим двух деления, к третьей, соответственно, более двух, но менее трех делений и т.д.

Предметное стекло с эмульсией, при помощи специального устройства, перемещалось под объективом микроскопа. Совмещением диаметра каждой капельки с сеткой окуляра измерялся ее диаметр в единицах шкалы сетки. Измерению подвергались примерно 1000 капелек. Результаты заносились в таблицу.

Состав капелек дисперсной фазы характеризуется функциями распределения – дифференциальной F и интегральными Q и q . Функции распределения могут быть счетными, массовыми и объемными. Дифференциальная функция распределения $F(d)$ строится таким образом, чтобы интеграл $N_0 = \int_d^{d+\Delta d} F(d) dd \left(N_0 \int_V^{V+\Delta V} F(V) dV \right)$ оказывался равным числу n (объему V_ϕ или массе m_ϕ) капелек, диаметр (объем) которых заключен в интервале от d до $d + \Delta d$ (от V до $V + \Delta V$), соответственно. Функция F в этом случае является нормированной на единицу. Здесь N_0 – число капелек в единице объема.

Интегральные функции распределения определяют число (объем или массу) капелек, диаметр которых заключен в интервале от 0 до d (функция Q) или от d до ∞ (функция q). Если функция определяется по числу частиц, то она называется счетной, если по объему – объемной.

Часто используют ненормированные на единицу функции, тогда

$$n = \Delta N = \int_d^{d+\Delta d} F(d) dd, \quad Q = \int_0^d F(d) dd, \quad q = \int_d^\infty F(d) dd. \quad (1.7)$$

Степень дисперсности эмульсии может быть оценена величиной $\alpha = \beta / \bar{d}$, где β – среднеквадратичное отклонение диаметров капелек от их среднего арифметического \bar{d} . Систему частиц (капелек) обычно считают монодисперсной, если $\alpha < 0.15$ [68]. Монодисперсные системы можно описать нормальным законом распределения, полидисперсные – более сложным, например, логарифмически нормальным.

На рис. 1.4 приведены дифференциальная F и интегральная Q счетные функции распределения, полученные микроскопическим методом анализа для исследованной нами эмульсии диэтиловый эфир/глицерин. Заштрихованная площадь (рис. 1.4, *a*) равна доле капелек n/N , диаметр которых заключен в интервале от d_1 до d_2 , а общая площадь под кривой (рис. 1.4, *a*) равна единице

$$\frac{n_i}{N_0} = \int_{d_1}^{d_2} F(d)dd \text{ и } \int_0^{\infty} F(d)dd = 1. \quad (1.8)$$

Очевидно, что для интегральной функции распределения будем иметь

$$Q(d) = \int_0^d F(d)dd, \quad \Delta Q(d) = Q(d_2) - Q(d_1) = \frac{n_i}{N_0} = \int_{d_1}^{d_2} F(d)dd. \quad (1.9)$$

На рис. рис. 1.4, *б* приведена интегральная счетная функция распределения, построенная по данным рис. 1.4, *a*.

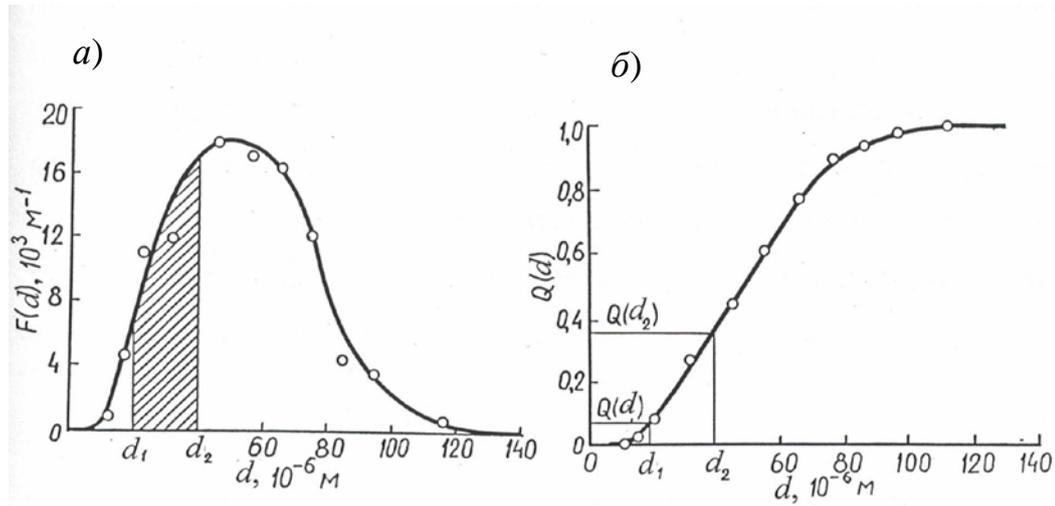


Рис. 1.4. Счетные дифференциальная (*a*) и интегральная (*б*) функции распределения капелек дисперсной фазы эмульсии диэтиловый эфир/глицерин, полученные перемешиванием жидкостей пропеллерной мешалкой

Зная счетную дифференциальную функцию распределения F можно определить средний диаметр капелек \bar{d} , среднее от квадрата диаметра капелек \bar{d}^2 или от куба диаметра \bar{d}^3 [69]

$$\bar{d} = \frac{\sum d_i}{N}, \quad \bar{d}^2 = \frac{\sum d_i^2}{N} \quad \text{и} \quad \bar{d}^3 = \frac{\sum d_i^3}{N} \quad (1.10)$$

или

$$\bar{d} = \int_0^{\infty} dF(d) dd, \quad \bar{d}^2 = \int_0^{\infty} d^2F(d) dd \quad \text{и} \quad \bar{d}^3 = \int_0^{\infty} d^3F(d) dd. \quad (1.11)$$

Знание \bar{d}^2 и \bar{d}^3 требуется для решения задач, когда определяющую роль играет площадь поверхности капелек (учет адсорбционной способности капелек) или их объем, например, при объемном вскипании капелек.

В Таблице 1.1 приведены температуры насыщения T_s и предельного перегрева T_n некоторых жидкостей, исследуемых в данной работе.

Таблица 1.1

Температура насыщения T_s и предельного перегрева T_n исследуемых жидкостей при атмосферном давлении

Жидкость	T_s	T_n
Вода	100	310 [31]
Хладон-113	47.6	160 [31]
н-Пентан	36.1	144 [31]
Диэтиловый эфир	34.6	147 [31]
ПЭС-5	320	850 [59]

1.3. Экспериментальное исследование взрывного вскипания капелек дисперсной фазы эмульсии

Характер вскипания жидкости зависит от относительной величины перегрева ε , которая может быть представлена в виде $\varepsilon = (T - T_s)/(T_n - T_s)$, где T , T_s и T_n – температуры жидкости, ее насыщенных паров и предельного (достижимого) перегрева, соответственно [31]. При малых перегревах ($\varepsilon \ll 1$) наблюдается «обычное» кипение на отдельных центрах, в этом случае в парожидкостную смесь превращается малая часть перегретой жидкости, непосредственно прилегающая к центрам кипения. При перегревах, близких к температуре предельного перегрева ($\varepsilon \approx 1$), вскипание носит взрывообразный характер, а в парожидкостную смесь превращается весь объем жидкости.

Одним из важных характеристик взрывного вскипания жидкости является возникающий при этом импульс давления. Для определения величины импульса давления воспользуемся методами теории подобия [61, 70] и результатами, полученными при исследовании взрывчатых веществ [71-73]. С энергетической точки зрения, отличие поля импульсов давления, возникающего при взрыве, например тротила, от соответствующего поля, полученного при взрывном вскипании капелек жидкости той же массы, обусловлено только величиной удельной энергии Q , выделяющейся при взрыве и приходящейся на единицу массы взрывающегося вещества. Для тротила $Q = 1000$ ккал/кг. При тепловом взрыве жидкостей эта величина определяется из соотношения $Q = c_p \cdot \Delta T$. Для воды, при атмосферном давлении на границе предельного перегрева ($T_n = 300$ °С) $Q_s = 200$ ккал/кг. Для н-пентана $Q_{nen} = 55$ ккал/кг. Таким образом, эффективность воды, как взрывчатого вещества, в 5 раз меньше эффективности тротила.

При подводном взрыве тротила, когда можно пренебречь влиянием дна водоема и поверхностью воды, получена формула [61, стр. 53] определяющая максимальное давление на фронте ударной волны:

$$p_m = A \left(G^{1/3} / R \right)^{1.13}, \quad (1.12)$$

где $A \approx 533$ – постоянный эмпирический коэффициент, G – масса заряда, R – расстояние от места расположения заряда до места наблюдения. Формула (1.12) верна при средних значениях R , т.е. когда R – на один-два порядка больше диаметра заряда. Если предположить, что взрывное вскипание капельки эмульсии подобно подводному взрыву тротила то, для воды $A = 291$, а для н-пентана $A = 179$.

Используя формулу (1.12) оценим порядок величин избыточного давления, возникающего на расстоянии $R = 5$ мм от вскипающих капелек жидкости или взрывающихся кусочков зарядов, имеющих ту же массу, что и капельки жидкости. Для капельки воды диаметром $D_{жс} = 0.1$ мм, нагретой в силиконовом масле до 300 °С, получим

$$p_m = \left[\left(\frac{\pi \cdot D^3 \cdot \rho}{6} \right)^{1/3} \frac{1}{R} \right]^{1.13} = 37 \text{ кгс/м}^2, \quad (1.12)$$

где ρ – плотность воды. Для капельки н-пентана того же диаметра $p_m = 22.8$, а для кусочка тротила с массой, равной массе капельки воды, $p_m = 67.8 \text{ кгс/м}^2$.

В характере взрыва обычных взрывчатых веществ, типа тротила, и парового взрыва перегретых жидкостей имеются существенные различия. При взрыве «обычного» взрывчатого вещества практически нет ограничения на возникающее давление в центре взрыва, при паровом взрыве капелек перегретой жидкости давление в образующейся паровой полости не может превышать давление насыщенных паров жидкости при температуре ее вскипания. Так для воды, нагретой при атмосферном давлении до температуры $300 \text{ }^\circ\text{C}$, максимальное давление в центре взрыва не может быть больше 85.9 бар , для капельки н-пентана, вскипающей при атмосферном давлении, – 15 бар . Кроме того, при взрыве «обычных» зарядов температура в центре взрыва всегда существенно повышается, а при взрывном вскипании перегретой жидкости понижается. Поэтому возникает сомнение в правомерности прямого переноса результатов опытов с «обычными» взрывчатыми веществами на описание взрывного вскипания перегретой жидкости. Тем не менее, для средних и больших расстояний R можно воспользоваться теорией подобия для точечного взрыва [70, 74], которая дает следующие зависимости для импульса давления M , передаваемого какому-либо телу с характерным линейным размером L и для максимального давления p_m , возникающего на фронте ударной волны [74, 75];

$$p_m = f_1 E/R^3, \quad M = f_3 \left(\rho E/R \right)^{1/2} L^2. \quad (1.13)$$

Здесь E – энергия взрыва, R – расстояние от места взрыва до места наблюдения, ρ – плотность среды, в которой распространяется ударная волна, f_1 и f_3 – эмпирические константы.

Одним из основных свойств перегретой жидкости является частота образования J центров кипения - центров новой (паровой) фазы в объеме перегретой жидкости. За частоту J принимают величину [31]

$$J = \frac{1}{V \cdot \bar{\tau}}, \quad (1.14)$$

где V – объем перегреваемой жидкости, $\bar{\tau}$ – среднее время ожидания появления первого центра кипения. При определении величины J из опытов с маленькими капельками жидкости (диаметр d которых меньше 1 мм) каждый раз получается, что чем меньше d , тем больше значение J . Это объясняется двумя возможными причинами – недогревом крупных капелек до расчетной температуры и их дополнительным вскипанием на поверхности капелек. Для определения степени влияния недогрева капелек до температуры опыта на значение J были поставлены эксперименты с капельками разного диаметра и при различных скоростях нагрева [76]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.5. Основным ее элементом служил вертикально расположенный канал 1 изготовленный из трубы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 16 мм и длиной 1,5 м. Боковая поверхность канала имела три отверстия – одно около верхнего края канала, другие на расстоянии 100 и 150 мм от нижнего края канала. Нижний конец канала был плотно закрыт пробкой с установленным в ней пьезокерамическим датчиком давления 2. Через нижнее боковое отверстие подавался горячий теплоноситель (глицерин), через среднее - исследуемая эмульсия (н-пентан в глицерине) с заданным расходом. Отработанные теплоноситель и эмульсия отводились через верхнее отверстие.

Объемный расход теплоносителя G был примерно равен $10 \text{ см}^3/\text{с}$, что в 400 раз больше расхода g эмульсии, поэтому капельки дисперсной фазы эмульсии прогревались в канале до температуры теплоносителя.

При вскипании каждой капельки в окружающем ее теплоносителе возникал импульс давления, который регистрировался при помощи пьезокерамического датчика 2, блока формирования электрических импульсов 3 и их счетчика 4.

Амплитуда импульсов, поступающих на счетчик 4, могла быть увеличена при помощи электронного усилителя в k раз.

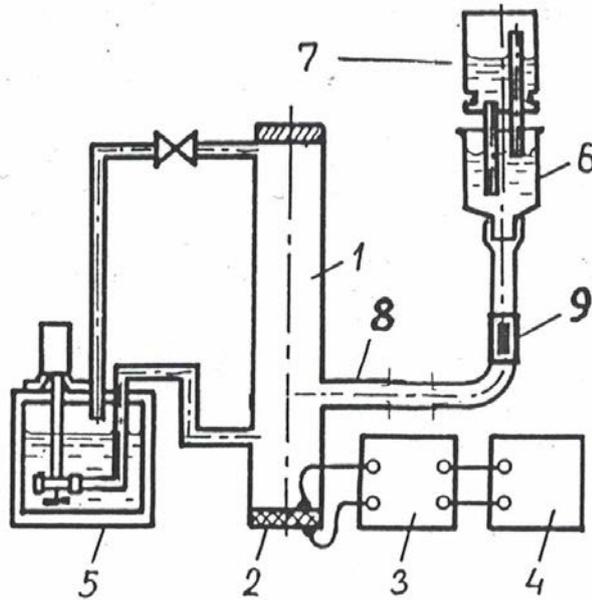


Рис 1.5. Схема экспериментальной установки для определения импульса давления, возникающего при взрывном вскипании капелек диспергированной жидкости: 1 – измерительный канал; 2 – пьезокерамический датчик; 3 – блок формирования импульсов; 4 – счетчик импульсов; 5 – термостат с насосом и рабочим теплоносителем; 6, 7 – дозаторы эмульсии и балластной жидкости; 8 – капилляр для ввода эмульсии; 9 – ячейка для взятия пробы эмульсии.

Опыты проводились при температурах глицерина T_m как ниже, так и выше температуры предельного перегрева н-пентана T_n . При температуре теплоносителя T_m выше температуры предельного перегрева н-пентана T_n все капельки вскипали за время наблюдения $\tau_0 = 3,3$ с, что соответствовало времени их нахождения в канале. Температуру вскипающих капелек определяли по амплитуде генерируемых импульсов давления. Максимальная амплитуда соответствовала температуре предельного перегрева капелек. В табл. 1.2 приведены результаты опытов с капельками разных диаметров. Здесь же представлены максимальные температуры T_1 , при которых вскипали капельки, произвольно выбранные температуры T_2 , а также число капелек ΔF_{01} , которые вскипели до достижения температуры T_2 , число ΔF_{02} капелек, которые вскипали

при температурах от T_2 до T_1 , общее число вводимых в теплоноситель капелек F_0 . Времена τ_1 и τ_2 их нагрева до температур T_1 и T_2 определяли расчетным путем по известной методике [77]. Для этого вычисляли значения безразмерных комплексов Фурье Fo и Био Bi и приведенных температур $\vartheta = (T_m - T)/(T_m - T_s)$. Заметим, что капельки вводились в теплоноситель при температуре T_s . Есть полное основание предполагать, что зависимость J от d обусловлена дополнительными центрами кипения на поверхности капелек.

Таблица 1.2.

Исходные данные и результаты расчета объемной частоты вскипания J капелек н-пентана без учета поверхностного вскипания, J_v с учетом такого вскипания и частоты поверхностного вскипания J_s

$d, \text{мкм}$	219	637	246	658	274	753	315	732	452	712
$T_m, ^\circ\text{C}$		168.9		161.0		151.1		133.5		114.0
$T_1, ^\circ\text{C}$		146.1		146.1		146.1		132.0		112.5
$T_2, ^\circ\text{C}$		76.0		76.0		76.0		67.0		63.0
Bi	1.31	1.38	1.47	3.94	1.64	4.52	1.89	4.39	2.71	4.27
Fo_1	0.7	0.5	0.7	0.6	1.3	0.8	1.1	0.7	0.9	0.7
Fo_2	0.2	0.15	0.2	0.15	0.2	0.17	0.2	0.15	0.18	0.16
θ_1	0.172	0.172	0.119	0.119	0.043	0.043	0.015	0.015	0.019	0.019
θ_2	0.86	0.86	0.68	0.68	0.65	0.65	0.68	0.68	0.65	0.65
k_0	99	15.8	68	12.5	62.5	15.8	62	19.8	35	19.8
k_1	125	19.9	79	15.8	79	25	79	25	50	25
$F_0, \text{Гц}$	83	73	82	72	80	71	54	70	26.7	26.8
$\Delta F_{01}, \text{Гц}$	82.5	50.0	81.5	45.1	79.8	61.3	1.5	9.98	1.01	2.75
$\Delta F_{0max}, \text{Гц}$	83	73	82	72	80	71	4.0	56	2.48	11.0
$F_{01}, \text{Гц}$	0.46	23	0.50	27	0.21	9.7	51.5	24	25.2	18.5
$\tau_1, \text{с}$	0.12	0.74	0.15	0.95	0.36	1.7	0.40	1.5	0.67	1.29
$\tau_2, \text{с}$	0.03	0.22	0.04	0.24	0.08	0.35	0.07	0.29	0.13	0.30
$T_1, ^\circ\text{C}$	111	111	111	111	111	111	133	133	114	114
$T_2, ^\circ\text{C}$	56	56	56	56	56	56	52	52	50	50
$J_1, \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	–	–	–	–	–	–	$4.5 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	$1.3 \cdot 10^9$	$6.6 \cdot 10^9$
$J_2, \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{10}$	$3.9 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^{10}$	$4.0 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{10}$	$8.8 \cdot 10^{10}$	$6.6 \cdot 10^{10}$
$J_v(\bar{T}_1), \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	–	–	–	–	–	–	–	$1.1 \cdot 10^9$	–	$3.1 \cdot 10^8$
$J_s(\bar{T}_1), \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	–	–	–	–	–	–	–	$1.9 \cdot 10^4$	–	$1.3 \cdot 10^4$
$J_v(\bar{T}_2), \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	–	$4.0 \cdot 10^9$	–	$1.1 \cdot 10^{10}$	–	$7.3 \cdot 10^8$	–	$9.9 \cdot 10^8$	–	$2.8 \cdot 10^9$
$J_s(\bar{T}_2), \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	–	$1.0 \cdot 10^6$	–	$4.2 \cdot 10^5$	–	$1.6 \cdot 10^5$	–	$7.7 \cdot 10^5$	–	$4.5 \cdot 10^5$

Образование центров кипения на поверхности S , ограничивающей перегретую жидкость, и в ее объеме V происходит независимо друг от друга, величины J_V и J_S связаны с соответствующими средними временами ожидания $\bar{\tau}_V$ и $\bar{\tau}_S$ объемных или поверхностных центров кипения соотношениями.

$$J_V \cdot V \cdot \bar{\tau}_V = 1; \quad (1.15)$$

$$J_S \cdot S \cdot \bar{\tau}_S = 1. \quad (1.16)$$

Такое предположение оправданно [78].

Получим формулу для определения вероятности вскипания капелек в течение времени их нахождения в канале. Для этого воспользуемся зависимостью [31]

$$n_i = N \cdot \bar{\tau}^{-1} \exp\left(-\tau/\bar{\tau}\right) \Delta\tau_i, \quad (1.17)$$

где n_i – число вскипевших капелек в интервале времени $\Delta\tau_i$; τ – время от начала наблюдения за капелькой из общего их числа N до интервала $\Delta\tau_i$, в котором подсчитывается число вскипаний n_i ; $\bar{\tau} = N^{-1} \sum_i^N \tau_i$ – среднее время нахождения капелек в перегретом состоянии (среднее время их "жизни").

Для числа n капелек, вскипающих в течение всего отрезка времени τ при наблюдении за N капельками, получим из (1.17) путем интегрирования следующую формулу

$$n = \int_0^\tau N \cdot \bar{\tau}^{-1} \exp\left(-t/\bar{\tau}\right) dt = N[1 - \exp(-\tau/\bar{\tau})] = N[1 - \exp(-JV\tau)]. \quad (1.18)$$

Для вероятности вскипания отдельной капельки имеем

$$P_V = n/V = 1 - \exp(-JV\tau). \quad (1.19)$$

Аналогично для вероятности вскипания на поверхностных центрах кипения запишем

$$P_S = 1 - \exp(-J_S S \tau). \quad (1.20)$$

Определим вероятность вскипания капелек, когда одновременно могут возникать как объемные, так и поверхностные центры кипения. Очевидно, что из N капелек за время τ на объемных центрах вскипит $n_V = N \cdot P_V = N[1 -$

$\exp(-J_V V \tau)$] капелек. Из оставшихся $N - n_V$ капелек на поверхностных центрах вскипит

$$n_S = (N - n_V)P_S = (N - n_V)[1 - \exp(-J_S S \tau)]. \quad (1.21)$$

Таким образом, всего вскипит $n_{VS} = n_V + n_S$ капелек. Прделав обычные алгебраические преобразования, получим

$$n_{VS} = N[1 - \exp(-J_V V \tau) \exp(-J_S S \tau)]. \quad (1.22)$$

Для вероятности вскипания каждой отдельной капельки имеем

$$P_{VS} = n_{VS}/N = 1 - \exp(-J_V V \tau) \exp(-J_S S \tau). \quad (1.23)$$

Очевидно, что тот же результат будет получен, если вначале найти число капелек, вскипающих на поверхности $n_S = NP_S$, затем в объеме $n_V = (N - n_S)P_V$, и, наконец, их сумму: $n_{VS} = n_S + n_V$.

Для экспериментального определения J_V и J_S необходимо провести опыты с двумя сериями капелек, каждая из которых состоит из капелек с диаметрами либо d_1 , либо d_2 , а времена их пребывания в перегретом состоянии, соответственно, равны τ_1 и τ_2 . Для каждой из этих серий можно записать соотношения

$$n_1 = N_1[1 - \exp(-J_V V_1 \tau_1) \exp(-J_S S_1 \tau_1)]; \quad (1.24)$$

$$n_2 = N_2[1 - \exp(-J_V V_2 \tau_2) \exp(-J_S S_2 \tau_2)]. \quad (1.25)$$

Поскольку для сферических капелек $V = \pi d^3/6$, $S = \pi d^2$, то из последних двух уравнений получаем

$$J_V = \frac{6}{\pi(d_2 - d_1)} \left[\frac{\ln(1 - n_1/N_1)}{d_1^2 \tau_1} - \frac{\ln(1 - n_2/N_2)}{d_2^2 \tau_2} \right]; \quad (1.26)$$

$$J_S = \frac{d_1 d_2}{\pi(d_1 - d_2)} \left[\frac{\ln(1 - n_1/N_1)}{d_1^3 \tau_1} - \frac{\ln(1 - n_2/N_2)}{d_2^3 \tau_2} \right]. \quad (1.27)$$

Минимальные коэффициенты усиления k_{0i} , при которых прекращалась регистрация капелек с диаметрами d_i , связаны соотношением [79]

$$k_{0i} = \left(\frac{u_0}{u} \right) = 3.2 \cdot 10^{-5} d_i^{-1.5} \left[\frac{(T_{\text{н}} - T_S)}{(T - T_S)} \right]^{1/2}, \quad (1.28)$$

где u_0 и u_i – порог срабатывания счетчика импульсов и максимальная амплитуда импульсов, возникающих при вскипании капелек, соответственно.

За температуру T_2 была принята температура, вычисленная по формуле (1.28) и соответствующая коэффициенту усиления $1.2k_{0i}$. За температуру T_1 принималась температура предельного перегрева T_n или температура теплоносителя T_m , если $T_m < T_n$.

На рис. 1.6 приведена зависимость (1.28). Удовлетворительное согласие экспериментальных значений $k_i(d, T)$ с расчетными свидетельствует о том, что капельки нагревались до температуры теплоносителя T_m , когда его температура была ниже, чем температура предельного перегрева T_n , и до температуры предельного перегрева, когда $T_m > T_n$. На рис. 1.7 приведены результаты расчета частот зародышеобразования по формулам (1.14), (1.26) и (1.27).

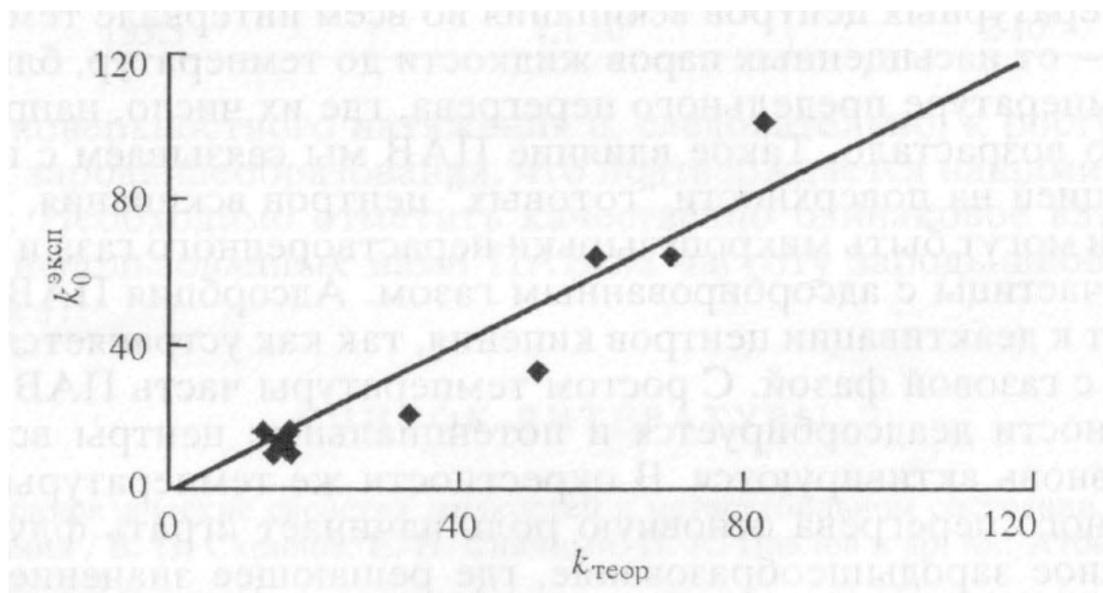


Рис. 1.6. Проверка зависимости (1.28)

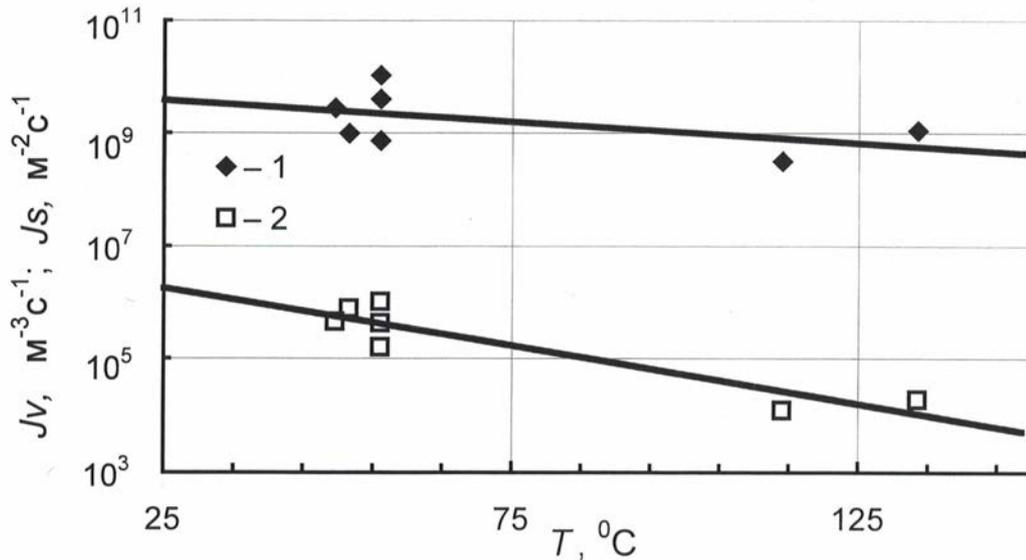


Рис. 1.7. Зависимость частоты зародышеобразования от температуры перегрева н-пентана: 1 – J_V ; 2 – J_S .

Также были проведены опыты с добавкой в исследуемую жидкость поверхностно-активных веществ (ПАВ). Данные представлены в табл. 1.3 и 1.4. В качестве ПАВ использовались тринатрийфосфат Na_3PO_4 , олеат натрия, КМЦ (карбоксиметилцеллюлоза).

Опыты с ПАВ показали, что во всех случаях их введение приводило к существенному понижению частот зародышеобразования, т. е. к сокращению (на один-два порядка) числа низкотемпературных центров вскипания во всем интервале температур – от температуры насыщенных паров жидкости, близких к температуре предельного перегрева, где их число, напротив, резко возрастало. Такое влияние ПАВ мы связываем с их адсорбцией на поверхности "готовых" центров кипения, которыми могут быть микропузырьки нерастворенного газа и твердые частицы с адсорбированным газом. Адсорбция ПАВ приводит к деактивации центров кипения, так как устраняется контакт с газовой фазой. С ростом температуры часть ПАВ с поверхности деадсорбируется и потенциальные центры вскипания вновь активируются. В окрестности же температуры предельного перегрева основную роль начинает играть флуктуационное зародышеобразование, где решающее значение приобретает поверхностное натяжение. ПАВ приводят к

снижению поверхностного натяжения и, следовательно, к росту частоты зародышеобразования, что подтверждается нашими опытами. Необходимо отметить качественно одинаковое влияние всех использованных нами ПАВ на частоту зародышеобразования J .

Таблица 1.3

Частота зародышеобразования в воде с добавками и без добавок ПАВ

Параметр	Дистиллированная вода					
$T, ^\circ\text{C}$	220	250	260	270	280	
$J, \text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$3.9 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^{11}$	$3.9 \cdot 10^{11}$	$2.3 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{15}$	
Параметр	Вода + 2.0 мас.% Na_3PO_4			Вода + 2.0 мас.% КМЦ		
$T, ^\circ\text{C}$	270	280	290	270	280	290
$J, \text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$3.9 \cdot 10^{10}$	$4.0 \cdot 10^{11}$	$1.0 \cdot 10^{12}$	$3.0 \cdot 10^9$	$2.0 \cdot 10^{11}$	$3.0 \cdot 10^{13}$
Параметр	Вода + 0.4 мас.% олеата натрия					
$T, ^\circ\text{C}$	250	260	270	280		
$J, \text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{10}$	$2.0 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{14}$		
Параметр	Вода + 0.98 мас.% олеата натрия					
$T, ^\circ\text{C}$	250	260	270	280		
$J, \text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$2.6 \cdot 10^{10}$	$4.0 \cdot 10^{10}$	$2.3 \cdot 10^{12}$	$3.0 \cdot 10^{14}$		

Таблица 1.4

Частота зародышеобразования $J, \text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ в чистом н-пентане и с добавкой ПАВ (1.0 мас.% олеиновой кислоты)

$T, ^\circ\text{C}$	н-пентан	н-пентан+ПАВ
114	$3.1 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^6$
133.5	$1.1 \cdot 10^9$	$2.0 \cdot 10^6$

1.4. Цепная активация низкотемпературных центров кипения в перегретых капельках жидкости

Центры кипения условно можно разделить на два типа: низко- и высокотемпературные. Высокотемпературные центры кипения возникают в

результате флуктуаций плотности перегретой жидкости и появляются преимущественно около границы предельных перегревов жидкости. Температурный интервал этой области не превышает 1 – 10 °С. Все остальные центры кипения назовем низкотемпературными.

Низкотемпературный (готовый) центр кипения – это одна или несколько частиц, способных адсорбировать газ. Такие частицы могут объединяться под действием поверхностных сил. Каждая частица или их группа могут быть центром кипения. Центром кипения также может быть дефект на поверхности, способный адсорбировать газ. Механизм активации низкотемпературного центра кипения следующий. С повышением температуры, а, следовательно, с ростом перегрева, растворимость газа в жидкости уменьшается. Он выделяется на стенках сосуда и на твердых частицах, находящихся в объеме жидкости. Если объем выделившегося газа превышает объем критического пузырька, то это приводит к образованию центра кипения.

Если центром кипения является совокупность частиц, объединенных поверхностными силами (флокула), то можно показать, что, в зависимости от угла смачивания в системе частицы-жидкость-газ, адсорбированный газ преимущественно находится внутри рассматриваемой флокулы. Большая часть газа экранирована от жидкости рассматриваемыми частицами. Общий объем газа может существенно превышать объем критического зародыша, однако вскипания на поверхности этого газового пузыря не происходит, так как кривизна его поверхности существенно меньше критической из-за контакта с твердыми частицами – радиус кривизны соизмерим с размерами частиц. Даже при легком механическом воздействии на флокулу она рассыпается, газ освобождается и его объема оказывается достаточно для образования нового центра кипения. В качестве механического воздействия могут служить, например, силы, вызванные вибрацией стенок сосуда или импульс давления, возникающий при вскипании жидкости на соседних, уже активировавшихся, центрах кипения.

Взрывное вскипание жидкости на низкотемпературных центрах кипения реализуется в следующих простых опытах с водой [80]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.8. Толстостенный стакан 3 емкостью 250 мл, заполненный водой, помещали в микроволновую печь 1 и нагревали до вскипания воды. Далее открывали дверку печи (при этом нагрев воды автоматически прекращался) и по стенке стакана производился удар заданной силы стальным шариком 7, подвешенным на нити 5 к консоли 2. Величина силы удара задавалась высотой его падения Δh . Результаты опытов регистрировались при помощи цифровой кинокамеры 6.

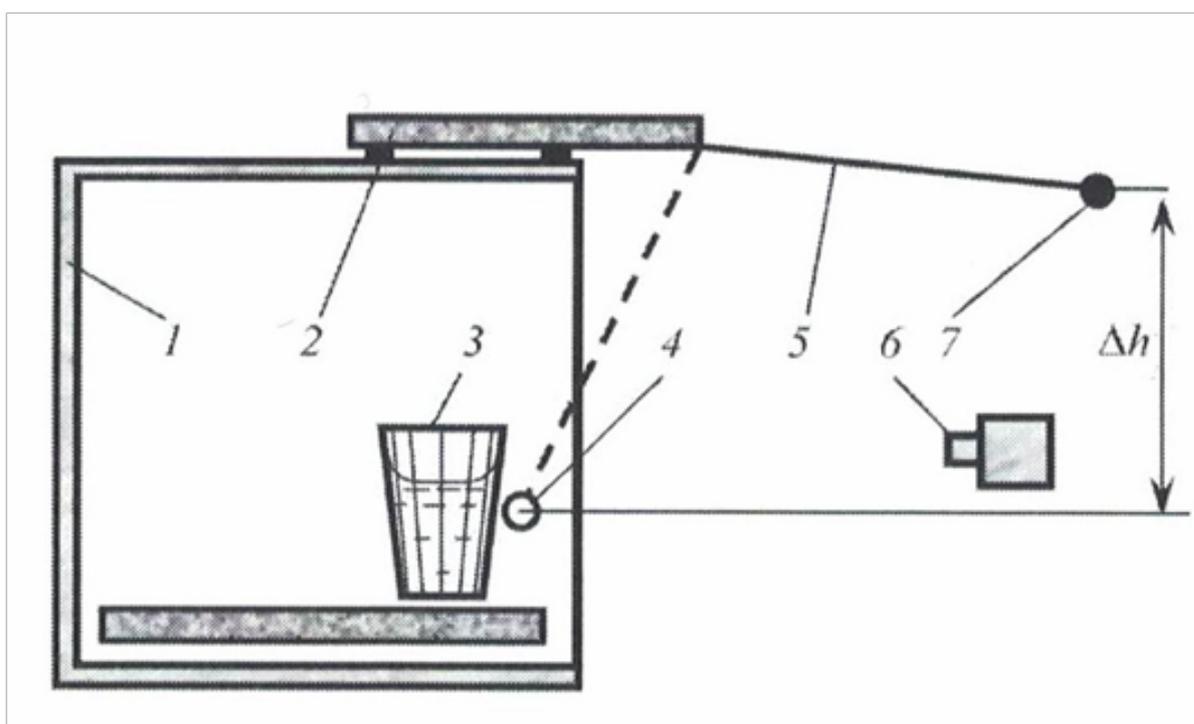


Рис. 1.8. Схема экспериментальной установки для изучения взрывного вскипания жидкости при ее малых перегревах: 1 – микроволновая печь; 2 – консоль; 3 – стакан с водой; 4, 7 – стальной шарик; 5 – нить для подвески стального шарика; 6 – фотокамера.

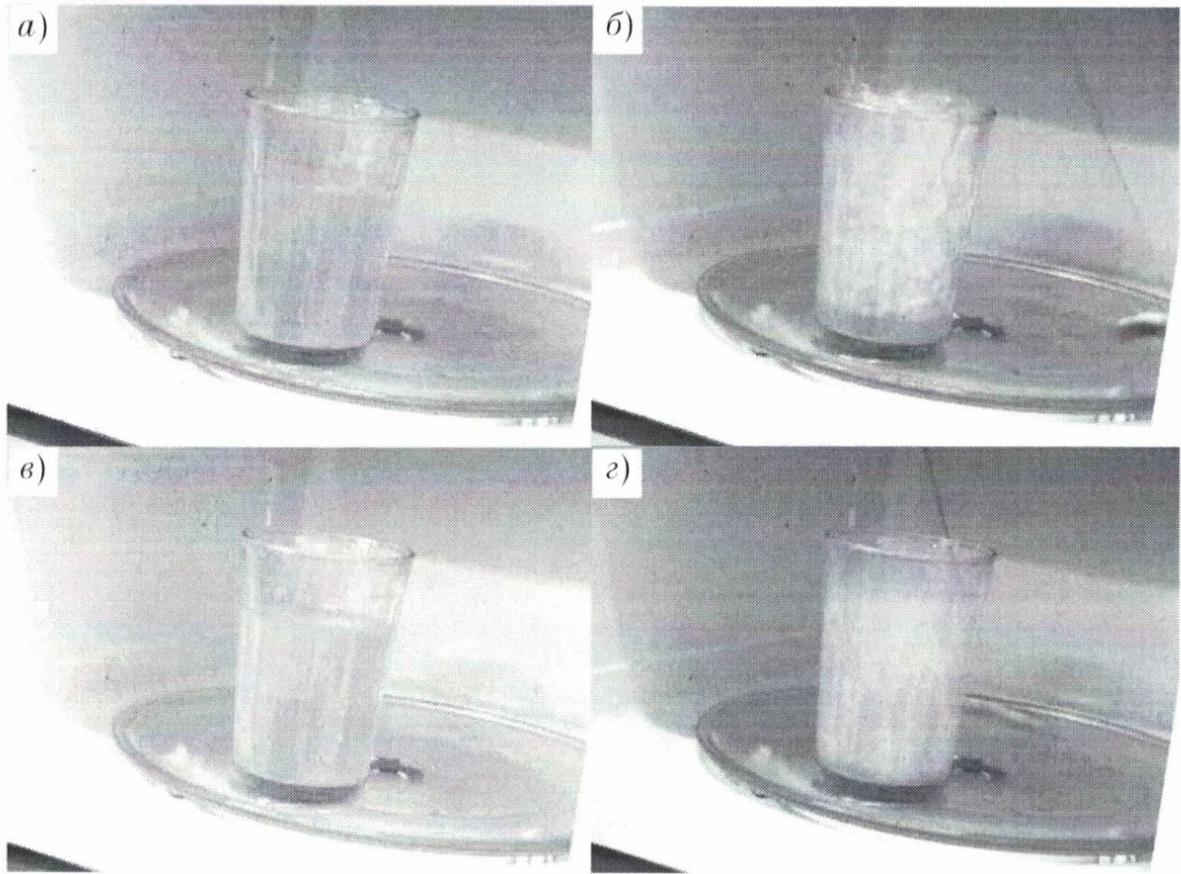


Рис. 1.19. Активация низкотемпературных центров кипения под действием импульса давления: *а* – дистиллированная вода при температуре $T = 102\text{ }^{\circ}\text{C}$; *б* – активация центров кипения и вскипание воды при ударе стальным шариком по стенке стакана; *в* – вода в стакане через 1 с после ее первого вскипания; *з* – активация центров кипения и вскипание воды при повторном ударе стальным шариком по стенке стакана.

На рис. 1.19*а* показан кадр, полученный сразу после открытия микроволновой печи, кипение воды в стакане за время открывания печи (0,3 с) закончилось. На рис. 1.19*б* зафиксировано резкое вскипание воды по всему объему, которое происходит сразу же после удара о стакан стального шарика. Масса шарика около 10 г, высота падения $\Delta h = 200$ мм. За время, необходимое для возврата шарика в исходное состояние (1,0 с), все образовавшиеся паровые пузыри успевали всплыть, а вода в стакане становилось чистой и прозрачной, свободным от паровой фазы (рис. 1.19*в*). Новый удар шарика по стенке стакана приводит к новому вскипанию воды (рис. 1.19*з*). Взрывное вскипание воды может наблюдаться до четырех раз, но с каждым разом интенсивность вскипания снижается. После третьего удара в

в воде возникало не более десятка пузырьков пара, а после четвертого — лишь один-два пузырька, и то не каждый раз.

Опыты показали, что вода, при ее объемном нагреве в микроволновой печи, первоначально вскипает на центрах кипения, расположенных на стенках стакана. После открывания дверки печи кипение практически сразу же прекращается, а температура воды в стакане превышает температуру ее насыщенных паров на 1–3 °С. При таком перегреве спонтанное образование центров кипения исключено [31]. Удар шарика о стенку стакана с жидкостью приводит к возникновению импульса давления, который активизирует центры кипения. Кроме того, проведенные опыты показали, что способные к активации центры кипения непрерывно образуются (а значит, и непрерывно и исчезают), иначе не было бы второго и третьего вскипания жидкости. Число центров кипения в перегретом объеме воды, способных к активации, зависит от величины перегрева $\Delta T = T - T_s$.

В эмульсиях, при некоторых условиях, случайное вскипание перегретой капельки жидкости может приводить к вскипанию одной или нескольких соседних, что, в свою очередь, активизирует вскипание последующих капелек. Возникает лавинообразный (цепной) процесс вскипания капелек эмульсии. Прямые опыты, подтверждающие такой механизм активации центров кипения отсутствуют. В данном разделе описывается экспериментальная установка [81], которая позволяет изучать явление цепной активации вскипания перегретых капелек эмульсии и определять условия, при которых данное явление возникает. Основное отличие предлагаемой методики исследования от известных состоит в том, что строго задается число и размер перегреваемых капелек эмульсии, их объемная концентрация, а также регистрируется каждая вскипевшая капелька. Недогретые до температуры опыта капельки жидкости исключаются из рассмотрения.

Основными частями экспериментальной установки (рис. 1.20) являются дозаторы жидкостей 1, 5 и 7, генератор капелек 21, узел термостатирования эмульсии, канал 14 для перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии и

регистрации их вскипания, термостат 27 для нагрева и прокачивания теплоносителя через канал 14. Установка также содержит не показанные на рисунке источники электрического тока, измерительные приборы и некоторое другое оборудование.

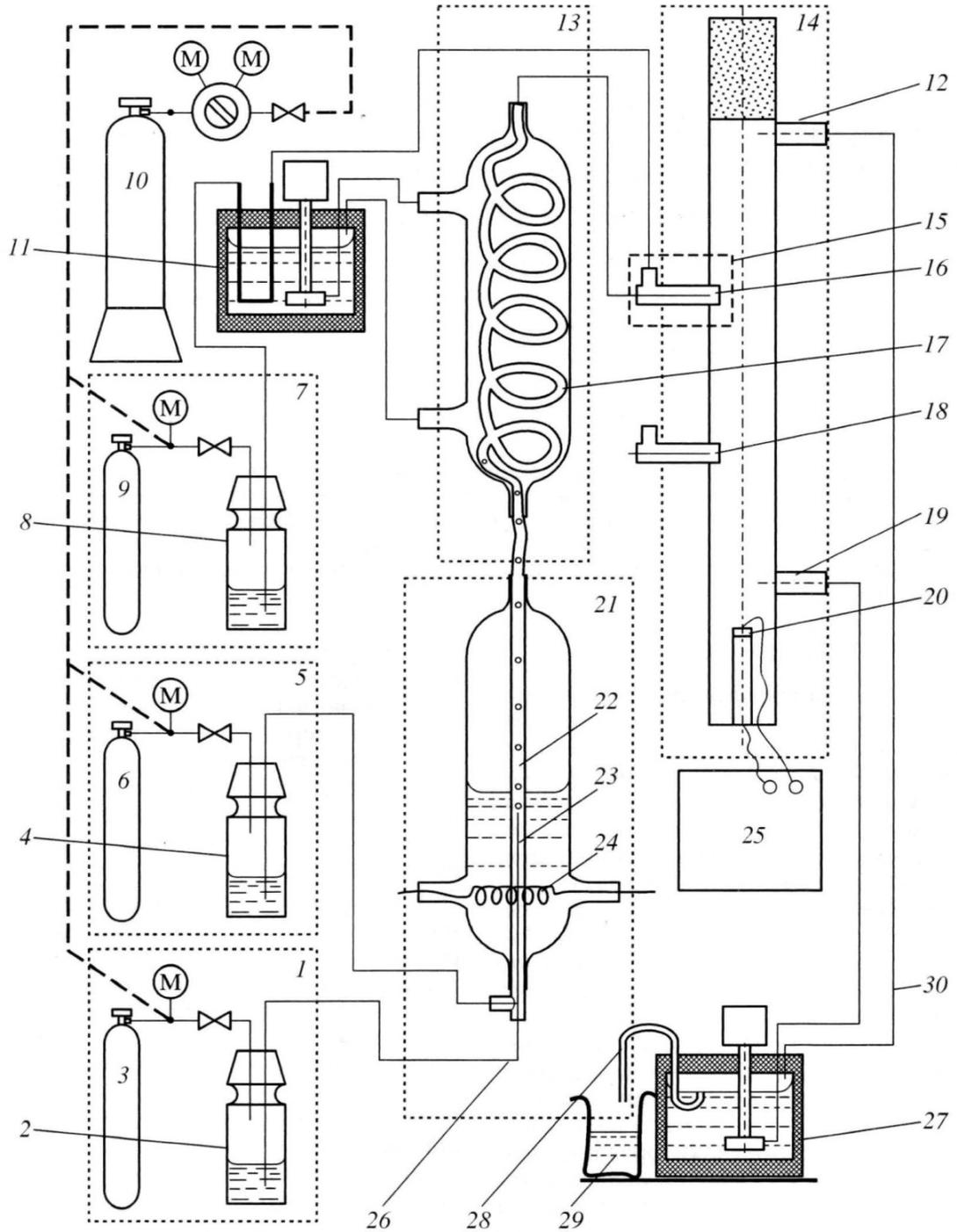


Рис. 1.20. Схема экспериментальной установки. Пояснение в тексте.

Капельки формировались в генераторе 21 двумя способами. Под действием давления газообразного азота, находящегося в баллоне 3, исследуемая жидкость (вода) вытекает из мерного сосуда 1 через тонкое отверстие (сопло 23) на конце стеклянной трубки 26. Далее исследуемая жидкость, попадая в полость трубки 22 в виде тонкой струйки или цепочки пузырьков пара, течет по ней с заданным расходом $g_{ж}$. Внешний и внутренний диаметр сопла 23 равны, соответственно, 54 и 34 мкм. Трубка 22 с внутренним диаметром 2.3 мм изготовлена из стали марки Х18Н9Т.

Диаметр d и число N_0 капелек, поступающих в канал 14 за 1 с, определяли микроскопически. Для этого смеситель 15 временно отсоединяли от канала 14 и погружали на 1-5 с в чашку Петри, заполненную жидкостью ПЭС-5, и, затем, под микроскопом подсчитывали число и измеряли диаметр капелек (1.21)

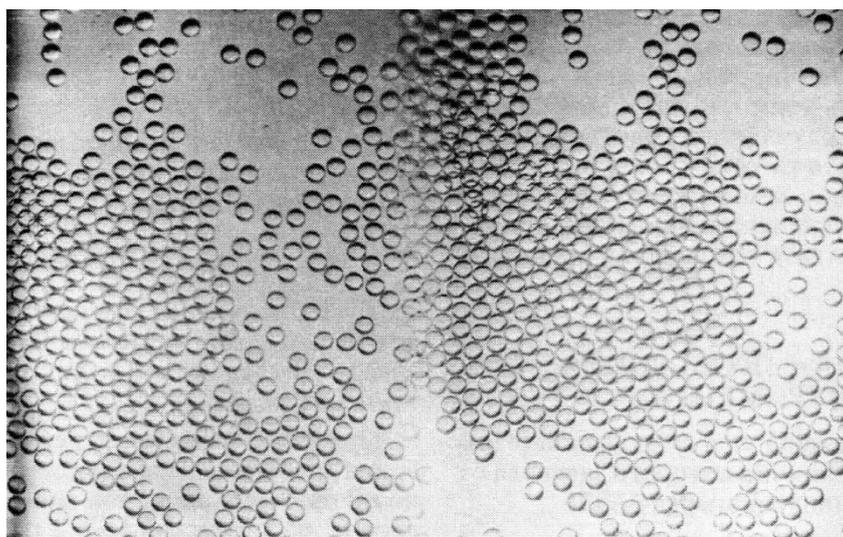


Рис. 1.21. Капельки воды диспергированной в ПЭС-5, $d = 246$ мкм.

Под давлением азота, находящегося в баллоне 6, масло ПЭС-5 из сосуда 4 поступало в трубку 22 с расходом g_e . В результате смешения потоков ПЭС-5 и воды и влиянием межфазных взаимодействий формировалась моно- или, что наблюдалось чаще, бидисперсная эмульсия, дисперсной фазой которой служили капельки исследуемой жидкости. В первом случае размеры всех капелек были одинаковыми, а во втором образовывалось равное число капелек двух разных размеров. Заметим, что

исследуемая жидкость (вода) и дисперсионная среда (ПЭС-5) не растворяются друг в друге. Диаметр капелек можно было варьировать в пределах от 10 до 1200 мкм путем изменения соотношения расходов упомянутых жидкостей и температуры $T_{жс}$ струйки исследуемой жидкости, которая задавалась температурой жидкости, залитой в рубашку диспергатора 21. В качестве вспомогательной жидкости использовали толуол, нагреваемый проволочным нагревателем 24 до температуры 110 °С. При таком нагреве вначале получались пузырьки пара, которые затем конденсировались в змеевике 17, образуя моно- или бидисперсную эмульсии. Эмульсии термостатировались в том же змеевике 17 при температуре $T_э$. Термостатирование проводилось с применением воды, поступающей из термостата 11. Обычно температура $T_э$ задавалась на 2.0 °С ниже температуры насыщенных паров T_s исследуемой жидкости.

Поскольку при генерировании капелек разного размера расход эмульсии $g_э = g_{жс} + g_e$ при выходе из змеевика 17 сильно изменялся по величине, то и время прогрева τ_{ST} капелек дисперсной фазы до температуры теплоносителя T также изменялось. Для удобства введения поправки на время прогрева капелек к потоку исследуемой эмульсии $g_э$ подмешивался дополнительный поток g_d жидкости ПЭС-5, поступающей из дозатора 7 и нагретой до температуры эмульсии $T_э$ в термостате 11. Величина потока g_d устанавливалась такой, чтобы общий поток эмульсии g_Σ , входящей в канал 12, был всегда постоянным, то есть $g_\Sigma = g_d + g_э = g_d + g_{жс} + g_e = \text{const}$. При таких условиях время τ_{ST} нагрева капелек дисперсной фазы эмульсии от температуры T_s до T было всегда одинаковым.

Нагрев эмульсии при входе ее в канал 14 начинался уже в корпусе смесителя 15 за счет теплопроводности эмульсии и элементов конструкции. Величина потока g_Σ устанавливалась такой, чтобы при входе эмульсии в канал 14 она прогревалась до температуры, не превышающей температуры насыщенных паров T_s исследуемой жидкости (для воды $T_s = 100^\circ \text{C}$). Этим

условиям удовлетворяли следующие величины расходов, при которых проводили опыты: $g_{\Sigma} = 0.98$, $g_d = 0.91$, $g_e = 0.075$, $g_{жс} = 0.0010$ мм³/с. Объемный расход теплоносителя G через канал 14 был равен 10.1 см³ с⁻¹ при температуре $T = 125.1$ °С. Теплоноситель поступал из термостата 27 через нижний штуцер 19 и возвращался назад в термостат через верхний штуцер 12 . Величина G определялась весовым способом по времени t и массе теплоносителя m , натекающего в специальный стаканчик через трубку 30 вынутую по этому случаю из термостата 27 . Очевидно, что $G_m = m/\rho t$, где ρ - плотность теплоносителя при температуре канала.

Капельки воды при счетной концентрации $N_{сч} = N_o/g_{\Sigma}$ в виде дисперсной фазы эмульсии поступали в канал через отверстие 18 или 16 , увлекались горячим теплоносителем и нагревались от T_s до температуры теплоносителя T . Заметим, что время нагрева эмульсии τ_{ST} от температуры T_s до T не зависело от того, через какое отверстие подавалась эмульсия в канал, через отверстие 18 или 16 . Однако время τ_T нахождения капелек воды в перегретом состоянии при температуре T существенно изменялось.

Во время нахождения эмульсии в канале τ_0 и их нагреве от температуры T_s до температуры теплоносителя T часть капелек N_{ST} вскипала. На это затрачивалось время τ_{ST} . Другая часть капелек N_T вскипала при температуре теплоносителя T за оставшийся отрезок времени ($\tau_T = \tau_0 - \tau_{ST}$), и, наконец, часть капелек покидала канал не вскипев. Образующаяся при вскипании капелек парожидкостная смесь уходила из канала вместе с не вскипевшими капельками через верхний штуцер 12 .

Избыток теплоносителя, появляющийся в термостате 27 за счет поступления в канал эмульсии через отверстие 18 (или 16), сливался по трубке 28 в мерный стакан 29 . По скорости его заполнения осуществлялся дополнительный контроль расхода эмульсии.

Все узлы экспериментальной установки были теплоизолированы слоем асбеста и слоем поролонa. Погрешность термостатирования теплоносителя

не превышала ± 0.1 °С в месте ввода эмульсии в канал. Температура теплоносителя понижалась на 1-3 °С на выходе из канала за счет передачи части тепла к эмульсии, а точность термостатирования снижалась до ± 0.2 °С из-за случайного колебания числа вскипающих капелек в канале. Расход теплоносителя через канал слабо зависел от изменения количества пара, образующегося при вскипании капелек, поэтому соответствующую поправку не вводили.

При вскипании каждой капельки возникал импульс давления M , величина которого зависела от выделяемой при вскипании энергии E [79]

$$M = A_1 \cdot E^{1/2} = A_1 \cdot \left(c_p \cdot \rho \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \frac{\Delta T}{6} \right)^{1/2}, \quad (1.29)$$

где c_p и ρ – теплоемкость и плотность капелек перегретой жидкости, d – их диаметр, A_1 – коэффициент пропорциональности, $\Delta T = T - T_s$ – величина перегрева жидкости. Под действием импульса давления во всех частях установки, в том числе и в пьезодатчике давления 20 , возникали затухающие колебания, максимальная амплитуда которых была пропорциональна M . Поскольку величина электрических импульсов U , снимаемых с датчика давления 20 , пропорциональна амплитуде x его колебаний, то можно записать

$$U \sim x \sim M, \quad U = A \cdot d^{3/2} \cdot \Delta T^{1/2}, \quad (1.30)$$

где A – коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии и материалов пьезодатчика и установки.

В опытах использовалась специальная электронная схема, которая позволяла регистрировать каждую серию затухающих колебаний как один импульс. Путем фиксации импульсов, снимаемых с пьезоэлектрического датчика давления 20 , через электронные усилители УЗ-29 и У7-1, при выборе достаточно высокого коэффициента усиления k можно было регистрировать практически все вскипающие капельки.

В том случае, когда было необходимо исключить вскипание недогретых до температуры T капелек, опыты проводили сначала при вводе

эмульсии через отверстие 18, а затем через отверстие 16. В обоих случаях число вскипающих недогретых капелек N_{ST} было одинаковым. В то же время число капелек N_{IT} , вскипающих при температуре T при вводе эмульсии через нижнее отверстие, отличалось от числа капелек N_{2T} , вскипающих при температуре T , но при вводе эмульсии через верхнее отверстие, так как различались времена нахождения капелек при температуре T в первом (τ_{IT}) и во втором (τ_{2T}) случаях.

Для определения частоты образования центров кипения в перегретой жидкости J необходимо знать время нахождения каждой капельки при заданной температуре T .

Общее время τ_0 нахождения эмульсии в канале при вводе ее через нижнее отверстие 18 определяется соотношением

$$\tau_0 = \frac{\pi \cdot D_k^2 \cdot L}{4G}, \quad (1.31)$$

где $L = 160$ мм – длина участка канала от штуцера 12 до отверстия 18, $D_k = 16$ мм – внутренний диаметр канала. В описываемых опытах $\tau_0 = 3.18$ с при температуре 125.1 °С.

При вводе эмульсии через отверстие 16 общее время пребывания капелек эмульсии в канале было в 2 раза меньше τ_0 , так как расстояние от штуцера 12 до отверстия 16 в 2 раза короче, чем от упомянутого штуцера 12 до отверстия 18.

Оценку времени τ_{ST} нагрева капелек от температуры T_s до температуры теплоносителя T проводили по методике [69, стр. 73], полагая, что капельки имеют температуру до T , если их температура отличалась от T не более чем на 0.2 °С. Когда $T_s = 100$ °С и $T = 125.1$ °С, τ_{ST} составляло 0.52 с. При указанных условиях время нахождения капелек в канале $\tau_{IT} = \tau_0 - \tau_{ST} = 2.66$ с при входе эмульсии через нижнее отверстие 18 и $\tau_{2T} = \tau_0/2 - \tau_{ST} = 1.07$ с при входе эмульсии через верхнее отверстие 16.

В опытах определяли зависимость числа вскипающих капелек при вводе эмульсии через нижнее (N_1) 18 или верхнее (N_2) 16 отверстия от

коэффициента усиления электрического сигнала k при заданной температуре теплоносителя T . Очевидны следующие соотношения:

$$N_1 = N_{ST} + N_{1T}, \quad (1.32)$$

$$N_2 = N_{ST} + N_{2T}. \quad (1.33)$$

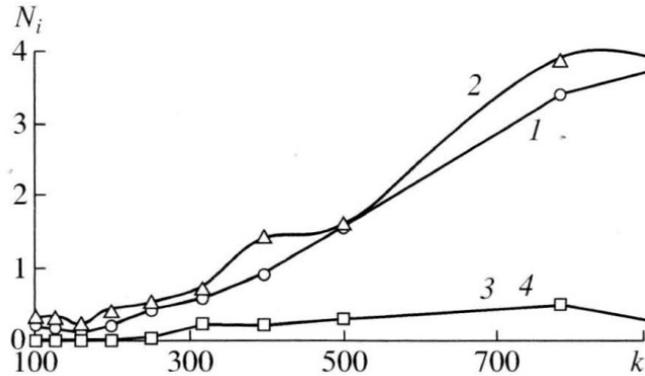


Рис. 1.22. Зависимость регистрируемого числа N_i вскипевших капелек диаметром 246 мкм от коэффициента усиления k электрических сигналов: 1, 2 – ввод эмульсии, соответственно, через верхнее и нижнее отверстие в канале при $N_0 = 63 \text{ с}^{-1}$; 3, 4 – ввод эмульсии через верхнее и нижнее отверстие при $N_0 = 10 \text{ с}^{-1}$. Температура теплоносителя в канале $T = 127 \text{ }^\circ\text{C}$.

На рис. 1.22 приведена зависимость числа вскипающих капелек N_1 и N_2 от коэффициента усиления k . При малых k регистрируются только те капельки, которые были нагреты в канале до температуры теплоносителя T , при высоких k регистрируются все вскипающие капельки. Поскольку условия ввода эмульсии через отверстия 18 и 16 одинаковы, то следует ожидать, что и число вскипающих недогретых до T капелек будет одинаковым и в том и в другом случае, то есть $N_{ST1} = N_{ST2} = N_{ST}$. Разность $N_1 - N_2$, согласно (1.32) и (1.33), дает число капелек N_T вскипающих при температуре T за время $\tau_T = \tau_{1T} - \tau_{2T}$.

Для определения частоты вскипания в перегретой жидкости J воспользуемся известным распределением [31]

$$\Delta N_i = N \bar{\tau}^{-1} \exp\left(-\tau_i / \bar{\tau}\right) \Delta \tau_i, \quad (1.34)$$

где ΔN_i – число капелек вскипевших в интервале времени $(\tau_i, \tau_i + \Delta\tau_i)$ при общем числе перегретых капелек равном N , τ_i – время от начала наблюдения до момента регистрации вскипания в интервале $\Delta\tau_i$, $\bar{\tau} = N^{-1} \sum_i^N \tau_i$ – среднее время жизни перегретых капелек (среднее время ожидания вскипания).

Для числа N_{1T} капелек, вскипающих при температуре T за время τ_{1T} , когда эмульсия подается в канал через нижнее отверстие 18, из (1.34) имеем

$$N_{1T} = N_{01} \int_0^{\tau_{1T}} \bar{\tau}^{-1} \exp(-\tau/\bar{\tau}) d\tau = N_{01} \left[1 - \exp\left(\frac{(-\tau_{1T})}{\bar{\tau}}\right) \right], \quad (1.35)$$

где N_{01} – общее число капелек нагретых до температуры T . Далее очевидно

$$N_{2T} = N_{02} \int_0^{\tau_{2T}} \bar{\tau}^{-1} \exp(-\tau/\bar{\tau}) d\tau = N_{02} \left[1 - \exp\left(\frac{(-\tau_{2T})}{\bar{\tau}}\right) \right], \quad (1.36)$$

где N_{02} – число капелек, вскипающих при температуре T за время τ_{2T} , когда эмульсия подается в канал через верхнее отверстие 16. В силу одинаковых условий нагрева в канале при вводе эмульсии через нижнее и верхнее отверстие, числа N_{01} и N_{02} будут одинаковыми. Далее можно записать $N_{1T} = N_1 - N_{ST}$, $N_{2T} = N_2 - N_{ST}$ и $N_{1T} = N_{02} = N_0 - N_{ST}$ (см. формулы (1.32) и (1.33)).

Тогда соотношения (1.35) и (1.36) примут вид

$$N_1 - N_{ST} = (N_0 - N_{ST}) \left[1 - \exp\left(\frac{(-\tau_{1T})}{\bar{\tau}}\right) \right], \quad (1.37)$$

$$N_2 - N_{ST} = (N_0 - N_{ST}) \left[1 - \exp\left(\frac{(-\tau_{2T})}{\bar{\tau}}\right) \right]. \quad (1.38)$$

Так как опыты проводились при температурах, при которых число вскипевших капелек N_1 или N_2 было существенно меньше поступающих в канал N_0 , то $N_1 \sim N_{ST} \ll N_0$. Поскольку $\tau_{1T} = \tau_0 - \tau_{ST}$ и $\tau_{2T} = \tau_0/2 - \tau_{ST}$, уравнения (1.37) и (1.38) можно представить в виде

$$N_1 - N_{ST} = N_0 J_V(\tau_0 - \tau_{ST}), \quad (1.39)$$

$$N_2 - N_{ST} = N_0 J_V(\tau_0/2 - \tau_{ST}). \quad (1.40)$$

Решая уравнения (1.39) и (1.40) относительно частоты зародышеобразования, получим

$$J = 2(N_1 - N_2)\tau_0/(N_0v). \quad (1.41)$$

Здесь мы воспользовались соотношением $JV\bar{\tau} = 1$, где $V = \pi d^3/6$ – объем капельки.

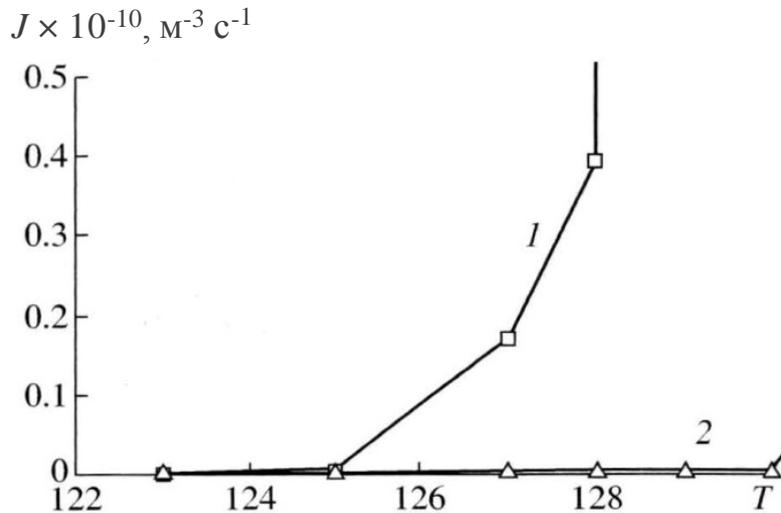


Рис. 1.23. Зависимость частоты зародышеобразования J в капельках перегретой воды от температуры: 1 – $N_0 = 63 \text{ с}^{-1}$; 2 – 10 с^{-1} . $k = 120-125$.

На рис. 1.23. приведены результаты обработки экспериментальных данных по формуле (1.41). Обращает на себя внимание тот факт, что в случае малоconцентрированной эмульсии ($N_0 = 10,1 \text{ с}^{-1}$) функция $J(T)$ слабо изменяется, тогда как для относительно высокоconцентрированной эмульсии ($N_0 = 63,0 \text{ с}^{-1}$) она резко возрастает при температуре $125 \text{ }^\circ\text{C}$. Мы предполагаем, что излом на графике зависимости $J = J(T)$ возникает тогда, когда расстояние между капельками оказывается малым и происходит цепное зародышеобразование.

На основании полученных результатов можно предложить следующий механизм цепного зародышеобразования. Вскипание жидкости происходит на так называемых готовых низкотемпературных центрах кипения (зародышах паровой фазы). Эти центры представляют собой флокулы, состоящие из нескольких частиц коллоидного размера. Внутреннее пространство между частицами занято адсорбированным из исследуемой жидкости газом (воздухом), следы которого всегда присутствуют в любой

жидкости как загрязняющее ее вещество. Если радиус поверхности газового пузыря, выступающего через промежутки между частицами, достигает радиуса критического зародыша, то флоккула с таким количеством газа становится центром кипения. Газовый пузырек может достичь критического размера путем роста за счет диффузии газа из окружающей жидкости, так как при нагреве жидкости растворимость газа уменьшается.

Некоторые флоккулы могут стать центрами кипения раньше, когда адсорбированный и удерживаемый флоккулой газ освобождается от окружающих его частиц и становится центром кипения. Это может произойти, например, под действием механических сил, разрушающих флоккулу. Такими силами могут быть силы ударной волны или волны разрежения, возникающие при вскипании жидкости на любом близкорасположенном соседнем, уже активировавшемся, центре. Как известно, сила ударной волны тем больше, чем больше объем вскипающей капельки (1.30), чем больше перегрев и чем она ближе расположена к новому потенциально возможному центру кипения (флоккуле). Поэтому, чем больше концентрация N_0 , тем вероятнее активация нового центра кипения и вскипание новой капельки. Вскипание новой капельки может привести к активации дополнительных капелек, и этот процесс может продолжаться продолжительное время, то есть возникает цепной (лавинообразный) процесс активации центров кипения, что и ведет к излому кривой $J = J(T)$.

Такой механизм активации подтверждается резким увеличением (при той же температуре и больших значениях N_0) числа закипающих малоперегретых капель, что не имеет места в других экспериментальных условиях. Это выражается в появлении второго излома при $k = 200$ на кривых, приведенных на рис. 1.22.

Таким образом, полученные экспериментальные данные качественно соответствуют принятой нами модели центра кипения.

1.5. Цепная активация низкотемпературных центров кипения и критический объем эмульсии

Критический объем эмульсии V_c это такой объем эмульсии, при превышении которого вскипание любой капельки дисперсной фазы приводит к вскипанию соседних капелек и к дальнейшему цепному (лавинообразному) вскипанию капелек по всему объему рассматриваемой перегретой части дисперсной фазы эмульсии.

Для активации центра кипения необходимо, чтобы амплитуда импульса давления была больше некоторого порогового значения M_0 . Если под действием импульса давления M_0 активировался какой-либо центр кипения на расстоянии R_0 от вскипевшей капельки, то будут активированы и все потенциальные центры кипения во всей области, ограниченной сферой радиусом R_0 , центр которой находится внутри вскипевшей капельки, т.е. там, где $M > M_0$.

Из формулы (1.29) следует, что чем меньше объем капелек V , тем меньше запасенной тепловой энергии E выделяется при ее вскипании и тем меньше величина возникающего при вскипании капельки давления и импульса давления (1.13) воздействующего на флоккулу с характерным размером L . При одной и той же концентрации эмульсии C крупнодисперсные содержат меньшее число капелек и расположены они на больших расстояниях, чем в мелкодисперсных эмульсиях. В эмульсиях с крупными капельками, имеющими объем v_2 , формируются импульсы давления большей амплитуды по сравнению с импульсами, возникающими в эмульсиях с маленькими капельками v_1 ($v_2 > v_1$). Так как расстояние между капельками в мелкодисперсной эмульсии меньше, при одинаковой концентрации эмульсии C , чем в крупнодисперсной, то и энергии E , необходимой для активации нового центра кипения, также требуется значительно меньше.

Определим при каких условиях возможна цепная активация центров кипения, а следовательно, и взрывное вскипание эмульсии.

Воспользовавшись формулой (1.13), где $E = c_p \left(\pi d^3 / 6 \right) \rho \Delta T$, получим

$$M_0 = f_3 \left[\frac{\rho c_p (\pi d^3 / 6) \rho \Delta T}{R_0} \right]^{1/2} L. \quad (1.42)$$

Для упрощения задачи будем рассматривать монодисперсную эмульсию. Природа центров кипения не зависит от размера капелек дисперсной фазы, но тогда величины M_0 , L и f_3 остаются одними и теми же для любой эмульсии, у которых дисперсные фазы получены из одной и той же исходной жидкости.

Капельки дисперсной фазы распределены по объему дисперсионной среды случайным образом. Определим вероятность того, что в сфере, описанной радиусом R_0 , будет находиться хотя бы одна капелька дисперсной фазы. Для этого воспользуемся распределением Пуассона

$$p_{R0} = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}, \quad (1.43)$$

где p_{R0} – вероятность попадания в рассматриваемый объем $V_c = \pi R_0^3 / 6$ k капелек дисперсной фазы. При $k = 0$ распределение (1.43) означает, что в рассматриваемом объеме нет ни одной капельки дисперсной фазы. Здесь коэффициент λ определяется как $\lambda = pN$, где p – вероятность нахождения любой из имеющихся N капелек дисперсной фазы эмульсии в рассматриваемом объеме V_c . Очевидно, что $p = V_c / V$, где V – общий объем эмульсии, а общее число капелек во всем объеме эмульсии N определим из соотношения $N = V_c / v$. Таким образом, имеем

$$\lambda = \frac{V_c}{V} \cdot \frac{VC}{v} = \frac{V_c C}{v} \quad (1.44)$$

и

$$p_{R0} = \frac{\lambda^0}{0!} \exp \left(-\frac{V_c C}{v} \right) = \exp \left(-\frac{V_c C}{v} \right). \quad (1.45)$$

Вероятность попадания в объем V_c хотя бы одной капельки определяется выражением

$$p_0 = 1 - p_{R0} = 1 - \exp\left(-\frac{V_c C}{v}\right). \quad (1.46)$$

Для того чтобы цепная активация вскипания капелек имела место, необходимо, чтобы в рассматриваемом объеме V_c капельки содержали хотя бы одну капельку с активируемым центром кипения. Если капелек с активируемыми центрами больше одной, то возникает взрывное вскипание эмульсии.

Обозначим через j , м^{-3} плотность активируемых центров кипения в дисперсной фазе эмульсии. Будем считать, что их распределение по объему дисперсной фазы также является случайным. Для общего числа центров кипения n во всем объеме эмульсии можно записать $n = VCj$, а для вероятности p любого из этих центров попасть в объем дисперсной фазы $V_c C$, находящейся в объеме V_c , получим выражение $p = V_c C / VC = V_c / V$. Тогда формула Пуассона для вероятности попадания k центров кипения в критический объем эмульсии V_c примет вид

$$p_{jk} = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} = \exp(-jCV_c), \quad (1.47)$$

где $\lambda = np = (VCj)(V_c/V) = jCV_c$; p – вероятность для любого из имеющихся центров в общем объеме эмульсии V попасть в критический объем V_c , а n – общее число этих центров. Для вероятности того, что в рассматриваемом объеме V_c активируется не менее одного центра кипения, будем иметь

$$p_j = 1 - \exp(-jCV_c). \quad (1.48)$$

Таким образом, вероятность p вскипания хотя бы одной капельки в объеме V_c будет равна произведению вероятностей p_0 нахождения в этом объеме нескольких капелек или хотя бы одной капельки и вероятности p_j , что в этих капельках есть хотя бы один способный к активации центр кипения:

$$p = p_0 p_j = \left[1 - \exp\left(-\frac{V_c C}{v}\right)\right] [1 - \exp(-jCV_c)]. \quad (1.49)$$

Поскольку в объеме V_c в среднем находится $n = CV_c/v$ капелек дисперсной фазы. Если умножить это число на вероятность вскипания p (1.49), то получим величину, равную числу вскипевших капелек. Для цепной активации центров кипения и лавинообразного распространения процесса кипения по всему объему перегретой эмульсии необходимо, чтобы это число было больше или равно единице:

$$\frac{V_c C}{v} \left[1 - \exp\left(-\frac{V_c C}{v}\right) \right] [1 - \exp(-jCV_c)] \geq 1. \quad (1.50)$$

Так как под критическим объемом понимается минимальный объем эмульсии, при котором начинается цепное зародышеобразование и взрывное вскипание эмульсии, то, приравнявая левую часть выражения (1.50) к единице и решая полученное трансцендентное уравнение численным методом, найдем зависимость V_c от j , v при постоянстве концентрации C (рис. 1.24).

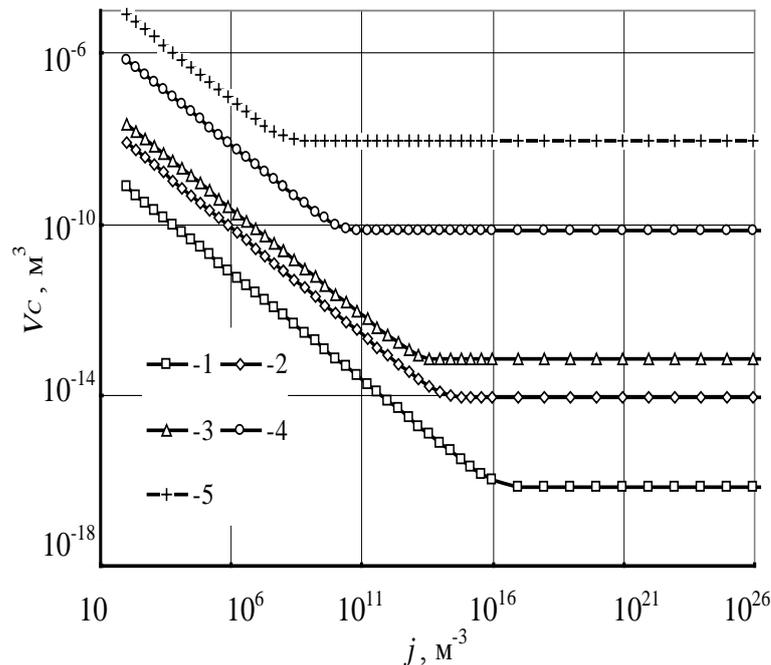


Рис.1.24. Зависимость критического объема эмульсии V_c от плотности центров кипения j при постоянной концентрации дисперсной фазы эмульсии $C = 1.0$ об.%. Диаметр капелек дисперсной фазы: 1 – $d = 1$ мкм; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 100; 5 – 500.

1.5. Выводы

В опытах с капельками жидкости показано, что центры кипения можно разделить на две группы – центры активирующиеся в объеме капелек и центры активирующиеся на поверхности капелек. Основные характеристики при взрывном вскипании перегретых капелек жидкости можно определить из теории точечного взрыва. Движущей силой цепной активации центров кипения и вскипания капелек дисперсной фазы эмульсии являются импульсы давления, возникающие при вскипании капелек. Показано, что цепная активация низкотемпературных центров кипения инициируется случайной активацией одного из них. Взрывное вскипание перегретой капельки эмульсии на низкотемпературном центре кипения способствует активации нескольких соседних центров кипения, что в свою очередь приводит к дальнейшей активации других центров кипения. Получена зависимость критического объема V_c от плотности центров кипения j при постоянной концентрации дисперсной фазы эмульсии.

2. ТЕПЛООБМЕН С ЭМУЛЬСИЯМИ

Рассмотрен теплообмен при кипении эмульсий, у которых температура кипения дисперсной фазы существенно ниже температуры кипения дисперсионной среды. Такие эмульсии, как теплоносители, при кипении имеют ряд особенностей по сравнению с чистыми жидкостями и растворами. Использование эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой позволяет увеличить, по сравнению с жидкостями образующих дисперсионную среду, интенсивность охлаждения поверхностей от полутора до пяти раз.

2.1. Обзор исследований теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой

Интенсифицировать теплоотдачу при кипении можно используя в качестве теплоносителя эмульсии [82, 83]. Первые результаты исследования теплообмена при кипении эмульсий были опубликованы в 1978 г. [84]. Исследования проводились с эмульсиями типа «вода в масле» и «масло в воде». Опыты проводились с четырьмя типами масел. Все четыре изученных масла, KF96, KF54, н-додекан и н-ундекан, имеют температуры насыщения намного выше, чем у воды при атмосферном давлении. Эмульсии стабилизировались применением поверхностно-активных веществ при атмосферном давлении. Авторы [84] измеряли плотность теплового потока от никелевой проволоки диаметром 0,2 мм и длиной 70 мм. Температура эмульсии, вдали от нагревателя, поддерживалась на уровне 100 °С. Проведенные исследования показали, что в эмульсии типа «масло в воде» кипение начинается при температуре значительно превышающей температуру кипения воды (рис.2.1а). В эмульсии «масло в воде» дисперсную фазу образует масло, а дисперсионную среду – вода. Большие перегревы эмульсии авторы связывают с хорошей смачиваемостью поверхности нагрева капельками масла. Использование поверхностно-активных веществ также влияло на теплоотдачу, но тип используемых масел на коэффициент теплоотдачи не оказывал влияние. С увеличением концентрации масла в эмульсии коэффициент теплоотдачи снижался.

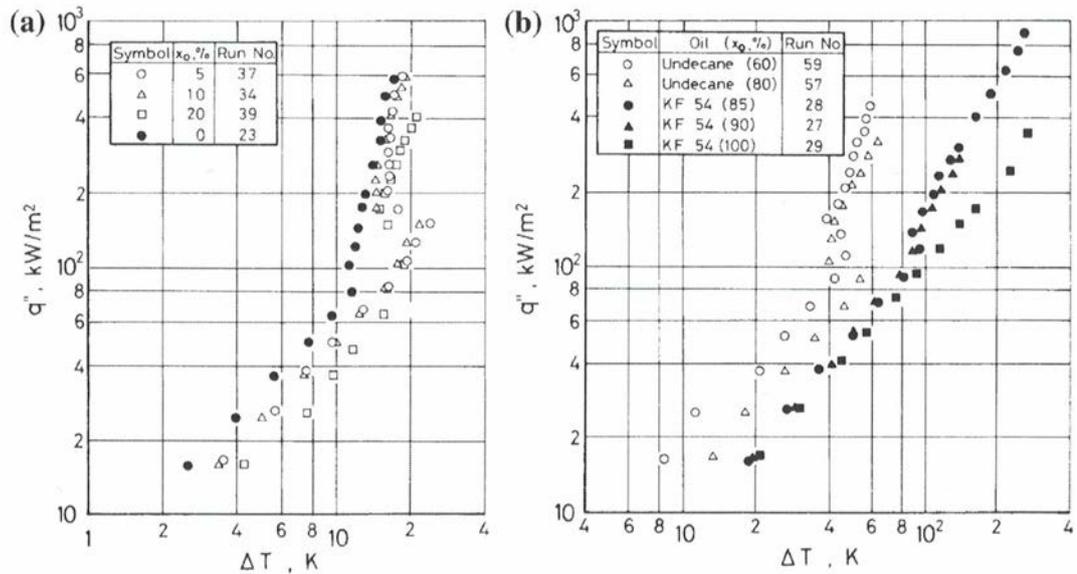


Рис. 2.1. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора ΔT при кипении эмульсии типа «масло в воде» (а) и эмульсии «вода в масле» (b): а) – эмульсия масло KF96/ вода (эмульгатор 1,0 % Tween-80); б) эмульсия вода/ундекан и вода/масло KF54 (эмульгатор Span-80). x_o – весовая концентрация масла.

Для начала кипения эмульсии типа «вода в масле» требуется некоторый перегрев температуры нагревателя выше температуры кипения воды, который может достигать от 50 до 100 °С (рис.2.1b). В отличие от эмульсии «масло в воде», при кипении эмульсии «вода в масле» тип масла оказывал влияние на коэффициент теплоотдачи.

В работе [85] экспериментально исследован теплообмен при кипении чистых жидкостей и эмульсий на поверхности вертикального цилиндра диаметром 6,6 мм и длиной 70 мм. Опыты проведены с водой и эмульсией вода/фреон-113. Показано, что при концентрации воды во фреоне-113 20 и 40 об.% коэффициент теплоотдачи к эмульсии вода/фреон-113 не отличается от коэффициента теплоотдачи при кипении чистого фреона-113.

Для интенсификации теплообмена при кипении важную роль играет соотношение между температурами насыщения дисперсной фазы и дисперсионной среды. Интенсивность теплоотдачи при кипении эмульсии в основном определяется теплоотдачей к кипящей жидкости имеющей более низкую температуру насыщенных паров. Если же температуры насыщенных

паров совпадают, то интенсивность теплоотдачи при кипении эмульсии занимает промежуточное положение между интенсивностями теплоотдачи при кипении отдельных компонент [85, 86].

В работе [34] исследован теплообмен при кипении эмульсий н-пентан/вода и фторуглерод FC-72/вода на поверхности медной проволоки диаметром 0,1 мм. Авторы [34] получали полидисперсную эмульсию со средним диаметром капелек н-пентана и FC-72 8 мкм. При конвективном теплообмене, с ростом концентрации эмульсии FC-72/вода, наблюдается снижение значения коэффициента теплоотдачи к эмульсии по сравнению с чистой водой (рис.2.2). Авторы связывают такое поведение с тем, что плотность у FC-72 выше, чем у воды. Капельки FC-72 оседают на поверхности нагревателя и, т.к. теплопроводность FC-72 ниже теплопроводности воды то это приводит к снижению коэффициента теплоотдачи. С началом кипения капелек FC-72 наблюдается рост коэффициента теплоотдачи при температурах ниже температуры кипения воды.

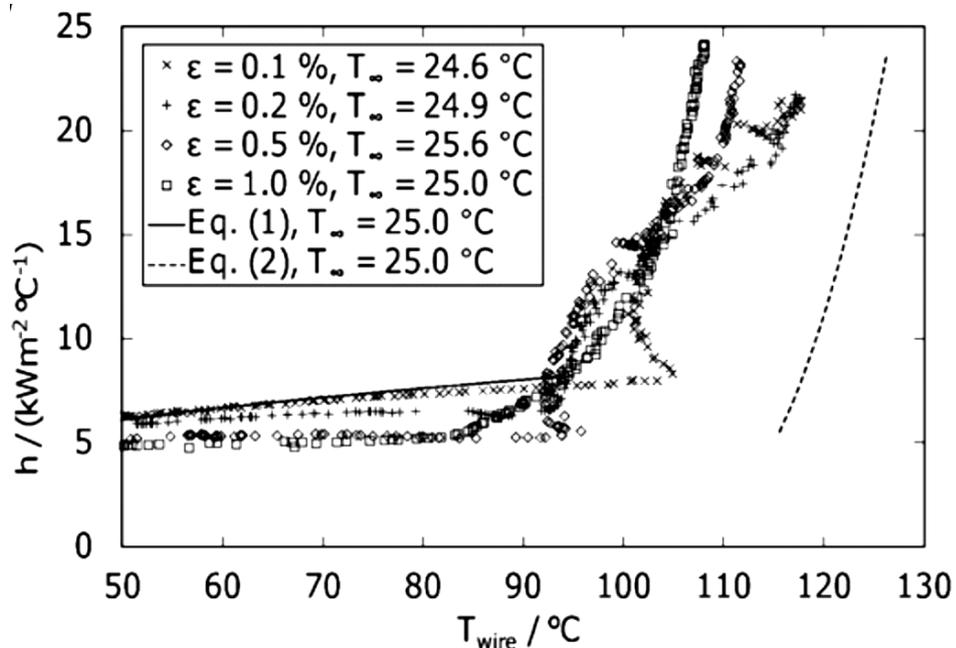


Рис. 2.2. Кривая кипения для эмульсии FC-72/вода [34]. ε – концентрация эмульсии, T_{∞} – температура эмульсии.

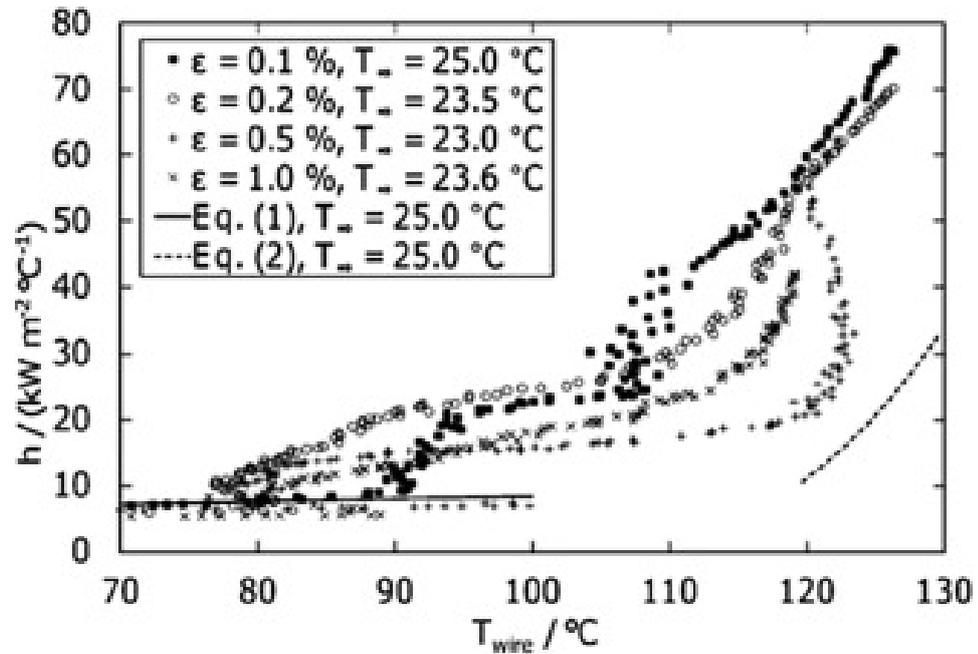


Рис. 2.3. Кривая кипения для эмульсии н-пентан/вода [34]. ϵ – концентрация эмульсии, T_{∞} – температура эмульсии.

В эмульсии н-пентан/вода, из-за низкой плотности н-пентана по сравнению с водой, практически отсутствует снижение коэффициента теплоотдачи при конвективном теплообмене (рис. 2.3). При кипении капелек н-пентана также обнаружен рост коэффициента теплоотдачи для температур ниже температуры кипения воды. Авторы [34] отмечают хорошее согласие результатов проведенных исследований с полученными нами данными при кипении эмульсии фреон-113/вода [87].

В работе [88] авторы визуализировали процесс кипения эмульсий н-пентан/вода и FC-72/вода на поверхности тонкой проволоки. Съемка проводилась обычной камерой с частотой 30 кадров в секунду. Аналогичные исследования с применением обычной камеры были проведены нами [89]. Основные трудности визуализации процесса пузырькового кипения эмульсий связаны с их непрозрачностью. Видеосъемка обычной камерой (30 кадров/с) не дает полного представления о быстропротекающих процессах, протекающих при кипении, и не фиксирует вскипание отдельных капелек дисперсной фазы как на поверхности нагрева, так и в тепловом пограничном слое. При кипении эмульсий н-пентан/вода и FC-72/вода [88], при низких тепловых потоках, на поверхности нагрева присутствуют «сидящие»

крупные пузырьки пара. С ростом теплового потока размер паровых пузырьков уменьшается.

В работе [90] исследован теплообмен при кипении эмульсий н-пентан/вода и фторуглерод FC-72/вода на поверхности вертикальной стальной ленты шириной 1,35 мм и длиной 101 мм. Исследованы эмульсии с концентрациями от 0,1 до 0,5 об.%. Опыты показали, что особенности теплообмена, которые наблюдались при теплообмене с тонкими проволочками [34, 88] наблюдаются и при кипении на тонкой стальной ленте.

В недавней работе [91] были выполнены исследования по влиянию ориентации нагревателя на теплообмен при кипении эмульсий. Опыты проводились на ориентированной вверх и вниз плоской нагреваемой поверхности со сторонами 12x12 мм и толщиной 2,7 мм. Одна из сторон нагреваемого элемента была покрыта теплоизоляционным материалом. Исследовались эмульсии FC-72/вода с концентрацией 1,0 об. %. Было получено, что коэффициент теплоотдачи к эмульсии на обращенной вниз нагреваемой поверхности ниже, чем для обращенной вверх поверхности.

2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ОПЫТОВ

2.2.1. Теплоотдача от тонких проволок при атмосферном давлении

Для исследования теплообмена в эмульсиях при атмосферном давлении создана экспериментальная установка, в которой теплоотдающей поверхностью является тонкая платиновая проволока. Использование платиновой проволоки позволяет одновременно с высокой точностью определять как мощность, снимаемую с ее поверхности, так и ее температуру. В опытах применяли проволоку диаметром 50, 100 и 200 мкм, длиной от 25 до 70 мм. Длина проволоки измерялась катетометром или штангенциркулем с погрешностями, соответственно равными ± 0.05 и ± 0.2

мм, а диаметр – микроскопом с погрешностью ± 0.5 мкм. Схема экспериментальной установки представлена на рис.2.4.

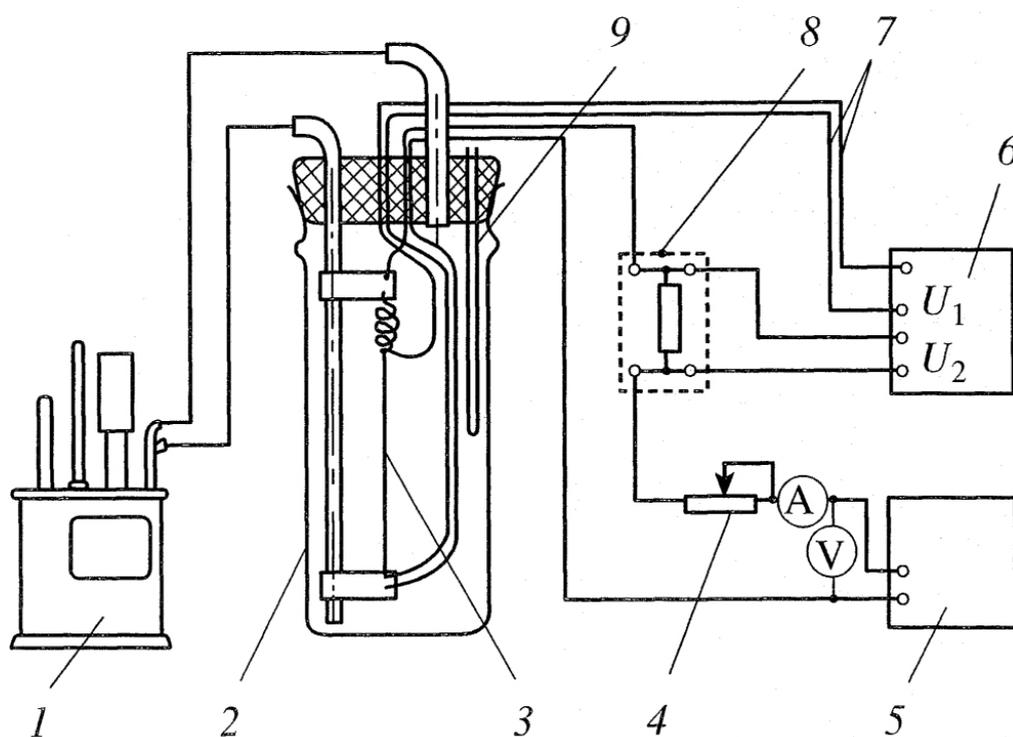


Рис. 2.4. Схема экспериментальной установки для измерения коэффициентов теплоотдачи от проволочных нагревателей при атмосферном давлении: 1 – термостат; 2 – стеклянная ячейка; 3 – платиновая проволока; 4 – магазин сопротивлений Р314; 5 – источник постоянного тока; 6 – цифровые вольтметры Щ300; 7 – потенциальные выводы от проволоки нагревателя; 8 – образцовая катушка сопротивления Р321; 9 – чехол для термопары.

Мощность, выделяемую на проволоке 3, определяли по току I и напряжению U . Для этого предусмотрены потенциальные выводы 7 и образцовая катушка сопротивления 8 марки Р321. Величина тока устанавливалась при помощи магазина сопротивлений 4 марки Р314 и измерялась по падению напряжения на потенциальных выводах катушки 8. Температура проволоки определялась по ее сопротивлению. Проволока помещалась в стеклянном цилиндре 2, через который прокачивали исследуемый теплоноситель. В качестве теплоносителя использовали чистые жидкости и эмульсии. Чистыми жидкостями служили вода, диэтиловый

эфир, глицерин, вакуумное масло ВМ-1С, кремнийорганические жидкости ПЭС-5, ПМС-20, ПМС-300 и др. В исследуемых эмульсиях в качестве дисперсной фазы использовались вода, н-пентан, диэтиловый эфир, фреон-11, фреон-113, а дисперсионными средами были вода, глицерин, масла ВМ-1С, ПЭС-5, ПМС-20, ПМС-300. Исследуемые теплоносители помещали в термостат 1, где их нагревали до заданной температуры, а затем прокачивали через стеклянный цилиндр 2. Температура исследуемого теплоносителя в цилиндре измерялась медь-константановой термопарой 9. Эмульсии готовились в термостате 1 путем интенсивного перемешивания исходных жидкостей пропеллерной мешалкой, установленной на ось ротора насоса термостата.

Опыты начинали с температурной градуировки проволоки по образцовому платиновому термометру сопротивления, который устанавливался вместо термопары 9. Определяли зависимость сопротивления проволоки от ее температуры. Градуировку проводили в воде (от 20 до 95 °С) и в глицерине (от 80 до 280 °С) при «негреющем» электрическом токе, проходящем через проволоку, равном примерно 1 мА. Основную погрешность в градуировочную зависимость вносила неточность термостатирования – ее максимальная величина была равна ± 0.05 °С при температуре 40 °С и ± 0.2 °С при температуре 280 °С.

После градуировки проволоки 3 термостат 1 заполняли исследуемым теплоносителем. Скорость прокачивания теплоносителя через цилиндр 2 устанавливалась не более 0.01 м/с. При такой скорости прокачки, с одной стороны не происходит заметного повышения температуры в цилиндре 2, а с другой, коэффициенты теплоотдачи, полученные при свободной и вынужденной конвекции теплоносителя и при малой скорости его прокачивания около проволоки, мало отличаются друг от друга.

Эксперименты начинались с измерения коэффициента теплоотдачи α к чистой жидкости, например к ПЭС-5, которая затем служила в качестве

дисперсионной среды эмульсии. Далее в исследуемую жидкость вводили первую порцию дисперсной фазы (воды) и за счет интенсивного перемешивания полученной смеси готовили эмульсию (вода/ПЭС5). Опыты начинали с малых концентраций дисперсной фазы (0,1 объемных процента), затем от опыта к опыту, за счет введения в теплоноситель новых порций дисперсной фазы, концентрацию эмульсии увеличивали. Эксперименты проводились как с добавками эмульгаторов, так и при полном их отсутствии. Эмульсии, полученные без эмульгаторов, подвергались непрерывному перемешиванию в термостате 1, так как они расслаивались, а их дисперсионный состав изменялся.

Расчетная формула для определения коэффициента теплоотдачи имеет вид

$$\alpha = \frac{UI}{\pi LD(T_w - T_0)}, \quad (2.1)$$

где U – падение напряжения на проволоке при прохождении через нее электрического тока I ; L и D – длина и диаметр проволоки; T_w и T_0 – температура проволоки и теплоносителя (эмульсии) вне теплового пограничного слоя.

При обработке экспериментальных данных считалось, что средняя температура по сечению проволоки в пределах погрешности не отличалась от температуры на ее поверхности. Расчеты поля температур в проволоке, согласно [92], показали, что, при достигаемых в наших опытах плотностях теплового потока q , температура проволоки на ее поверхности отличается от температуры на ее оси на величину меньшую, чем погрешность определения T_w ($\Delta T < 0.01$ °C), поэтому мы не различали измеренное значение температуры проволоки и значение температуры ее поверхности.

Погрешность, вызванная отводом тепла с торцов проволоки, определяется отношением длины проволоки L к ее диаметру D . Осевой отвод тепла на концах платиновых проволок при $L/D > 500$ составляет не более 0.5

% от тепла, отдаваемого с поверхности [93]. В наших опытах это условие всегда выполнялось, поэтому этой погрешностью мы пренебрегали.

Согласно с (2.1) среднеквадратичная погрешность коэффициента теплоотдачи рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \left[\left(\frac{\Delta U}{U} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_w + \Delta T_0}{\Delta T_w - \Delta T_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.2)$$

Величина теплового потока q определяется через силу тока I и падения напряжения U на измерительной проволоке

$$q = \frac{UI}{\pi DL}. \quad (2.3)$$

Среднеквадратичная погрешность определения величины теплового потока

$$\frac{\Delta q}{q} = \left[\left(\frac{\Delta U}{U} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.4)$$

Погрешность определения температур T_w и T_0 обусловлены погрешностями градуировки платиновой проволоки и термопар, погрешностями определения электрического сопротивления. Значения ΔU и ΔI определяются классом точности измерительных приборов. При диаметре проволоки 0.10 мм среднеквадратичные погрешности коэффициента теплоотдачи и плотности теплового потока $\Delta\alpha/\alpha \approx 5.6\%$, $\Delta q/q \approx 1.5\%$; при диаметре проволоки 0.050 мм – $\Delta\alpha/\alpha \approx 6.5\%$, $\Delta q/q \approx 2.5\%$.

2.2.2. Экспериментальная установка для визуализация процесса кипения

Основные сложности визуализации процесса кипения эмульсий связаны с их непрозрачностью. Схема экспериментальной установки для визуализации процесса кипения представлена на рис. 2.5. В качестве нагревателя использовалась платиновая проволока l диаметром 0.10 мм и длиной около 25 мм.

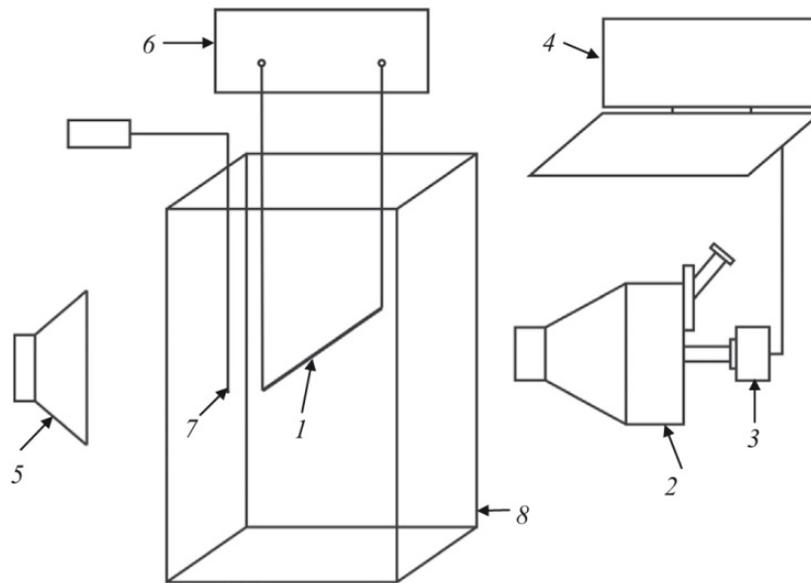


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки для визуализации процесса кипения: 1 – платиновая проволока; 2 – стереомикроскоп; 3 – скоростная камера; 4 – компьютер; 5 – светодиодная лампа; 6 – источник постоянного тока; 7 – термопара; 8 – плоскопараллельный стакан.

Наблюдение за поверхностью проволоки велось с помощью цифрового стереомикроскопа Альтами СМ II 2 с увеличением от 4 до 200 крат. Скоростная камера марки Fasvideo-250 3 (до 5000 кадров в секунду) с помощью адаптера была подключена к микроскопу 2. Изображения с поверхности проволоки камерой 3 передавались на компьютер 4 для дальнейшей обработки. Съемки велись в проходящем свете от светодиодной лампы 5 мощностью 14 W. Платиновая проволока устанавливалась в горизонтальном положении и нагревалась с помощью источника постоянного тока 6. Температура исследуемых жидкостей определялась термопарой 7, расположенной на расстоянии около 10 мм от проволоки. Опыты проводились при комнатной температуре и атмосферном давлении. Методика сбора данных и расчета коэффициента теплоотдачи подробно описаны в пункте 2.2.1.

Исследуемые эмульсии предварительно готовились механическим перемешиванием пропеллерной мешалкой, а затем помещались в

плоскопараллельный стакан 8 со сторонами 30x50 мм и высотой 120 мм. Съемки велись с частотой 1033 кадра в секунду.

2.2.3. Теплоотдача от внутренней поверхности трубы при атмосферном давлении

Опыты по определению коэффициента теплоотдачи от внутренней поверхности трубы к теплоносителю описаны в [94]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.6.

В экспериментальной установке использована измерительная труба 14 с внутренним диаметром $d = 16$ мм, толщиной стенки $\delta x = 2$ мм и длиной обогреваемого участка $L = 300$ мм. Обогрев измерительного участка осуществлялся при помощи нихромового проволочного нагревателя, диаметром 0.8 мм, намотанного на трубку поверх электрической изоляции из листовой слюды. Температура стенки трубы измерялась восемью медь-константановыми термопарами 5, 7-9, 13, 15-17, припаянными по четыре штуки в ряд. Через измерительную трубку 14 при помощи центробежного насоса прокачивался теплоноситель с заданным расходом G .

Температура теплоносителя на входе в трубу поддерживалась с погрешностью ± 0.05 °C и измерялась термопарой 11. После прохода обогреваемого участка теплоноситель перемешивался при помощи специального смесителя-обтекателя, в котором находилась термопара 18. Перемешивание теплоносителя необходимо для выравнивания температуры, так как температура теплоносителя в поверхностном слое в измерительной трубке существенно отличалась от температуры в объеме. Разность температур δT между входными и выходными потоками теплоносителя определяли дифференциальной термопарой, спаи которой были помещены в чехлы 11 и 18. Погрешность измерения δT – не более 0.05 °C.

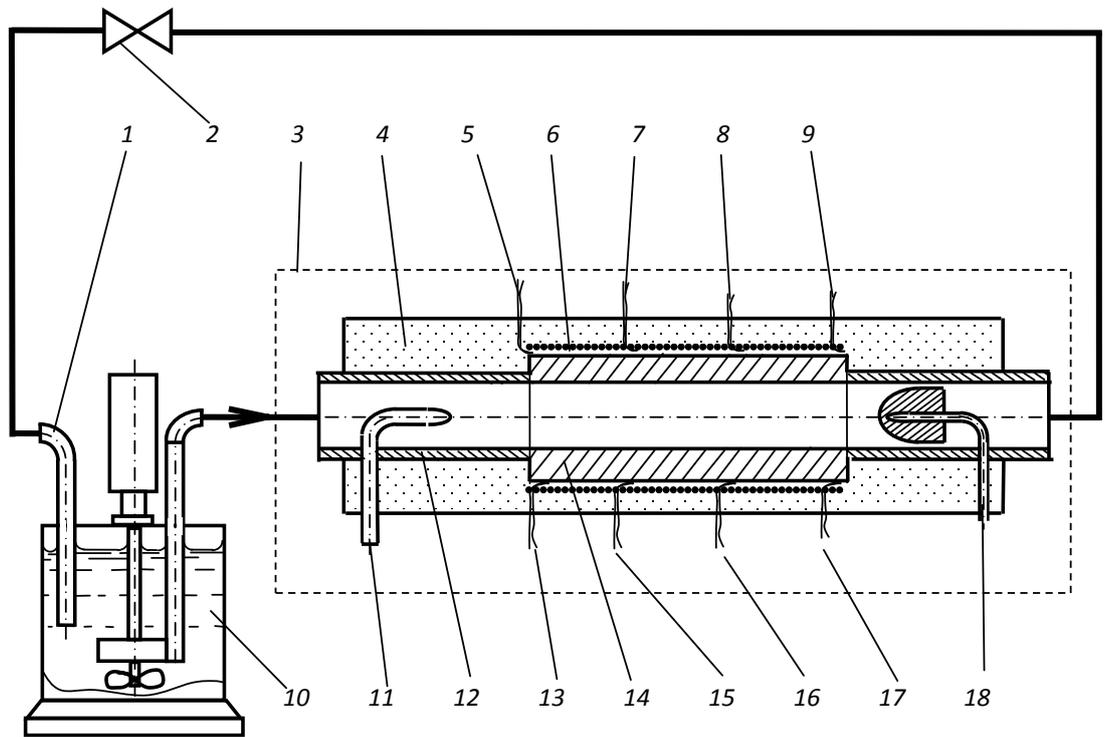


Рис. 2.6. Схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи от внутренней поверхности трубы к жидким теплоносителям при атмосферном давлении: *1* – сливная трубка; *2* – регулятор расхода жидкости; *3* – измерительная ячейка; *4* – теплоизоляция; *5, 7, 8, 9* – верхний ряд термопар; *6* – электрический нагреватель; *10* – термостат типа U-10 с исследуемым теплоносителем; *11, 18* – чехлы для термопар на входе и на выходе из измерительной ячейки; *12* – труба из нержавеющей стали X18H9T; *13, 15, 16, 17* – нижний ряд термопар; *14* – медная измерительная трубка

Каждую серию опытов начинали и заканчивали определением расхода теплоносителя через измерительную трубку и отбором проб для определения дисперсионного состава. Контроль над расходом теплоносителя осуществлялся по времени заполнения специального сосуда, в который опускали сливную трубку *1*, предварительно вынутую для этого из термостата *10*.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывали по формуле

$$\alpha = \frac{W - W_0}{\Delta T \pi L D}, \quad (2.5)$$

где $W = UI$, U и I – мощность, напряжение и ток на электронагревателе б; W_0 – потери тепла через теплоизоляцию; $\overline{\Delta T} = \overline{T_w} - \bar{T}$ – средний температурный напор между внутренней поверхностью измерительной трубы 14 и теплоносителя в ядре потока; L и d – длина и внутренний диаметр обогреваемого участка. Среднее значение температуры рассчитывали по формуле

$$\overline{T_w} = \frac{1}{8} \sum T_{wi}, \quad \bar{T} = \frac{1}{2} (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}}) = T_{\text{вх}} + \frac{1}{2} \delta T, \quad (2.6)$$

где T_{wi} – показания термопар, припаянных к поверхности трубки; $T_{\text{вх}}$ и $T_{\text{вых}}$ – температура теплоносителя на входе и выходе из трубки; $\delta T = T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}$ – разность температур, измеряемая дифференциальной термопарой.

Значение величины T_{wi} определяли с учетом поправки δT_{wi} на перепад температуры на стенке трубки δT_{wi}

$$\delta T_{wi} = \frac{(W - W_0) \delta x}{\lambda \pi L d}, \quad (2.7)$$

где λ – коэффициент теплопроводности материала трубки.

Поправки на потери тепла в окружающую среду W_0 определяли экспериментально при покоящемся теплоносителе в трубке. В этом случае все тепло, выделяемое нагревателем, являлось потерями W_0 . Величина этих потерь зависела от разности температур $\delta T_{\text{окр}}$ между поверхностью теплоизоляции трубки и окружающего воздуха, поэтому строили зависимость $\delta T_{\text{окр}}$ от W_0 , которая была близка к линейной. Погрешность определения коэффициента теплоотдачи в основном определялась погрешностью определения среднего температурного напора $\overline{\Delta T}$ и не превышала 10 %.

2.2.4. Установка для исследования теплообмена при давлениях до 3.6 МПа

Для исследования теплообмена в эмульсиях при давлениях выше атмосферного спроектирована и собрана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 2.7. Установка состояла из трех

основных узлов: рабочей камеры, системы создания и регулирования давления и измерительной части. В качестве нагревателя использовалась платиновая проволока диаметром 0.050 мм и длиной 36 мм.

Рабочая камера 1 изготовлена из латуни. Ее общий вид представлен на рис. 2.8. На крышке камеры, по оси, просверлено отверстие диаметром 10 мм, в котором при помощи фторопластовой прокладки закреплялся медный электрод 1. Так же на крышке сделаны три отверстия диаметром 4 мм, в которые впаивались медный электрод 2 и две трубки для подачи 8 и отвода 9 исследуемого теплоносителя. Рабочая камера помещалась в водяной термостат 9 марки УН8 (рис. 2.7). Температура воды в термостате определялась ртутно-стеклянным термометром с ценой деления 0.2 °С.

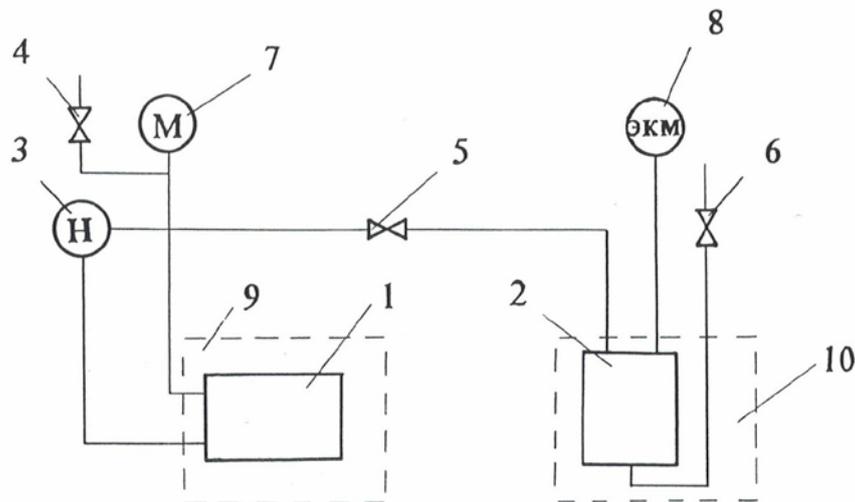


Рис. 2.7. Схема экспериментальной установки: 1 – рабочая камера; 2 – ресивер; 3 – дозирующий насос; 4-6 – вентили; 7 – манометр; 8 – электроконтактный манометр; 9, 10 – термостаты.

Для создания и поддержания давления использовался термический метод. Ресивер 2 (рис. 2.7) погружался в масляный термостат 8 заполненный кремнийорганической жидкостью ПЭС-4 с температурой кипения около 300 °С. Термостат был снабжен нагревателем, мешалкой и холодильником. Холодильник, в виде змеевика, выполнен из медной трубки диаметром 10 мм и соединен с водопроводом. Холодильник использовался для охлаждения

жидкости в термостате, когда необходимо было понизить давление в системе.

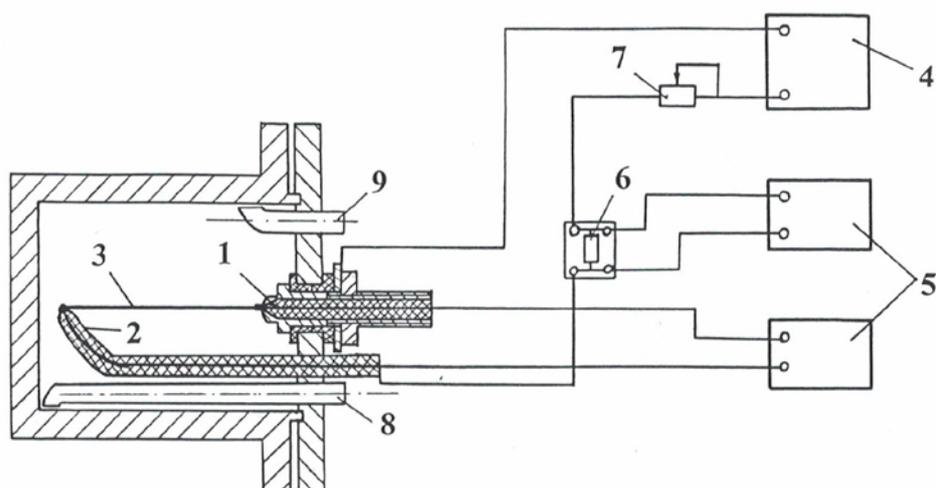


Рис. 2.8. Рабочая камера установки и измерительная схема: 1, 2 – электроды; 3 – платиновая проволока; 4 – источник постоянного тока; 5 – вольтметры; 6 – образцовая катушка сопротивления; 7 – магазин сопротивления; 8, 9 – входная и выходная трубки для подсоединения к дозировочному насосу.

Камера-ресивер заполнялась диэтиловым эфиром. Давление в системе задавалось давлением насыщенных паров диэтилового эфира и определялось температурой термостата. Точность термостатирования составляла ± 0.05 °С, что позволяло поддерживать давление в камере-ресивере с погрешностью ± 0.02 МПа. Электродный манометр использовался для аварийного отключения термостата и сброса давления.

Каждую серию опытов начинали с откачки установки до остаточного давления $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. при помощи форвакуумного насоса через вентиль 4 (рис.2.7) Затем через вентиль 6 производилось заполнение камеры исследуемым теплоносителем. Нагревом ресивера достигалось требуемое давление.

Давление в рабочей камере измеряли образцовыми манометрами класса точности 0.4 с пределами 0 – 6, 0 – 25, 0 – 40 кгс/см². Погрешность определения давления не превышала ± 0.16 бар. В опытах давление

поддерживалось постоянным и контролировалось не только по манометру, но и по температуре насыщенных паров диэтилового эфира. После проведения опытов установку разбирали, промывали водой, протирали спиртом, сушили и вновь собирали. Затем при помощи сжатого азота и мыльного раствора установку проверяли на герметичность. После этого при помощи форвакуумного насоса откачивали внутренне пространство установки и заполняли ее исследуемым теплоносителем

Платиновую проволоку нагревали постоянным электрическим током. Коэффициент теплоотдачи рассчитывался по формуле (2.1). Среднеквадратическая погрешность определения коэффициента теплоотдачи составила 6.5 %. Среднеквадратическая погрешность определения теплового потока около 2.5 %. Абсолютная погрешность определения температурного напора $\Delta T - 0.2$ °С. Концевыми эффектами при работе с проволокой диаметром 0.050 мм и длиной 36 мм пренебрегали [93].

2.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЭМУЛЬСИЙ

2.3.1. Исследованные теплоносители

Нами исследован теплообмен при кипении чистых жидкостей и эмульсий, у которых дисперсная (внутренняя) фаза имеет температуру кипения существенно ниже температуры кипения дисперсионной (внешней) среды. Список некоторых исследованных эмульсий и условия, при которых проводились исследования, приведен в табл. 2.1.

Кремнийорганические жидкости (олигоорганоилосилоксаны) представляют собой бесцветные, химически инертные, не растворимые в воде жидкости и используются в качестве высокотемпературных теплоносителей (до 300 °С), демпфирующих жидкостей в гидравлических системах, для смазки трущихся поверхностей. Предполагалось, что малые добавки воды в кремнийорганическую жидкость могут, за счет кипения капелек воды,

увеличить коэффициент теплоотдачи и расширить температурные интервалы пузырькового кипения.

Хладон-11, хладон-113, н-пентан и диэтиловый эфир имеют температуру нормального кипения ниже, чем вода: 23.7, 47.6, 36.07 и 34.6 °С соответственно [95]. Добавка малых количеств перечисленных жидкостей в воду также должна приводить к интенсификации теплоотдачи.

Крупнодисперсную эмульсию с диаметром капелек дисперсной фазы 30 – 70 мкм, получали простым перемешиванием пропеллерной мешалкой погруженной в объем раствора. Мелкодисперсные эмульсии, диаметром капелек дисперсной фазы 1 – 2 мкм, получали из крупнодисперсных путем их дополнительного дробления в ультразвуковом поле частотой 22 кГц. Для этого крупнодисперсную эмульсию помещали в специальный сосуд, в который погружали ультразвуковой излучатель.

Особенность теплоносителя диэтиловый эфир + вода состоит в том, что в нормальном состоянии, вне теплового пограничного слоя, он остается раствором, а около греющей поверхности расслаивается с образованием эмульсии. Внутренней, дисперсной фазой оказывается диэтиловый эфир с небольшим количеством растворенного в нем воды (~ 1 об. %), а внешней, дисперсионной средой, вода с небольшим количеством диэтилового эфира.

Разброс экспериментальных данных при конвективном теплообмене всегда был меньше рассчитанной погрешности, в режиме пузырькового кипения – значительно больше, в отдельных случаях превышая 20 %. Это обусловлено случайными колебаниями среднего диаметра и числа капелек в тепловом пограничном слое и случайным характером вскипания каждой из капелек.

Контроль дисперсионного состава исследуемых эмульсий показал, что состав эмульсий зависит от многих контролируемых и неконтролируемых факторов – от температуры, формы мешалки и сосуда, в котором перемешивалась эмульсия, от интенсивности кипения, скорости протекания эмульсии по элементам установки. Гистограмма распределения числа

капелек эмульсии по диаметрам могла иметь один (рис. 1.4) или два (рис. 2.9) [96, 97] максимума. Основное влияние на интенсивность теплообмена оказывает влияние наиболее крупные капельки. Микроскопический анализ состава эмульсии показал, что основная масса дисперсной фазы была сосредоточена в крупных капельках, второй максимум на рис.2.6.

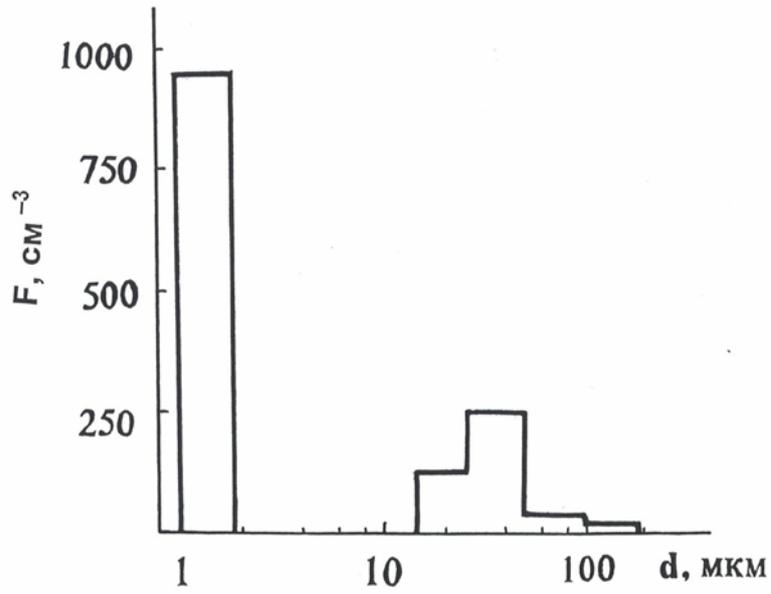


Рис. 2.9. Гистограмма распределения числа капелек F по их диаметрам D [97].

Таблица 2.1.

Исследованные теплоносители и условия проведения опытов

Измеряемые параметры	Исследованные теплоносители				
	Вода/кремнийорганическая жидкость ПЭС-5; ПЭС-4; ПМС-20; ПМС-300	Вода/вакуумное масло ВМ-1С; этиловый спирт/ВМ-1С	Фреон-113/вода; фреон-11/вода	Н-пентан/вода н-пентан/глицерин	Диэтил. эфир/вода
Давление, МПа \pm 0,02	0,098	0,098	0,098	0,098	0.098 – 3.5
Концентрация дисперсной фазы, об. % \pm 0,05 %	100; 0.0; 0.1; 0.3; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0; 8.0	100; 0.0; 0.1; 0.3; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0;	100; 0.0; 0.1; 0.3; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0;	100; 0.0; 0.1; 0.3; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0; 8.0	5.0*
Температура теплоносителя, °С, \pm 0,02 °С	22.0; 25.0; 35.0; 55.0; 65.0; 90.0; 99.0	22.0; 65.0; 90.0; 99.0	22.0	22.0	22.0
Средний размер капелек дисперсной фазы эмульсии, мкм	30 – 50 1 – 2	30 – 50 1 – 2	50 - 70	50 - 70	не измерялся
Теплоотдающая поверхность	проволока, горизонт. и вертик.	труба, проволока, горизонт. и вертик.	проволока, горизонт. и вертик.	труба, проволока, горизонт. и вертик.	проволока, горизонт.
Диаметр платиновой проволоки, мкм, \pm 1 мкм	200 100 50	200 100	100 50	100 50	50
Диаметр трубы, мм, \pm 0,05 мм	–	16	–	16	–

*Вдали от нагревателя система диэтиловый эфир + вода является раствором

2.3.2. Температурная и концентрационная зависимости коэффициента теплоотдачи

На примере кипения эмульсии вода/ПЭС-5 [96, 97] температурную и концентрационную зависимости коэффициента теплоотдачи. Опыты проведены при температурах теплоносителя 25, 35, 45, 55, 60 и 99 °С и концентрациях воды (дисперсной фазы) в ПЭС-5 от 0 до 8.0 об.%. Положение теплоотдающей проволоки было как вертикальным, так и горизонтальным.

На рис. 2.10 показана зависимость коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ΔT , определяемого разностью температур нагревателя T_w и теплоносителя T_0 . Длина нагреваемой проволоки 50 мм, диаметр 0.10 мм, положение проволоки вертикальное. Средняя скорость теплоносителя через стеклянный цилиндр (рис. 2.4) устанавливалась постоянной и была равна 0.008 см/с. Как было показано в специальных опытах, получаемые при такой скорости прокачки теплоносителя значения коэффициента теплоотдачи α в пределах погрешности опыта совпадают с α , полученными при свободной конвекции.

При $T_w < 150$ °С, что соответствует $\Delta T < 128$ °С, наблюдался конвективный теплообмен как для чистой жидкости ПЭС-5, так и для эмульсии, при разных концентрациях дисперсной фазы. В указанном температурном диапазоне нет различия у коэффициентов α полученных для чистой ПЭС-5 и эмульсии. Это можно объяснить отсутствием или очень редким вскипанием капелек воды и незначительным отличием при малых концентрациях теплофизических свойств чистой ПЭС-5 и эмульсии.

Дальнейшее повышение температуры проволоки T_w приводило к резкому возрастанию коэффициента теплоотдачи к эмульсии. Максимальное значение величина α достигала при температурах проволоки близких к 250 °С и составляла $\alpha_{max} = 3.6$ кВт/(м² °С) при концентрациях воды от 2 до 8

об.%. Эта величина примерно в 2.5 раза превышает коэффициент теплоотдачи от проволоочки к чистой ПЭС-5.

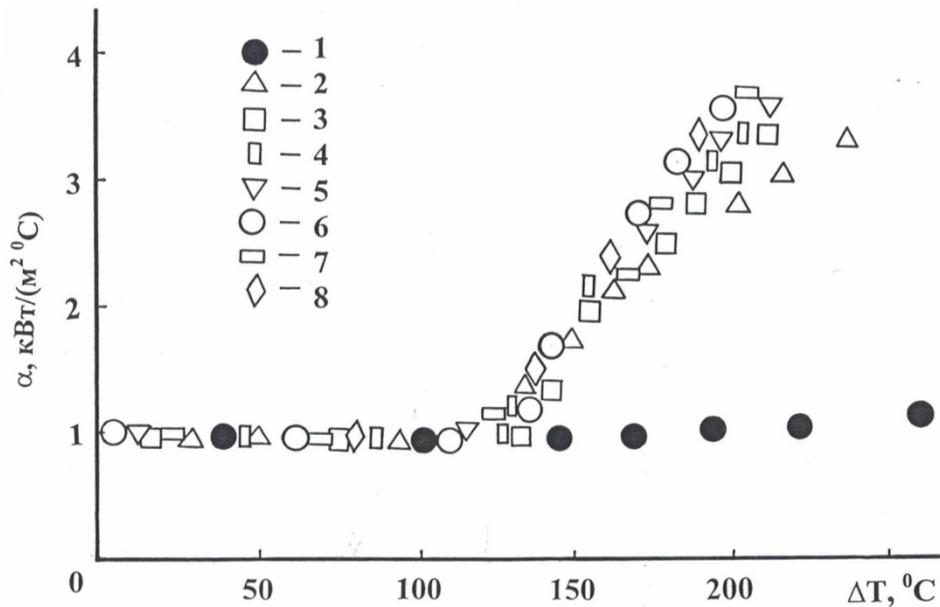


Рис. 2.10. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ΔT при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении эмульсии вода/ПЭС-5 и чистого ПЭС-5 на вертикальной платиновой проволоке диаметром 0,10 мм. $T_0 = 22\text{ }^\circ\text{C}$: 1 – чистая ПЭС-5; 2 – 8 – эмульсии вода/ПЭС-5 при концентрациях C воды, соответственно, равных 0,1, 0,3, 0,5, 0,8, 1,0, 2,0 и 8,0 об.%.

Коэффициент теплоотдачи для чистой жидкости ПЭС-5 (точки 1, рис. 2.10) незначительно повышается с ростом температуры проволоки T_w , а при достижения температуры кипения $T_s = 320\text{ }^\circ\text{C}$ [95] α увеличивается до значений 2 – 2.5 кВт/(м² °C), после чего наступает кризис кипения ПЭС-5 сопровождающийся резким повышением температуры проволоки и ее пережогом (на рисунке 2.3.2-1 эта область температур не показана).

В эмульсии вода/ПЭС-5 наблюдается затягивание режима пузырькового кипения. Устойчивое пузырьковое кипение имеет место при температурах нагреваемой проволоки 150 – 250 °C. Это обусловлено тем, что парообразование в эмульсии происходит не только на греющей поверхности, но и в тепловом пограничном слое. Интенсивность теплоотдачи

в эмульсии возрастает также и вследствие того, что тепловой пограничный слой дополнительно турбулизируется за счет взрывного вскипания сильно перегретых капелек дисперсной фазы.

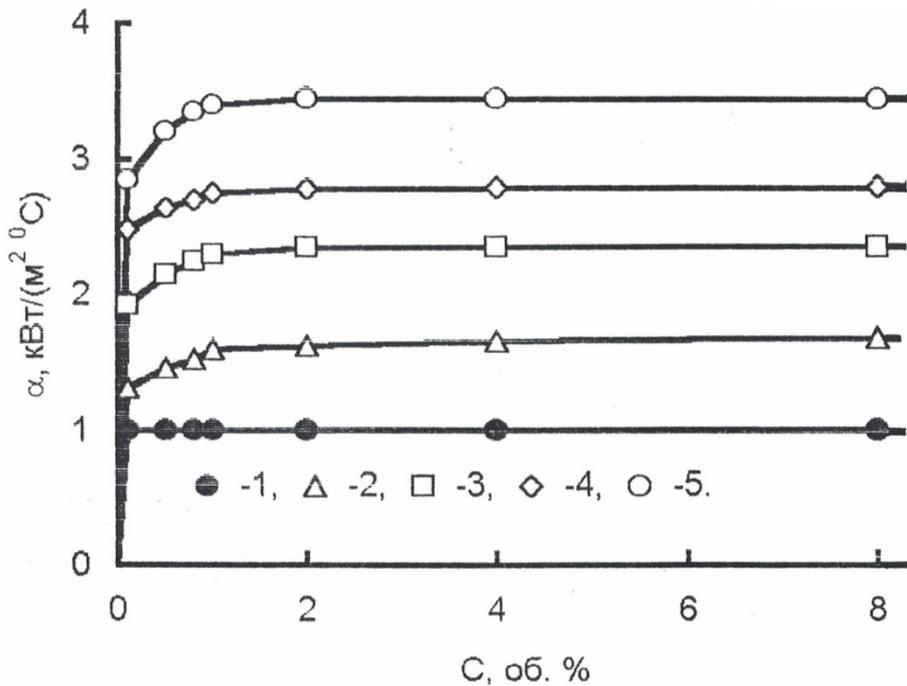


Рис.2.11. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от концентрации дисперсной фазы эмульсии вода/ПЭС-5 C [97]. Вертикальная проволока диаметром 0.10 мм. $T_0 = 25$ °С: 1 – $\Delta T = 100$ °С; 2 – 130; 3 – 160; 4 – 180; 5 – 200.

Зависимость коэффициента теплоотдачи α от концентрации эмульсии при нескольких значениях температурного напора ΔT и постоянной $T_0 = 25$ °С показана на рис. 2.11. Наибольшие изменения в значениях коэффициента теплоотдачи происходят в интервале концентраций от 0.10 до 1.00 об.% (при меньших концентрациях измерения не проводились). Дальнейшее увеличение концентрации эмульсии (вплоть до 8.0 об.%) практически не влияет на теплоотдачу. Эмульсии с большими концентрациями не исследовались, так как были нестабильны и расслаивались в течение короткого времени на исходные жидкости. Схожие температурные и концентрационные зависимости коэффициента теплоотдачи наблюдаются и при кипении исследованных нами эмульсий с низкокипящей дисперсной

фазой (табл. 2.1), например, вода/ПМС-300 [80] (рис. 2.12) и фреон-113/вода (рис. 2.13) [98].

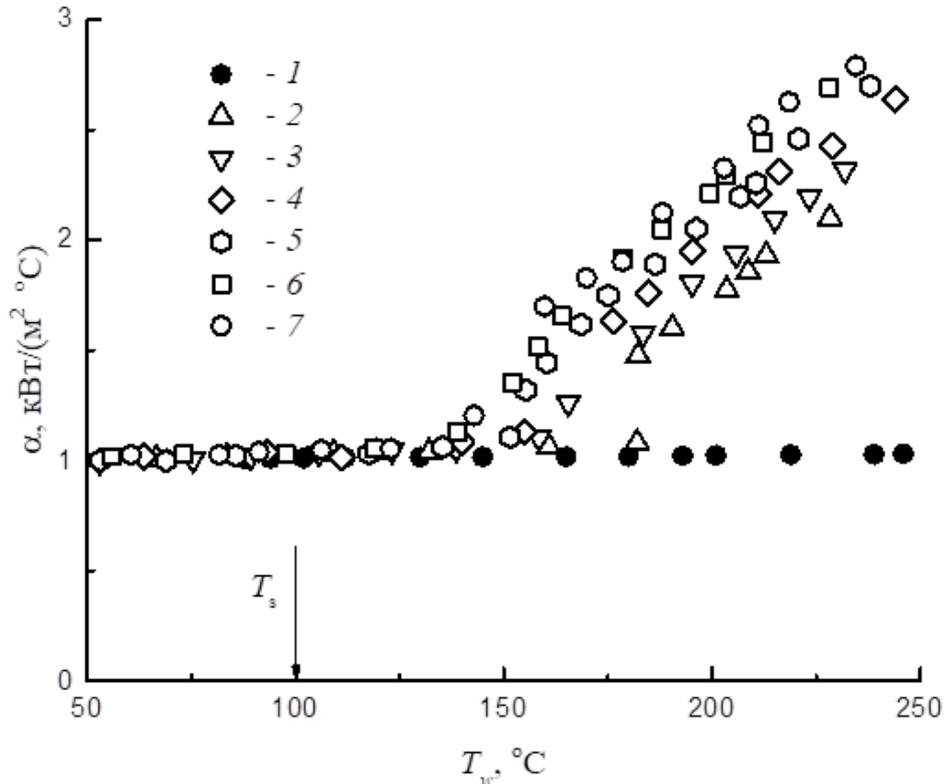


Рис. 2.12. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T_w при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении эмульсии вода/ПМС-300 на вертикальной платиновой проволоке диаметром 0,10 мм. $T_0 = 25$ °С. T_s – температура нормального кипения воды: 1 – чистая ПМС-300; 2 – 7 – эмульсии вода/ ПМС-300 при концентрациях C воды, соответственно, 0,1, 0,5, 1,0, 2,0, 4,0 и 8,0 об.%.

Характерные зависимости коэффициента теплоотдачи α от вертикально расположенной платиновой проволоки диаметром 0,1 мм к чистой ПМС-300 и к эмульсии вода/ПМС-300 в зависимости от температуры T_w нагреваемой проволоки приведены на рис. 2.12. При концентрации эмульсии 0,10 об. % вскипание дисперсной фазы эмульсии происходит при температуре нагревателя 182 °С. Задержка начала кипения $\Delta T_{зад} = T_w - T_s$

составляет 82°C . С увеличением концентрации эмульсии величина задержки начала кипения снижается, а при концентрациях от 4,0 до 8,0 об. % наблюдается слабое различие в $\Delta T_{\text{зад}}$.

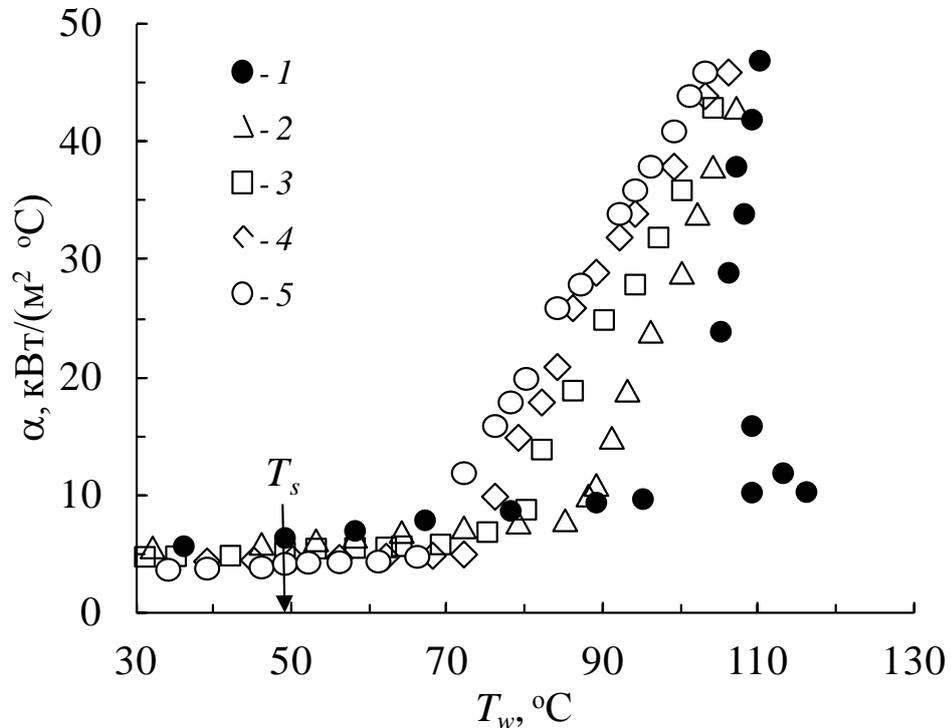


Рис. 2.13. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры нагреваемой вертикально расположенной платиновой проволоки к воде и эмульсии фреон-113/вода. $T_0 = 22^{\circ}\text{C}$: 1 — вода; 2 — 5 — эмульсии фреон-113/вода с концентрацией 0,5, 1,0, 3,0 и 5,0 об. %, соответственно.

На рис. 2.13 приведены результаты измерения коэффициента теплоотдачи α в зависимости от температуры нагреваемой платиновой проволоки T_w в эмульсии фреон-113/вода. Температура нормального кипения фреона-113 $T_s = 47,6^{\circ}\text{C}$. При конвективном теплообмене наблюдается снижения коэффициента теплоотдачи к эмульсии фреон-113/вода. Это вызвано тем, что плотность фреона-113 ($\rho = 1510 \text{ кг/м}^3$) больше чем плотность воды ($\rho = 958 \text{ кг/м}^3$), из-за чего капельки фреона в эмульсии способны оседать на поверхности проволоки. Так как теплопроводность фреона-113 ниже чем у воды, то это приводит к снижению коэффициента теплоотдачи. С ростом концентрации эмульсии число капелек осевших на поверхности нагрева увеличивается, в результате чего наблюдается

дальнейшее ухудшении конвективного теплообмене. В эмульсии с концентрацией 0,5 об.% кипение начинается при температуре выше $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ и имеет место заметное увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с α полученными для чистой воды. При увеличении концентрации эмульсии до 5,0 об. % температура начала кипения эмульсии снижается до $65\text{ }^{\circ}\text{C}$. Кипение капелек эмульсии происходит вплоть до температуры нагревателя равной температуре кипения воды, затем в пузырьковом кипении участвуют совместно капельки фреона-133 и воды.

Влияние ориентации теплоотдающей поверхности. При одинаковом температурном напоре ΔT коэффициент теплоотдачи в случае кипения дисперсной фазы эмульсии на горизонтальной проволоке выше, чем на вертикальной (рис. 2.3.2-5).

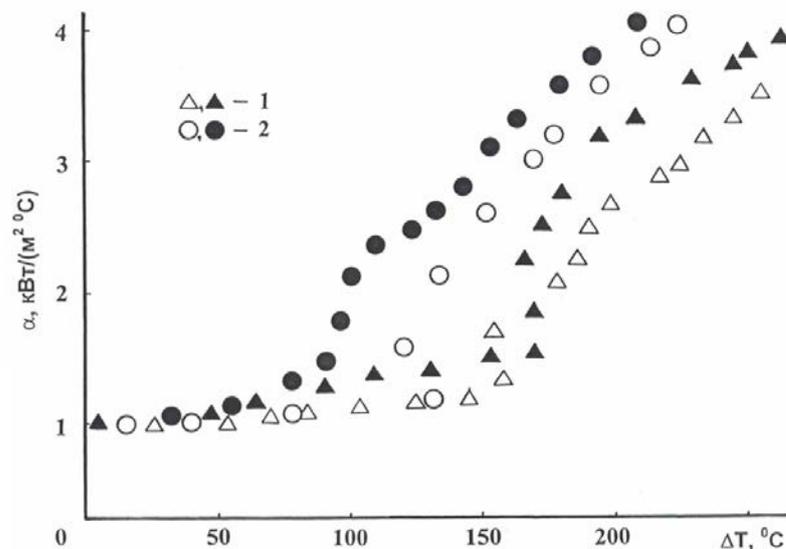


Рис.2.14. Коэффициент теплоотдачи в зависимости от положения (горизонтальное или вертикальное) проволоки диаметром 0,1 мм в эмульсии вода/ПЭС-5, при атмосферном давлении и температуре $T_0 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$: 1 — концентрация эмульсии $C = 0,1$ об.%; 2 — 1,0 об.%. Темные точки — горизонтальное положение проволоки, светлые — вертикальное.

Меньшие значения α для вертикальной проволоки обусловлены движением вдоль нее теплоносителя нагретого на ее нижних участках, что

снижает градиент температуры и приводит к уменьшению плотности теплового потока.

2.3.3. Задержка начала кипения

В опытах вскипанию капелек дисперсной фазы эмульсии всегда предшествует ее перегрев выше температуры насыщенных паров жидкости, образующих дисперсную фазу. Явление перегрева эмульсии на теплоотдающей поверхности мы называем задержкой начала кипения [99]. Для всех исследуемых эмульсий (табл. 2.1) величины перегрева $\Delta T = T_w - T_s$ капелек дисперсной фазы составляли от 20 до 150 °С, в зависимости от дисперсионного состава, концентрации и размера капелек дисперсной фазы эмульсии. Теплообмен при задержке кипения происходит за счет теплопроводности и конвекции в слое перегретой эмульсии прилегающем к нагревателю. Конвективный теплообмен в этом случае является неустойчивым, так как жидкость в метастабильном состоянии не может находиться бесконечно долго. Рано или поздно на теплоотдающей поверхности или в перегретом слое жидкости активировались центры кипения и капельки вскипали.

На рис. 2.15 показано изменение задержки начала кипения в зависимости от температуры эмульсии T_o и среднего размера капелек дисперсной фазы. Данные получены при теплоотдаче от горизонтальной платиновой проволоки диаметром 0,1 мм к эмульсии вода/ПЭС5 при атмосферном давлении. Мелкодисперсная эмульсия имела средний диаметр капелек около 1,5 мкм, а крупнодисперсная – около 35 мкм. Концентрация обеих эмульсий была равна 2,0 об.%. Из рис. 2.15 видно, что задержка начала кипения мелкодисперсной эмульсии на 15 – 45 °С больше, чем крупнодисперсной. Если допустить, что в диспергированной компоненте содержится некоторое постоянное количество центров кипения, то ее последовательное дробление приведет к тому, что количество генерируемого пара при вскипании будет постепенно уменьшаться, так как большая часть капелек уже не будет содержать центров кипения. С этим обстоятельством

могут быть связаны так же и более высокие задержки начала кипения эмульсии с малой концентрацией (0,1 об. %) по сравнению с эмульсиями, имеющими сравнительно большие концентрации (0,1 – 8,0 об. %). Из рис. 2.15 также видно, что чем меньше недогрев эмульсии до температуры насыщения дисперсной фазы, тем меньше задержка начала кипения мелкодисперсной эмульсии по сравнению с крупнодисперсной. В режиме развитого пузырькового кипения коэффициенты теплоотдачи к мелкодисперсной и крупнодисперсной эмульсии отличаются мало.

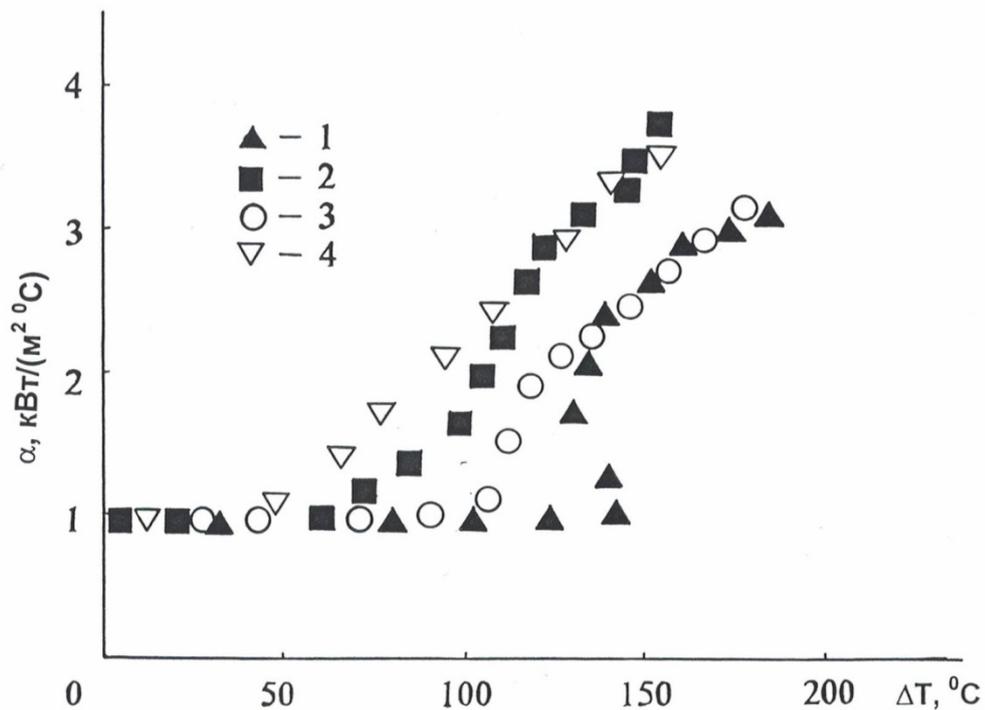


Рис. 2.15. Зависимость задержки начала кипения эмульсии вода/ПЭС-5 от температуры T_o и размера капелек дисперсной фазы при атмосферном давлении для горизонтальной платиновой проволоки диаметром 0,1 мм и $C = 2,0$ об. %: 1, 2 – мелкодисперсная эмульсия $T_o = 56, 98,5$ $^\circ\text{C}$; 3, 4 – крупнодисперсная эмульсия, $T_o = 56, 99$ $^\circ\text{C}$

2.3.4. Влияние размеров капелек дисперсной фазы на характеристики теплообмена

Для определения степени влияния размеров капелек на интенсивность теплоотдачи были проведены опыты с мелко- и крупнодисперсными эмульсиями [94, 100]. Исследования проводились на горизонтально расположенной проволоке длиной 50 мм и диаметром 0,1 мм и при

вынужденном течении эмульсии в трубе с внутренним диаметром 16 мм. В качестве эмульсии использовалась эмульсия вода/вакуумное масло ВМ-1С. Крупнодисперсная эмульсия, со средним диаметром капельки дисперсной фазы 20 - 30 мкм, готовилась механическим дроблением пропеллерной мешалкой, а мелкодисперсная, со средним диаметром капельки дисперсной фазы 1 – 2 мкм, в ультразвуковом поле с частотой 22 кГц. Процесс пузырькового кипения эмульсии на поверхности платиновой проволоки визуализировался с помощью микросъемки. При микросъемке использовался цифровой стереомикроскоп с увеличением от 4 до 200 крат. Исследования проводились на экспериментальных установках, представленных на рис. 2.4 и 2.6.

На рис. 2.16 приведены экспериментальные данные по коэффициенту теплоотдачи при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении масла ВМ-1С 1, крупнодисперсной 2 и мелкодисперсной 3 эмульсии вода/масло ВМ-1С на поверхности горизонтальной платиновой проволоки. Микросъемка показала, что перегретые капельки дисперсной фазы вскипают на готовых центрах кипения (рис. 2.16, точки a_f и a_c), расположенных на поверхности нагревателя (рис. 2.17, фотографии a_f и a_c). На поверхности нагрева образуются одиночные пузырьки пара, которые под действием конвективных потоков хаотически передвигаются по поверхности нагрева. С ростом мощности нагрева растет, и число способных вскипеть капелек дисперсной фазы (рис. 2.17, фотографии b_f и b_c). На поверхности нагрева образуется большее количество пузырьков пара, но из-за того, что температура эмульсии вне теплового пограничного слоя ($T_o = 16$ °С) значительно ниже температуры насыщенных паров дисперсной фазы ($T_s = 100$ °С) такие пузырьки не вырастают до критического размера, не отрываются от поверхности нагрева и не всплывают. Крупные пузырьки пара остаются прилипшими к поверхности проволочки, у них в основании происходит испарение жидкости (воды), перенос пара к вершине пузырька, конденсация и стекание образовавшейся жидкости по паровой поверхности пузырька к его

основанию, где вода вновь испаряется. Такой механизм испарения приводит к увеличению отрывного (критического) диаметра парового пузырька и к существенной интенсификации теплоотдачи от греющей поверхности. Большие прилипшие пузырьки пара к поверхности нагревателя наблюдались в работе [89] при кипении эмульсии фреон-11/вода и н-пентан/вода и в работе [36] при кипении эмульсии FC-72/вода и н-пентан вода.

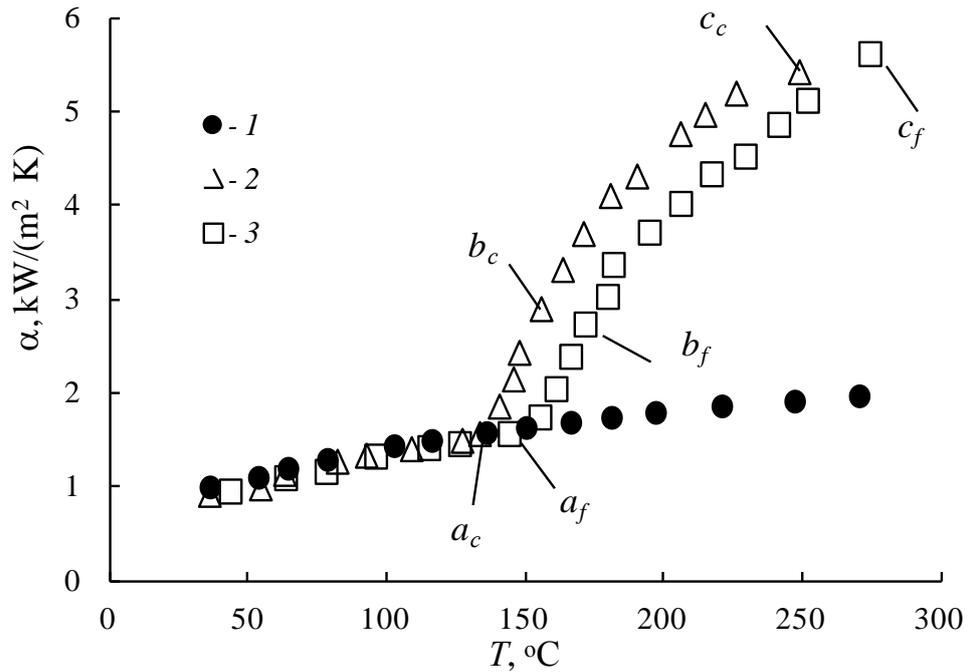


Рис. 2.16. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на горизонтальной платиновой проволоке, $T_o = 26,0$ $^\circ\text{C}$: 1 – масло VM-1C; 2 – крупнодисперсная эмульсия вода/масло VM-1C; 3 – мелкодисперсная с концентрацией $C = 1,0$ об. %. Буквы обозначают изображения на рис. 2.17.

При дальнейшем росте плотности теплового потока q , что наблюдается при увеличении температурного напора ΔT , число пузырьков пара на греющей поверхности увеличивается, но их отрывной размер уменьшается. Это связано с усилением конвективных потоков эмульсии около пузырьков пара, что способствует более раннему их отрыву (пузырьков с меньшим отрывным диаметром).

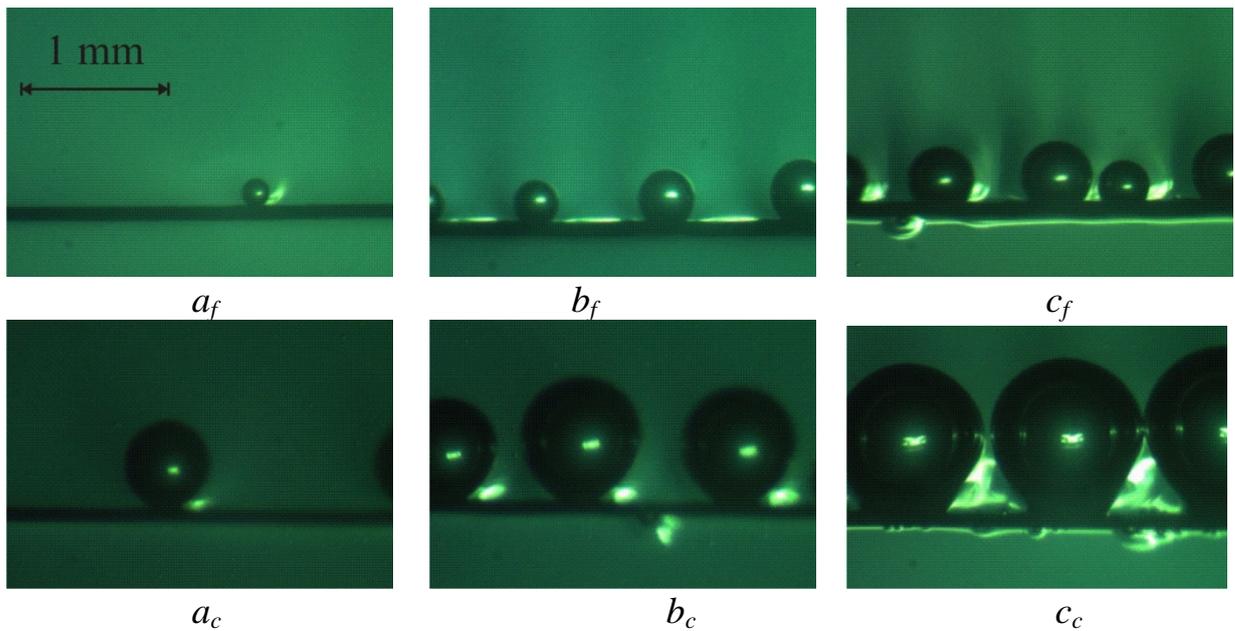


Рис. 2.17. Микросъемка процесса пузырькового кипения эмульсии вода/масло ВМ-1С; индекс f относится к мелкодисперсной эмульсии, индекс c – крупнодисперсной.

В эмульсии вода/масло ВМ-1С усиливается еще один механизм, способствующий отрыву пузырьков пара от проволоки, – это взрывообразное вскипание капелек дисперсной фазы на поверхности и в пристеночном (тепловом) пограничном слое проволоки. Взрывное вскипание перегретых капелек дисперсной фазы можно констатировать по характерным звуковым щелчкам. Взрывообразно вскипающие капельки дисперсной фазы эмульсии турбулизируют пристеночный слой нагретой эмульсии (рис. 2.17, фотографии c_f и c_c). Вклад в интенсивность теплоотдачи также вносят большие пузырьки пара, которые отрываясь от поверхности нагрева (рис. 2.18) увлекают за собой нагретый пограничный слой эмульсии, место которой занимает новая порция эмульсии, с новыми, еще не вскипевшими капельками дисперсной фазы. Эти капельки нагреваются и вскипают. Такой характер теплообмена наблюдается вплоть до кризиса пузырькового кипения эмульсии.

Установлено, что мелкодисперсная эмульсия вскипает при более высоких температурах, чем крупнодисперсная. При слаборазвитом кипении, когда вскипают одиночные капельки дисперсной фазы эмульсии на

расположенных на поверхности нагрева центрах кипения, объем образующегося пара у крупнодисперсной эмульсии больше, чем у мелкодисперсной эмульсии. При интенсивном кипении вместе с большими прилипшими пузырьками пара наблюдается взрывное вскипание перегретых капелек дисперсной фазы между ними.

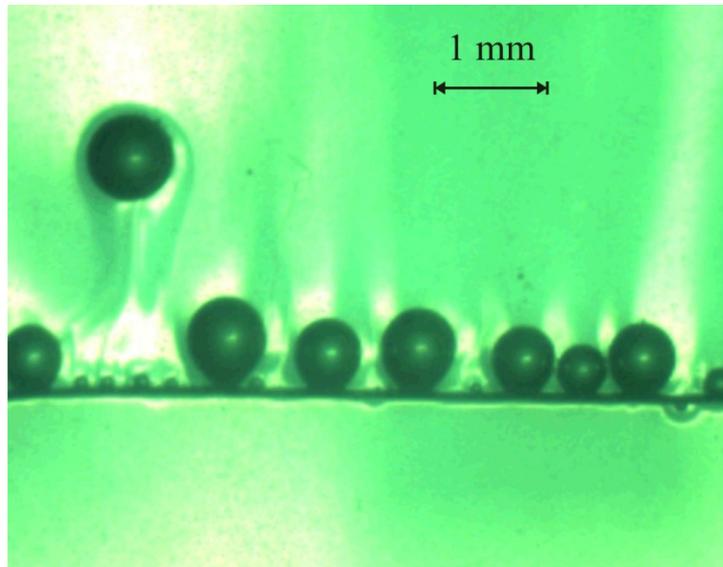


Рис. 2.18. Отвод всплывающим пузырьком пара нагретой части эмульсии.

На рис. 2.19 представлены экспериментальные данные по теплоотдаче от внутренней поверхности трубы диаметром 16 мм к маслу ВМ-1С 1, крупнодисперсной 2 и мелкодисперсной 3 эмульсиям вода/масло ВМ-1С. Проведенные исследования показали, что особенности теплообмена (задержка начала кипения, высокие значения коэффициента теплоотдачи, широкий интервал пузырькового кипения), которые наблюдаются на тонких проволоках, проявляются и при теплообмене в трубе. Как и при кипении на проволочном нагревателе, так и при кипении в трубе, размер капелек дисперсной фазы влияет на плотность теплового потока.

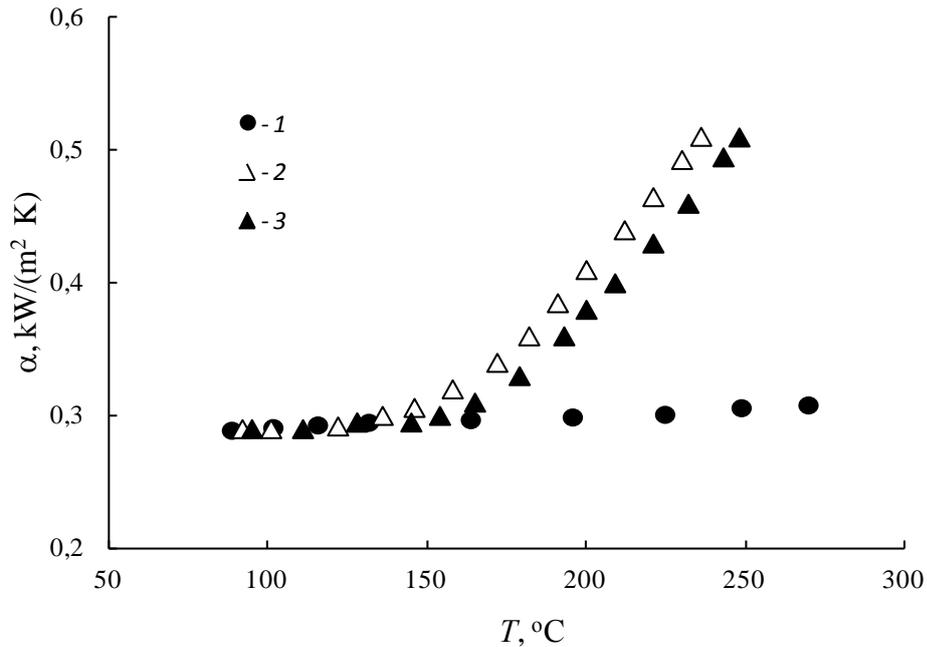


Рис. 2.19. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении в трубе, $T_o = 60,0$ °C, $G = 2,5 \cdot 10^{-6}$ м³/с: 1 – масло VM-1C; 2 – крупнодисперсная эмульсия вода/масло VM-1C; 3 – мелкодисперсная эмульсия с концентрацией $C = 1,0$ об. %.

На рис. 2.20. показана зависимость плотности теплового потока q от температурного напора ΔT при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении воды, масла VM-1C, крупнодисперсной и мелкодисперсной эмульсии вода/масло VM-1C с концентрацией 1,5 об.%. Максимальные значения q соответствуют значениям критической плотности теплового потока q_{cr} , при достижении которого происходит пережог проволочного нагревателя. На рис. 2.21 показана динамика образования кризиса пузырькового кипения эмульсии вода/масло VM-1C. При критических тепловых нагрузках на поверхности нагреваемой проволоки образуется очаг пленочного кипения. Паровой пузырь обволакивает проволочный нагреватель и препятствует контакту жидкости с поверхностью нагрева. Локальная температура проволоки под пленкой пара резко возрастает, что приводит к ее пережогу.

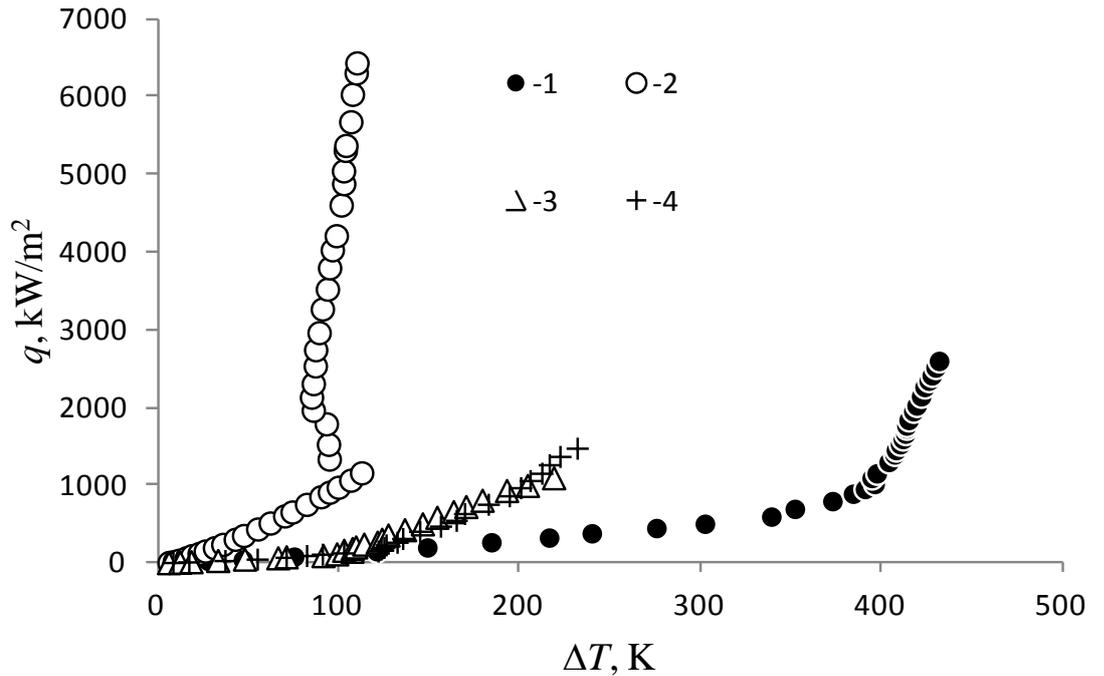


Рис. 2.20. Зависимость плотности теплового потока q от температурного напора ΔT при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении, $C = 1,5$ об. %: 1 – масло VM-1C; 2 – вода; 3 – крупнодисперсная эмульсия вода/масло VM-1C; 4 – мелкодисперсная эмульсия вода/масло VM-1C.

Учитывая, что кризис кипения эмульсии вода/масло VM-1C происходит при температурах ниже температуры кипения масла VM-1C, можно сделать вывод, что на поверхности проволоки образуется пленка пара, состоящая только из пара воды. При этом, чем больше размер капельки дисперсной фазы эмульсии, тем ниже значение критической плотности теплового потока. Это связано с тем, что при вскипании отдельной капельки крупнодисперсной эмульсии объем образующегося парового пузыря больше, чем у мелкодисперсной эмульсии. Объем пленки пара, способного обволакивать проволочный нагреватель, приводит к ухудшению локального теплообмена и перегосу проволоки, в крупнодисперсной эмульсии образуется при меньших плотностях теплового потока, чем в мелкодисперсной. В таблице 2.2 представлены экспериментальные значения q_{cr} для масла VM-1C, воды и эмульсии вода/масло VM-1C с разными концентрациями и размерами капелек дисперсной фазы.

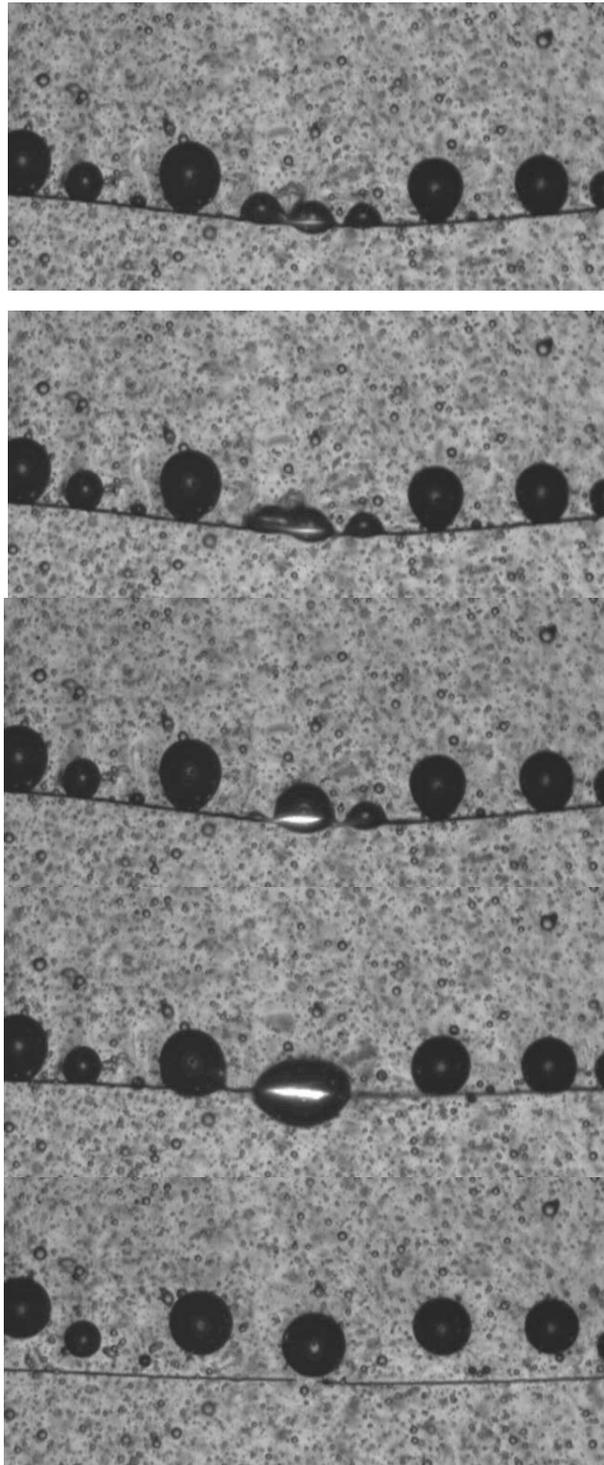


Рис. 2.21. Фотографии кризиса пузырькового кипения крупнодисперсной эмульсии вода/масло VM-1C. $C = 1,5$ об.%. кипения

Таблица 2.2.

Экспериментальные значения q_{cr} при кризисе кипения различных жидкостей на поверхности горизонтальной платиновой проволоки диаметром 0,10 мм и длиной 50 мм.

Исследуемая жидкость	Концентрация эмульсии С, об. %	Температура жидкости $T_0, ^\circ\text{C}$	Температурный напор $\Delta T, \text{K}$	Критическая плотность теплового потока, $q_{cr}, \text{kBT/m}^2$
Вода		24.5	109.9	6437.9
Масло ВМ-1С		23.4	431.6	2601.8
Крупнодисперсная эмульсия вода/масло ВМ-1С	0.10	23.7	287.0	1383.8
	0.70	24.1	247.6	1262.5
	1.50	24.4	204.1	1098.3
Мелкодисперсная эмульсия вода/масло ВМ-1С	0.10	24.5	307.1	1842.1
	0.70	24.1	271.4	1608.2
	1.50	23.9	231.6	1478.7

2.3.5. Ухудшение теплоотдачи при кипении эмульсий

Как было показано ранее, в пузырьковом режиме кипения эмульсий могут участвовать только дисперсная фаза, а так же совместно дисперсная фаза и дисперсионная среда. При совместном кипении вначале кипит дисперсная фаза, а затем, при достижении температуры кипения дисперсионной среды, в режиме пузырькового кипения в кризисе кипения участвует дисперсная фаза совместно с дисперсионной средой. В эмульсиях состоящих из воды диспергированной в кремнийорганических жидкостях (силиконовое масло) ПМС-20 и ПЭС-4 переход от кипения капелек дисперсной фазы к совместному кипению с дисперсионной средой сопровождался ухудшением теплоотдачи [101].

При атмосферном давлении и комнатной температуре измерен коэффициент теплоотдачи от горизонтальной платиновой проволоки к эмульсиям. Использовалась платиновая проволока диаметром 0.10 мм и длиной 25 мм, которая одновременно служила нагревателем и термометром сопротивления. Наблюдение за поверхностью нагреваемой проволоки велось с помощью цифрового стереомикроскопа совмещенного со скоростной

камерой. Детальное описание экспериментальной установки приведено в п. 2.2.2.

Кремнийорганические жидкости полиметилсилоксан ПМС-20 и полиэтилсилоксан ПЭС-4 используются в качестве теплоносителя, смазки, рабочей жидкости для гидравлических и тормозных систем. Исследуемые эмульсии готовились механическим перемешиванием пропеллерной мешалкой. При перемешивании получали полидисперсную эмульсию с минимальным диаметром капелек 5 – 10 мкм и максимальным 80-100 мкм. Основная доля капелек дисперсной фазы имела диаметр 40 – 60 мкм.

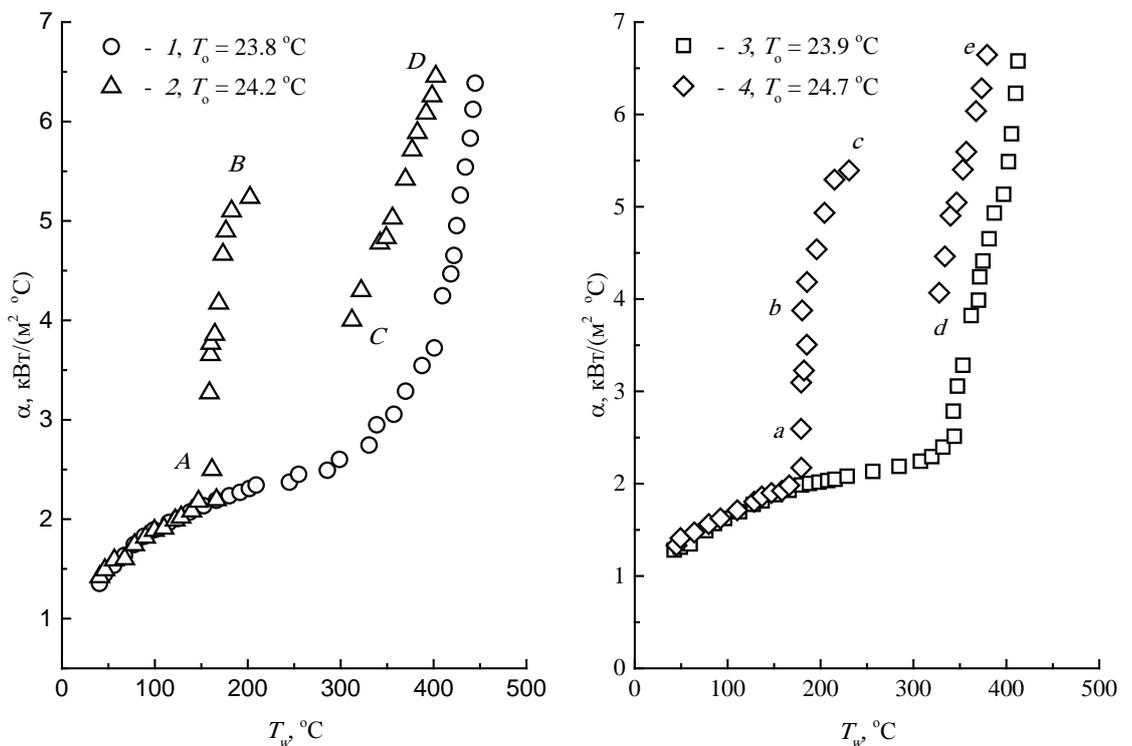


Рис. 2.22. Экспериментальные данные при кипении различных жидкостей на поверхности горизонтальной платиновой проволоки. T_0 – температура жидкости вдали от нагревателя: 1 – полиметилсилоксан ПМС-20; 2 – эмульсия вода/ПМС-20 с концентрацией $C = 0,50$ об. %; 3 – полиэтилсилоксан ПЭС-4; 4 – эмульсия вода/ПЭС-4, $C = 0,30$ об. %.

Наблюдается слабое различие в коэффициентах теплоотдачи при конвективном теплообмене эмульсий и кремнийорганических жидкостей (рис.2.22). Кипение эмульсии вода/ПМС-20 и вода/ПЭС-4 начинается при температурах проволоки выше температуры кипения воды $T_s = 100$ °C на 66 и

80 °С, соответственно. Имеет место резкий рост коэффициента α (участки *AB* и *ac* рис. 2.22), где происходит кипение только капелек дисперсной фазы эмульсии. При дальнейшем увеличении температуры проволоки на участках *BC* и *cd* наблюдается спад значений α . Температурный интервал такого спада составляет около 100 °С. Уменьшение значений α заканчивается при температуре нагреваемой проволоки равной температуре кипения дисперсионной среды. Дальнейшее увеличение температуры проволоки (участки *CD* и *de*) приводит к совместному пузырьковому кипению дисперсной фазы и дисперсионной среды.

Наблюдения за поверхностью нагреваемой проволоки показали разные механизмы парообразования при кипении эмульсии (рис. 2.23). Парообразование при кипении только капелек дисперсной фазы не отличается от парообразования при кипении сильно недогретых до температуры кипения однородных жидкостей, когда образующиеся паровые пузыри не отрываются от поверхности нагрева. В эмульсии капельки дисперсной фазы вскипают на поверхности проволоки (рис. 2.23*a*). С ростом плотности теплового потока количество вскипающих капелек увеличивается (рис. 2.23*b*). Образующиеся паровые пузыри объединяются в крупные стационарные пузыри «сидящие» на поверхности проволоки, размеры которых достигают 900 – 1000 мкм (рис. 2.23*c*). Отвод тепла от нагреваемой проволоки крупными паровыми пузырями следующий [102, 103]: в основании парового пузыря происходит испарение жидкости, перенос пара к вершине пузырька, и его конденсация на относительно более холодной верхней части пузырька. Совместное испарение и конденсация могут продолжаться достаточно продолжительное время.

В точке *c* рис. 2.22 крупные паровые пузыри, образованные при кипении дисперсной фазы эмульсии, достигают критических размеров и покидают поверхность нагрева. Их место занимает новая порция эмульсии. Вновь вскипающие капельки дисперсной фазы образуют паровые пузыри

диаметром 80 – 120 мкм, которые вытесняются с поверхности нагрева конвективными потоками нагретой дисперсионной среды. Паровые пузыри при этом теряют прямой контакт с поверхностью нагрева и становятся неустойчивыми. Под действием термокапиллярной конвекции (конвекции Марангони) они скользят по поверхности проволоки смоченной высококипящей дисперсной средой.

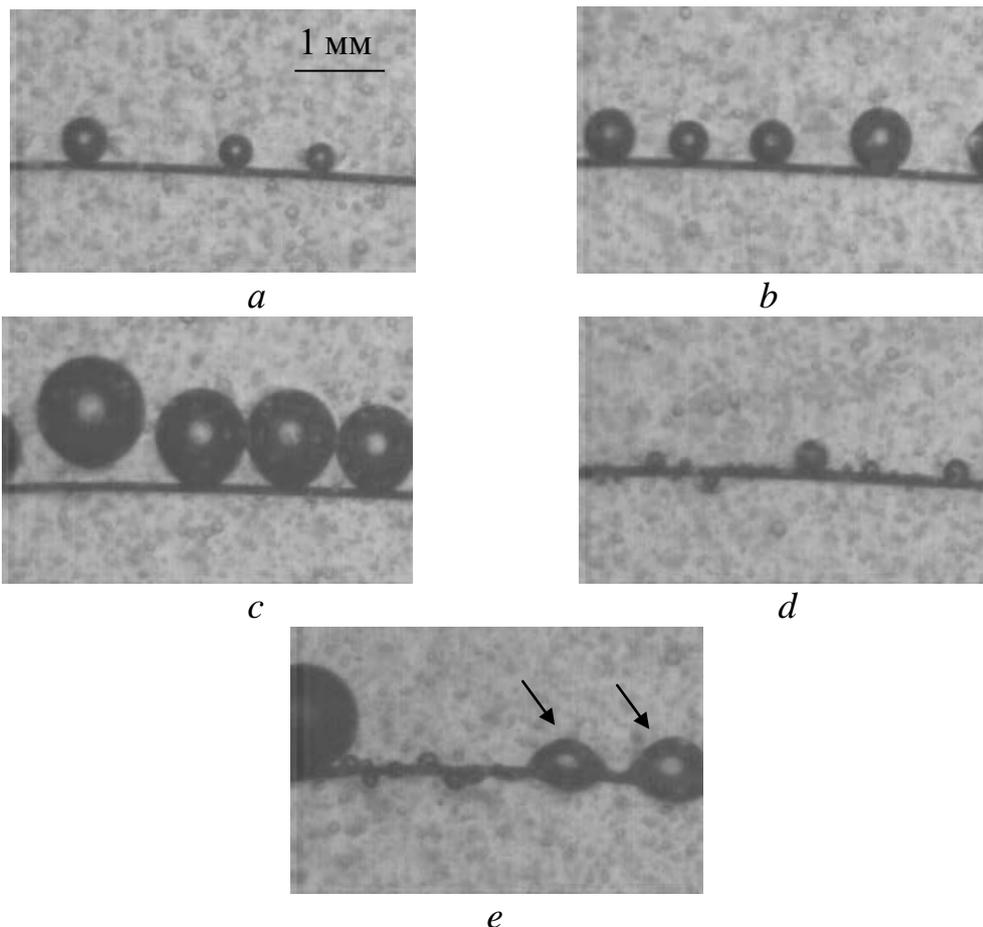


Рис. 2.23. Кадры кипения эмульсии вода/ПЭС-4. Буквенные обозначения соответствуют плотностям теплового потока указанным на рис. 2.22.

При своем движении неустойчивые паровые пузыри сталкиваются между собой и объединяются в более крупные пузыри, которые в свою очередь сталкиваются и объединяются с другими паровыми пузырями. На рис. 2.24 показаны движение, коалесценция и отрыв паровых пузырей. Стрелками указано направление движения пузырей. Два пузыря,

образованных в результате столкновения и коалесценции более мелких пузырей, движутся навстречу друг к другу и при столкновении образуют один крупный пузырь диаметром около 850 мкм, который покидает поверхность нагрева. Наличие на поверхности нагрева крупных стационарных пузырей и неустойчивых движущихся пузырьков пара, которые сталкиваются, объединяются и всплывают, приводят к флуктуациям температуры проволоки. Описанный механизм кипения предшествует переходу из точки *B* в точку *C* и из точки *c* в *d* (рис. 2.22).

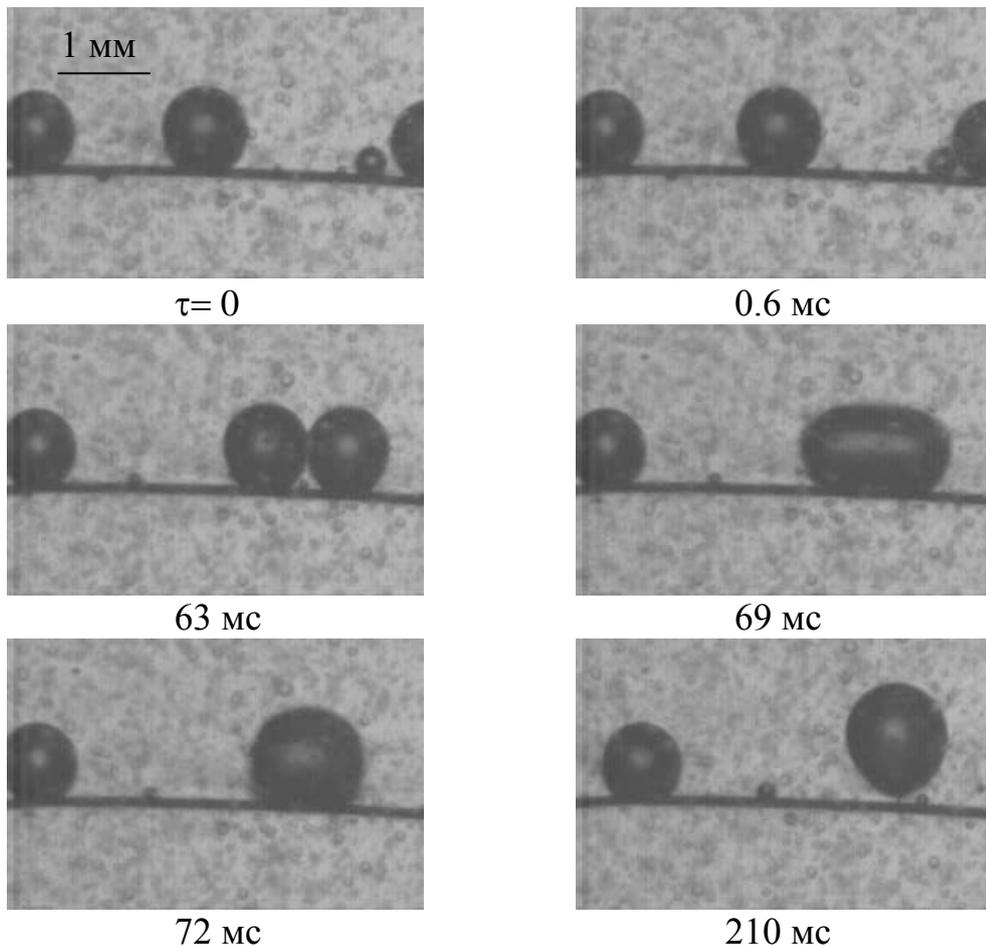


Рис. 2.24. Отрыв парового пузырька, образованного в результате коалесценции более мелких пузырьков пара, от проволочного нагревателя.

Переход из точки *B* в точку *C* (и из точки *c* в *d*) на рис. 2.22 по динамике протекания процесса похож на переход от пузырькового режима кипения к пленочному кипению в однородной жидкости, когда малое увеличение мощности нагрева в окрестности критической плотности теплового потока приводит к резкому образованию сплошной пленки пара. В

наших опытах незначительное увеличение мощности нагрева проволоки в точках *B* и *c* рис. 2.22 приводило к мгновенному росту температуры проволоки до температуры кипения дисперсионной среды и падению коэффициента теплоотдачи. В точках *B* и *c* рис. 2.22 происходит кризис кипения дисперсной фазы эмульсии, а участки *BC* и *cd* соответствуют переходному режиму кипения. Обычно кризис кипения жидкостей в значительной степени определяется гидродинамическими эффектами вызванными ухудшением условий поступления жидкости к поверхности нагрева из-за встречного потока пара [77, 104-107]. Общепринятых моделей описывающих переходный режим кипения нет. При переходе от кипения дисперсной фазы эмульсии к совместному ее кипению с дисперсионной средой нами не наблюдалось сочетания неустойчивого пузырькового и пленочного кипения [108]. Наличие неустойчивого пленочного кипения невозможно, так как поверхность проволоки смочена высококипящей дисперсионной средой препятствующей образованию сухих пятен. Переходный режим кипения в эмульсиях связан с неустойчивостью паровых пузырей и наличием пленки жидкости между пузырьками пара и поверхностью нагрева [109], роль которую играет высококипящая дисперсионная среда.

При кризисных и переходных режимах кипения однородных жидкостей наблюдаются низкочастотные пульсации со спектром мощности обратно пропорциональным частоте ($1/f$ или фликкер-шум) [110-112]. Обратно пропорциональная зависимость спектральной плотности от частоты означает возможность появления в системе крупномасштабных низкочастотных выбросов. Помимо $1/f$ флуктуаций, в кризисных режимах кипения могут наблюдаться другие нелинейные явления, в частности, стохастический резонанс [113]. В наших опытах, в области перехода от кипения дисперсной фазы к ее совместному кипению с дисперсионной средой, транспортный ток и падение напряжения испытывали осцилляции, связанные с кипением. По измеренным осцилляциям методом Фурье

преобразования определены спектры мощности колебаний. Спектры мощности имеют $1/f$ вид (рис. 2.25), что свидетельствует в пользу кризисного характера перехода от кипения дисперсной фазы эмульсии к ее совместному кипению с дисперсионной средой. На рис. 2.26 показана реализация пульсаций падения напряжения при кипении только капелек дисперсной фазы (*a*), при переходе от кипения дисперсной фазы к совместному кипению с дисперсионной среды (*б*) и при совместном кипении дисперсной фазы и дисперсионной среды (*в*). Пульсации падения напряжения на проволочном нагревателе, соответствующие колебаниям со спектром мощности $1/f$ имеют вид показанный на рис. 2.26б.

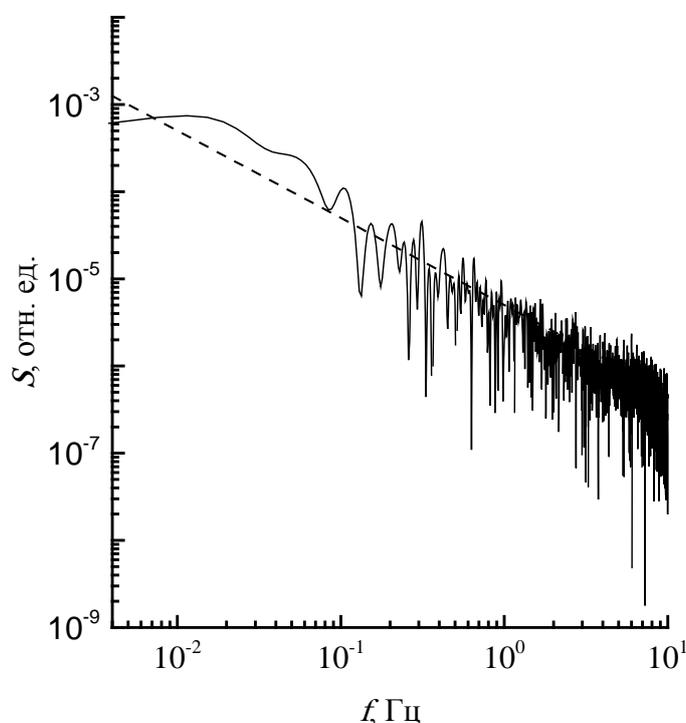


Рис. 2.25. Спектры мощности флуктуаций при переходе от кипения капелек дисперсной фазы к их совместному кипению с дисперсионной средой. Штриховая линия – зависимость обратно пропорциональная частоте.

При совместном кипении дисперсной фазы и дисперсионной среды, участок *CD* и *de* рис. 2.22, наблюдаются процессы связанные с зарождением, ростом, коалесценцией и отрывом паровых пузырей (рис. 2.26в). На поверхности нагреваемой проволоки образуются мелкие паровые пузыри диаметрами 100 – 200 мкм (рис. 2.23d). Визуально невозможно определить

какой из паровых пузырей образовался в результате кипения дисперсной фазы и дисперсионной среды. Паровые пузыри скользят по поверхности проволоки, сталкиваются между собой, объединяются в более крупные, как это показано на рис. 2.24. При достижении диаметра около 1000 мкм паровой пузырь покидает поверхность нагрева. Такое кипение наблюдается до наступления кризиса кипения, который возникает из-за образования на поверхности проволоки очагов пленочного кипения, отмеченных стрелками на рис. 2.24е.

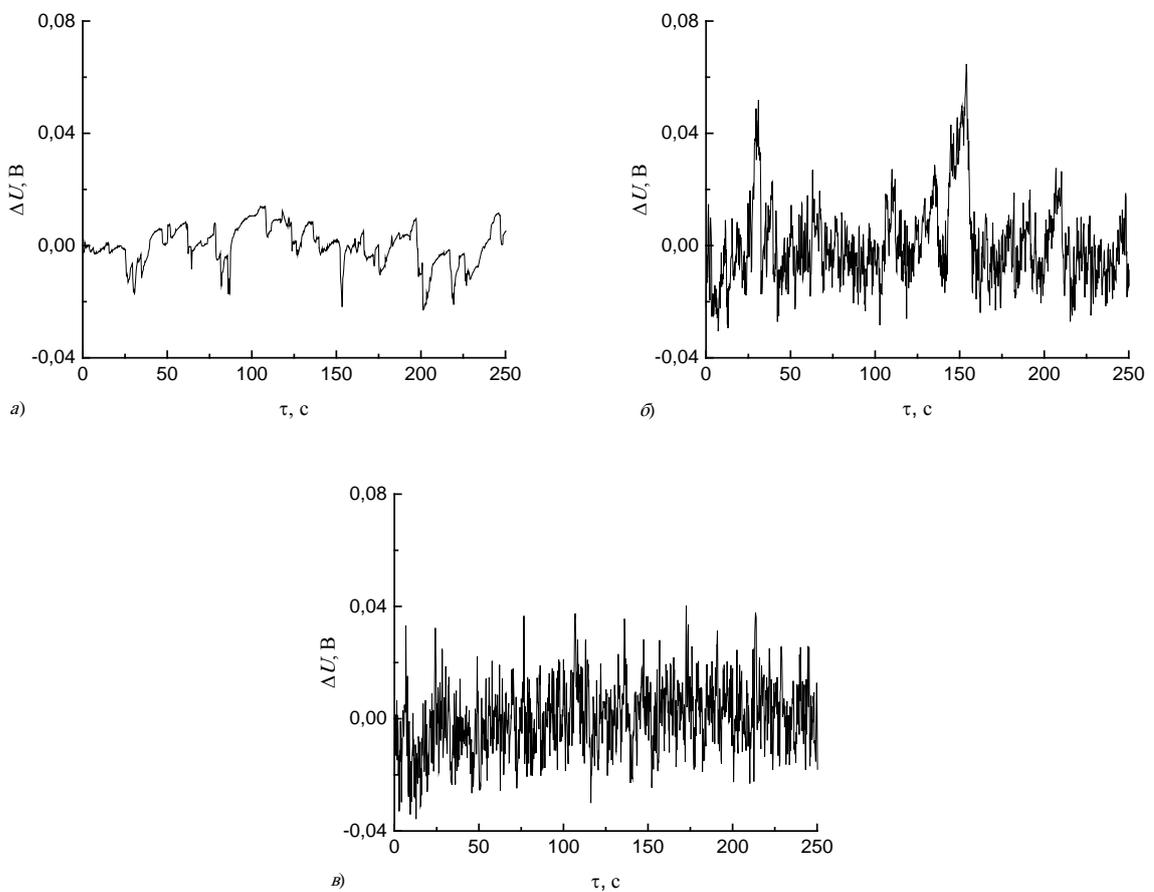


Рис. 2.26. Экспериментальные реализации пульсаций падения напряжения на проволочном нагревателе: *a* – кипение только капелек дисперсной фазы; *б* – переход от кипения дисперсной фазы к ее совместному кипению с дисперсионной средой; *в* – совместное кипение дисперсной фазы эмульсии и дисперсионной среды.

2.3.6. Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой

Для описания механизма кипения жидкостей используются как интегральные характеристики, так и результаты визуализации процесса кипения с применением скоростной киносъемки. Основные сложности визуализации процесса кипения эмульсий связаны с их непрозрачностью. Схема экспериментальной установки для визуализации процесса кипения с применением скоростной съемки представлена на рис. 2.5. Опыты проводились с дистиллированной водой и эмульсиями н-пентан/вода и н-пентан/глицерин. Жидкости, из которых состояли эмульсии, не подвергались дегазации, поскольку при получении эмульсии они не изолировались от атмосферного воздуха. Дегазация эмульсии кипячением невозможна из-за наличия в эмульсии низкокипящей дисперсной фазы. Эмульсии готовились механическим перемешиванием пропеллерной мешалкой. При таком перемешивании получали полидисперсную эмульсию. Минимальный диаметр капелек дисперсной фазы 5 – 10 мкм, максимальный 100 – 120 мкм. Основная доля капелек дисперсной фазы имела диаметр в интервале 50 - 80 мкм. Эмульсии помещались в плоскопараллельный стакан со сторонами 30×50 мм и высотой 120 мм. Съемка велась с частотой 1033 кадра в секунду. Кадры скоростной съемки не подвергались дополнительной обработке с использованием графических программ.

Кипение воды и эмульсии н-пентан/вода. На рис. 2.27 представлены экспериментальные данные при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении воды 1 и эмульсии н-пентан/вода 2 с концентрацией 4,0 об. %. Эмульсия н-пентан/вода вскипает при температурах поверхности проволоки T_w ниже температуры нормального кипения T_s воды. Когда температура T_w выше T_s воды на поверхности нагрева происходит совместное кипение н-пентана и воды. При кипении дистиллированной воды наблюдается испускание микропузырьков растворенного в воде газа (эмиссия микропузырьков). Такое явление наблюдается при кипении сильно

недогретой жидкости с разной степенью деаэрации [114-124]. В сильно недогретой жидкости микропузырьковое кипение рассматривается как метод увеличения критической плотности теплового потока [114-119]. Влияния степени дегазации воды на интенсивность эмиссии пузырьков исследовано в работе [123]. Показано, что при дегазации воды кипячением с вакуумированием и дегазации с кипячением в атмосферных условиях невозможно полностью исключить появление пузырьков газа.

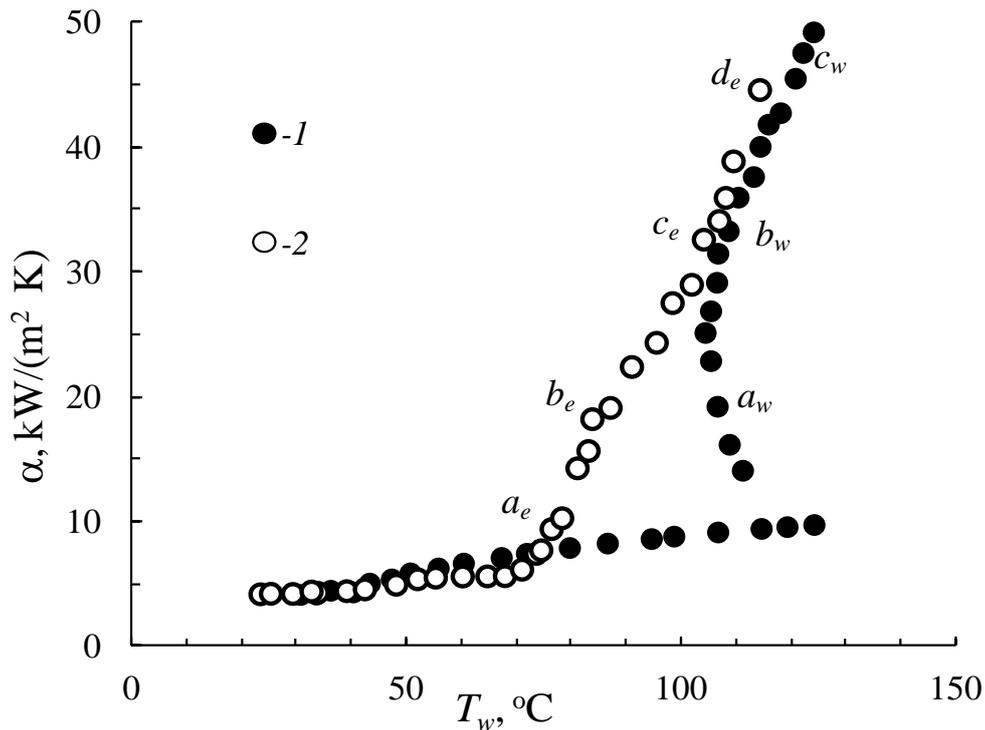


Рис. 2.27. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T_w при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на горизонтальной платиновой проволоке: 1 – вода, $T_o = 20.1^\circ\text{C}$, 2 – эмульсия н-пентан/вода, $T_o = 22.1^\circ\text{C}$, $C = 4.0$ об. %. Буквы обозначают кадры на рис. 2.28 – 2.31.

В наших опытах эмиссия микропузырьков газа наблюдается при плотностях теплового потока $q = 1,85$ мВт/м² (рис. 2.28 a_w). При схлопывании мелких паровых пузырьков возникают струи микропузырьков газа направленные под разными углами в объем жидкости. Испускание микропузырьков прекращается, когда паровой пузырек перестает

схлопываться и остается на поверхности проволоки. С ростом плотности теплового потока, что наблюдается при перегреве поверхности нагрева, происходит дальнейшая активация новых центров кипения, количество мелких пузырьков пара увеличивается, и при их схлопывании также выделяются микропузырьки неконденсирующегося газа (рис. 2.28 b_w и c_w).

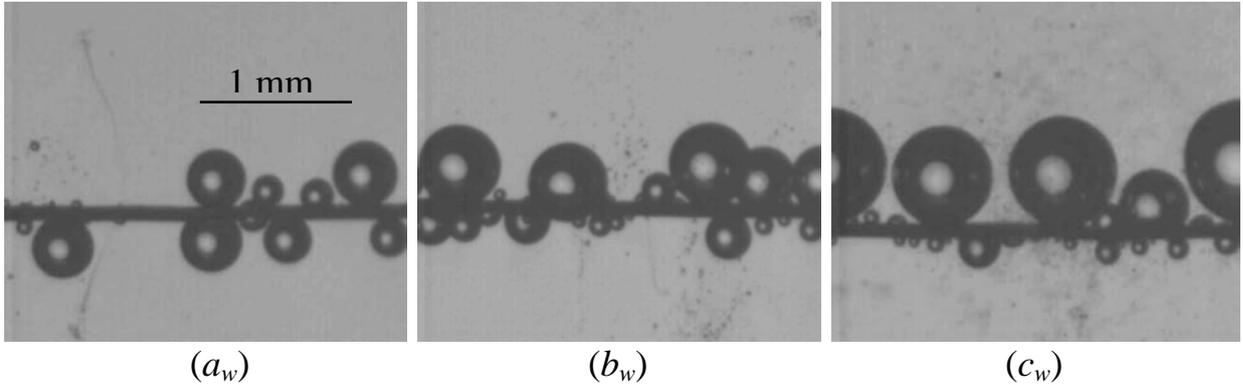


Рис. 2.28. Кадры кипения недогретой дистиллированной воды при разных плотностях теплового потока, $T_o = 20.1$ °С: $a_w - T_w = 106.5$ °С , $q = 1.85$ мВт/м²; $b_w - T_w = 107.9$ °С , $q = 2.69$ мВт/м²; $c_w - T_w = 117.4$ °С , $q = 3.99$ мВт/м².

Вскипание эмульсии н-пентан/вода происходит с некоторым перегревом $\Delta T_p = T_w - T_s$, где T_w – температура поверхности нагреваемой проволоки, $T_s = 36.1$ °С – температура кипения н-пентана. При концентрации 4.0 об. % такой перегрев составляет $\Delta T_p = 71.1 - 36.1 = 35.0$ °С. Из-за близости при температуре 20 °С коэффициента преломления n воды ($n = 1.3330$) и н-пентана ($n = 1,3577$) невозможно отследить вскипание отдельной капельки н-пентана на поверхности нагреваемой проволоки.

При концентрации 4.0 об. %, $T_w = 76.5$ °С и $q = 0,59$ мВт/м² на поверхности проволоки вскипают капельки н-пентана, которые образуют крупные паровые пузыри (рис. 2.29). На свободной поверхности проволоки, не занятой крупными паровыми пузырьками вскипает отдельная капелька н-пентана, паровой пузырь 2 (рис. 2.3.6-3) объединяется с паровым пузырем 1. В результате такого объединения, со временем, на поверхности проволоки образуются крупные паровые пузыри диаметром 1000 – 1400 мкм.

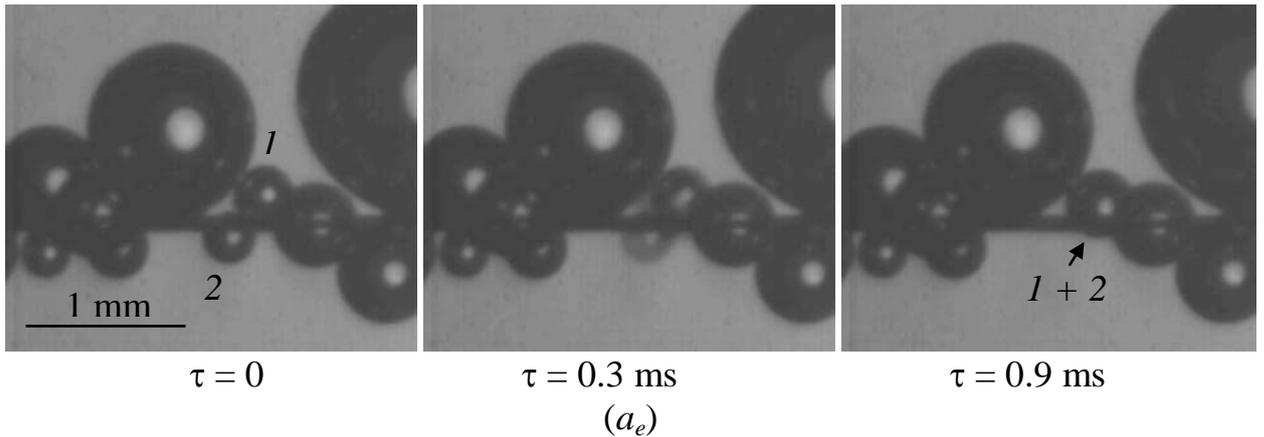


Рис. 2.29. Объединение паровых пузырьков при кипении эмульсии н-пентан/вода: (a_e) – $T_w = 76.5\text{ }^\circ\text{C}$; $q = 0.59\text{ мВт/м}^2$.

С ростом плотности теплового потока увеличивается заселенность поверхности проволоки крупными пузырьками пара, которые так же могут объединяться друг с другом. Объединение паровых пузырьков сопровождается либо колебаниями парового пузырька, либо отрывом образовавшегося пузыря от поверхности нагрева (рис. 2.30).

При температуре проволоки $T_w = 104,2\text{ }^\circ\text{C}$, что выше температуры T_s кипения воды, на поверхности проволоки кроме крупных пузырьков пара наблюдается схлопывание мелких пузырьков. При этом, как и при кипении воды (рис. 2.28) схлопывание парового пузырька сопровождается эмиссией микропузырьков газа. Дальнейший рост плотности теплового потока приводит к росту количества схлопывающихся пузырьков пара, которые образуют вокруг нагреваемой проволоки «облако» из микропузырьков газа (рис. 2.31). При $q = 3.84\text{ мВт/м}^2$ паровые пузырьки с диаметром 230 и 300 мкм покидают поверхность нагреваемой проволоки (на рис. 2.31 d_e показано стрелками), а самый крупный паровой пузырь диаметром 1150 мкм остается прилипшим к проволоке.

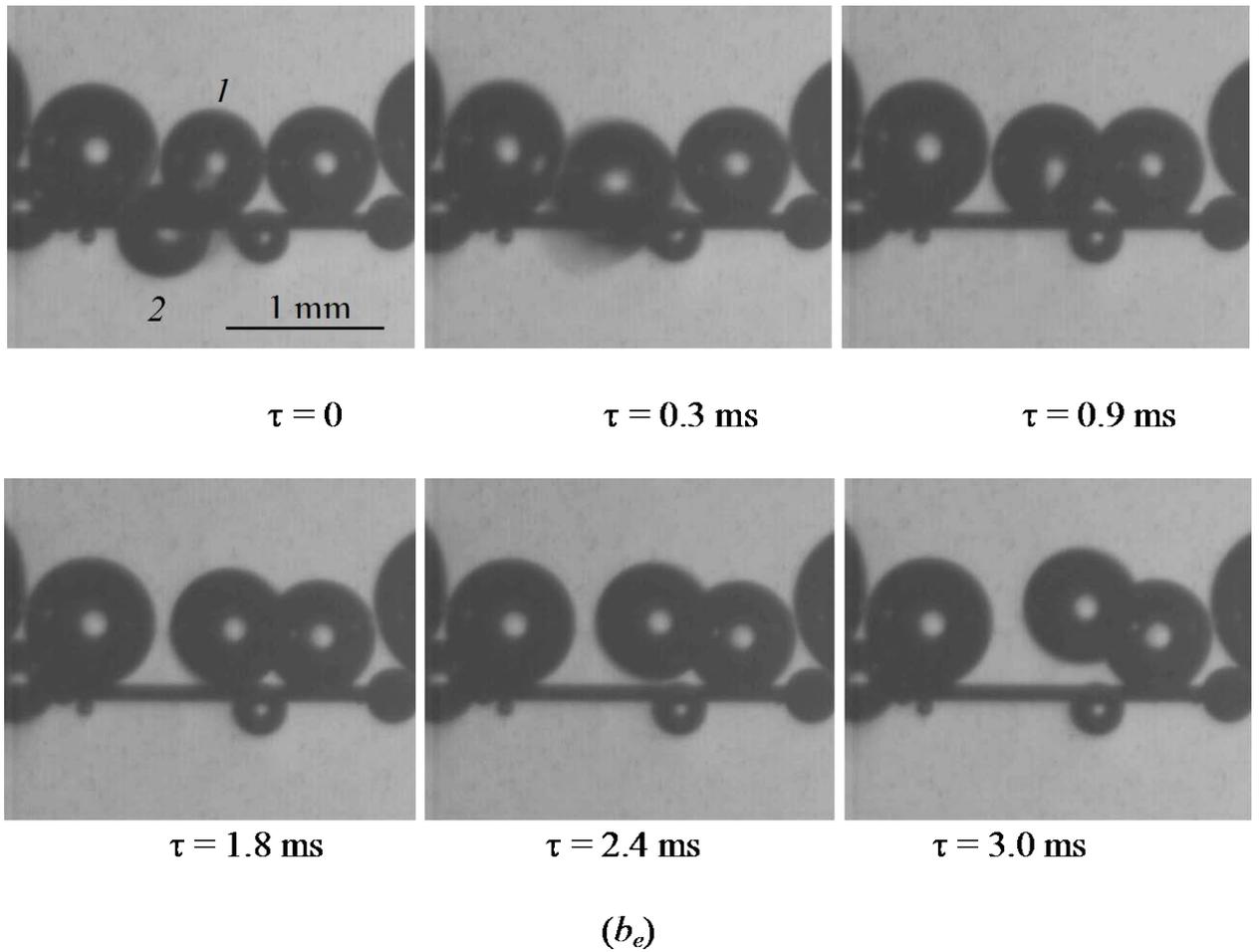


Рис. 2.30. Отрыв парового пузырька с поверхности нагрева вызванный объединением паровых пузырьков 1 и 2 при кипении эмульсии н-пентан/вода: $b_e - T_w = 87.2 \text{ }^\circ\text{C}$; $q = 1.37 \text{ мВт/м}^2$.

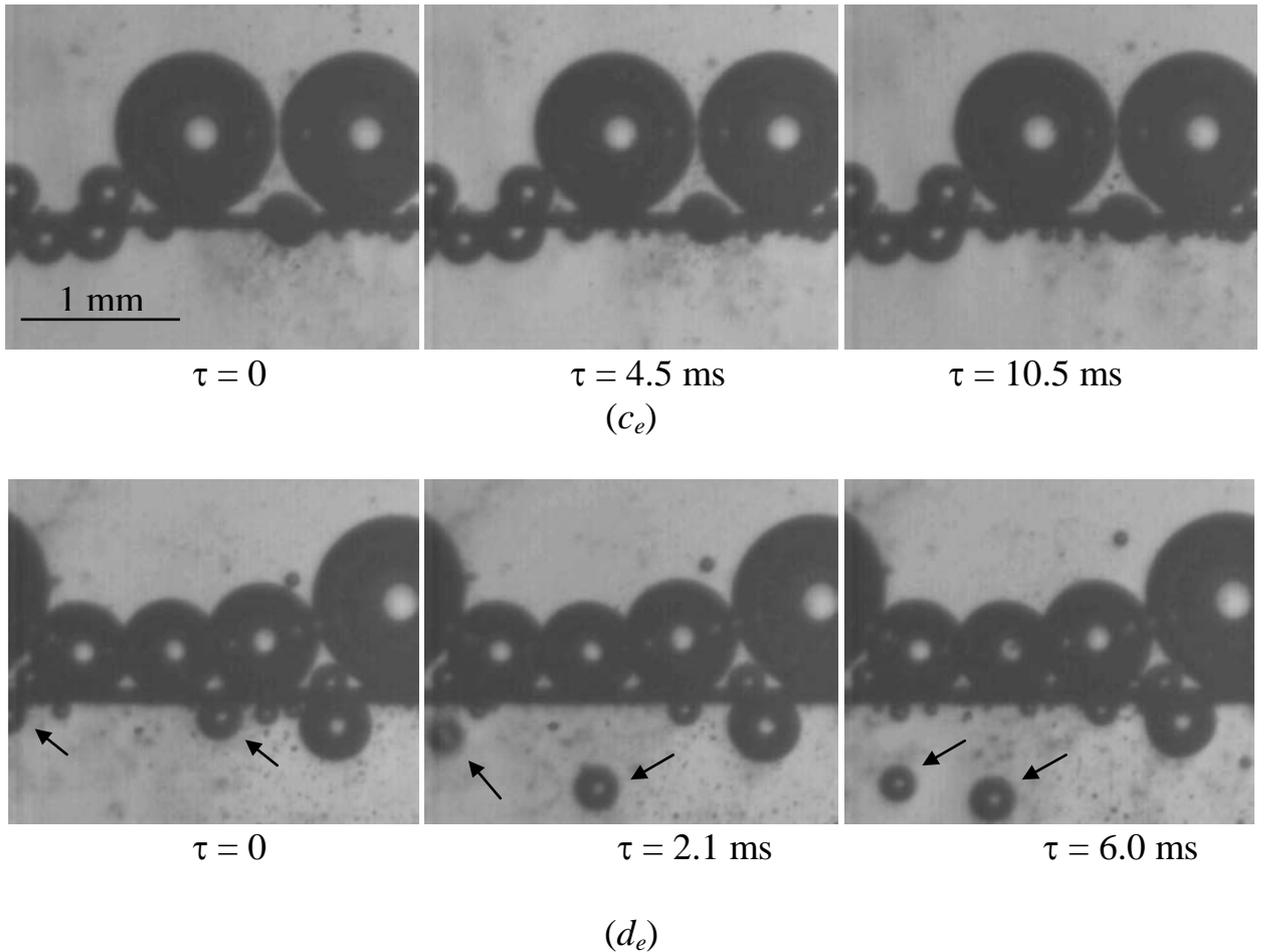


Рис. 2.3.1. Кадры совместного кипения воды и эмульсии н-пентан/вода при разных плотностях значений теплового потока: $c_e - T_w = 104.2 \text{ }^\circ\text{C}$; $q = 2.66 \text{ мВт/м}^2$; $d_e - T_w = 114.4 \text{ }^\circ\text{C}$; $q = 3.84 \text{ мВт/м}^2$

Кипение эмульсии н-пентан/глицерин. На рис. 2.32 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T_w при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении глицерина и эмульсии н-пентан/глицерин. Исследования проведены при концентрациях эмульсии 0,10 и 0,50 об.%. Видно, что вскипание капелек н-пентана происходит при температуре проволочного нагревателя выше температуры предельного (достижимого) перегрева $T_{m\text{,}}$ которая для н-пентана равна $146 \text{ }^\circ\text{C}$ [30, 31]. При концентрации эмульсии 0.10 об. % перегрев равен $\Delta T_p = 168,5 - 36,1 = 132,4 \text{ }^\circ\text{C}$, а при концентрации 0,50 об. % $\Delta T_p = 117,7 \text{ }^\circ\text{C}$. Более высокие перегревы при малых концентрациях эмульсии связаны с

относительно малым количеством капелек н-пентана находящихся в прямом контакте с нагреваемой проволокой.

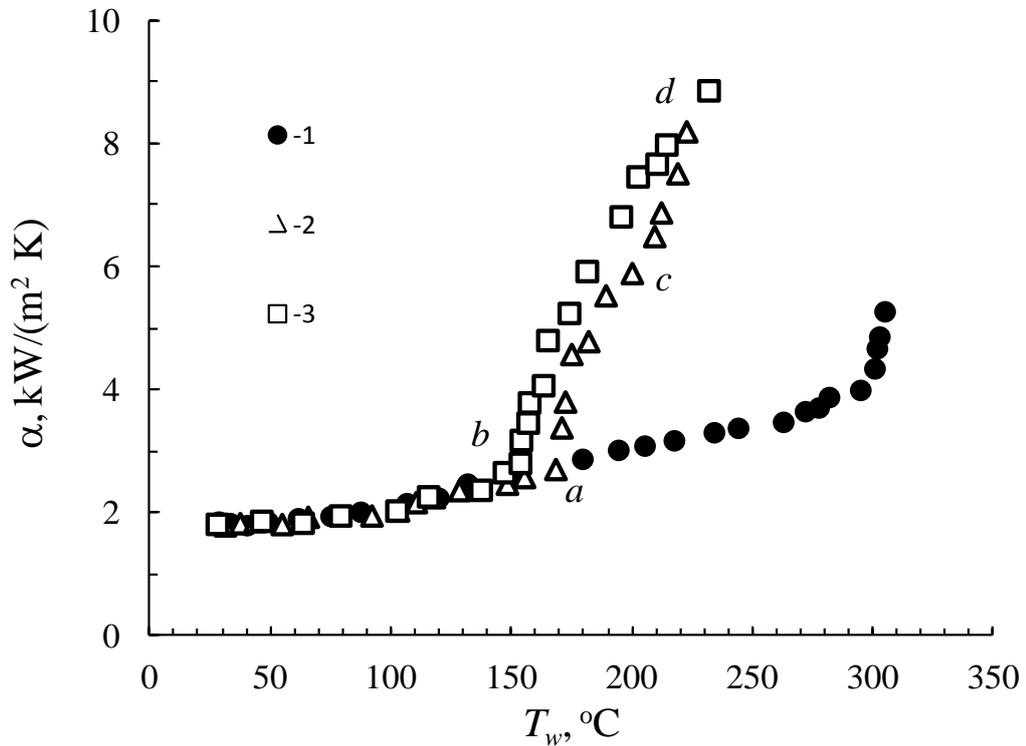


Рис. 2.32. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T_w при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на горизонтальной платиновой проволоке: 1 – глицерин, $T_o = 22.3^\circ\text{C}$; 2 – эмульсия н-пентан/глицерин, $T_o = 22.9^\circ\text{C}$, $C = 0.10$ об. %; 3 – эмульсия н-пентан/глицерин, $T_o = 22.4^\circ\text{C}$, $C = 0.50$ об. %. Буквы соответствуют изображениям на рис. 2.33 – 2.37.

Из-за большого различия в коэффициентах преломления н-пентана ($n = 1.3577$) и глицерина ($n = 1.4744$), при температуре 20°C , эмульсия н-пентан/глицерин оптически менее прозрачна, чем эмульсия н-пентан/вода. В отличие от эмульсии н-пентан/вода, в эмульсии н-пентан/глицерин можно отследить вскипание отдельной капельки н-пентана.

При малых плотностях теплового потока на поверхности проволоки наблюдаются крупные пузырьки пара. Появление таких пузырьков является результатом объединения нескольких пузырьков пара, образовавшихся вследствие вскипания отдельных капелек н-пентана на поверхности проволоки. Рис. 2.33 иллюстрирует такое объединение. На поверхности

проволоки вскипает отдельная капелька н-пентана с образованием парового пузырька *1*, затем рядом вскипает другая капелька н-пентана с образованием парового пузыря под номером 2. Через 10,2 мс после начала наблюдения, на поверхности проволоки рождается паровой пузырь 3, который вначале объединяется с паровым пузырем 2, а затем и с 1. В результате образуется паровой пузырь диаметром 340 мкм. С ростом плотности теплового потока диаметр паровых пузырьков «сидящих» на поверхности нагрева увеличивается, из-за увеличения количества вскипающих и, следовательно, объединяющихся пузырьков пара.

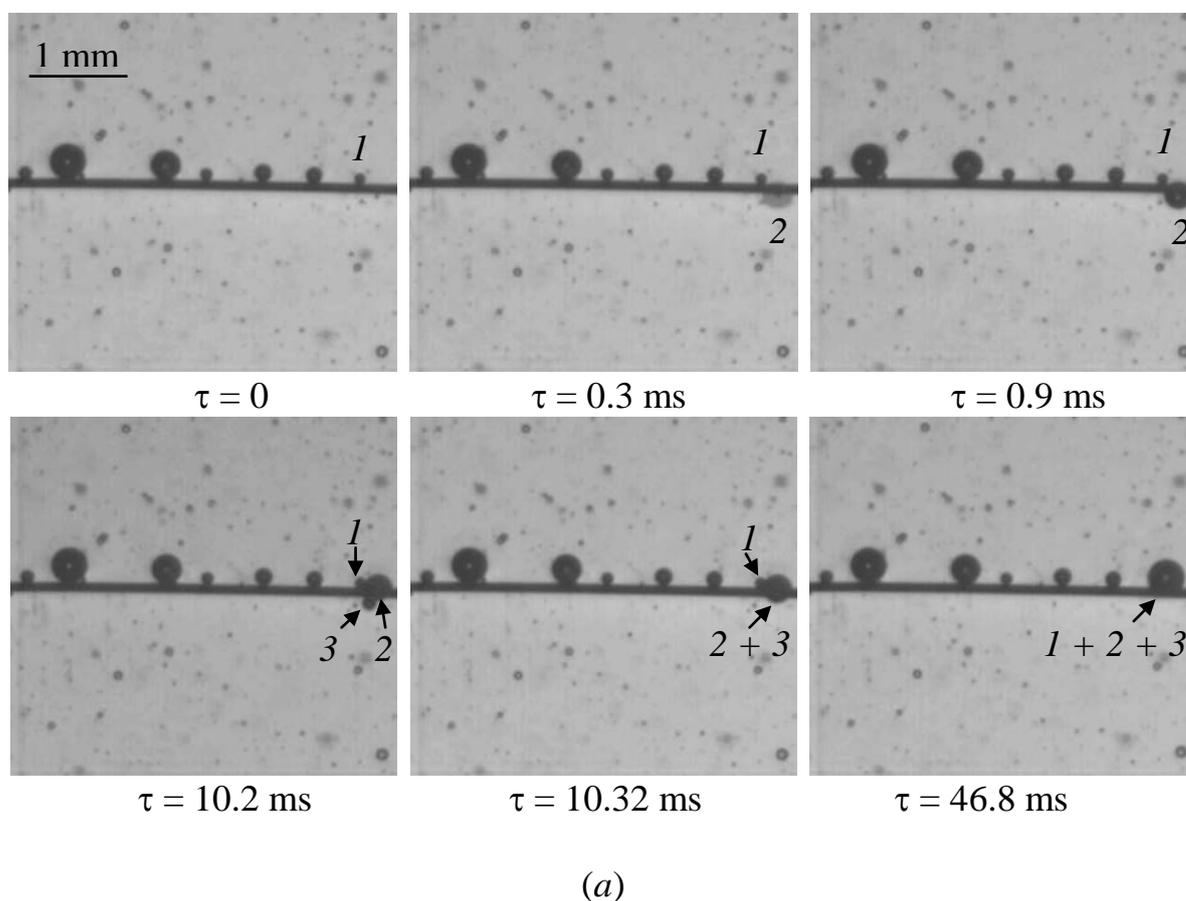


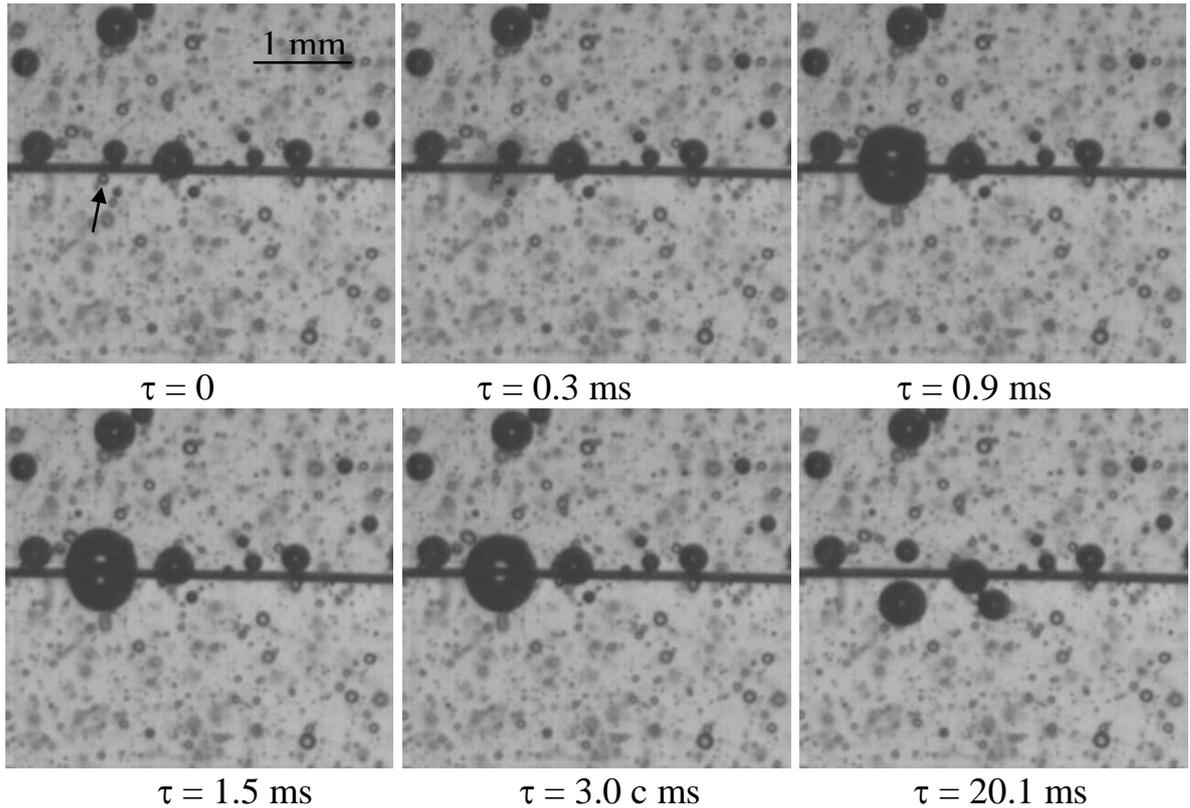
Рис. 2.33. Образование крупных пузырьков пара при кипении эмульсии н-пентан/глицерин: $C = 0.10$ об.%; $T_w = 168.5$ °C; $q = 0.39$ мВт/м².

При нагреве проволоки капельки дисперсной фазы движутся снизу вверх. Такое движение вызвано конвекцией с поверхности проволочного нагревателя. При кипении эмульсии н-пентан/глицерин, кроме образования

крупных паровых пузырьков, показанных на рис. 2.33, имеет место: 1) взрывное вскипание капельки н-пентана при ее контакте с горячей поверхностью проволоки; 2) взрывное вскипание перегретой капельки дисперсной фазы в тепловом пограничном слое и 3) вскипание капелек на гетерогенных центрах кипения в тепловом пограничном слое. Такие сценарии кипения наблюдаются на всем протяжении пузырькового кипения и могут проявляться как по отдельности, так и совместно. Рассмотрим перечисленные сценарии кипения.

При контакте с горячей поверхностью проволоки капелька н-пентана диаметром 80 мкм, на рис. 2.34 показана стрелкой, взрывообразно вскипает и за короткое время образует паровой пузырь диаметром 750 мкм, который затем уменьшается (конденсируется) в размерах до 450 мкм и покидает поверхность нагрева. Уменьшение диаметра парового пузырька вызвано конденсацией части образовавшегося пара при его контакте с холодной эмульсией. При взрывном вскипании, объем образовавшегося парового пузыря намного больше объема крупных пузырьков, «сидящих» на поверхности нагрева, которые образовались в результате слияния нескольких пузырьков рис. 2.34.

На рис. 2.35 стрелкой отмечена капелька н-пентана диаметром 120 мкм на расстоянии 60 мкм от поверхности проволоки, которая взрывообразно вскипает. Паровой пузырь за 0.9 мс вырастает в диаметре до 1050 мкм. По истечении $\tau = 44.9$ мс диаметр парового пузырька уменьшается до 940 мкм, а через $\tau = 46.4$ мс его диаметр становится равным 850 мкм и он покидает поверхность нагрева. Как и при взрывном вскипании, на поверхности проволоки, так и при взрывном вскипании в тепловом пограничном слое образующиеся паровые пузыри контактирует с поверхностью нагрева.



(b)

Рис. 2.34. Взрывное вскипание капельки дисперсной фазы на поверхности проволочного нагревателя. Стрелкой отмечена капелька н-пентана: $b - C = 0.5$ об.%; $q = 0.33$ мВт/м²; $T_w = 147.2$ °С.

Еще один сценарий кипения перегретой капельки дисперсной фазы наблюдается в тепловом пограничном слое (рис. 2.36). Характер вскипания в этом случае отличается от взрывного вскипания в тепловом пограничном слое (рис. 2.35). На некотором удалении от поверхности нагрева вскипает капелька н-пентана. Образуется паровой пузырь диаметром 80 мкм, который под действием капиллярных сил объединяется с паровым пузырем находящимся на поверхности проволоки. Возникающие таким образом паровые пузыри не всегда объединяются с пузырями «сидящими» на поверхности нагрева. Капелька дисперсной фазы не нагретая до температуры предельного перегрева, но нагретая выше температуры насыщенных паров, вскипает либо на микроскопических частицах примесей, которые всегда присутствуют в жидкости, либо на пузырьках воздуха, находящихся на

поверхности капельки дисперсной фазы. Авторы [125] пришли к выводу, что такое вскипание происходит на пузырьках воздуха, прикрепленных к поверхности капелек дисперсной фазы образующихся в процессе приготовления эмульсии. Следует отметить, что вскипание по такому механизму наблюдается крайне редко.

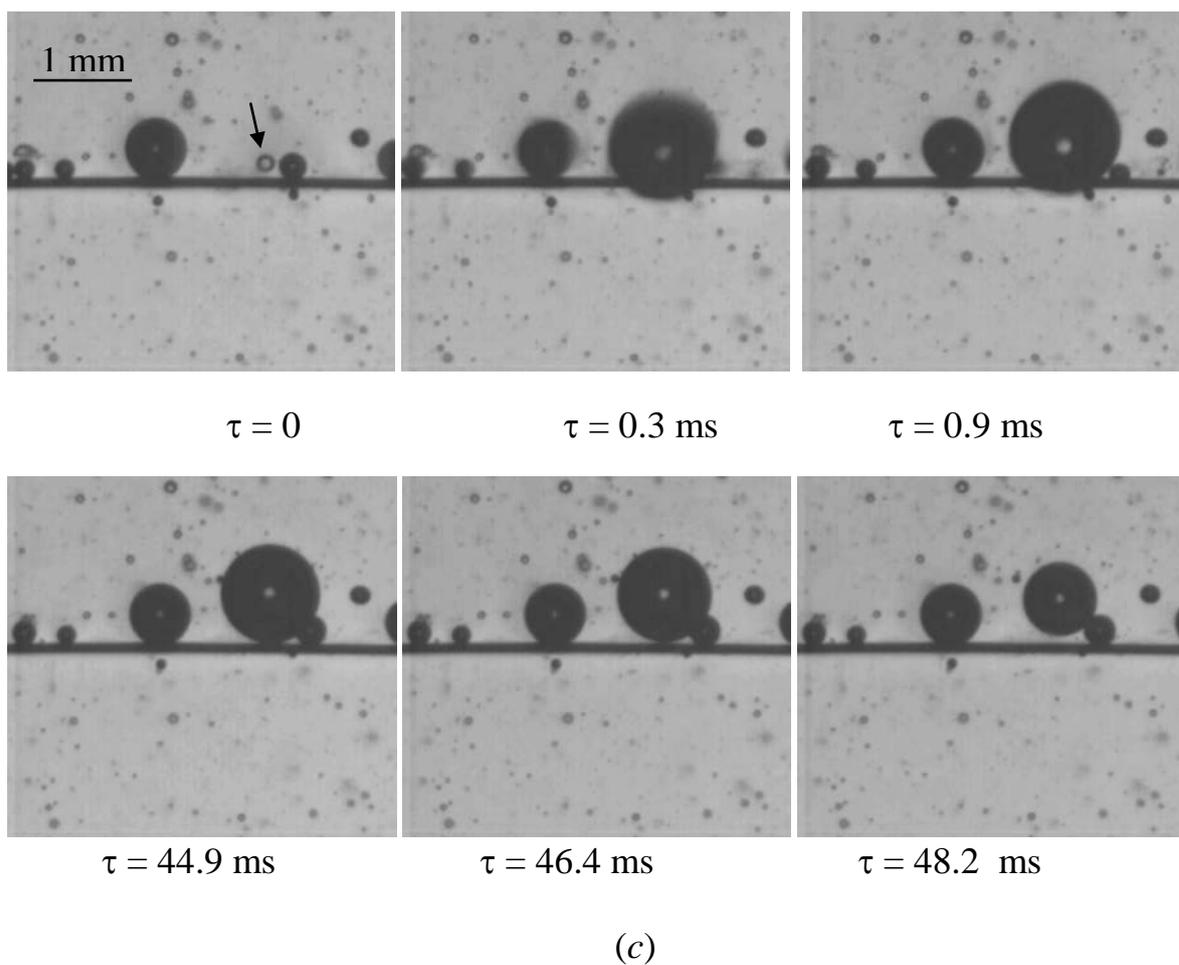
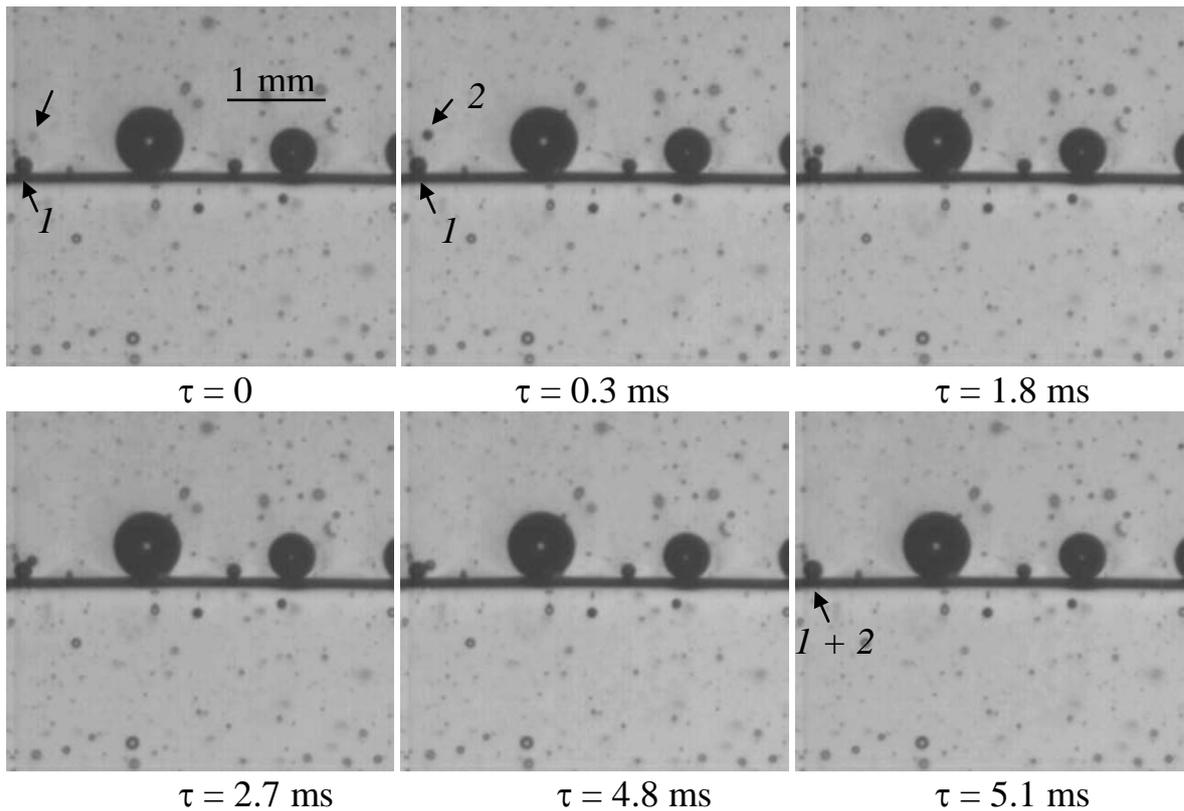


Рис. 2.35. Взрывное вскипание капельки дисперсной фазы в тепловом пограничном слое эмульсии. Стрелкой отмечена капелька н-пентана: $c - C = 0.1$ об.%; $T_w = 209.5$ °C; $q = 1.21$ мВт/м².



(d)

Рис. 2.36. Вскипание капельки н-пентана в тепловом пограничном слое. Стрелкой указано место появления парового пузыря: $d - C = 0.1$ об.%; $T_w = 209.5$ °С; $q = 1.21$ мВт/м².

Обсуждение результатов наблюдений. На кривой кипения эмульсии н-пентан/вода (рис. 2.27) можно выделить два участка пузырькового кипения. На одном участке, при температурах проволоки ниже температуры насыщенных паров воды T_s , происходит кипение только капелек н-пентана. На другом участке, при температурах проволоки выше T_s воды, наблюдается совместное кипение капелек н-пентана и воды. При кипении капелек н-пентана, в зависимости от их диаметра, образуются паровые пузыри малых размеров, которые соединяются в крупные пузыри диаметрами 600 - 1100 мкм. Механизм отвода тепла от нагреваемой поверхности такими пузырями следующий: в основании парового пузырька происходит испарение жидкости, а в вершине пузыря пар конденсируется. Такое испарение и конденсация могут происходить достаточно продолжительное время.

Крупные паровые пузыри могут сливаться и всплывать (рис. 2.30). Интенсивные процессы парообразования происходят при температурах нагреваемой проволоки выше температуры насыщенных паров воды T_s . На поверхности проволоки, кроме крупных паровых пузырьков, наблюдается схлопывание мелких паровых пузырьков. Как уже отмечалось ранее, из-за близости коэффициентов преломления воды и н-пентана, невозможно определить происхождение схлопывающихся паровых пузырьков и паровых пузырьков малого размера, покидающих поверхность нагрева (рис. 2.31). При кипении эмульсии н-пентан/вода, также как и при кипении воды, наблюдается эмиссия микропузырьков неконденсирующегося газа.

В эмульсии н-пентан/вода не обнаружено кипение капелек н-пентана в тепловом пограничном слое. Взрывное кипение капелек н-пентана по механизму гомогенного зародышеобразования в воде исключено, т.к. для реализации такого механизма кипения необходим перегрев капелек н-пентана до температуры предельного перегрева T_n . В опытах при кипении эмульсии н-пентан/вода не удается достигнуть таких перегревов. В работе [34] при концентрациях эмульсии менее 1.0 об.% пережог проволочного нагревателя, что можно отождествлять с возникновением кризиса кипения, наступает при температурах T_w ниже 130 °С. В дистиллированной воде, при комнатной температуре, кризис кипения наступает при температуре поверхности проволочного нагревателя 134,4 °С [94]. В эмульсии н-пентан/вода зарождение паровой фазы может происходить в тепловом пограничном слое по механизму спонтанного зародышеобразования или на центрах кипения находящихся в объеме эмульсии, плотность и активность которых существенно ниже, чем на нагреваемой поверхности. Такое кипение наблюдалось в работе [125]. Центрами кипения в этом случае служат «загрязняющие» жидкость твердые микрочастицы, растворенный газ, прилипший к поверхности капельки дисперсной фазы пузырек воздуха, образовавшийся при получении эмульсии и др. Результаты исследования показали, что при малых плотностях теплового потока (рис. 2.29 и 2.30)

кипение капелек н-пентана происходит только на поверхности нагреваемой проволоки, а кипение в тепловом пограничном слое отсутствует. При больших плотностях теплового потока (рис. 2.31) при совместном кипении н-пентана и воды, вокруг нагреваемой проволоки образуется «облако» из микропузырьков газа которое препятствует обнаружению кипения капелек н-пентана в тепловом пограничном слое.

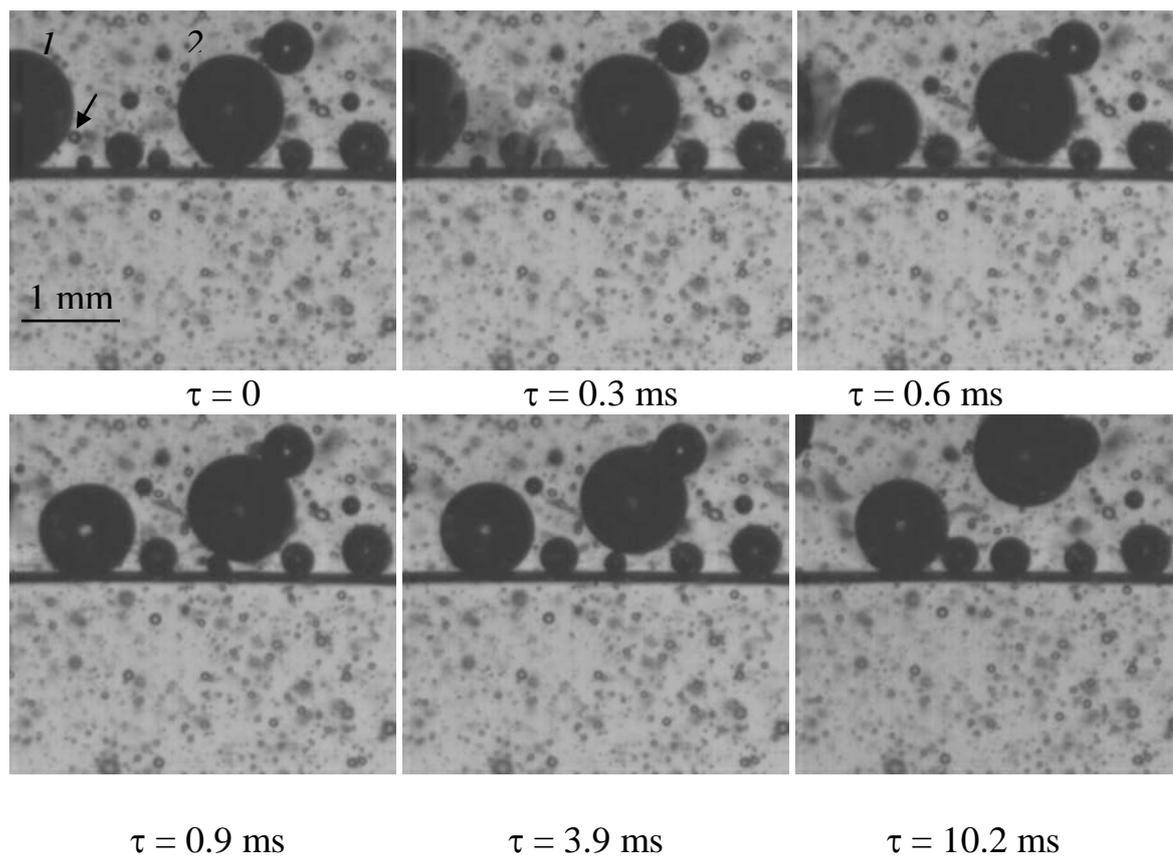
В отличие от кипения эмульсии н-пентан/вода, при кипении эмульсии н-пентан/глицерин основной вклад в плотность теплового потока вносят кипящие капельки н-пентана. Температура нормального кипения T_s глицерина равна 290 °С [95]. Кризис кипения эмульсии н-пентан/глицерин возникает при температурах проволоки ниже температуры кипения глицерина. В специально проведенных опытах, кризис кипения эмульсии н-пентан/глицерин с концентрацией $C = 0.5$ об. % наступал при $T_w = 258.6$ °С и $q = 2.6$ мВт/м² (на рис. 2.32 не показано), что ниже T_s глицерина. Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсии н-пентан/глицерин показала, что парообразование происходит по следующим сценариям: кипение отдельных капелек дисперсной фазы на поверхности проволоки с коалесценцией в крупные паровые пузыри (рис. 2.33); взрывное кипение капелек н-пентана при их контакте с поверхностью проволоки нагретой выше температуры T_n предельного перегрева н-пентана (рис. 2.34); взрывное кипение перегретых капелек н-пентана в тепловом пограничном слое (рис. 2.3.5) и кипение капелек н-пентана в тепловом пограничном слое по механизму гетерогенного зародышеобразования (рис. 2.36). Основной вклад в отвод тепла от нагреваемой поверхности вносит парообразование по первым трем сценариям, которые были учтены при построении модели пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой [126, 127].

При взрывном вскипании капельки н-пентана, за время $\tau = 0.3$ мс (рис. 2.35) образуется паровой пузырь, диаметр которого больше диаметра

пузырей, образующихся в результате коалисценции паровых пузырьков при кипении отдельных капелек дисперсной фазы (рис. 2.33). При таком кипении возникает импульс давления, величина которого зависит от объема и величины перегрева капельки дисперсной фазы [128, 129].

Воздействие взрывного вскипания капельки н-пентана в тепловом пограничном слое на паровые пузыри находящиеся на поверхности нагрева показано на рис. 2.37. Стрелкой отмечена капелька н-пентана диаметром 95 мкм, находящаяся на расстоянии 240 мкм от поверхности проволоки. Цифрами 1 и 2 отмечены крупные паровые пузыри «сидящие» на поверхности нагрева. При взрывном вскипании капельки н-пентана объем образующегося парового пузыря нарастает с такой скоростью, что он «раздвигает» эмульсию, которая накатываясь на крупные пузыри 1 и 2 деформирует их и они покидают поверхность нагрева. Покидающие поверхность нагрева пузыри 1 и 2 увлекают за собой нагретый пристеночный слой эмульсии, место которой занимает новая порция эмульсии. Такой механизм кипения вносит дополнительный вклад в интенсивность теплоотдачи и расширяет температурный интервал пузырькового кипения эмульсии.

Не все капельки дисперсной фазы, перегретые в тепловом пограничном слое вскипают. На капельку дисперсной фазы дополнительно действует капиллярное давление, которое можно оценить по уравнению Лапласа $P_{cap} = 2\sigma_e/R$, где $\sigma_e = \sigma_m - \sigma_{ph}$ – межфазное натяжение на границе дисперсная фаза-дисперсионная среда, σ_m и σ_{ph} – поверхностное натяжение дисперсионной среды и дисперсной фазы, R – радиус капельки дисперсной фазы. Чем меньше радиус капельки дисперсной фазы, тем больше на нее действует капиллярное давление и для взрывного кипения по механизму спонтанного зародышеобразования требуются большие значения перегрева ΔT_p . Например, на капельку дисперсной фазы диаметром 95 мкм (рис. 2.3.6-11) действует капиллярное давление равное 0,018 МПа.



(e)

Рис. 2.37. Отрыв паровых пузырьков при взрывном вскипании капельки дисперсной фазы эмульсии в тепловом пограничном слое. Стрелкой отмечена перегретая капелька н-пентана: $e - C = 0.5$ об.%; $T_w = 232.0$ °C; $q = 1.87$ мВт/м².

2.3.6. Влияние различных добавок в эмульсию на теплообмен при кипении

Управлять интенсивностью теплоотдачи при кипении эмульсий можно как за счет изменения числа низкотемпературных центров кипения, так и за счет количества энергии выделяющейся при взрывном вскипании капелек дисперсной фазы, а также путем изменения среднего размера капелек дисперсной фазы. Нами проведены исследования по влиянию на процесс кипения эмульсии различных добавок в виде адсорбентов, поверхностно-активных веществ, наночастиц и др.

Влияние добавок адсорбентов. Для увеличения интенсивности кипения эмульсий необходимо искусственно создать дополнительные центры кипения

в объеме капелек дисперсной фазы. С этой целью в эмульсию вводился активированный уголь, в виде порошка с размерами частиц 1-30 мкм, наночастиц диоксида кремния SiO_2 и цеолита.

Известно, что активированный уголь адсорбирует газ. Масса адсорбированного газа уменьшается с ростом температуры. Предполагается, что частицы активированного угля будут выделять в тепловом пограничном слое газы и образовывать новые центры кипения. В работе [130] введение 10 об. % активированного угля в н-пентан понизило температуру его предельного перегрева с 146 до 110 °С. В наших опытах с эмульсией вода/ПЭС-5 (рис.2.38) введение в нее активированного угля повысило значение коэффициента теплоотдачи α (при температурных напорах $\Delta T = 100 - 130$ °С), и понизило задержку начала кипения на 10 °С.

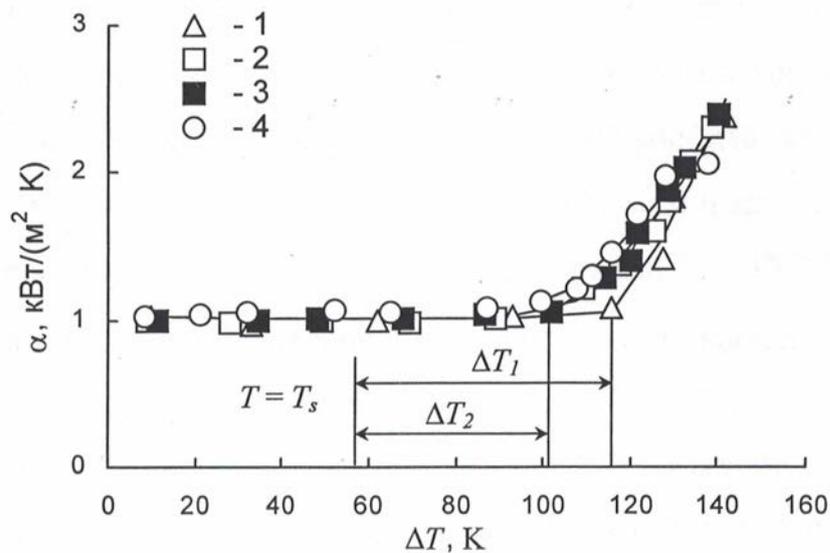


Рис. 2.38. Влияние добавки активированного угля на величину задержки начала кипения эмульсии вода/ПЭС-5 при атмосферном давлении. Кипение на вертикально расположенной платиновой проволоке диаметром 0,1 мм и длиной 50 мм. $T_o = 23$ °С: 1 – эмульсия без добавок активированного угля; 2, 3, 4 – эмульсия с добавками 0,045, 0,090 и 0,30 вес. % активированного угля. Концентрация эмульсии $C = 4,0$ об. %.

Уменьшение задержки начала кипения происходит, несмотря на тот факт, что при перемешивании эмульсии с углем его твердые частицы способствуют дроблению крупных капелек дисперсной фазы эмульсии на

более мелкие. Тем не менее, способность активированного угля выделять при нагреве адсорбированный в нем газ приводит к уменьшению задержки начала кипения.

Если добавление активированного угля в эмульсию вода/масло сопровождается уменьшением величины задержки начала кипения, то добавки угля в эмульсию н-пентан/глицерин приводят к противоположному эффекту (рис. 2.39). Такое поведение обусловлено тем, что адсорбционные связи активированного угля с органическими жидкостями оказываются более сильными, чем с компонентами атмосферного воздуха. Уголь прочно связывает газ только в своих мелких порах, в которые не могут войти крупные молекулы органических жидкостей. Крупные поры и внешняя поверхность частиц покрываются органическими жидкостями, адсорбированные газы с них полностью вытесняются. Это приводит к тому, что число активируемых центров и интенсивность кипения уменьшаются, а величина задержки кипения возрастает.

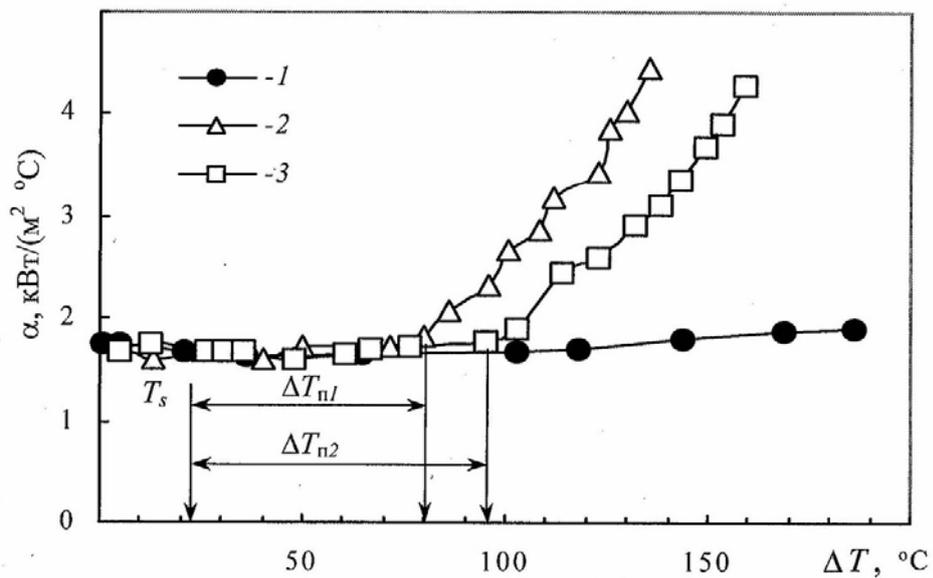


Рис. 2.39. Влияние активированного угля на интенсивность теплоотдачи и величину задержки кипения эмульсии н-пентан/глицерин, $T_0 = 23,8 ^\circ\text{C}$: 1 – чистый глицерин, 2 – эмульсия н-пентан/глицерин без добавок активированного угля; 3 – эмульсия н-пентан/глицерин с концентрацией

активированного угля $c = 0,066$ вес. %. Концентрация эмульсии $C = 10.0$ об. %.

При вводе в жидкость наночастиц, с размерами частиц менее 100 нм, образуется так называемая наножидкость. Наножидкости обладают значительно более функциональными свойствами, особенно теплопроводностью, по сравнению с обычными. Увеличение теплопроводности наножидкости способствует росту теплоотдачи при конвективном теплообмене. При пузырьковом кипении наножидкости могут, как улучшить [131-133], так и ухудшить [134-136] характеристики теплообмена, по сравнению с базовой жидкостью.

Предполагалось [137], что введение в эмульсию наночастиц диоксида кремния SiO_2 создадут дополнительные центры кипения в объеме капелек дисперсной фазы, что может привести к снижению задержки начала кипения эмульсии. Наночастицы диоксида кремния перемешивались с дистиллированной водой в ультразвуковом поле с частотой 22 кГц, а затем полученная наножидкость, так же в ультразвуковом поле, перемешивалась с вакуумным маслом ВМ-1С. Проведенные опыты показали, что добавки наночастиц в дисперсную фазу эмульсии практически не влияют на характеристики теплообмена, по сравнению с эмульсией без их добавок (рис. 2.40). Увеличение весовой концентрации наночастиц (до 0,3 вес.%) в воде так же не влияет на теплообмен.

Увеличение задержки начала кипения можно ожидать и при добавке в эмульсию цеолитов, так как эти адсорбенты хорошо поглощают жидкости. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагреваемой проволоки T_w для эмульсии вода/ПЭС-4 при введении в эмульсию цеолита NaX показана рис. 2.41 [138]. Видно, что с ростом массовой концентрации цеолита NaX в эмульсии происходит увеличение задержки начала кипения, что вызвано поглощением частицами цеолита части капелек дисперсной фазы эмульсии.

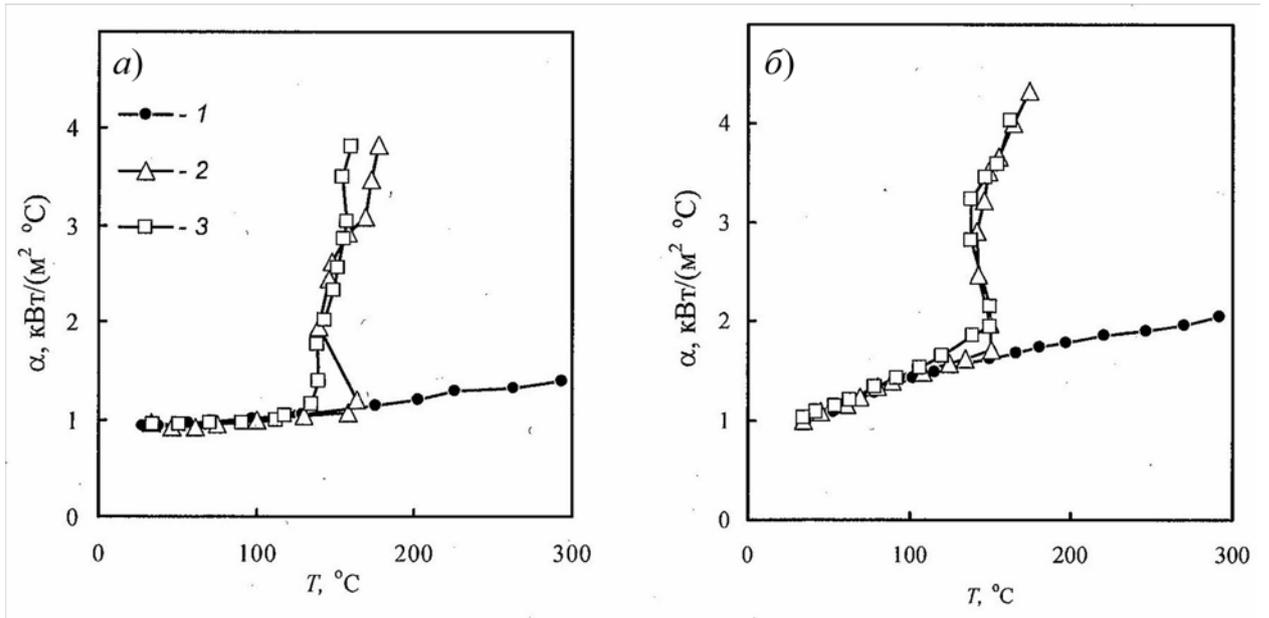


Рис. 2.40. Влияние добавки наночастиц диоксида кремния на характеристики теплообмена при кипении эмульсии вода/масло ВМ-1С. Горизонтальная (а) и вертикальная (б) проволоки диаметром 0.10 мм и длиной 50 мм. Концентрация эмульсии $C = 1.0$ об.%, $T_0 = 25$ $^\circ\text{C}$: 1 – чистое масло ВМ-1С; 2 – эмульсия вода/масло ВМ-1С; 3 – эмульсия вода/масло ВМ-1С с добавкой 0.10 вес. % наночастиц диоксида кремния SiO_2 .

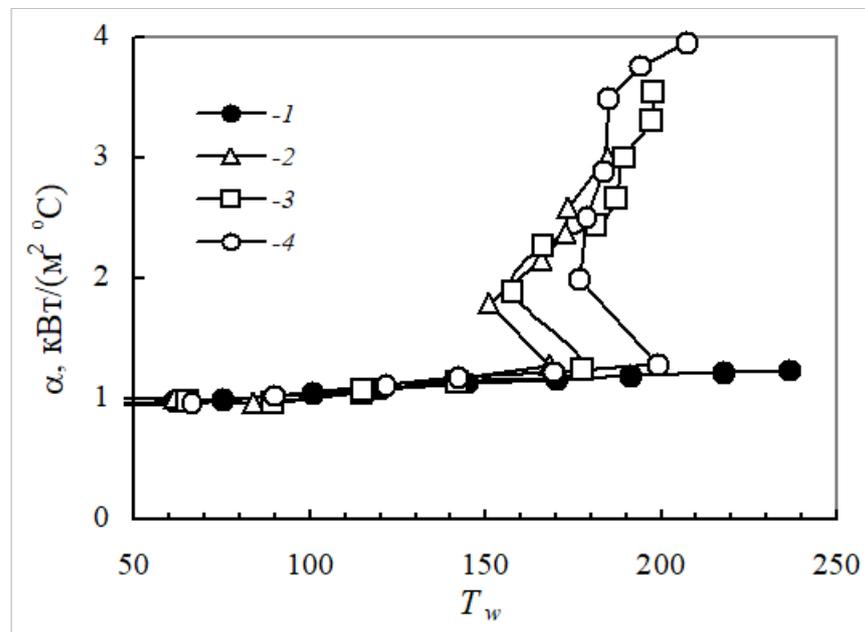


Рис. 2.41. Влияние добавок цеолита NaX на интенсивность теплоотдачи и величину задержки начала кипения эмульсии вода/ПЭС-4, $C = 1.0$ об. %, $T_0 = 25$ $^\circ\text{C}$: 1 – чистая ПЭС-4; 2 – эмульсия без добавок цеолита; 3, 4 – эмульсия с добавками 0,6 и 2,0 мас.% цеолита.

Влияние добавок поверхностно-активного вещества (ПАВ) и полимеров.

Добавка ПАВ в воду, в очень малых количествах, является относительно простым методом интенсификации теплообмена при кипении. Низкая концентрация ПАВ в воде не вызывает значительных изменений ее физических свойств, за исключением поверхностного натяжения. Снижение поверхностного натяжения увеличивает плотность центров зародышеобразования, что приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи [139-142]. ПАВ в эмульсии понижает межфазное натяжение на границе дисперсная фаза - дисперсионная среда, придает эмульсии устойчивость, препятствует коагуляции и коалесценции капелек дисперсной фазы.

Проведены опыты с добавками в эмульсии тринатрийфосфата и едкого натра [97, 143]. Сам по себе едкий натр не является поверхностно-активным веществом, однако при его введении в дисперсную фазу эмульсии вода/ПЭС-5 он химически реагирует с дисперсионной средой эмульсии, и на поверхности капелек образуется ПАВ.

Для эмульсии вода/ПЭС-5 зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора при введении в дисперсную фазу эмульсии 1,0 вес. % едкого натра и тринатрийфосфата показана на рис. 2.42. Измерения проводились с вертикально расположенной проволокой диаметром 0.1мм и длиной 50 мм. Вдали от проволоки температура теплоносителя была равна $T_0 = 35$ °С. Как видно из рис. 2.42, при малых концентрациях добавки ПАВ в эмульсию приводят к дополнительной задержке начала кипения. С увеличением концентрации эмульсии влияние ПАВ на величину задержки начала кипения ослабевает [143].

При вводе в эмульсию тринатрийфосфата наблюдалась большая задержка начала кипения, чем при работе с такими же эмульсиями, но с добавками едкого натра. Однако при одинаковых температурных напорах значения коэффициента теплоотдачи для эмульсии с едким натром оказались выше, чем с тринатрийфосфатом.

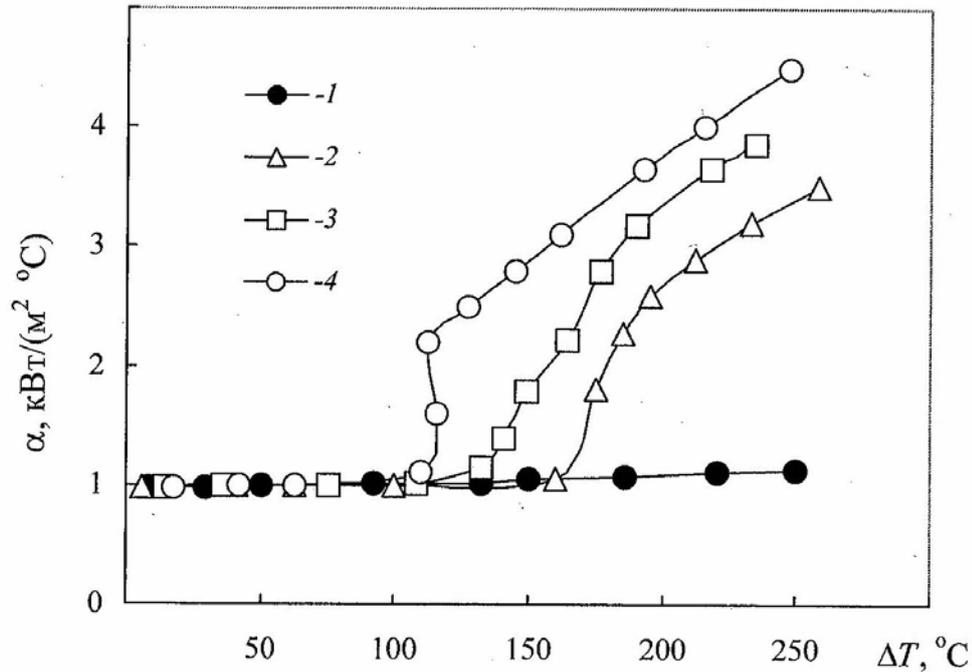


Рис. 2.42. Влияние добавок ПАВ в эмульсию вода/ПЭС-5 на интенсивность теплоотдачи и величину задержки начала кипения: 1 – чистая ПЭС-5; 2 – эмульсия вода/ПЭС-5 с добавкой 1.0 вес. % тринатийфосфата; 3 – та же эмульсия с добавкой 1.0 вес.% едкого натра; 4 – эмульсия вода/ПЭС-5 без добавок ПАВ.

В случае кипения водных растворов с полимерными добавками важную роль играет изменение вязкости (неньютоновское поведение жидкости), связанное с концентрациями полимерных добавок в воде, а также молекулярными массами полимеров. Это приводит к тому, что некоторые полимерные добавки могут интенсифицировать теплоотдачу, в то время как другие добавки теплоотдачу ослабевают [144-147].

Проведены опыты с добавками в дисперсную фазу эмульсии вода/масло ВМ-1С полиэтиленгликоля (полимер этиленгликоля) ПЭГ-400 [137]. Влияние на перегрев эмульсии малого количества ПЭГ-400 иллюстрирует рисунок 2.43. Добавки полиэтиленгликоля ПЭГ-400 в эмульсию снижают величину задержки начала кипения и увеличивают коэффициент теплоотдачи, по сравнению с эмульсией без добавки ПЭГ-400. Можно предположить, что уменьшение задержки начала кипения связано с малой растворимостью ПЭГ-400. В результате в тепловом пограничном слое

образуются частицы ПЭГ-400, которые служат дополнительными центрами кипения.

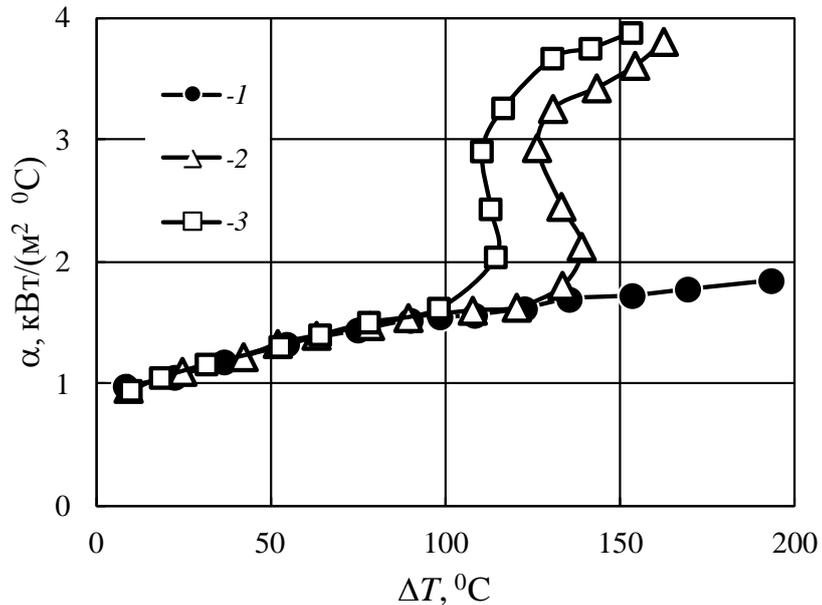


Рис.2.43. Влияние добавок полимера в дисперсную фазу эмульсии вода/масло ВМ-1С на интенсивность теплоотдачи и величину задержки начала кипения. Горизонтальная платиновая проволока длиной 50 и диаметром 0.10 мм. Концентрация эмульсии $C = 0.1$ об.%, $T_0 = 25$ °С: 1 – чистое масло ВМ-1С; 2 – эмульсия вода/масло ВМ-1С без добавок полимера; 3 – эмульсия с добавками 0.01 вес. % полиэтиленгликоля ПЭГ-400.

2.3.8. Теплоотдача к эмульсии образованной из частично растворимых жидкостей

Теплоноситель вода + диэтиловый эфир в одних случаях является раствором, а в других – эмульсией состоящей из двух растворов, которые могут расслаиваться, образуя два слоя. Нижний слой имеет тот же состав, что и дисперсионная среда первоначально образующейся эмульсии, и представляет собой слабый раствор диэтилового эфира в воде. Верхний слой имеет состав дисперсной фазы эмульсии, состоящий из слабого раствора воды в диэтиловом эфире. На рис. 2.44 приведена фазовая диаграмма системы диэтиловый эфир – вода. Заштрихована область однофазных жидких состояний, внутри которых система представляет собой однородный (гомогенный) раствор. Вне заштрихованной области теплоноситель

распадается на две фазы и может существовать либо в виде эмульсии, либо в виде двух слоев жидкости. Образующая из раствора эмульсия неустойчива. С течением времени под действием сил тяжести она приходит к равновесному состоянию в виде двух слоев жидкости.

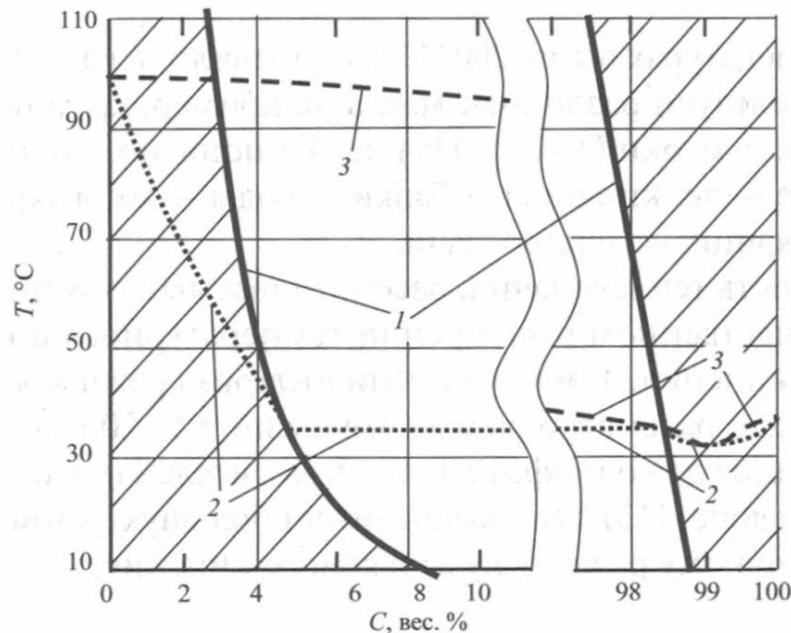


Рис. 2.44. Фазовая диаграмма состояний системы диэтиловый эфир – вода: 1 – кривые расслоения; 2 – линия равновесия жидкость пар для жидкой фазы; 3 – концентрация диэтилового эфира в газовой фазе, в зависимости от температуры.

При использовании системы диэтиловый эфир – вода в качестве теплоносителя концентрацию смеси подбирают таким образом, чтобы везде, кроме теплового пограничного слоя, теплоноситель представлял собой раствор, соответствующий левой заштрихованной области фазовой диаграммы (рис. 2.44). В этом случае теплоноситель, нагреваясь около теплоотдающей поверхности, расслаивается на две фазы с образованием мелкодисперсной эмульсии. Хотя температура обеих фаз одинакова, а на поверхности нагрева перегреваются обе фазы, но вскипают преимущественно капельки дисперсной фазы, как имеющие более низкую термодинамическую устойчивость, о чем свидетельствует более низкая (примерно на $100\text{ }^{\circ}\text{C}$)

температура предельного перегрева капелек дисперсной фазы по сравнению с аналогичной температурой для дисперсионной среды [148].

Опыты с водой и эмульсией диэтиловый эфир/вода проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 2.7. Изучался теплообмен с поверхности платиновой проволоки диаметром 0.050 мм и длиной около 36 мм, натянутой по оси цилиндрического сосуда (рис. 2.8). При помощи гидравлической системы в сосуде поддерживали заданный уровень давления.

На рис. 2.45 приведена зависимость коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ΔT при теплообмене от платиновой проволоки к чистой воде и к раствору диэтиловый эфир + вода при давлениях 0.1 и 0.8 МПа. Когда температура греющей поверхности была ниже температуры кипения водного раствора диэтилового эфира, наблюдался конвективный теплообмен. При атмосферном давлении нагрев проволоки выше 50 °С приводит к вскипанию образующейся эмульсии. Последующий рост температуры нагревателя приводил к развитому пузырьковому кипению и эмульсия кипела не только на греющей поверхности, но и в тепловом пограничном слое. При работе с теплоносителем диэтиловый эфир + вода, так же как и для ранее описанных эмульсий, расширяется температурный интервал пузырькового кипения и, как следствие, достигается большая плотность теплового потока до наступления кризиса пузырькового кипения. Такое поведение рассматриваемой системы диэтиловый эфир + вода принципиально отличает ее от не расслаивающихся смесей.

На рис. 2.46 представлена барическая зависимость коэффициента теплоотдачи α от платиновой проволоки диаметром 0.050 мм к воде и к водному раствору диэтилового эфира. При одинаковой плотности теплового потока коэффициент теплоотдачи для водного раствора диэтилового эфира выше, чем для воды.

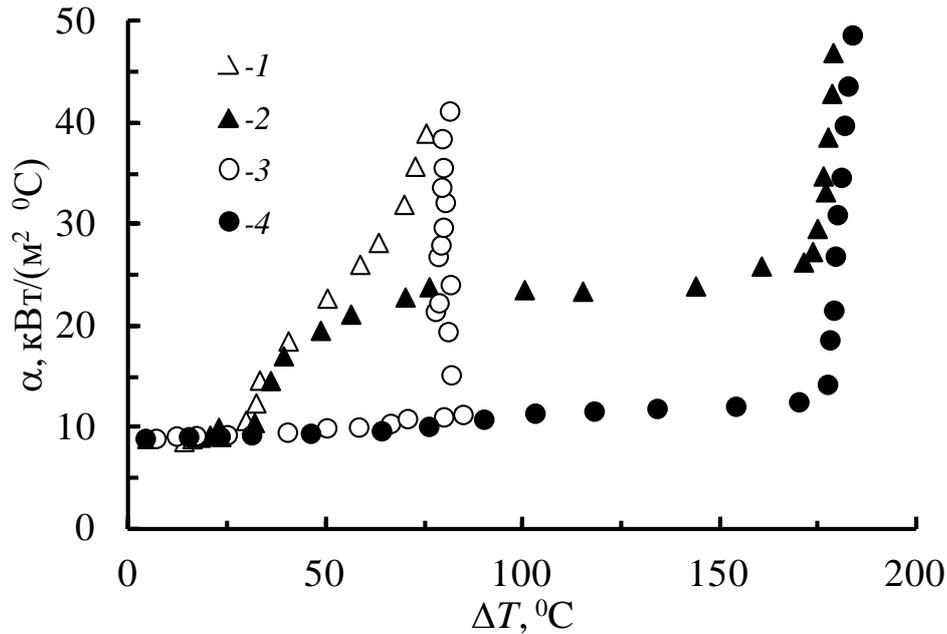


Рис. 2.45. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ΔT при теплообмене от платиновой проволоки к воде и к эмульсии диэтиловый эфир/вода. $T_0 = 22\text{ }^\circ\text{C}$, $C = 5,5$ об. %: 1, 2 – эмульсия диэтиловый эфир/вода; 3, 4 – дистиллированная вода. Светлые точки $p = 0.1$ МПа, темные точки $p = 0.8$ МПа.

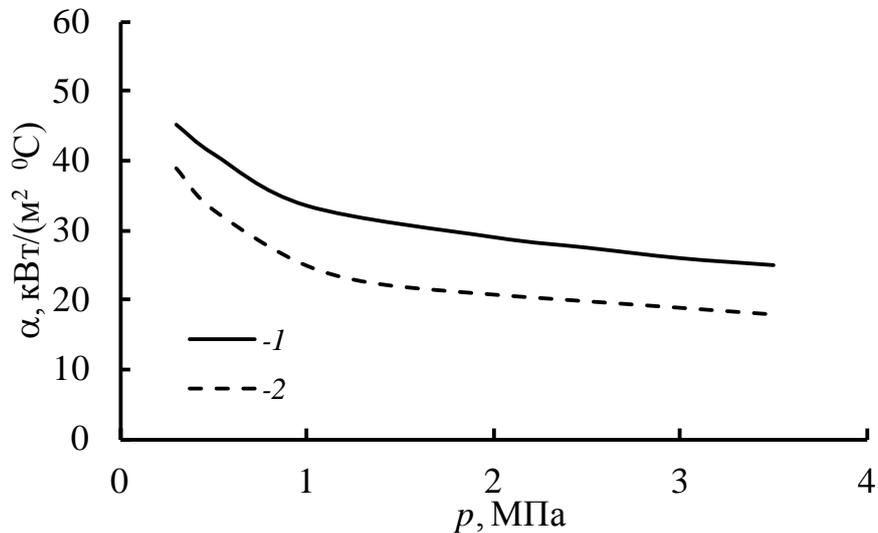


Рис. 2.46. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от давления p при постоянной плотности теплового потока, $q = 3.4$ мВт/м²: 1 – эмульсия диэтиловый эфир/вода, $C = 5.5$ об.%; 2 – дистиллированная вода

Расслаивающийся раствор может образоваться при перемешивании масла ВМ-1С и этилового спирта. Были проведены опыты по растворимости этилового спирта в масле и масла в спирте. Для этого стеклянная емкость

объемом 100 мл на 2/3 заполнялась маслом VM-1C, а затем в нее при перемешивании вводилось 0.2 г этилового спирта (~ 0.3 об. %). Вес колбы с маслом и спиртом составлял 267.150 г. Повторное взвешивание, проведенное через 20 суток, показало, что вес колбы с раствором не изменился. На поверхности масла VM-1C была видна пленка спирта, что свидетельствовало об ограниченном растворении спирта в масле. Аналогичные опыты поставлены по растворимости масла в спирте. Получено, что масло VM-1C так же ограниченно растворимо в спирте. На рис. 2.47 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора при теплообмене в системе этиловый спирт + вакуумное масло VM-1C на поверхности вертикально расположенной проволоки диаметром 0.10 мм.

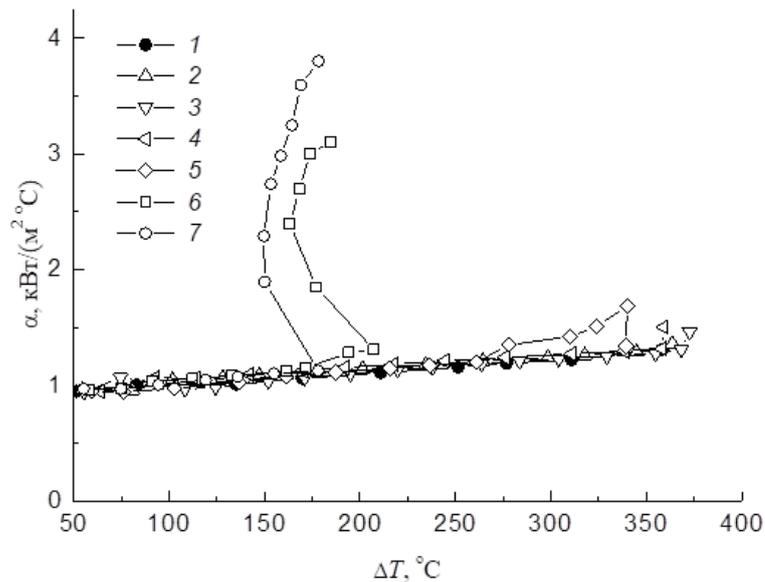


Рис. 2.47. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от разности температур ΔT нагревателя T_w и теплоносителя T_0 для эмульсии спирт/масло VM-1C на вертикально расположенной платиновой проволоке диаметром 0.10 мм, $T_0 = 22.8$ °C: 1 – чистое масло VM-1C; 2 – 7 – эмульсия спирт/масло VM-1C с концентрациями $C = 0.1$; 0.3; 0.7; 1.5; 2.5 и 10.0 об. %, соответственно.

Показано, что система спирт + масло VM-1C является расслаивающейся. Кипение раствора наблюдалось при температурах нагревателя ниже температуры кипения масла VM-1C. При концентрациях спирта в масле VM-

1С выше 1.5 об. % образуется эмульсия спирт/масло ВМ-1С. Устойчивое кипение капелек этилового спирта имеет место, когда концентрация эмульсии выше 2.5 об. %. Максимальное значение α достигается при температурах близких к 150 °С и составляет $\alpha_{max} \sim 3.8$ кВт/(м² °С) для концентрации 10.0 об. %. Эта величина примерно в 3 раза превышает коэффициент теплоотдачи для чистого масла ВМ-1С ($\alpha \sim 1.2$ кВт/(м² °С)).

2.4. Выводы

Проведены комплексные исследования теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. В исследованных эмульсиях обнаружено существенное расширение температурного интервала пузырькового кипения. Определены режимы теплообмена, при которых коэффициент теплоотдачи в 1,2 – 4 раза превышает значения наблюдаемые при работе с чистыми жидкостями. У всех исследованных эмульсий обнаружена задержка начала кипения по сравнению с началом кипения чистой диспергированной жидкости. Величина задержки начала кипения зависит от концентрации и размера капелек дисперсной фазы.

Обнаружено существенное расширение температурного интервала режима пузырькового кипения эмульсий. Если при кипении воды разница между температурой начала кипения и температурой кризиса пузырькового кипения составляет не более 30 °С, то при кипении эмульсий такая разность температур значительно больше и может превышать 150 °С.

Установлено, что критическая плотность теплового потока при кипении эмульсии зависит от концентрации и размера капелек дисперсной фазы эмульсии.

Показано, что путем введения в эмульсию поверхностно-активных веществ и адсорбентов можно управлять числом центров кипения, а следовательно и интенсивностью теплоотдачи.

Впервые с применением скоростной видеосъемки визуализирован процесс пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой.

Выявлены механизмы вскипания перегретых капелек дисперсной фазы, как на поверхности нагрева, так и в тепловом пограничном слое.

3. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ КИПЕНИИ ЭМУЛЬСИЙ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

В настоящее время имеются достаточно надежные методы расчета коэффициента теплоотдачи при кипении обычных жидкостей. Известные обобщающие корреляции для описания теплоотдачи при кипении жидкостей [77, 149-163] не пригодны для описания теплоотдачи при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Результаты экспериментальных исследований, рассмотренных в предыдущей главе, позволяют говорить о «своеобразном» механизме кипения эмульсий по сравнению с однородными жидкостями и их растворами. Для обобщения экспериментальных данных при кипении эмульсий необходимо учитывать ряд дополнительных факторов, а именно концентрацию эмульсии, размер капелек дисперсной фазы, величину перегрева капелек и др. В этой главе рассмотрены известные из литературы модели кипения эмульсий и предложенная нами модель пузырькового кипения эмульсий, на основе которой получены расчетные соотношения для определения коэффициента теплоотдачи [126-129].

3.1. Известные модели кипения эмульсий

В работах [40, 41] численно моделируется процесс пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Предполагается, что в кипении не участвует дисперсионная среда и существуют только две основные причины зародышеобразования: контакт между капельками дисперсной фазы и нагретой поверхностью и столкновения между перегретыми каплями и пузырьками пара. Авторы [140, 141] считают, что быстрый рост парового пузыря при вскипании перегретой капельки дисперсной фазы вызывает турбулентные вихри в окружающей ее эмульсии, что также способствует контакту перегретых капелек дисперсной фазы с поверхностью раздела жидкость-пар. Предлагаемая модель включает три фазы: дисперсионная среда, дисперсная и паровая фазы. Ниже записана уравнение энергетического баланса [140, 41]

$$\frac{\partial}{\partial T} (T \sum_i C_i \rho_i c_{p,i}) + \nabla \cdot (T \sum_i C_i \rho_i c_{p,i} U_i) = \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T) - \dot{m} r, \quad (3.1)$$

где C – концентрация эмульсии, м³/м³; ρ – плотность, кг/м³; c_p – теплоемкость, кДж/(кг °С); U – скорость, м/с; λ_e – теплопроводность эмульсии, Вт/(м °С); \dot{m} – объемная скорость массообмена, кг/(м³ с); r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг.

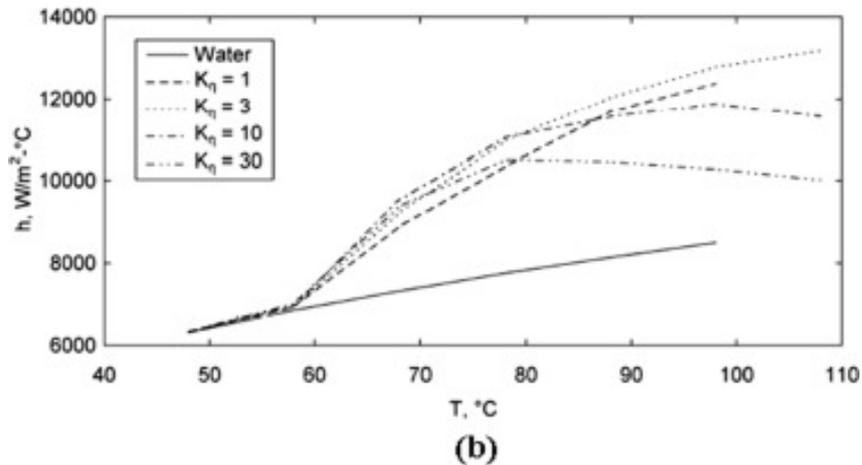
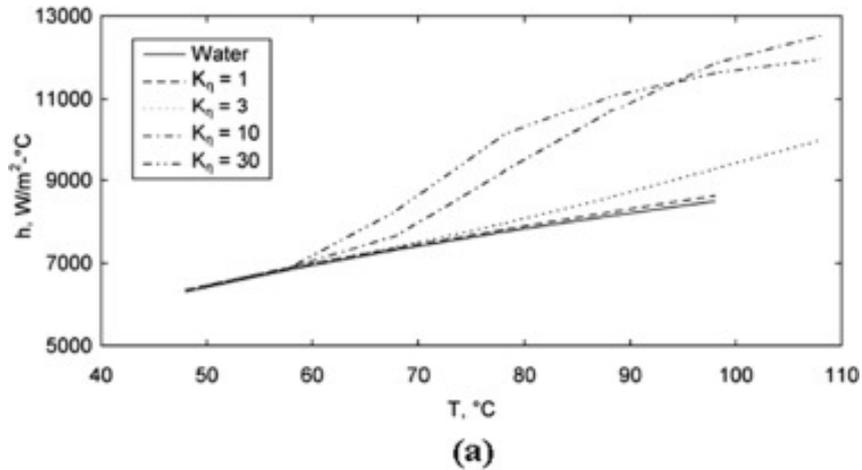


Рис. 3.1. Изменение коэффициента теплопередачи при увеличении числа столкновений капелек дисперсной фазы с паровыми пузырьками для эмульсии фторуглерод FC72/вода, $T_0 = 28$ °С [40]: (а) $C = 1$ об. %; (б) $C = 2$ об. %.

Недостаток модели [40, 41] состоит в том, что ее трудно реализовать, так как она требует больших вычислительных затрат и содержит много упрощающих допущений. В работе [40] рассматривается увеличение эффективности столкновений перегретых капелек с поверхностью паровых пузырьков, путем масштабирования их модели эффективности столкновений на параметр K_η . Из-за роста числа вскипающих капелек дисперсной фазы для

эмульсий с малой концентрацией ($C < 1.0$ об. %) увеличение эффективности столкновения приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи. При концентрациях эмульсии 1 или 2 об. % увеличение эффективности столкновения может приводить к снижению коэффициента теплоотдачи при более высоких температурах нагрева (рис. 3.1). Снижение коэффициента теплоотдачи связано с увеличением количества пара в тепловом пограничном слое, прилегающем к поверхности нагрева.

В работе [164, 165] предложена модель кипения капелек эмульсии в турбулентном потоке. Рассматривается турбулентный поток монодисперсной эмульсии и предполагается, что участки поверхности капельки дисперсной фазы могут деформироваться, вызывая в нем локальное понижение капиллярного давления относительно остальной части капли. Понижение капиллярного давления снижает температуру перегрева, необходимую для начала зародышеобразования.

Предполагается, что капельки дисперсной фазы находятся в перегретом состоянии, но их температура ниже температуры спонтанного зародышеобразования. Рассматриваются способные вскипать капельки дисперсной фазы с характерным размером $d_{\text{мин}}$ больше турбулентного масштаба длины Колмогорова l_0 [166]. Столкновение вихрей с перегретыми капельками дисперсной фазы сопровождается обменом энергией турбулентного движения дисперсионной среды. Предполагается, что в каплях дисперсной фазы образуются пузырьки пара критического размера $d_{\text{кр}}$ и энергии турбулентных вихрей достаточно для обеспечения посредством резонансного механизма стабильного зародышеобразования. Таким образом, необходимо чтобы турбулентная кинетическая энергия вихря размером l_0 была больше, чем работа образования пузырька критического размера $d_{\text{кр}}$

$$m_c \bar{V}^2 \geq \sigma_{\text{п}} d_{\text{кр}}^2, \quad (3.2)$$

где m_c – масса несущих энергию вихрей дисперсионной среды, кг, \bar{V}^2 – средний квадрат разности скоростей пульсирующих течений на расстоянии d

(диаметр капли), $\text{м}^2/\text{с}^2$, $\sigma_{\text{п}}$ – коэффициент поверхностного натяжения пузырька, Н/м. Минимальный размер капелек $d_{\text{мин}}$, кипение которых может инициироваться энергией турбулентного потока, принимается равным масштабу энергоносящих вихрей

$$\rho_c \bar{V}^2 d_{\text{мин}}^3 \geq \sigma_{\text{п}} d_{\text{кр}}^2, \quad (3.3)$$

где ρ_c – плотность дисперсионной среды, $\text{кг}/\text{м}^3$. Авторы связывают полную турбулентную кинетическую энергию с энергией, рассеиваемой вихрями размера

$$\bar{V}^2 \approx (\varepsilon d_{\text{мин}})^{2/3}, \quad (3.4)$$

Для определения рассеиваемой турбулентной кинетической энергии, авторы рассматривается турбулентный поток в трубопроводе с диаметром трубы D

$$\frac{\pi D^2 l \rho_c \varepsilon}{4} = \tau_w \pi D l U, \quad (3.5)$$

где l – длина трубопровода, м, τ_w – напряжение вязкого трения на стенках трубопровода, $\text{Н}/\text{м}^2$, U – средняя скорость потока в трубопроводе, м/с. Напряжение сдвига на стенке связано с коэффициентом трения, который задается уравнением Блазиуса для турбулентного потока в круглой трубе

$$f = \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25}} = 0.3164 \left(\frac{\mu_c}{UD\rho_c} \right)^{0.25}, \quad (3.6)$$

где f – коэффициент трения, Re – число Рейнольдса, μ_c – динамическая вязкость дисперсионной среды, $\text{Нс}/\text{м}^2$. Используя уравнение (3.6) уравнение (3.5) можно переписать и получить уравнение для рассеивания (диссипации)

$$\varepsilon = \frac{0.158 \mu_c U^{2.75}}{D^{1.25} \rho_c^{0.25}}. \quad (3.7)$$

Уравнение (3.3), с учетом уравнения для диссипации турбулентной кинетической энергии (3.7) позволяет определить минимальный размер капелек способных кипеть

$$d_{\text{мин}} = C W_{\text{cr}}^{0.27} \mu_c^{-0.25}, \quad (3.8)$$

где C – эмпирическая константа, W_{cr} – работа образования критического зародыша

$$W_{cr} = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_s - p')^2(1 - v'/v'')}, \quad (3.9)$$

где p_s – давление насыщенных паров, p – давление в жидкости, v' и v'' – удельный объем жидкости и пара.

Предполагается, что поверхностное натяжение линейно связано с температурой, вязкость экспоненциально зависит от температуры, а давление насыщения изменяется как

$$p_s = C \exp\left(-\frac{C_1}{T+C_2}\right). \quad (3.10)$$

Минимальный размер капелек дисперсной фазы, которые способны вскипать при «резонансном» механизме, в зависимости от температуры эмульсии

$$d_{\min} = C \frac{(C_4 - C_5 T)^{0.81}}{\left[\exp\left(-\frac{C_1}{T+C_2}\right) - p'\right]^{0.54}} \exp\left(-\frac{0.05C_0}{T}\right). \quad (3.11)$$

Для капелек, диаметр которых меньше Колмогоровской шкалы длин l , динамика в значительной степени определяется вязким сдвиговым напряжением, связанным с турбулентными флуктуациями. Предполагается, что напряжения сдвига способны деформировать поверхность капельки и энергия, связанная с этим напряжением сдвига, должна быть больше, чем работа образования критического зародыша

$$\mu_c \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} d_{\min}^3 \geq \sigma_{\Pi} d_{\text{кр}}^2. \quad (3.12)$$

Для изотропной турбулентности производная флуктуаций связана с диссипацией турбулентной кинетической энергии

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\rho_c}{15\mu_c}}. \quad (3.13)$$

Для минимального диаметра d_{\min} , с учетом (3.7) и (3.13),

$$d_{\min} = CW_{cr}^{0.33} \mu_c^{-0.21}. \quad (3.14)$$

Используя те же предположения относительно поверхностного натяжения, вязкости и давления насыщения, а так же работу образования зародыша критического размера (3.9), в [164] получена расчетная зависимость для «градиентного» механизма кипения мелких капелек

$$d_{\min} = C \frac{c_4 - c_5 T}{\left[\exp\left(-\frac{c_1}{T + c_2}\right) - p' \right]^{0.66}} \exp\left(-\frac{0.21 c_0}{T}\right). \quad (3.15)$$

Авторы [164] сравнивают результаты своих модельных расчетов с нашими экспериментальными данными [87] для эмульсии вода/ПЭС-5 с диаметрами капелек дисперсной фазы 1.5 и 35 мкм. Показано (рис 3.2), что модель резонансного кипения обеспечивает хорошее согласие с температурой начала кипения для капелек диаметром 35 мкм, а модель градиентного механизма кипения хорошо работает для капелек диаметром 1.5 мкм. Необходимо отметить, что экспериментальные данные, на которые ссылаются авторы [164], получены нами для кипения при свободной конвекции и не могут сравниваться с кипением в турбулентном потоке в трубопроводе.

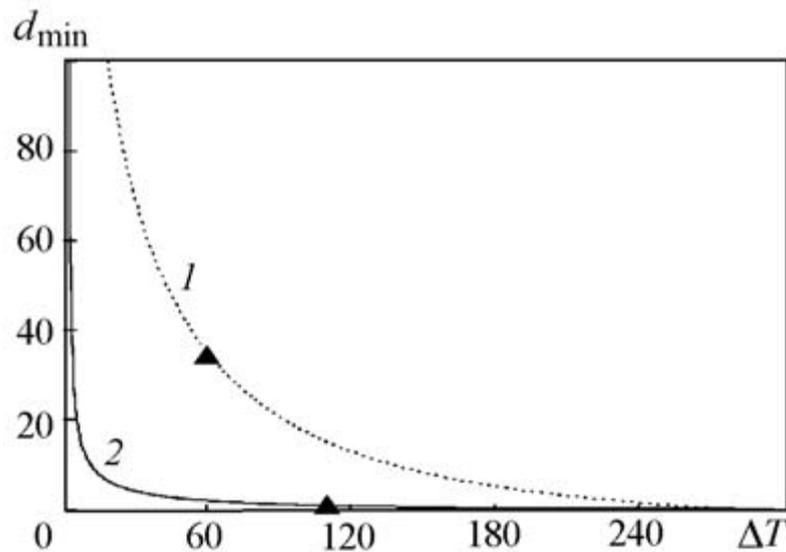


Рис. 3. 2. Зависимость минимального диаметра капелек дисперсной фазы эмульсии вода/ПМС-5 от температуры их перегрева в случаях резонансного и градиентного механизмов инициирования кипения [164]: 1 – резонансный режим; 2 – градиентный режим; точками обозначены экспериментальные данные [87].

3.2. Обобщение полученных экспериментальных данных по теплоотдаче к эмульсиям

3.2.1. Модель кипения

На основании экспериментальных исследований теплообмена в эмульсиях с низкокипящей дисперсной фазой [87, 89, 94,96-101,137,138, 143,167-169] предлагается следующая модель процесса пузырькового кипения:

- вскипание капелек дисперсной фазы происходит по механизму спонтанного зародышеобразования. Это предполагает образование пузырьков пара без влияния поверхности нагрева, но не означает, что зародышеобразование обязательно гомогенно. Зарождение паровой фазы может происходить и на легкоактивируемых центрах кипения в системе дисперсная фаза – дисперсионная среда, плотность и активность которых существенно ниже, чем на твердой поверхности;

- при кипении эмульсии теплота от поверхности нагрева вначале воспринимается только тонким слоем эмульсии, соприкасающимся с охлаждаемой поверхностью, а затем идет на испарение вскипевших капелек дисперсной фазы;

- образующиеся паровые пузырьки, под действием Архимедовой силы уходят из теплового пограничного слоя, увлекают прилегающие нагретые объемы эмульсии, а освободившееся место занимает новая порция эмульсии (рис. 2.18).

3.2.2. Вывод основных расчетных формул

Плотность теплового потока q при кипении эмульсии (в частности при кипении ее дисперсной фазы) определяется, в общем случае двумя слагаемыми: $q = q_{конв} + q_{кип}$, где $q_{конв}$ – конвективная составляющая теплового потока, который наблюдался бы при теплообмене с эмульсией при условии, что ни дисперсная фаза, ни дисперсионная среда не кипят, а $q_{кип}$ – дополнительный тепловой поток, обусловленный кипением эмульсии. Далее

нами будет рассматриваться составляющая $q_{кин}$, которая, для упрощения, будет обозначаться через q .

Для упрощения вывода расчетных формул предположим вначале, что эмульсия является монодисперсной, то есть все капельки дисперсной фазы имеют одинаковый объем $v = \pi d^3$, где d – диаметр капелек. Тогда общий объем V_{Σ} всех капелек дисперсной фазы находящихся в тепловом пограничном слое, до их вскипания, будет равен $V_{\Sigma} = CSL$, где C – концентрация эмульсии, S – площадь рассматриваемого участка охлаждаемой поверхности, L – толщина теплового пограничного слоя. Для общего числа капелек дисперсной фазы N , находящихся в тепловом пограничном слое, получим

$$N = V_{\Sigma}/v = CSL/v. \quad (3.16)$$

Будем считать, что температура эмульсии вдали от охлаждаемой поверхности примерно равна температуре насыщенных паров дисперсной фазы T_s . При температуре охлаждаемой поверхности T выше T_s капельки дисперсной фазы в тепловом пограничном слое оказываются перегретыми и вскипают. При вскипании температура образующегося пара равна T_s , что меньше T , поэтому температура эмульсии вокруг капелек понижается, увеличивается градиент температуры в тепловом пограничном слое, растет плотность теплового потока q .

Число вскипевших капелек, как было показано ранее, определяется выражением (1.18)

$$n = N[1 - \exp(-Jv\tau)] \quad (3.17)$$

или

$$P = n/N = 1 - \exp(-Jv\tau), \quad (3.18)$$

где P – вероятность вскипания капелек, которые имеют объем v и находятся при температуре T и давлении p в течение времени τ , $J = J(p, T)$ – частота образования зародышей новой фазы (центров кипения) в капельках дисперсной фазы. Выражение (3.17) и (3.18) будут верными только тогда,

когда в течение всего интервала времени τ капельки были нагреты до одной и той же температуры T . Поскольку это условие не всегда выполняется, то использование рассматриваемых выражений внесет соответствующие погрешности при выводе получаемых формул. В дальнейшем это можно будет учесть путем введения, например, вместо J некоторого его эффективного значения J^* .

При стационарном режиме теплоотдачи, за счет естественной конвекции, каждая порция эмульсии в тепловом пограничном слое сменяется раз за разом новой порцией. В первом приближении можно считать, что среднее время пребывания каждой капельки в тепловом пограничном слое равно времени замены одной порции эмульсии на другую. Обозначим через τ время нахождения каждой порции эмульсии в рассматриваемом слое, тогда для объемной доли f_Σ дисперсной фазы, превращающейся в пар при вскипании капелек, получим $f_\Sigma = P = 1 - \exp(-Jv\tau)$. Когда весь объем вскипающих капелек $v_\Sigma = V_\Sigma f_\Sigma$ полностью превращается в пар, для количества тепла, затраченного на их испарение, можно записать выражение $Q = r \rho_\phi v_\Sigma = r \rho_\phi V_\Sigma f_\Sigma$, где r – удельная теплота парообразования, ρ_ϕ – плотность дисперсной фазы. С учетом (3.16) будем иметь

$$Q = r \rho_\phi C S L f_\Sigma. \quad (3.19)$$

Определим толщину теплового пограничного слоя L . Для этого воспользуемся формулами Стокса и Архимеда

$$F = 3\pi\eta_\varepsilon u D, \quad (3.20)$$

$$F = (\rho_\varepsilon - \rho_\phi'') g \frac{\pi D^3}{6}. \quad (3.21)$$

Здесь F – сила вязкого сопротивления и подъемная сила Архимеда, действующие на паровой пузырь, η_ε – вязкость эмульсии, u – скорость всплывания пузырьков пара, ρ_ε и ρ_ϕ'' – плотности эмульсии и пара дисперсной фазы, g – ускорение свободного падения, D – диаметр пузырька пара. Предположим, что образующиеся пузырьки пара не сливаются друг с другом

и не дробятся на более мелкие. Тогда из системы уравнений (3.20) и (3.21) для скорости всплывания пузырьков пара u получим

$$u = \frac{(\rho_э - \rho_\phi'') g D^2}{18 \eta_э}. \quad (3.22)$$

Выразим диаметр пузырьков пара через диаметр капелек, воспользовавшись законом сохранения массы вещества $\pi D^3 \rho_\phi'' / 6 = \pi d^3 \rho_\phi / 6$, действующим при испарении жидкости

$$D = d (\rho_\phi / \rho_\phi'')^{1/3}. \quad (3.23)$$

Поскольку $L = u\tau$, то учитывая (3.22) и (3.23), будем иметь

$$L = \frac{(\rho_э - \rho_\phi'') g d^2 \tau}{18 \eta_э (\rho_э / \rho_\phi)^{2/3}}. \quad (3.24)$$

Тогда выражение (3.19) примет вид

$$Q = \frac{cS(\rho_э - \rho_\phi'') g d^2 r \tau \rho_\phi f_\Sigma}{18 \eta_э (\rho_э / \rho_\phi)^{2/3}}. \quad (3.25)$$

Для плотности теплового потока $q = Q/(S \tau)$ получим

$$q = \frac{c(\rho_э - \rho_\phi'') g d^2 r \rho_\phi f_\Sigma}{18 \eta_э (\rho_э / \rho_\phi)^{2/3}}, \quad (3.26)$$

где $f_\Sigma = 1 - \exp(-Jv\tau)$.

Учтем приближенный характер полученной формулы введением подгоночного множителя A . Включив в A делитель 18, получим

$$q = A \frac{(\rho_э - \rho_\phi'') c g d^2 r \rho_\phi f_\Sigma}{\eta_э (\rho_э / \rho_\phi)^{2/3}}. \quad (3.27)$$

3.2.3. Расчетная формула

Формула (3.27) описывает зависимость плотности теплового потока, передаваемого от охлаждаемой поверхности к кипящей эмульсии за счет вскипания капелек дисперсной фазы. Она работает только в том случае, когда все капельки дисперсной фазы имеют один и тот же объем v , а жидкость при их вскипании полностью превращается в пар. Образующиеся

пузырьки при этом не взаимодействуют друг с другом. Такие условия выполняются только при малых концентрациях эмульсии. Рассмотрим способы упрощения и уточнения полученной формулы для разных областей ее применения.

Малые температурные напоры. При малых температурных напорах наблюдаются малые перегревы капелек дисперсной фазы. В этом случае формулу (3.27) можно привести к более простому виду путем разложения экспоненты в f_{Σ} в ряд по $J\nu\tau$, оставив только первые два члена. Тогда

$$q = A \frac{(\rho_{\Sigma} - \rho_{\Phi}^{\prime\prime}) C g d^2 r \rho_{\Phi}}{\eta_{\Sigma} (\rho_{\Phi}^{\prime\prime} / \rho_{\Phi})^{2/3}} J \nu \tau. \quad (3.28)$$

Величину времени τ определим из ранее используемого соотношения $L = u \tau$, формулы (3.22) и выражения для плотности теплового потока q , выраженного через градиент температуры в тепловом пограничном слое $q = \lambda_{\Sigma} \Delta T / L$, где $\Delta T = T - T_{\Sigma}$. Использование данного выражения позволяет учесть роль теплопроводности эмульсии λ_{Σ} , которая становится особенно существенной при малых ΔT . Для τ получим

$$\tau = \frac{18 \lambda_{\Sigma} \Delta T \eta_{\Sigma}}{q (\rho_{\Sigma} - \rho_{\Sigma}^{\prime\prime}) g D^2} = \frac{18 \lambda_{\Sigma} \Delta T \eta_{\Sigma}}{q (\rho_{\Sigma} - \rho_{\Sigma}^{\prime\prime}) g d^2 (\rho_{\Phi}^{\prime\prime} / \rho_{\Phi})^{2/3}}. \quad (3.29)$$

Подставляя это выражение в (3.28), имеем

$$q = \sqrt{18 A \rho_{\Phi} C \lambda_{\Sigma} J \nu r \Delta T} = \sqrt{3 A \pi \rho_{\Phi} C \lambda_{\Sigma} J r d^3 \Delta T}. \quad (3.30)$$

После введения подгоночного множителя A_1 , включив в него все постоянные величины, получим расчетную формулы для малых ΔT

$$q = \sqrt{A_1 \rho_{\Phi} C \lambda_{\Sigma} J \nu r \Delta T}. \quad (3.31)$$

Большие концентрации дисперсной фазы эмульсии. Принятое предположение о полном испарении вскипающих капелек хорошо выполняется при малых концентрациях капелек в эмульсии, когда «запасенного» тепла в эмульсии достаточно для их полного испарения.

Определим выражение для предельной концентрации C_0 , при которой капельки дисперсной фазы еще могут полностью испариться в тепловом пограничном слое, и, следовательно, плотность теплового потока будет еще зависеть от концентрации C . Запишем условие, при котором капельки могут полностью испаряться. Очевидно, что такое испарение будет происходить в том случае, когда тепловой энергии, «запасенной» в эмульсии, будет больше или равно энергии испарения вскипающих капелек

$$c_c \rho_c (T - T_s)(1 - C)SL + c_\phi \rho_\phi (T - T_s)CSL \geq r \rho_\phi CSL, \quad (3.32)$$

где c_c и c_ϕ – удельные теплоемкости дисперсионной среды и дисперсной фазы. Очевидно, что формула (3.27) работает до тех пор, пока выполняется условие (3.32). Разрешая (3.32) относительно C , получим значение предельной концентрации C_0

$$C \leq C_0 = \frac{c_c \rho_c (T - T_s)}{\rho_\phi r + (c_c \rho_c - c_\phi \rho_\phi)(T - T_s)}. \quad (3.33)$$

Показано, что при малых концентрациях плотность теплового потока q пропорциональна C , но уже при $C > 1,5$ об. % и $\Delta T > 50$ °C величина q достигает своего максимального значения и далее не изменяется или незначительно изменяется с ростом концентрации. Для расчета плотности теплового потока при больших концентрациях формулу (3.27) необходимо изменить. Введя вместо C максимальное значение C_0 , получим

$$q = A_2 \frac{c_c \rho_c (T - T_s)}{\rho_\phi r + (c_c \rho_c - c_\phi \rho_\phi)(T - T_s)} \frac{(\rho_\Sigma - \rho_\phi) c g d^2 r \rho_\phi f_\Sigma}{\eta_\Sigma (\rho_\Sigma / \rho_\phi)^{2/3}}. \quad (3.34)$$

Поскольку при больших концентрациях нет полного испарения капелек дисперсной фазы, то в формулу (3.34) введен новый подгоночный коэффициент A_2 , отличный от A в формуле (3.27).

Зависимости (3.27) и (3.34) можно преобразовать в критериальные уравнения

$$Nu = A C Ar Pr M^{-1} f_\Sigma \quad (3.35.a)$$

$$Nu = A_2 C_0 Ar Pr M^{-1} f_\Sigma, \quad (3.35.б)$$

где $Nu = \frac{\alpha D}{\lambda_c}$, $Ar = \frac{(\rho_{\text{э}} - \rho_{\text{ф}}) g \rho_{\text{ф}} D^3}{\eta_{\text{э}}^2}$, $Pr = \frac{\eta_{\text{э}} c_{p\text{ф}}}{\lambda_c}$ – числа Нуссельта, Архимеда и Прандтля, соответственно, $M = \frac{c_{p\text{ф}} \Delta T}{r}$ – число метастабильности дисперсной фазы эмульсии [31], $f_{\Sigma} = 1 - \exp(-J\nu\tau)$ – доля вскипающих капелек от тех, что находятся в тепловом пограничном слое.

Гидродинамическое ограничение. Для концентрированных эмульсий образующиеся пузырьки пара не могут всплывать независимо друг от друга. Пузырьки сталкиваются и объединяются (коалесцируют), объем пузырьков пара и скорость их всплывания уже не зависят от объема капелек дисперсной фазы эмульсии, а определяются условиями устойчивости образующихся пузырьков. Диаметр таких пузырьков, в первом приближении, можно принять пропорциональным длине волны Релея-Тейлора [170]

$$D \cong L_T \cong 2\pi \sqrt{\sigma / [g(\rho_{\text{э}} - \rho_{\text{ф}})]}. \quad (3.36)$$

Для скорости (3.22) всплывания пузырьков пара, с учетом (3.36), получим

$$u \approx \frac{4\pi^2 \sigma}{18\eta_{\text{э}}} = 2,2 \frac{\sigma}{\eta_{\text{э}}}. \quad (3.37)$$

Тогда для $L = ut$ будем иметь $L = 2.2\sigma t / \eta_{\text{э}}$ и вместо формулы (3.19) и (3.27) получим

$$q = A C \sigma r \rho_{\text{ф}} \eta_{\text{э}}^{-1} f_{\Sigma}. \quad (3.40)$$

Повторяя выкладки, проделанные при выводе формулы (3.34) для больших концентраций эмульсии, имеем

$$q = A_3 \frac{c_c \rho_c (T - T_s)}{\rho_{\text{ф}} r + (c_c \rho_c - c_{\text{ф}} \rho_{\text{ф}}) (T - T_s)} \sigma r \rho_{\text{ф}} \eta_{\text{э}}^{-1} f_{\Sigma}. \quad (3.41)$$

Здесь введен новый подгоночный коэффициент A_3 . При высоких температурах функцию f_{Σ} можно принять равной 1.

Итак, получены четыре формулы для q , описывающих теплообмен с монодисперсными эмульсиями. Каждая из формул работает в своей области параметров.

1) Наиболее простая из них (3.31) описывает слаборазвитое кипение, которое наблюдается при малых температурных напорах $\Delta T < 50$ °С и любых концентрациях C .

2) Формула (3.27) пригодна для средних и высоких $\Delta T > 50$ °С и малых концентрациях эмульсии ($C < C_0$).

3) Для средних и высоких $\Delta T > 50$ °С и средних концентраций ($20 > C > C_0$) целесообразно применять формулу (3.34)

4) При высоких температурных напорах ($\Delta T > 100$ °С) и больших концентрациях ($C > 20$ об.%) необходимо использовать формулу (3.41). Граница высоких концентраций 20 об. % определена приблизительно.

3.2.4. Учет дисперсионного состава эмульсии

Обычно применяемые эмульсии являются полидисперсными, то есть такими, у которых дисперсная фаза состоит из капелек разного объема. Пусть $F(v)$ дифференциальная счетная функция распределения капелек дисперсной фазы эмульсии по их объемам v , причем

$$N = \int_0^{\infty} F(v) dv, \quad (3.42)$$

тогда

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v F(v) dv. \quad (3.43)$$

Для определения степени влияния дисперсионного состава эмульсии на величину q воспользуемся несколькими наиболее простыми видами распределений, приведенных на рис. 3.3. Распределение I описывает монодисперсную эмульсию

$$F_m(v) = N \delta(v - v_m), \quad (3.44)$$

где $\delta(v - v_m)$ – дельта функция, v и v_m – возможные и действительные объемы капелек

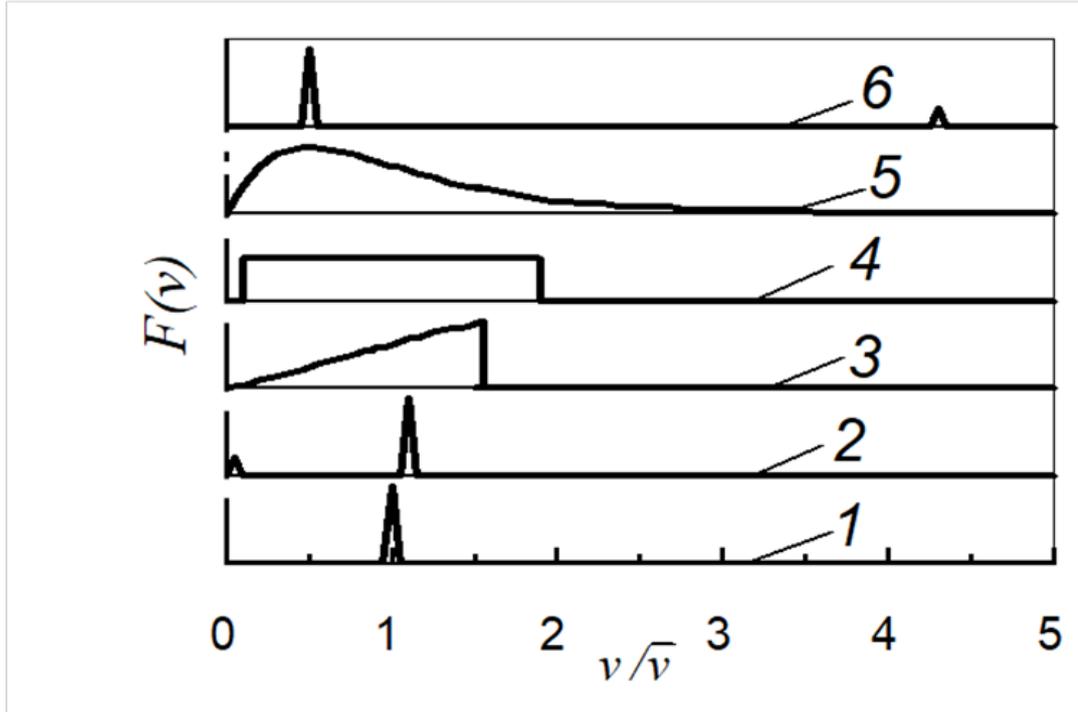


Рис. 3.3. Возможные распределения числа капелек дисперсной фазы эмульсии по их приведенным объемам $v^* = v/\bar{v}$: 1 – монодисперсное распределение (3.44), 2 – бидисперсное (3.45), при $v/\bar{v} = 0.01$, $a = n/N = 0.6$, 3 – треугольное (3.46), 4 – равномерное (3.47), 5 – куполообразное (3.48), 6 – бидисперсное (3.45), при $v/\bar{v} = 0.5$, $a = n/N = 0.999$.

Распределение 2 и 6 описывают бидисперсные эмульсии, то есть такие эмульсии, дисперсная фаза которых состоит из капелек только двух возможных размеров, с объемами v_1 и v_2

$$F_b(v) = n\delta(v - v_1) + (N - n)\delta(v - v_2). \quad (3.45)$$

Распределение 3 соответствует эмульсиям, у которых зависимость числа капелек дисперсной фазы от их объемов описывается фигурой в виде треугольника

$$F_\Delta(v) = 2Nv/v_\Delta^2 \text{ при } v < v_\Delta \text{ и } F_\Delta(v) = 0 \text{ при } v_\Delta > 0. \quad (3.46)$$

Распределение 4 отвечает случаю, когда капельки дисперсной фазы равномерно распределены по своим объемам

$$F_e(v) = N/(v_2 - v_1) \text{ при } v_1 < v < v_2 \\ \text{и } F_e(v) = 0 \text{ при всех остальных } v. \quad (3.47)$$

Распределение 5 соответствует куполообразному распределению

$$F_e(v) = N(v/v_c^2)\exp(-v/v_c). \quad (3.48)$$

Здесь индексы m , b , Δ , e и c – относят функции и величины, соответственно, к распределениям (3.44) – (3.48).

Порядок учета полидисперсного состава эмульсии рассмотрим на примере формулы (3.27). Разделим условно все капельки эмульсии на такое число отдельных фракций, когда каждую из них можно будет считать монодисперсной. Для каждой отдельной фракции можно записать (3.27) в следующем виде

$$dq = A \frac{(\rho_3 - \rho_\phi) c g d^2 r \rho_\phi f_\Sigma}{\eta_3 (\rho_3 / \rho_\phi)^{2/3}} dC = A \frac{(\rho_3 - \rho_\phi) c g d^2 r \rho_\phi f_\Sigma}{\eta_3 (\rho_3 / \rho_\phi)^{2/3}} \frac{v C F(v) dv}{V_\Sigma}, \quad (3.49)$$

где dq – часть плотности теплового потока, обусловленная вскипанием рассматриваемой фракции капелек, концентрация которой составляет величину dC , а объемы капелек заключены в интервале от v до $v + dv$. Очевидно, что $dC = CV_\Sigma^{-1} v F(v) dv$, так как $dC = v dN / LS$, $LS = V_\Sigma / C$, $dN = F(v) dv$.

После интегрирования (3.49) получим

$$dq = A \frac{C (\rho_3 - \rho_\phi) g r \rho_\phi (6\bar{v}/\pi)^{2/3}}{\eta_3 (\rho_3 / \rho_\phi)^{2/3}} \varphi, \quad (3.50)$$

$$\text{где} \quad \varphi = \frac{1}{V_\Sigma} \int_0^\infty \left(\frac{v}{\bar{v}}\right)^{2/3} v [1 - \exp(-Jvt)] F(v) dv. \quad (3.51)$$

Из полученных формул (3.50), (3.51) следует, что q определяется двумя сомножителями, зависящими от дисперсионного состава эмульсии: $(\bar{v})^{2/3}$ и φ . Влияние первого из них очевидно – чем больше средний объем капелек дисперсной фазы эмульсии, тем выше, при прочих равных условиях, плотность теплового потока. Вклад второго сомножителя не так очевиден. Рассмотрим степень его влияния на примере представленных выше распределений (рис. 3.3).

После постановки в (3.51) в качестве $F(v)$ выражения (3.44) для монодисперсной эмульсии получаем $\varphi = f_{\Sigma} = 1 - \exp(-J\bar{v}\tau)$.

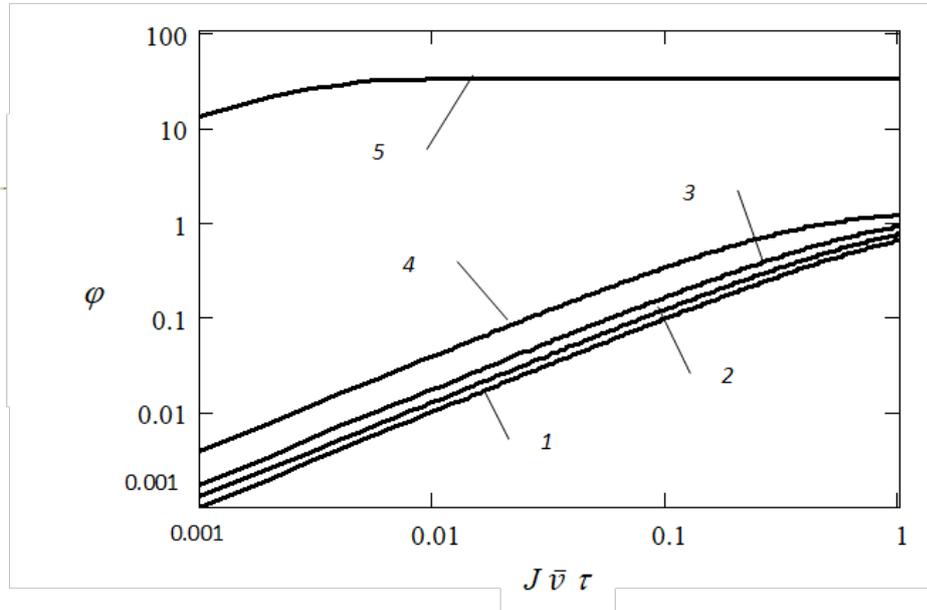


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента φ от $J\bar{v}\tau$ для эмульсии с разными распределениями капелек дисперсной фазы по их объемам. Обозначения те же что и на рис. 3.3.

На рис. 3.4 приведены результаты аналитического и численного интегрирования для рассматриваемых нами распределений (3.44) – (3.48). Для бидисперсных эмульсий (3.45) были взяты следующие параметры: 1) кривая 2 – $v_1/\bar{v} = 0.01$, $n/N = 0.01$, 2) кривая 6 – $v_1/\bar{v} = 0.5$, $n/N = 0.999$. Из рисунка хорошо видно насколько велико влияние дисперсионного состава эмульсии на плотность теплового потока. Максимальный разброс получаемых данных наблюдается при малых температурных напорах, когда в кипении участвует небольшая часть общего числа перегретых капелек. Так как вскипание каждой капельки носит случайный характер, то распределение вскипевших капелек по объемам F_i существенно отличается от исходного распределения F . Степень такого отличия будет случайным образом изменяться со временем. Как это видно из рис. 3.4, плотность теплового потока будет также случайно менять свою величину от измерения к измерению. Этим легко объясняется наблюдаемый на опыте разброс

экспериментальных данных при малых температурных напорах ΔT (при малых q).

Наиболее подробно исследована бидисперсная эмульсия (3.45). Выражение (3.51) в этом случае принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi_b &= \frac{1}{V_\Sigma} \int_0^\infty \left(\frac{v}{\bar{v}}\right)^{2/3} v [1 - \exp(-Jv\tau)] [n\delta(v - v_1) + (N - n)\delta(v - v_2)] dv = \\ &= a \left(\frac{v_1}{\bar{v}}\right)^{5/3} \left[1 - \exp\left(-J\bar{v}\tau \frac{v_1}{\bar{v}}\right)\right] + (1 - a) \left(\frac{1 - a v_1/\bar{v}}{1 - a}\right)^{5/3} \cdot \\ &\quad \cdot \left[1 - \exp\left(-J\bar{v}\tau \frac{1 - a v_1/\bar{v}}{1 - a}\right)\right] \end{aligned} \quad (3.52)$$

где $a = n/N$ счетная концентрация маленьких капелек в рассматриваемой бидисперсной эмульсии, v_1/\bar{v} и v_2/\bar{v} – приведенные объемы капелек, $(6v_1/\pi)^{2/3} = d_1$ и $(6v_2/\pi)^{2/3} = d_2$ – их диаметры. Здесь мы воспользовались формулой (3.43) для определения среднего объема капелек $\bar{v} = av_1 + (1 - a)v_2$ и соотношением $V_\Sigma = N\bar{v}$. Задача о влиянии дисперсионного состава на плотность теплового потока сводится к отысканию таких значений a и v_1/\bar{v} (или v_2/\bar{v}), при которых плотность теплового потока q будет иметь минимальное и максимальное значения. Вид функции φ_b , в зависимости от a и v_1/\bar{v} при постоянных значениях безразмерного комплекса $J\bar{v}\tau$, показан на рис. 3.5. Из рис. 3.5 следует, что плотность теплового потока тем выше, чем больше доля капелек с максимально большими диаметрами (объемами v)

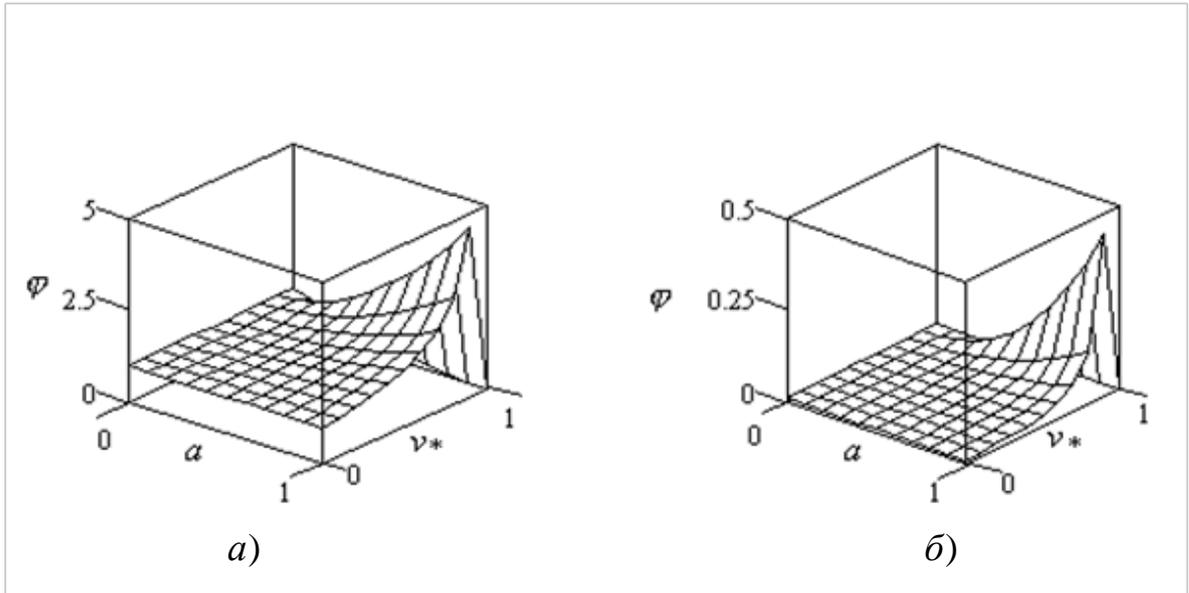


Рис. 3.5. Зависимость φ от счетной концентрации a и от относительного объема $v^* = v_1/\bar{v}$ мелких капелек в эмульсии при двух приведенных (безразмерных) частотах зародышеобразования $J\bar{v}\tau$: $a - J\bar{v}\tau = 10$; $b - 0,01$.

3.2.5 Обработка экспериментальных данных

Произведена обработка массива экспериментальных данных [126, 171, 172] по теплоотдаче к эмульсиям с низкокипящей дисперсной фазой согласно формуле (3.35.б) (рис. 3.6). Методом наименьших квадратов для коэффициента A_2 получено значение 0,046. Кроме того, для каждой жидкости, из которой состояла дисперсная фаза эмульсии, был получен индивидуальный коэффициент J_i^* , имеющий физический смысл гетерогенной частоты зародышеобразования в перегретой жидкости [30, 31]. Полученные значения J для воды, фреона-113 и диэтилового эфира приведены на рис. 3.7.

Из рисунка 3.6 следует, что максимальные отклонения экспериментальных данных от обобщающей кривой наблюдаются при слаборазвитом кипении. Для описания слаборазвитого кипения удобно воспользоваться формулой (3.31), с применением уже полученных значений для коэффициентов J_i^* . Методом наименьших квадратов определена величина $A_I = 4,0$, откуда следует, что $A = A_I^2/18 = 0,89$ (рис. 3.8). Необходимо отметить, что использование формулы (3.31) и (3.35.б) были получены в приближении, при котором не учитывались ни отличие в дисперсионном

составе эмульсий, ни отличие температуры эмульсии T_0 вне теплового пограничного слоя от температуры T_s насыщенных паров дисперсной фазы. Из рисунков 3.6 и 3.8 следует, что применяемые формулы удовлетворительно описывают весь массив экспериментальных данных.

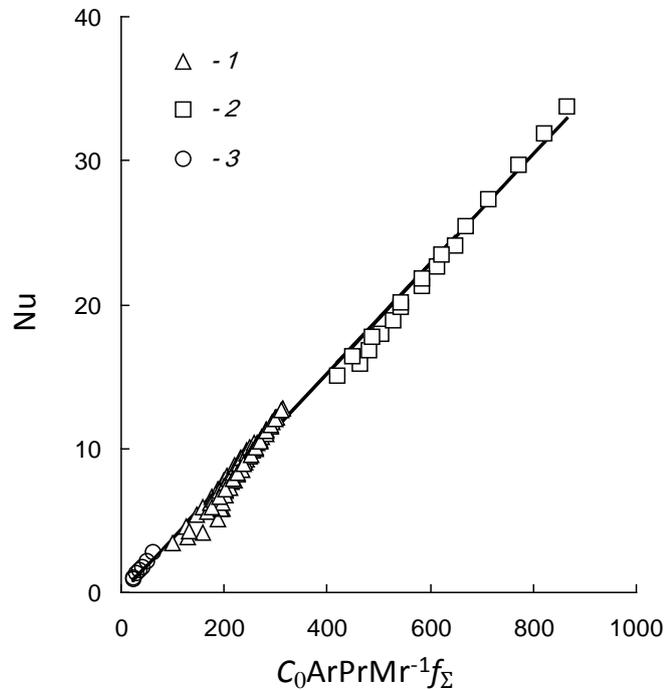


Рис. 3.6. Зависимость числа Нуссельта Nu от комплекса $C_0 Ar Pr Mr^{-1} f_{\Sigma}$ при пузырьковом кипении эмульсий: 1 – вода/ПЭС-5, 2 – фреон-113/вода, 3 – диэтиловый эфир/вода.

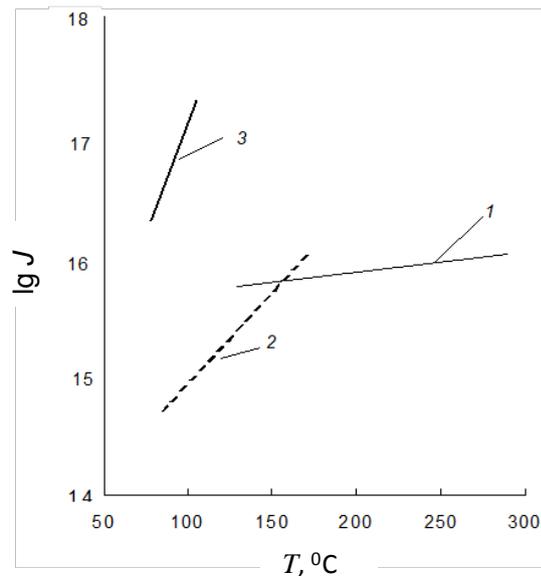


Рис. 3.7. Зависимость частоты зародышеобразования J от температуры T : 1 – вода/ПЭС-5; 2 – фреон-113/вода; 3 – диэтиловый эфир/вода.

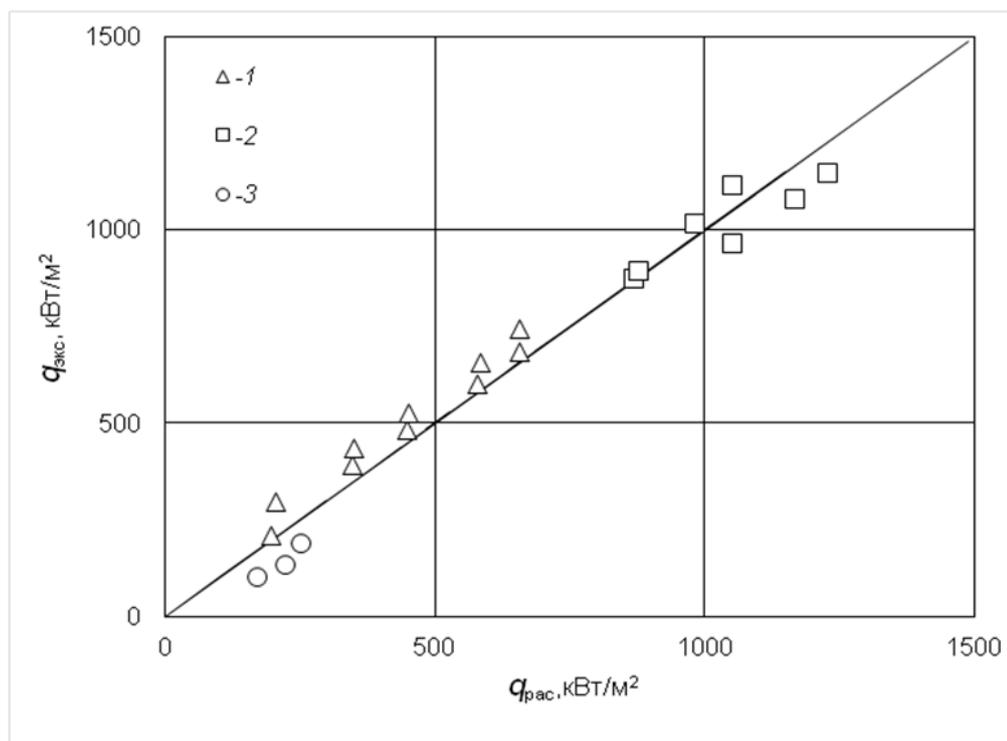


Рис. 3.8. Сопоставление экспериментальных значений $q_{экc}$ с рассчитанными $q_{рас}$ по формуле (3.31) при слаборазвитом кипении эмульсий: 1 – вода/ПЭС-5; 2 – фреон-113/вода; 3 – диэтиловый эфир/вода.

Обработка экспериментальных данных по формуле (3.35.б) может дать неоднозначные значения для коэффициента A и частоты гетерогенного зародышеобразования J . На рис. 3.9 и 3.10 приведены результаты обработки представленных на рис.3.6 и дополнительных экспериментальных данных по формуле (3.35.б). Получены иные значения A и J [127, 128]. При первой обработке экспериментальных данных (рис.3.6) основное внимание уделялось простоте полученных формул, т.е. старались выбрать простые зависимости A и J от температуры. Получилось, что $A = \text{const}$, а J – линейные функции от T . Во втором случае стремились к максимальной точности описания экспериментальных данных. Коэффициент A принимался постоянным, тогда параметр J стал иметь сложную зависимость от T (рис. 3.10).

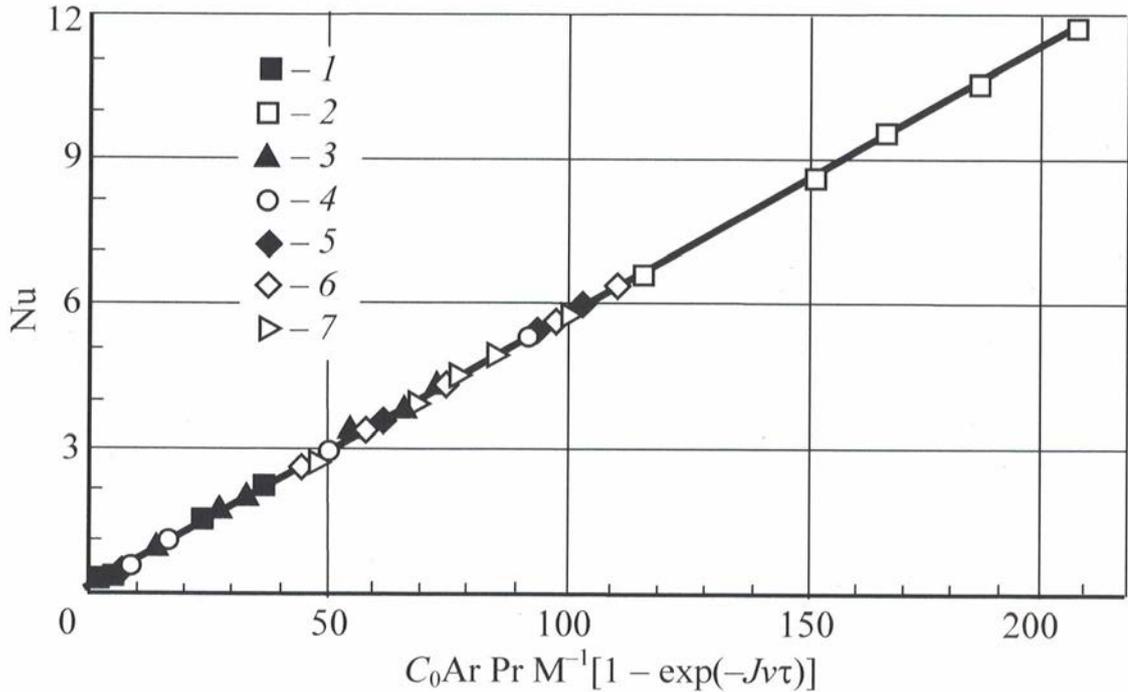


Рис. 3.9. Зависимость числа Нуссельта Nu от комплекса $C_0 Ar Pr M^{-1} [1 - \exp(-Jv\tau)]$ при пузырьковом кипении эмульсий: 1 – н-пентан/глицерин; 2 – фреон-113/вода; 3 – вода/ПМС-300; 4 – вода/ПЭС-4; 5 – вода/ПЭС-5; 6 – вода/масло ВМ-1С; 7 – этиловый спирт/масло ВМ-1С.

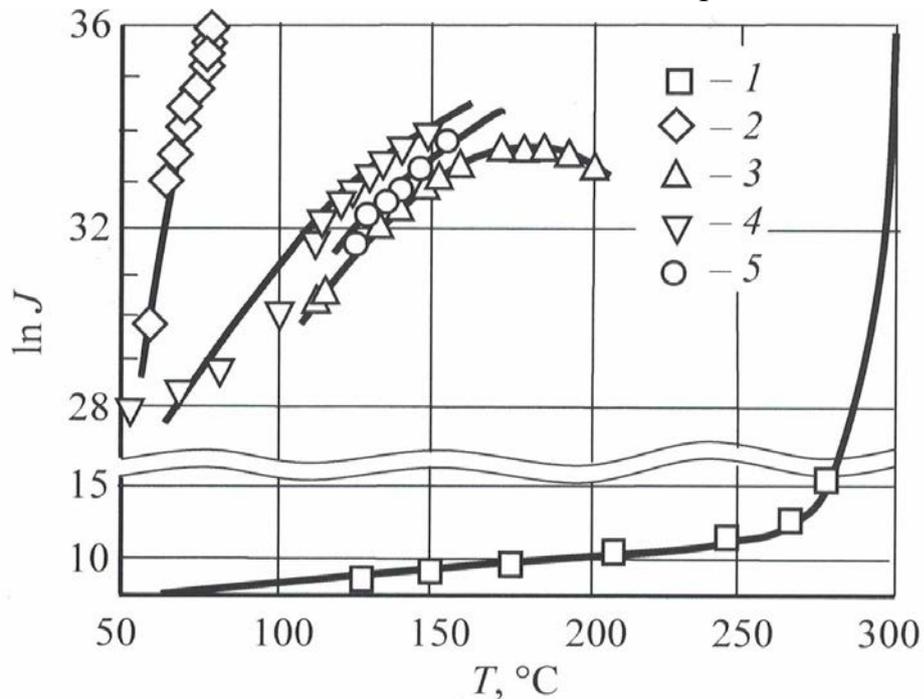


Рис. 3.10. Зависимость частоты J образования центров кипения в капельках дисперсной фазы эмульсии от температуры T : 1 – частота зародышеобразования в перегретой воде [31]; частота зародышеобразования в перегретых капельках дисперсной фазы эмульсии 2 – фреон-113/вода; 3 – вода/ПЭС-5; 4 – н-пентан/глицерин; 5 – этиловый спирт/масло ВМ-1С.

Рис. 3.10 свидетельствует о чрезвычайно больших частотах зародышеобразования, полученных по теплообмену с эмульсиями, по сравнению с частотами, обнаруженными при исследовании перегретой жидкости общепринятыми методами [31].

3.3. Зависимость начала цепной активации центров кипения от перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии

Экспериментально установлено (глава 1.3), что при вскипании перегретой капельки в окружающем ее теплоносителе возникает импульс давления M_p . На основе полученных экспериментальных данных (глава 1.4) предложен механизм цепной (лавинообразной) активации низкотемпературных центров кипения. В главе 1.5 введено понятие критического объема, под которым мы понимаем минимальный объем эмульсии, при котором начинается цепное зародышеобразование и взрывное вскипание капелек дисперсной фазы эмульсии. В главе 1.4 так же получено выражение (1.50) для определения такого объема эмульсии V_c в котором будет находиться хотя бы один способный к активации центр кипения

$$\frac{V_c C}{v} \left[1 - \exp\left(-\frac{V_c C}{v}\right) \right] [1 - \exp(-j C V_c)] = 1. \quad (3.53)$$

Определим величину задержки начала кипения для двух предельных случаев. Найдем V_c из уравнения (3.53). Заметим, что при $V_c C/v \rightarrow \infty$ выражение в первых квадратных скобках (3.53) будет равно 1. Противоположная ситуация, когда $V_c C/v \rightarrow 0$, не рассматривается как не реальная, так как в этом случае объем капельки дисперсной фазы v должен быть больше критического объема V_c . Из (3.53) следует два предельных случая

$$V_c = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{v}{j}} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{\pi d^3}{6j}}, \quad \text{при } j \rightarrow 0 \quad (3.54)$$

и

$$V_c = \frac{v}{C} = \frac{\pi d^3}{6C}, \quad \text{при } j \rightarrow \infty. \quad (3.55)$$

Как было отмечено в главе 1.4, если вскипает капелька дисперсной фазы и под действием импульса давления активируется новый центр кипения, удаленный от вскипевшей капельки на расстояние R_0 , то активируются и все центры кипения внутри сферы, описанной радиусом R_0 с центром находящимся внутри вскипевшей капельки. Если объем этой сферы окажется больше V_C (3.54), (3.55), то процесс вскипания будет лавинообразно нарастать.

Для импульса давления, возникающего при вскипании капельки и действующего на объект с характерным размером L , из теории точечного взрыва было получено (1.13)

$$M = f(p_c E / R)^{1/2} L^2, \quad (3.56)$$

где f – эмпирическая постоянная, p_c – плотность дисперсионной среды, в которой распространяется ударная волна, E – тепловая энергия, запасенная во вскипающей капельке дисперсной фазы, R – расстояние от места вскипания до места наблюдения, L – характерный размер потенциального центра кипения. Энергия E может быть рассчитана по формуле

$$E = c_p v \rho_\phi \Delta T, \quad (3.57)$$

где c_p , ρ_ϕ и ΔT – теплоемкость, плотность и величина перегрева вскипающей капельки жидкости, $v = \pi d^3 / 6$, d – объем и диаметр рассматриваемой капельки.

Для монодисперсной эмульсии из соотношений (3.56) и (3.57) получим

$$M = f \left(\rho_c \frac{\pi d^3}{6} \rho_\phi \Delta T / R \right)^{1/2} L^2 \quad (3.58)$$

или для R

$$R = \frac{L^4 f^2 \rho_\phi \pi d^3 \rho_c}{6 M^2} \Delta T. \quad (3.59)$$

Цепная активация центров кипения и взрывное вскипание эмульсии будут наблюдаться в тех случаях, когда объем, описанный радиусом R , будет больше или равен объему V_C

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \geq V_C. \quad (3.60)$$

Для начала цепной активации в предельных случаях (3.54) и (3.55) будем иметь

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \geq \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\pi d^3}{6j}} \quad \text{при } j \rightarrow 0 \quad (3.61)$$

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \geq \frac{\pi d^3}{6c} \quad \text{при } j \rightarrow \infty. \quad (3.62)$$

Разрешая (3.56) относительно R и подставляя полученное выражение в (3.61) и (3.62), получаем

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{L^4 f^2 \rho_{\phi} \pi d^3 \rho_c}{6M^2} \Delta T \right)^3 = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\pi d^3}{6j}} \quad \text{при } j \rightarrow 0 \quad (3.63)$$

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{L^4 f^2 \rho_{\phi} \pi d^3 \rho_c}{6M^2} \Delta T \right)^3 = \frac{\pi d^3}{6c} \quad \text{при } j \rightarrow \infty. \quad (3.64)$$

Здесь сохранен только знак равенства, так как далее будем сравнивать точки, при которых начинается цепная активация.

Если известна величина задержки начала кипения $\Delta T_{зд1}$ при концентрации C , равной, например, 1.0 об. %, и при заданном размере капелек дисперсной фазы d_1 , то можно определить из (3.63) и (3.64) величины задержки начала кипения и при других параметрах эмульсии.

Записав, например, выражение (3.63) два раза, первый раз для некоторой заданной концентрации C_1 , а второй – для произвольной концентрации C_i , затем поделив левую часть первого уравнения на левую часть второго, а правую часть первого – на правую часть второго уравнения, получим

$$\left(\frac{\rho_{\phi 1} d_1^3 \rho_{c1} \Delta T_{зд1}}{\rho_{\phi i} d_i^3 \rho_{ci} \Delta T_{зди}} \right) = \frac{C_i}{C_1} \sqrt{\frac{d_1^3 j_1}{d_i^3 j_i}} \quad \text{при } j \rightarrow 0. \quad (3.65)$$

Аналогично из уравнения (3.64) найдем

$$\left(\frac{\rho_{\phi 1} d_1^2 \rho_{c1} \Delta T_{зд1}}{\rho_{\phi i} d_i^2 \rho_{ci} \Delta T_{зди}} \right) = \frac{C_i}{C_1} \quad \text{при } j \rightarrow \infty. \quad (3.66)$$

Решая полученные уравнения относительно $\Delta T_{зди}$, получим

$$\Delta T_{зди} = \Delta T_{зд1} \left(\frac{\rho_{\phi 1} d_1^3 \rho_{c1}}{\rho_{\phi i} d_i^3 \rho_{ci}} \right) \left(\frac{C_1}{C_i} \right)^{-1/3} \left(\frac{d_i^3 j_i}{d_1^3 j_1} \right)^{1/6} \quad \text{при } j \rightarrow 0, \quad (3.67)$$

$$\Delta T_{зди} = \Delta T_{зд1} \left(\frac{\rho_{\phi 1} d_1^2 \rho_{c1}}{\rho_{\phi i} d_i^2 \rho_{ci}} \right) \left(\frac{C_1}{C_i} \right)^{-1/3} \quad \text{при } j \rightarrow \infty. \quad (3.68)$$

На рис. 3.11 и 3.12 приведены результаты измерений коэффициентов теплоотдачи от вертикально расположенных проволок к эмульсиям при разных концентрациях дисперсной фазы. Распределение капелек по их размерам во всех случаях было одним и тем же. В Таблице 3.1 приведены полученные на основе рис. 3.1 и 3.12 значения температурных напоров $\Delta T_{ц}$, при которых, по нашему мнению, начинается цепное вскипание капелек дисперсной фазы. В этой же таблице приведены температуры недогрева $\Delta T_{нд}$ эмульсий до температуры насыщенных паров T_S дисперсной фазы и величины задержки начала кипения $\Delta T_{зд}$.

Таблица 3.1.

Параметры эмульсии при возникновении цепной активации центров кипения

Эмульсия вода/масло ВМ-1С, $T_0 = 21.8^\circ\text{C}$, $\Delta T_{нд} = T_S - T_0 = 78^\circ\text{C}$			Эмульсия <i>n</i> -пентан/глицерин, $T_0 = 22.8^\circ\text{C}$, $\Delta T_{нд} = T_S - T_0 = 13^\circ\text{C}$		
C , об. %	$\Delta T_{ц}$, $^\circ\text{C}$	$\Delta T_{зд}$, $^\circ\text{C}$	C , об. %	$\Delta T_{ц}$, $^\circ\text{C}$	$\Delta T_{зд}$, $^\circ\text{C}$
0.1	180	102	0.5	138	125
0.3	155	77	3.0	94	81
0.6	150	72	10.0	80	67
1.0	125	47			
3.0	120	42			

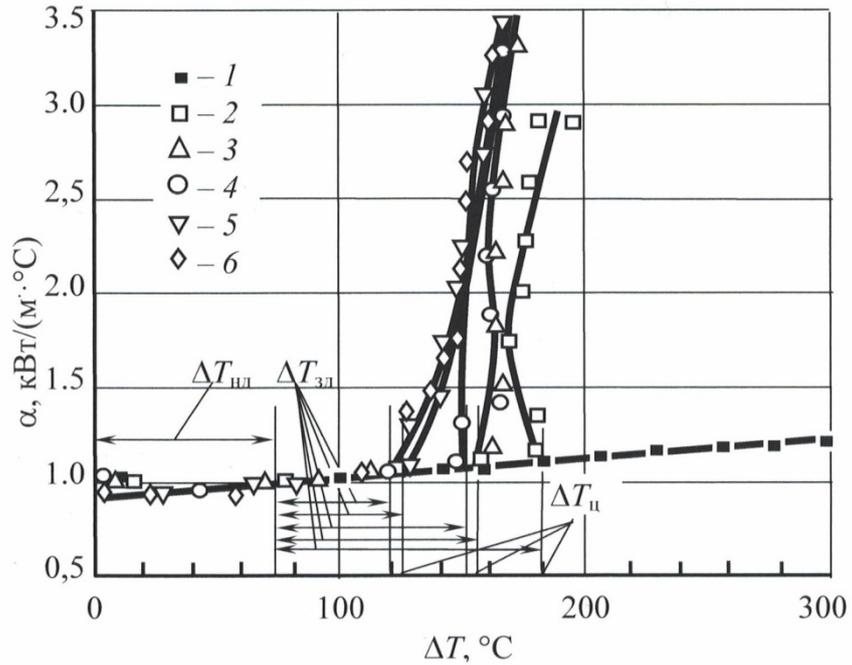


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от разности температур ΔT нагревателя T_w и теплоносителя T_0 для эмульсии вода/масло ВМ-1С, полученная для вертикально расположенной платиновой проволоки диаметром 0.10 мм при $T_0 = 21.8^\circ\text{C}$: 1 – чистое масло ВМ-1С; 2-6 – эмульсия вода/масло ВМ-1С с концентрациями $C = 0.1, 0.3, 0.6, 1.0, 3.0$ об. % соответственно.

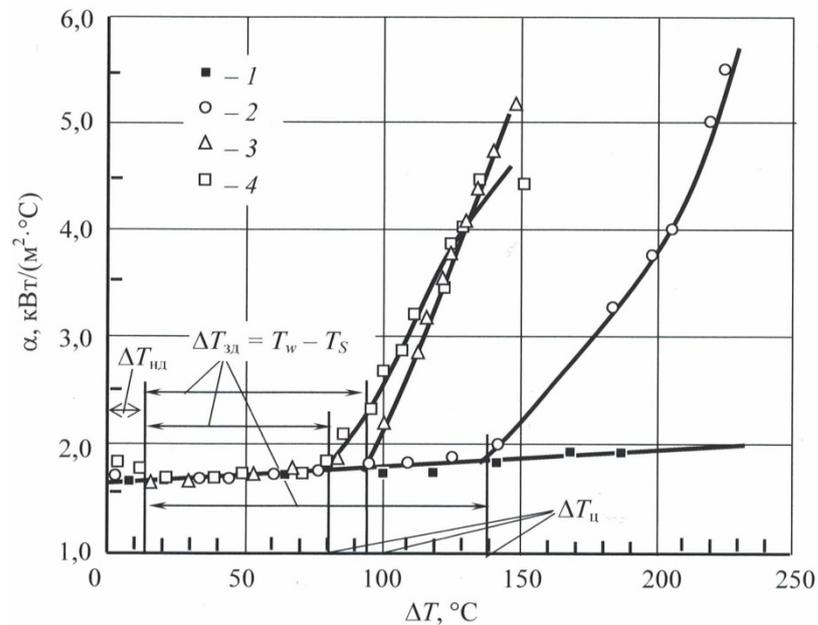


Рис. 3.12. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от разности температур ΔT нагревателя T_w и теплоносителя T_0 в эмульсии *n*-пентан/глицерин для вертикально расположенной платиновой проволоки диаметром 0.10 мм, при $T_0 = 22.8^\circ\text{C}$: 1 – глицерин; 2-4 – эмульсия *n*-пентан/глицерин с концентрациями $C = 0.5; 3.0; 10.0$ об. % соответственно.

Если известна величина задержки начала кипения $\Delta T_{зд}$ для некоторой заданной концентрации эмульсии C_1 , то, предполагая, что плотность центров кипения для заданной дисперсной фазы величина постоянная ($j = \text{const}$), для остальных концентраций эмульсий с заданным средним диаметром капелек ($d = \text{const}$) из (3.67) и (3.68) получаем

$$\Delta T_{зд} = \frac{k}{\sqrt[3]{C}}, \quad (3.69)$$

где k – коэффициент, равный 11 К для эмульсии вода/масло ВМ-1С и 25 К для эмульсии н-пентан/глицерин.

Связь между концентрацией дисперсной фазы эмульсии и температурой задержки начала кипения представлена на рис. 3.13. Линии проведены по результатам обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов по однопараметрическому уравнению (3.69). Из рис. 3.13 видно, что в пределах точности экспериментальных данных (рис. 3.11, 3.12), зависимость (3.69) подтверждается. Это свидетельствует о том, что предполагаемая нами цепная активация вскипания капелек эмульсии имеет место. Начало цепной активации обусловлено возникающими при вскипании капелек импульсами давления (3.56). Разброс экспериментальных точек связан с тем, что опыты проводились с полидисперсными эмульсиями, а формула (3.69) получена для монодисперсной эмульсии. Кроме того, средний и максимальный диаметры капелек дисперсной фазы могли изменяться при работе с эмульсиями разной концентрации, несмотря на то, что они готовились путем разбавления из одних и тех же исходных эмульсий по одним и тем же методикам.

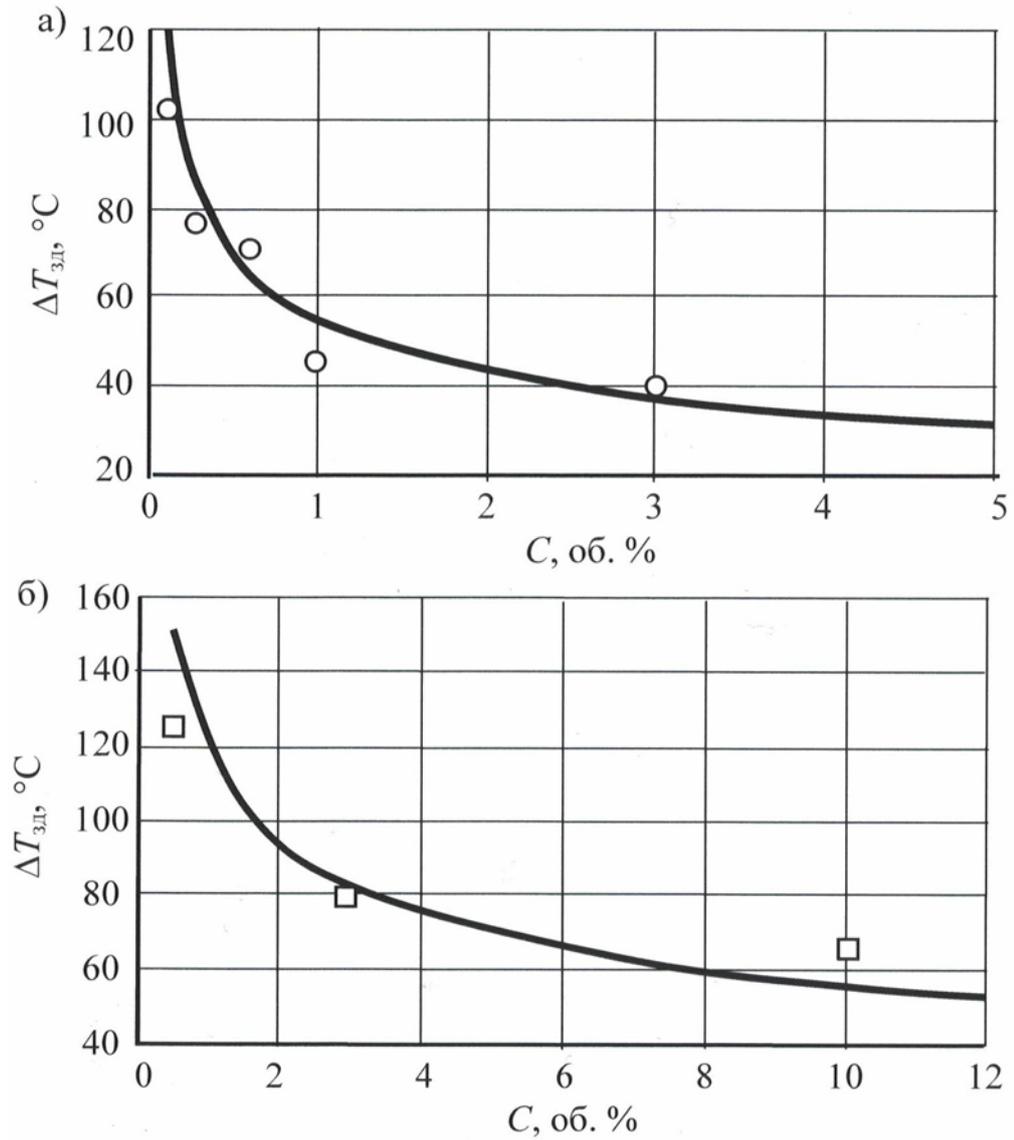


Рис. 3.13. Связь между концентрацией дисперсной фазы эмульсии и температурой задержки начала кипения: а) – эмульсия вода/масло VM-1C; б) – н-пентан/глицерин

3.4. Выводы

Получены формулы для определения плотности теплового потока от нагреваемой поверхности к кипящей эмульсии. Основными факторами, влияющими на плотность теплового потока, оказались теплота, затрачиваемая на испарение капелек, и частота гетерогенного зародышеобразования в перегретых капельках дисперсной фазы.

Анализ влияния дисперсионного состава эмульсии на плотность теплового потока q показал, что размер капелек дисперсной фазы эмульсии

влияет как на q , так и на величину задержки начала кипения. Степень этого влияния различна в разных температурных интервалах при разных плотностях теплового потока и определяется, в основном, двумя сомножителями $(\bar{v})^{2/3}$ и φ (3.51) которые оказывают следующее влияние: 1) При уменьшении среднего объема капелек, плотность теплового потока снижается. 2) Величина q тем больше, чем больше в эмульсии доля крупных капелек. Хорошее согласие результатов расчета по уравнению (3.35б) с экспериментальными данными свидетельствует, что предложенная модель пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой качественно правильно отражает процессы, протекающие вблизи теплоотдающей поверхности

Начало цепной активации центров кипения обусловлено возникающими при вскипании перегретых капелек импульсами давления, которые определяются по теории точечного взрыв. Получена зависимость возникновения цепной активации от температуры греющей поверхности.

4. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЭМУЛЬСИЙ В МИНИКАНАЛАХ

4.1. Фундаментальные вопросы связанные с кипением жидкостей в мини- и микроканалах

В последние два десятилетия интенсивно исследуются режимы течения и тепломассопереноса при кипении в вынужденном потоке жидкостей в каналах капиллярного размера. Такой интерес связан с быстрым ростом современных технологий, которые требуют передачи больших потоков тепла в ограниченном пространстве и объеме. Возможные области применения кипения в условиях вынужденного потока в каналах капиллярного размера сосредоточены главным образом на охлаждении электронных устройств и водородных топливных элементов, миниатюрных холодильных устройств с компрессией пара, массива лазерных диодов и др. [173-180].

Несмотря на большое число работ в области исследования теплообмена и режимов течения двухфазного потока в мини- и микроканалах, некоторые фундаментальные проблемы до настоящего времени не решены. Отсутствует общепринятое определение границы разделения на мини и микроканалы, нет согласованных выводов о доминирующем механизме теплообмена при кипении (конвективный или пузырьковый), отсутствуют общепринятые методы прогнозирования коэффициента теплоотдачи, режимов двухфазного потока, пульсаций давления и т.д.

Достаточно простая классификация каналов в зависимости от их гидравлического диаметра предложена в работе [181]. Так каналы с гидравлическим диаметром $D > 3$ мм предложено считать обычными каналами, с диаметрами $200 \text{ мкм} < D < 3$ мм микроканалами и каналы с гидравлическим диаметром $10 \text{ мкм} < D < 200 \text{ мкм}$ микроканалами. Для определения безразмерного критерия перехода от макро к микромасштабу ряд исследователей используют поверхностное натяжение. В работе [182] предложен критерий стесненности парового пузыря C_o

$$C_o = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}, \quad (4.1)$$

где σ – поверхностное натяжения, g - ускорение свободного падения, $\rho_{ж}$ и $\rho_{п}$ – плотность жидкости и пара. При $C_o > 0,5$ каналы считаются микроканалами. В качестве границы раздела каналов на макро и микро предложен критерий Этвеша $E_o = 1,6$ [183], который прямо пропорционален числу Бонда. Число Бонда определяется отношением подъемной силы к силам поверхностного натяжения

$$E_o = \frac{g(\rho_{ж}-\rho_{п})}{8\sigma} = \frac{Bo}{8}. \quad (4.2)$$

Большинство исследователей выделяют три режима течения двухфазного потока, пузырьковый, снарядный и кольцевой. На рис. 4.1 показаны два доминирующих механизма теплообмена при кипении в каналах капиллярного размера [184]. На рис. 4.1(a) показано изменение коэффициента теплоотдачи при доминирующем пузырьковом кипении [185, 186], когда режимы пузырькового (bubbly flow) и снарядного (slug flow) потока занимают значительную часть длины канала. Затем коэффициент теплоотдачи снижается из-за постепенного подавления пузырькового кипения. На рис. 4.1(б) показана теплоотдача с преобладающим конвективным кипением [187-189], когда кольцевой режим двухфазного потока (annular flow) занимает большую часть длины канала. Постепенное испарение и уменьшение толщины кольцевой жидкой пленки (рис. 4.1(b)) приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи. При достаточно высоких тепловых потоках на стенке канала или в случаях достаточно длинных каналов, кольцевая пленка жидкости вдоль канала становится ничтожно тонкой для обоих режимов кипения, вызывая резкое падение коэффициента теплоотдачи. Искажение идеальной симметрии в потоке пленки при кольцевом режиме или неравномерное испарение в ней приводят к частичному высыханию (dryout incipience) стенки канала и образованию сухих участков, где коэффициент теплоотдачи заметно снижается. Ниже по течению двухфазного потока происходит полное высыхание стенок (dryout

completion) канала, а двухфазный дисперсный поток (mist flow) состоит из капелек жидкости распределенных в потоке пара.

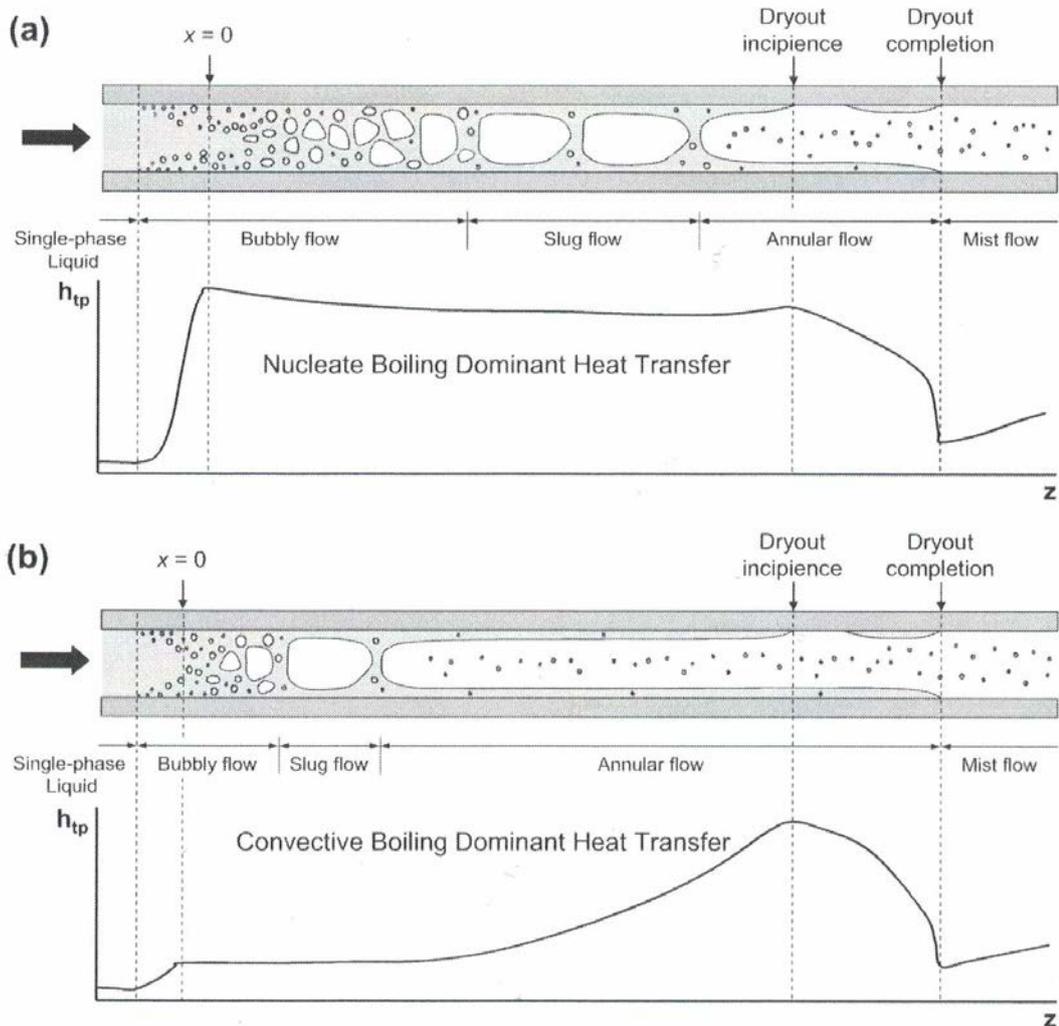


Рис. 4.1. Схема режимов течения двухфазного потока и изменение коэффициента теплоотдачи вдоль мини/микроканала [184]: (а) – теплообмен при доминирующем пузырьковом кипении, (б) – теплообмен при доминирующем конвективном кипении.

Нестабильность двухфазного потока является нежелательным явлением при кипении в мини и микроканалах, которая изменяет гидродинамику потока в канале, создает значительные механические колебания в системе и может приводить к преждевременному возникновению кризиса кипения, что в конечном итоге приведет к повреждению теплообменного устройства. При неустойчивости двухфазного потока все параметры системы, такие как массовый расход, давление, температура стенки канала, температура

жидкости на входе в канал и двухфазного потока на выходе из него колеблются с большими амплитудами. Нестабильность двухфазного потока может сопровождаться обратными течениями, т.н. реверсом потока. Обратное течение по направлению к входу в канал связано со стесненными условиями роста паровых пузырей [190-192]. Нестабильность двухфазного потока может быть вызвано быстрым ростом парового пузырька в осевом направлении [193-195], наличием сжимаемого объема перед испытательным участком [196, 197] и зародышеобразованием вблизи у входа в канал [198, 199].

4.2. Кипение эмульсий в каналах малого размера

Экспериментальные исследования теплообмена при кипении в вынужденном потоке эмульсий в каналах малого размера представлены в работах [38, 39, 200]. В работе [200] экспериментально исследован теплообмен при кипении воды и эмульсии FC-72/вода в одиночном микроканале с гидравлическим диаметром 672 мкм и в параллельных микроканалах из пяти каналов с гидравлическим диаметром каждого канала 500 мкм. Опыты проводились при разных скоростях потока и разных концентрациях эмульсии FC-72/вода. В случае однофазной конвекции наблюдалось незначительное снижение коэффициента теплоотдачи к эмульсии FC-72/вода по сравнению с чистой водой (рис. 4.2), которое авторы [200] связывают с седиментацией капелек FC-72 на нижней нагреваемой стенке канала. Для двухфазных режимов, при совместном кипении воды и капелек FC-72, авторами [200] не обнаружены какие-либо существенные эффекты в теплообмене.

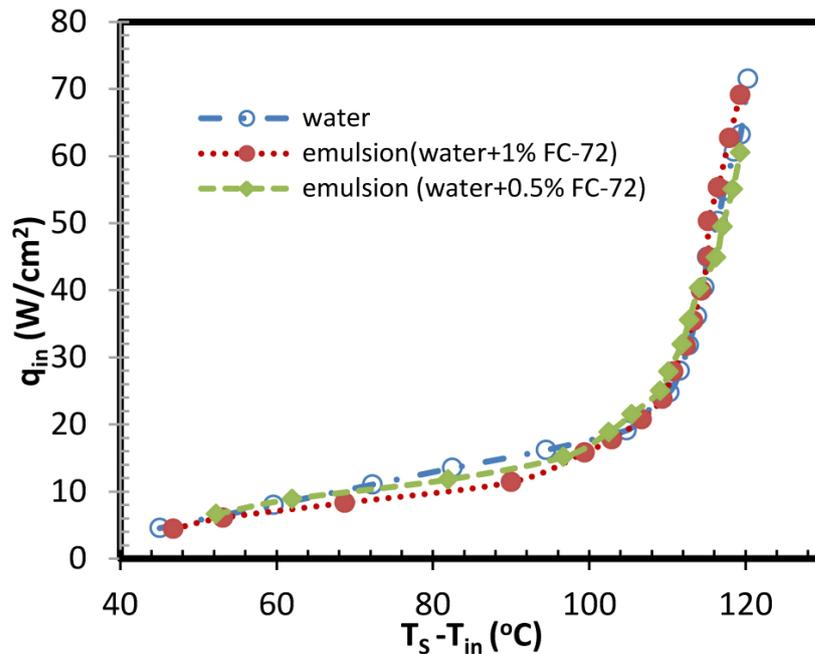


Рис. 4.2. Кривые кипения для воды и эмульсии FC-72/вода в одиночном микроканале диаметром 672 мкм при расходе 129.6 л/м² с и $T_{in} = 25$ °C [200]. T_{in} – температура жидкости на входе в канала, T_s – средняя температура стенки канала.

В работе [38] измерены коэффициенты теплоотдачи при кипении в вынужденном потоке эмульсии в канале с микрозазором высотой 0,25 мм. Исследования проводились с эмульсиями н-пентан/вода и FC-72/вода при концентрациях от 0.1 до 2.0 об.%. Получено (рис.4.3), что при кипении эмульсии FC-72/вода, когда температура нагреваемой стенки ниже температуры кипения воды, в зависимости от концентрации эмульсии, рост коэффициента теплоотдачи достигает 20 – 70 %. Увеличение концентрации эмульсии FC-72/вода инициирует кипении при более низких температурах стенок. Для эмульсии н-пентан/вода рост коэффициента теплоотдачи был выявлен при концентрациях превышающих 1.0 об. %. Вероятной причиной таких различий, по мнению авторов [38], являются теплофизические свойства низкокипящих жидкостей и величина их недогрева до температуры насыщения на входе в микрозазор. Важность полученных в работе [38] результатов заключается в том, что производительность миниатюрных теплообменных устройств, в которых используется микрозазор, при

использовании эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой может быть значительно улучшена.

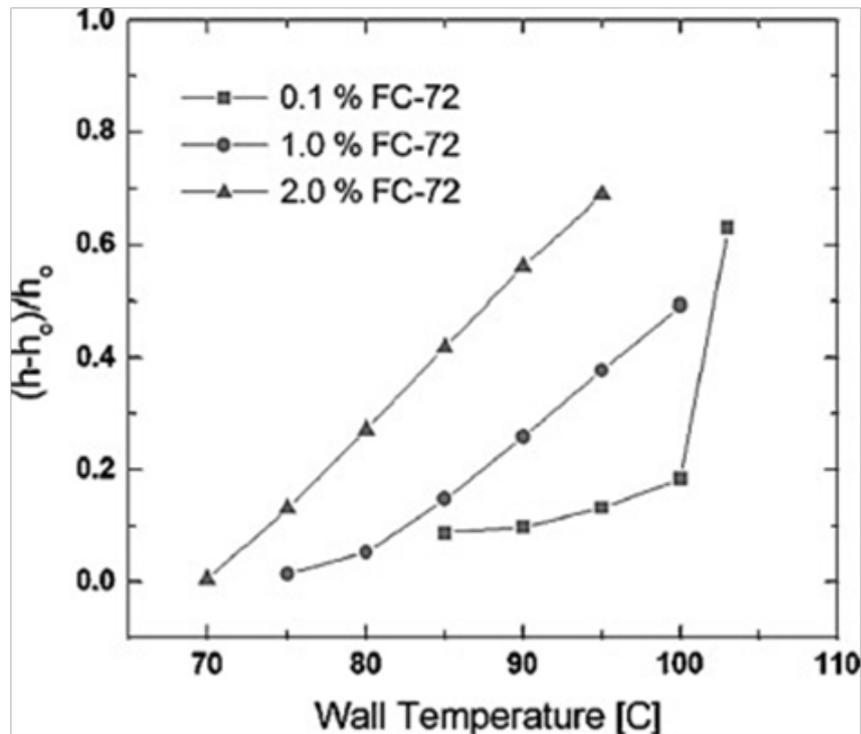


Рис. 4.3. Увеличение среднего коэффициента теплоотдачи от стенок канала к эмульсии FC-72/вода при атмосферном давлении [38]. Массовый расход эмульсии $133 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$.

Существенный рост коэффициента теплоотдачи при кипении дисперсной фазы эмульсии в миниканале был выявлен и в работе [39]. Опыты проводились на одиночном миниканале из никелевого сплава длиной 126 см, с внешним диаметром 3 мм и внутренним 2 мм. Миниканал нагревался электрическим током, а температура внешней стенки канала измерялась 24 термопарами установленными на стенке канала с шагом 5 см. Опыты проводились с эмульсией вода/керосин при концентрациях от 10 до 50 об. % и давлениях 3 – 5 МПа.

Изменение температуры внутренней стенки канала T_{wi} , температуры эмульсии T_b и коэффициента теплоотдачи h вдоль направления потока показано на рис. 4.4. В зависимости от температуры внутренней стенки канала и объемной температурой эмульсии, авторы [39] в теплообмене по длине канала выделили 6 областей (рис. 4.4(a)): (1) однофазная конвекция, (2)

кипение с недогревом, (3) пузырьковое кипения, (4) пленочное кипение, (5) паро-керосиновая конвекция и (6) газо-фазовая конвекция. Как следует из рисунка рис. 4.4(b), значительный рост коэффициента теплоотдачи наблюдается при пузырьковом кипении эмульсии (участок миниканала 2 и 3 на рис. 4.4(a)).

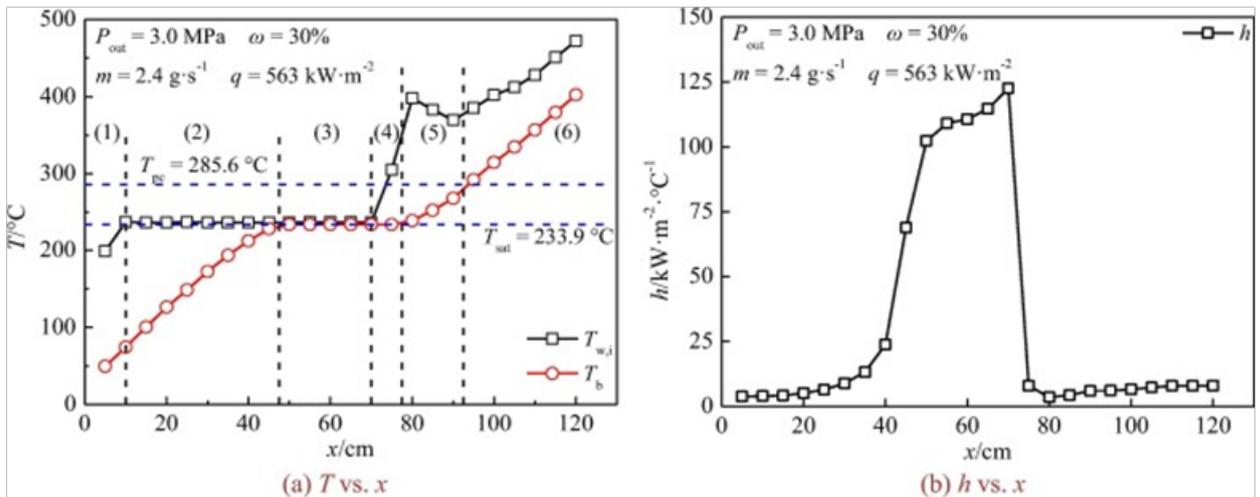


Рис. 4.4. Профили температуры внутренней стенки, объемной температуры эмульсии (а) и коэффициент теплоотдачи при тепловом потоке 563 кВт/м^2 [39]. Давление в миниканале 3 МПа, массовый расход 2.4 г/с , концентрация эмульсии 30 об. %.

В работах [38, 39, 200] не рассматривались структуры течения двухфазного потока и флуктуации параметров, вызванные неустойчивостью двухфазного потока.

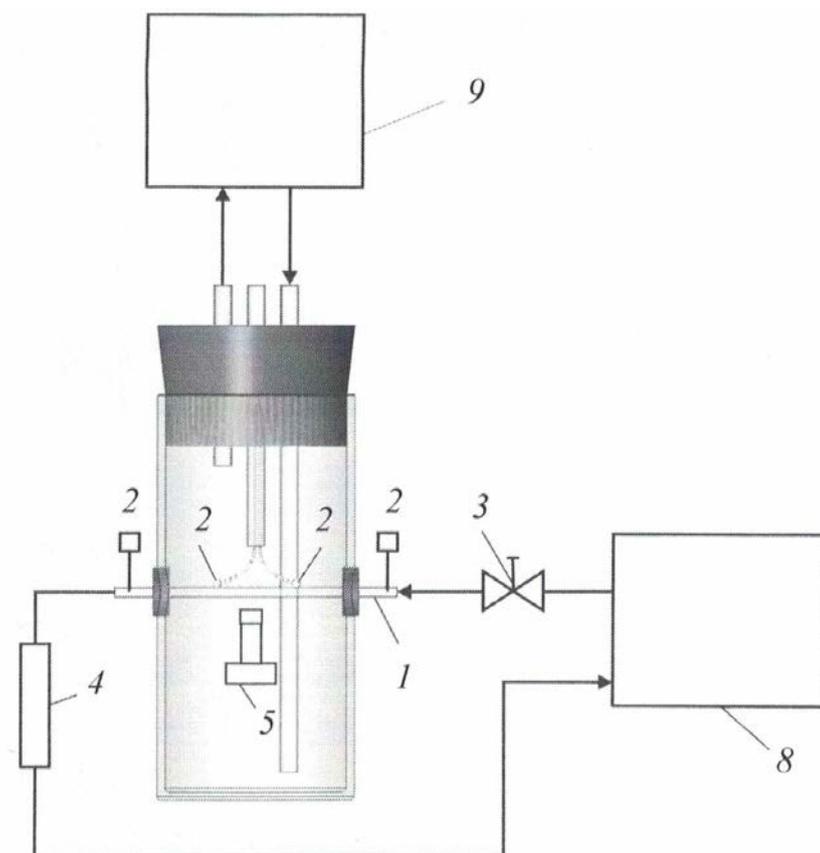
4.3. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении в вынужденном потоке эмульсий в миниканале

Как отмечалось ранее, в каналах с поперечным размером порядка или меньше капиллярной постоянной, капиллярные силы преобладают над силами гравитации и определяют режимы течения двухфазного потока, которые при кипении жидкостей формируются за счет образования, роста и коалесценции паровых пузырьков. В свою очередь режимы течения двухфазного потока характеризуются своим, отдельным механизмом отвода тепла. Для понимания механизма теплообмена при кипении в вынужденном потоке эмульсии в миниканале нами проведены синхронные измерения

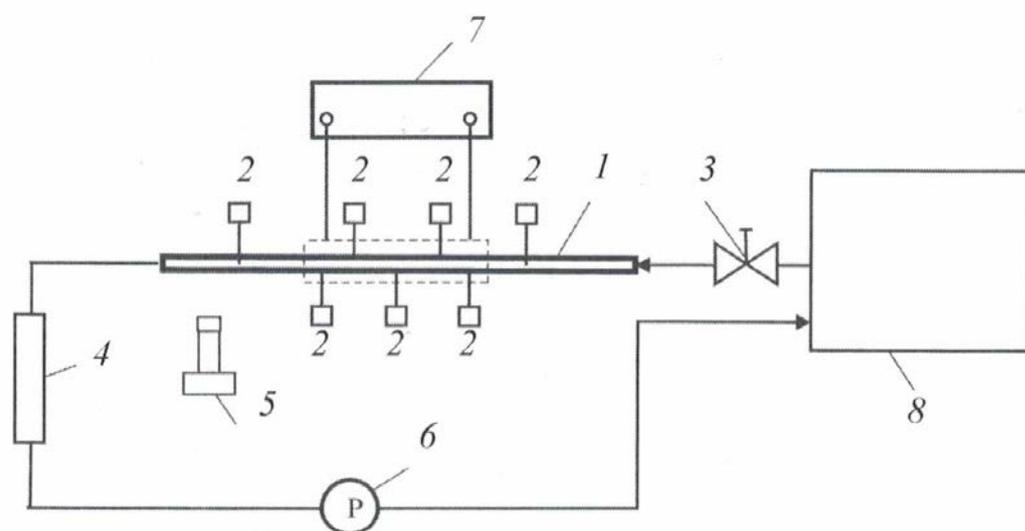
локальных характеристик теплообмена в сочетании с визуализацией двухфазного потока [201, 202]. Опыты проводились в одиночном канале круглого сечения внутренним диаметром 1.1 мм, при атмосферном давлении. Согласно предложенной классификацией каналов [181], канал диаметром 1,1 мм можно классифицировать как миниканал.

4.3.1. Экспериментальные установки для исследования теплообмена при кипении в миниканале

Исследование теплообмена и режимов течения двухфазного потока проведены на двух экспериментальных установках с прозрачным стеклянным миниканалом (внешний диаметр – 2.5 мм, внутренний – 1.1 мм). Длина нагреваемого участка миниканала в обеих установках составляла 42 мм. Использовались жидкостный обогрев миниканала (рис. 4.5а) и нагрев миниканала постоянным электрическим током (рис. 4.5б). При жидкостном нагреве миниканал устанавливался горизонтально в стеклянной ячейке, через которую прокачивался глицерин заданной температуры. Температура внешней поверхности миниканала определялась при помощи двух термопар установленных внутри ячейки, а температура исследуемых жидкостей – на входе и выходе из канала микро термопарами, введенными непосредственно в поток жидкости. Такая компоновка экспериментальной установки позволяла с применением скоростной видеосъемки визуализировать процессы, связанные с зарождением, ростом и коалесценцией паровых пузырей непосредственно внутри миниканала. Недостаток экспериментальной установки состоял в том, что используя жидкостной нагрев, температуру внешней стенки миниканала было невозможно нагреть выше температуры кипения глицерина (290 °С). В этом случае использовалась экспериментальная установка с электрическим нагревом миниканала, а структуры двухфазного потока визуализировались на выходе из него.



a)



б)

Рис. 4.5. Схема экспериментальной установки: *a)* жидкостный нагрев миниканала; *б)* электрический нагрев миниканала. 1 – миниканал; 2 – термопары; 3 – вентиль; 4 – конденсатор; 5 – скоростная видеокамера; 6 – датчик давления; 7 – источник питания; 8 – термостат с исследуемыми жидкостями; 9 – термостат с глицерином

Схема экспериментальной установки с электрическим нагревом миниканала представлена на рис.4.5б. На рис. 4.6 показана схема экспериментального участка. Прозрачный стеклянный канал с внешним диаметром 2.5 мм и внутренним диаметром 1.1 мм, через который прокачивался исследуемый теплоноситель, устанавливался горизонтально. Температура жидкости на входе в канал T_{in} и выходе из него T_{out} измерялась микротермопарами, установленными в потоке жидкости. Температура исследуемых жидкостей на входе в канал поддерживалась постоянной. Температура внешней стенки канала измерялась 5 микротермопарами, расположенными на расстоянии около 10 мм друг от друга. Термопары фиксировались на стенке канала при помощи клея и дополнительно закреплялись термостойкой клейкой изоляционной лентой, поверх которой наматывался нагреватель. В качестве нагревателя использовалась намотанная виток к витку нихромовая проволока диаметром 0.3 мм, нагрев которой осуществлялся постоянным электрическим током. Для уменьшения потери тепла в окружающую среду на зону нагрева наносился слой из асбестового волокна. Колебания давления в потоке измерялись датчиком избыточного давления. Исследуемые жидкости помещались в термостат и прокачивались насосом. Расход жидкости контролировался вентилем. Перед началом и после завершения каждой серии опытов производился контроль массового расхода жидкости. Максимальная погрешность определения расхода жидкости составила 2 %. На выходе обогреваемого участка велось наблюдение за двухфазным потоком. Использовалась скоростная видеокамера с частотой 5000 кадров в секунду.

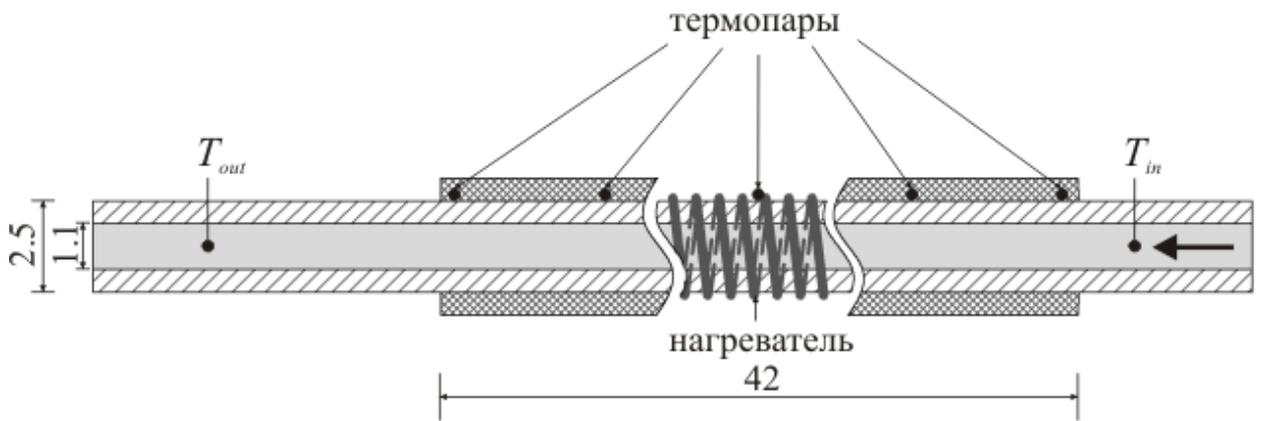


Рис. 4.6. Схема экспериментального участка. Стрелкой показано направление потока.

4.3.2. Обработка экспериментальных данных

Результаты экспериментального исследования анализировались по средним значениям коэффициента теплоотдачи и средней температуре внутренней стенки канала. Для расчета среднего коэффициента теплоотдачи необходимые параметры были получены экспериментально, кроме коэффициента теплопроводности материала стенки канала, который был взят из справочных данных, $\lambda = 1,46 \text{ Вт/(м } ^\circ\text{C)}$. Температуру внутренней стенки канала определяли из уравнения описывающего теплопередачу через канал круглого сечения

$$c_p G (T_{out} - T_{in}) = \frac{2\pi\lambda L (T_{w,out} - T_{w,in})}{\ln\left(\frac{R_{out}}{R_{in}}\right)}, \quad (4.3)$$

где c_p – теплоемкость жидкости, Дж/(кг $^\circ\text{C}$); G – массовый расход жидкости, кг/с; T_{in} и T_{out} – температура жидкости на входе и выходе из канала, $^\circ\text{C}$; L – длина нагреваемого участка канала, м; $T_{w,out}$ – средняя температура внешней стенки канала, которая определялась как среднее значение показаний пяти микро термопар, $^\circ\text{C}$; $T_{w,in}$ – температура внутренней стенки канала, $^\circ\text{C}$; R_{out} и R_{in} – внешний и внутренний радиус канала, м; λ – коэффициент теплопроводности материала стенки канала, Вт/(м $^\circ\text{C}$).

Из уравнения (4.3) можно определить температуру внутренней стенки канала

$$T_{w,in} = T_{w,out} - \frac{1}{2\pi\lambda L} c_p G (T_{out} - T_{in}) \ln\left(\frac{R_{out}}{R_{in}}\right). \quad (4.4)$$

Для среднего значения коэффициента теплоотдачи от внутренней стенки канала к исследуемой жидкости имеем

$$\alpha = \frac{c_p G (T_{out} - T_{in})}{\left(T_{w,in} - \frac{T_{out} - T_{in}}{2}\right) \pi L d_{in}}, \quad (4.5)$$

а средняя плотность теплового потока от внутренней стенки канала к рабочей жидкости

$$q = \alpha \cdot \left(T_{w,in} - \frac{T_{out} - T_{in}}{2}\right). \quad (4.6)$$

Максимальная погрешность среднего коэффициента теплоотдачи α , которая была оценена с использованием метода анализа погрешностей [203], составляет 6.8 %, а величины теплового потока q – 3.1%.

4.4. Результаты экспериментального исследования

4.4.1. Теплообмен при кипении в вынужденном потоке воды и эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода

Опыты проводились с водой и эмульсиями н-пентан/вода и фреон-11/вода. Исследуемые эмульсии готовились путем механического перемешивания пропеллерной мешалкой с частотой 10000 об/мин, а затем помещались в термостат, в котором эмульсия перемешивалась пропеллерной мешалкой установленной на оси ротора насоса. Постоянное перемешивание эмульсии позволяло не использовать поверхностно-активные вещества и препятствовать их расслоению. Из-за большой разности плотности жидкостей образующих эмульсию (Таблица 4.1) такое расслоение происходило в течение короткого времени (до одного часа). Распределение капель дисперсной фазы эмульсии в воде определялось визуально с помощью оптического микроскопа. Средний по объему диаметр капелек дисперсной фазы варьировался в диапазоне 10 – 20 мкм.

Свойства исследуемых жидкостей

Жидкость	Температура кипения T_s , °С	Плотность ρ , кг/м ³	Теплоемкость c_p , кДж/(кг °С)	Теплота парообразования r , кДж/кг
Вода	100	958.3	4.216	2257
Н-пентан	36.07	626.2	2.314	370
Фреон-11	23.7	1487.8	1.22	183

4.4.2. Режимы течения двухфазного потока

Выявлено четыре режима двухфазного потока: пузырьковый, снарядный, кольцевой и дисперсный. На рис. 4.7 показаны структуры течения двухфазного потока при кипении эмульсии н-пентан/вода при жидкостном и электрическом нагреве микканала. Дисперсный режим двухфазного потока достигается при температурах нагрева внешней поверхности канала выше температуры кипения глицерина, поэтому на рис. 4.7 он не показан.

Пузырьковый режим двухфазного потока (рис. 4.7) характеризуется наличием в потоке жидкости отдельных, изолированных друг от друга пузырьков пара. При пузырьковом режиме теплота от стенок канала отводится за счет пузырькового кипения и конвективного переноса теплоты жидкостью.

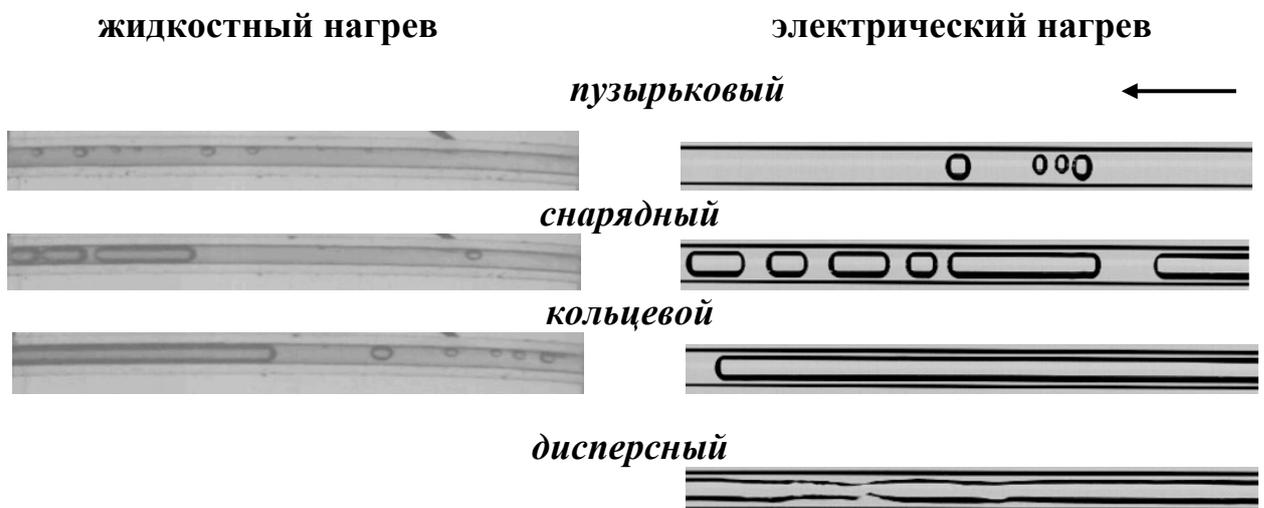


Рис. 4.7. Режимы течения двухфазного потока. Стрелкой показано направление потока.

При снаряжном режиме двухфазного потока (рис. 4.7), в результате коалесценции отдельных паровых пузырей, образуются паровые снаряды, которые занимают все поперечное сечение канала. Поток снарядов отделен от поверхности канала тонкой пленкой жидкости. Начало и окончание снарядов имеют полусферическую форму. Особенностью снаряжного режима является наличие жидкостных перемычек между снарядами.

Кольцевой режим (рис. 4.7) характеризуется наличием тонкой пленки жидкости на стенке канала, а ядро потока занимает паровая фаза. При кольцевом режиме канал по длине можно условно выделить две области. Одна область, которая ближе к выходу из канала, занята двухфазным потоком, а другая, ближе к входу в канал, жидкой фазой. На участке занятом двухфазным потоком конвективное испарение через тонкую жидкостную пленку является основным механизмом отвода теплоты. На участке занятом жидкой фазой происходит рождение и эволюция паровых пузырей. С ростом температуры стенки канала, область занятая двухфазным потоком сдвигается по направлению к входу в канал, что способствует подавлению пузырькового кипения в канале. Рост образующихся паровых пузырей, на участке канала занятом однофазной жидкостью, ограничен стенками канала. При своем росте они достигают противоположной стенки канала и начинают расти в осевом направлении (рис. 4.8). При росте парового пузыря в осевом направлении, давление в нем превышает давление подачи жидкости в канал, что приводит к образованию обратных течений – реверсу течения жидкости. Реверс течения вызывает нестабильность расхода жидкости. Кроме реверса течения при кольцевом режиме наблюдаются пульсации давления и температуры жидкости, как на входе в канал, так и на выходе из него. Неустойчивые процессы при кольцевом режиме в наших опытах инициировали механические колебания всей экспериментальной установки.

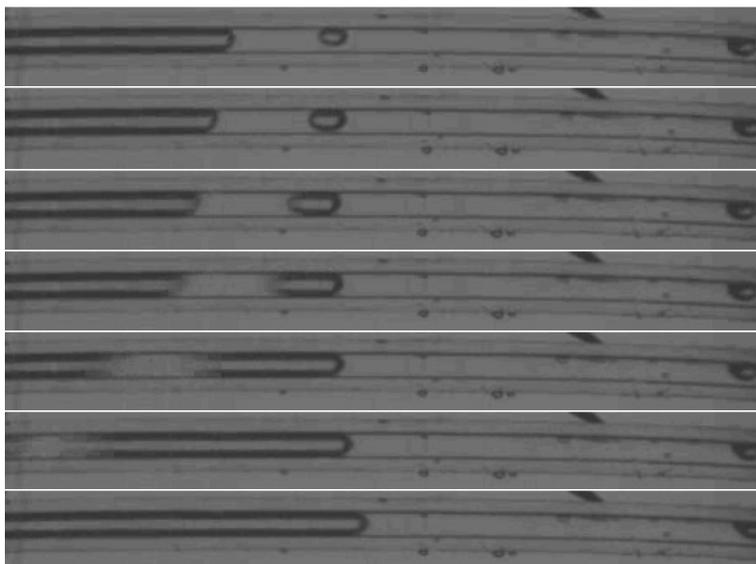


Рис. 4.8. Динамика роста парового пузыря при кольцевом режиме двухфазного потока. Жидкостный нагрев миниканала.

Высыхание жидкой пленки на стенке канала приводит к кризису кипения, при котором наблюдается дисперсный режим течения (рис. 4.7), который характеризуется наличием пара и мелких капелек жидкости в ядре потока. Если у воды при пузырьковом, снарядном и кольцевом режиме температура двухфазного потока на выходе из канала была всегда ниже температуры нормального кипения воды ($100\text{ }^{\circ}\text{C}$), то при дисперсном режиме она равна температуре кипения. В эмульсиях н-пентан/вода и фреон-11/вода температура двухфазного потока на выходе из канала при пузырьковом, снарядном и кольцевом режимах всегда была выше температуры насыщения н-пентана и фреона-11, а при дисперсном режиме она равна температуре насыщения дисперсионной среды (воды).

Принципиальных различий в формах течения двухфазного потока при кипении воды и эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода не обнаружено. Отличие состоит только в температурах стенки канала, при которых формируется тот или иной режим двухфазного потока.

4.4.3. Характеристики теплообмена

Опыты с водой и эмульсиями фреон-11/вода и н-пентан/вода проведены при массовых скоростях потока 42 и 75 кг/(м² с) и концентрациях эмульсии 0.3, 0.7 и 1.5 об. %. Зависимость среднего значения коэффициента теплоотдачи от внутренней поверхности миниканала к воде и к эмульсиям показана на рис. 4.9. Для воды и эмульсии фреон-11/вода с концентрацией 1.5 об. % на рис. 4.9 выделены участки соответствующие пузырьковому, снарядному и кольцевому режиму двухфазного потока. Как видно из рисунка, коэффициент теплоотдачи зависит от режима течения двухфазного потока. С увеличением массовой скорости потока жидкости возрастает коэффициент теплоотдачи при однофазной конвекции.

Опыты с водой проведены при недогреве на входе в канал $\Delta T_{sub} = T_s - T_{in}$ равном 80 °С. Из-за большого недогрева до температуры кипения, вода на начальном участке канала нагревалась, а кипение происходило на центрах кипения расположенных ближе к выходу из канала. С увеличением массовой скорости, участок на котором начинается кипение воды, сдвигается ближе к выходу из канала. Этим объясняется тот факт, что при $G = 75$ кг/(м² °С) с началом пузырькового режима в двухфазном потоке воды наблюдается незначительный рост коэффициента теплоотдачи.

При снарядном режиме, с ростом нагрева стенки канала, зародышеобразование смещается ближе к входу в канал, из-за чего происходит рост коэффициента теплоотдачи.

С началом кольцевого режима наблюдается снижение среднего значения коэффициента теплоотдачи. Образование пробки из двухфазного потока на выходе из канала и ограниченность пространства для роста пузырьков пара приводят к возникновению реверса течения воды и колебаниям избыточного давления в потоке. При дальнейшем нагреве стенки канала, с ростом частоты зародышеобразования, кольцевой режим занимает значительную часть длины канала, что приводит к усилению колебания

давления и флуктуаций температуры воды на входе и выходе из канала. К спаду значений α при кольцевом режиме также приводит частичное и кратковременное высыхание пленки жидкости на стенке канала.

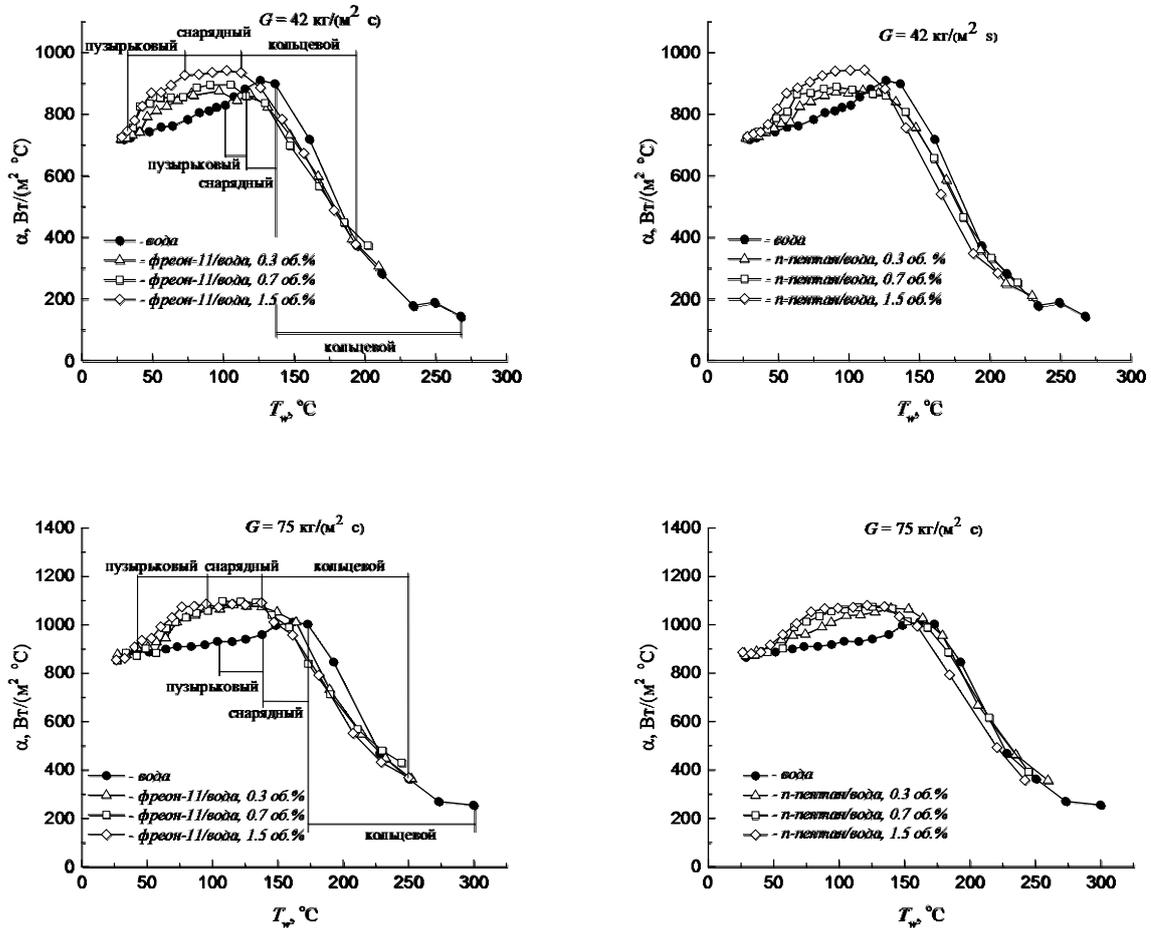


Рис. 4.9. Теплоотдача от внутренней поверхности миниканала к воде и к эмульсиям фреон-11/вода и н-пентан/вода.

В опытах с эмульсиями температура недогрева ΔT_{sub} капелек фреона-11 и н-пентана составляла 3 и 16 °C, соответственно. Как и при кипении эмульсий в большом объеме (глава 2), кипение эмульсий фреон-11/вода и н-пентан/вода в миниканале начинается при температурах стенки канала выше температуры насыщения дисперсной фазы. С ростом концентрации эмульсии температура начала кипения снижается. Это связано с тем, что при увеличении концентрации эмульсии число капелек дисперсной фазы контактирующих со стенкой канала а, следовательно, способных кипеть,

увеличивается. Пузырьковый режим двухфазного потока в исследованных эмульсиях формируется за счет кипения только капелек дисперсной фазы эмульсии и однофазной конвекции воды (рис. 4.9). С началом кипения капелек фреона-11 и н-пентана наблюдается рост среднего значения коэффициента теплоотдачи.

На начальном этапе снарядный режим двухфазного потока при кипении фреона-11/вода и н-пентан/вода формируется за счет кипения только капелек дисперсной фазы. При достижении температурой стенки канала температуры кипения воды, в формировании снарядного режима участвует пар образованный в результате кипения капелек дисперсной фазы и воды. С увеличением массовой скорости эмульсий начало формирования снарядного режима происходит при более высоких температурах стенки канала. С ростом концентрации эмульсии переход от пузырькового режима к снарядному и от снарядного к кольцевому наблюдается при более низких температурах стенки канала. Наличие низкокипящей дисперсной фазы в воде способствует образованию неустойчивости двухфазного потока при более низких тепловых потоках чем в чистой воде.

4.4.4. Колебание давления и температуры

Кольцевой режим двухфазного потока характеризуется неустойчивостью. Неустойчивость двухфазного потока возникает независимо от гидравлического диаметра канала [204]. В мини и микроканалах эффекты стенки канала играют доминирующую роль, в то время как в обычных каналах важную роль играют процессы происходящие в объеме жидкости. Неустойчивость двухфазного потока приводит к ухудшению параметров теплопередачи, а также к снижению критического теплового потока [205]. Увеличение массового расхода жидкости в наших опытах (рис. 4.9) сдерживало начало кольцевого режима, как для воды, так и для эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода, а увеличение концентрации эмульсии сдвигало влево температуру начала кольцевого режима. Это связано с тем, что с увеличением концентрации эмульсии объем генерируемого пара в канале

кипящими капельками дисперсной фазы растет. Кроме увеличения массового расхода жидкости, начало реверса течения также можно сдерживать увеличивая недогрев жидкости [206].

На рис. 4.10 для воды и эмульсии фреон-11/вода с концентрацией 1.5 об. % показаны характерные колебания температуры жидкости на входе и двухфазного потока на выходе из канала и колебания избыточного давления в системе на начальном участке кольцевого режима и при переходе от кольцевого режима к дисперсному режиму. В наших исследованиях, как и работе [207], временное поведение флуктуаций температуры соответствует колебаниям давления. Как видно из рис. 4.10а, на начальном участке кольцевого режима, с образованием реверса течения, начинаются колебания температуры жидкости на входе T_{in1} и температуры двухфазного потока T_{out1} на выходе из канала. Характерные колебания избыточного давления в системе с началом реверса течения показаны на рис. 4.10б. При дальнейшем нагреве канала, с ростом частоты зародышеобразования, колебания T_{in} и T_{out} и избыточного давления в системе усиливаются.

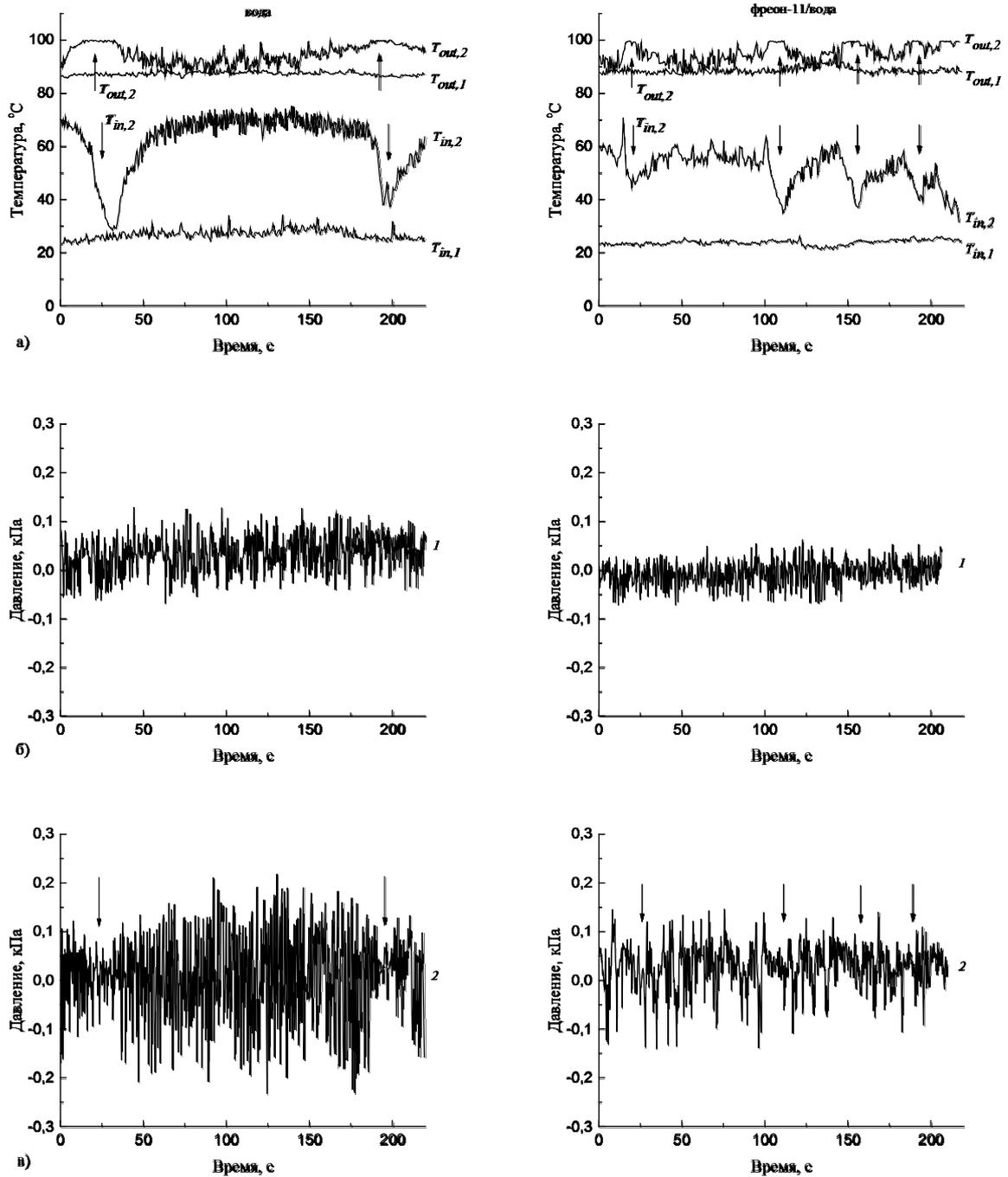


Рис. 4.10. Колебания температуры жидкости на входе T_{in} и выходе T_{out} из канала и избыточного давления в системе: индекс 1 относится к началу кольцевого режима; 2 – окончание кольцевого режима. $G = 42 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$. Вода: 1 – $T_{w,in} = 126 \text{ }^\circ\text{C}$, $q = 70.1 \text{ кВт/м}^2$; 2 – $T_{w,in} = 267 \text{ }^\circ\text{C}$, $q = 26.5 \text{ кВт/м}^2$. Эмульсия фреон-11/вода, концентрация 1.5 об.‰: 1 – $T_{w,in} = 102 \text{ }^\circ\text{C}$, $q = 52.2 \text{ кВт/м}^2$; 2 – $T_{w,in} = 193 \text{ }^\circ\text{C}$, $q = 45.9 \text{ кВт/м}^2$.

На рис. 4.10а также показано колебание температуры жидкости на входе T_{in2} и температуры двухфазного потока на T_{out2} выходе из канала при высыхании пленки жидкости на стенках канала и повторном смачивании стенок канала исследуемыми жидкостями. При высыхании стенок канала, что означает кризис кипения, наблюдается дисперсный режим (рис. 4.7), при котором вся жидкость, поступающая в канал превращается в пар. Реверс течения прекращается, колебания давления в системе затухают (на рис. 4.10в показано стрелками), расход жидкости стабилизируется, вследствие чего температура исследуемых жидкостей на входе в канал начинает понижаться (на рис. 4.10а показано стрелками вниз). Температура двухфазного потока на выходе из канала T_{out2} становится равной температуре насыщения воды, а для эмульсии температуры насыщения дисперсионной среды (на рис. 4.10а показано стрелками вверх). При достижении температуры жидкости на входе в канал T_{in2} некоторого недогрева в канале опять возобновляется кольцевой режим кипения, который через определенное время, с ростом T_{in2} сменяется дисперсным. Смена режимов высыхания и повторного смачивания стенок канала жидкостью, как это видно из рис. 4.10а, в эмульсиях происходит чаще, чем при кипении воды.

4.4.5. Теплообмен при кипении капелек дисперсной фазы в вынужденном потоке эмульсии

Опыты проводились с эмульсиями вода/полиметилсилоксан ПМС-20 (силиконовое масло) и н-пентан/глицерин. Выбор эмульсий был обусловлен возможностью исследования теплообмена эмульсий с разными теплофизическими свойствами, как дисперсной фазы, так и дисперсионной среды. В таблице 4.2 представлены некоторые свойства исследуемых жидкостей, из которых готовились эмульсии. Данные плотности ρ , теплоемкости c_p , вязкости ν и поверхностного натяжения σ приведены при температуре жидкости равной 20 °С. Существенная разница в температурах кипения дисперсной фазы и дисперсионной среды позволяло в широком

интервале тепловых нагрузок исследовать характеристики теплообмена и режимы течения двухфазных потоков при кипении только капелек дисперсной фазы.

Таблица 4.2.

Свойства исследуемых жидкостей

Жидкость	Температура кипения, T_s , °C	Плотность, ρ , кг/м ³	Поверхностное натяжение, σ , н м	Вязкость, $\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Теплоемкость, c_p , кДж/(кг °C)	Теплота парообразования r , кДж/кг
Вода	100	998.2	0.0728	1.003	4.182	2453.8
Н-пентан	36.07	626.2	0.016	0.24	2.314	370
ПМС-20	> 250	950	0.0206	20	1.632	-
Глицерин	290	1260	0.0594	1174	2.35	-

Эмульсии получали путем интенсивного перемешивания, в течение 10 минут, исходных жидкостей пропеллерной мешалкой при 5000 об/мин. Распределение капелек дисперсной фазы в дисперсионной среде определяли визуально с помощью оптического микроскопа. Средний по объему диаметр капелек варьировался от 10 до 20 мкм. После испарения капельки дисперсной фазы и последующей конденсации образовавшегося пара в конденсаторе, капелька меняет свой размер на величину до 1-2 мкм.

4.4.6. Эмульсия вода/ПМС-20

Опыты с силиконовым маслом ПМС-20 и эмульсией вода/ПМС-20 проводились при двух массовых потоках 60 и 80 кг/(м² с) и концентрациях эмульсии 0.1, 0.5, 1.0 и 2.0 об.%. Температура исследуемой жидкости на входе в канал поддерживалась постоянной и была равна 25 °C. Температура кипения ПМС-20 выше 250 °C. В наших опытах при кипении ПМС-20 первые паровые пузыри в потоке регистрировались при средней температуре внутренней стенки канала 304 °C. Опыты с эмульсией вода/ПМС-20 проводились до температуры начала кипения ПМС-20. Зависимость

теплового потока q от температурного напора $\Delta T = T_{w,in} - \frac{1}{2}(T_{out} - T_{in})$ для однофазной конвекции ПМС-20 и двухфазного потока эмульсии показана на рис. 4.11.

Рассмотрим теплообмен при массовом потоке $G = 60$ кг/(м² с) (рис. 4.11а). Плотность теплового потока с ростом температуры стенки канала линейно возрастает для однофазной конвекции ПМС-20 и эмульсии с концентрацией 0.1 об.%. Капельки дисперсной фазы поступали в канал с недогревом до температуры кипения $\Delta T_{sub} = T_s - T_{in}$ равной 75 °С. Из-за большого недогрева, при течении эмульсии через миниканал на его начальном участке она нагревалась. Кипение капелек дисперсной фазы происходило на центрах кипения расположенных ближе к выходу из миниканала. Поэтому, для инициирования зародышеобразования, необходим высокий уровень перегрева стенки канала. В эмульсии с концентрацией 0,1 об.% капельки воды начинают кипеть при средней температуре внутренней стенки канала $T_{w,in} = 167.8$ °С ($q = 42.2$ kW/m², $\Delta T = 109$ °С).

Наблюдения за двухфазным потоком показали (рис. 4.11), что вплоть до температуры начала кипения ПМС-20, наблюдается только пузырьковый режим, который характеризуется наличием изолированных друг от друга пузырьков пара в потоке эмульсии. Это означает, что с ростом теплового потока, когда растет скорость и частота образования паровых пузырей, объема генерируемого пара при кипении эмульсии с концентрацией 0.1 об.% оказывается недостаточным для формирования снарядного режима. В эмульсии с концентрацией 0.5 об. % кипение начинается при $T_{w,in} = 164.7$ °С.

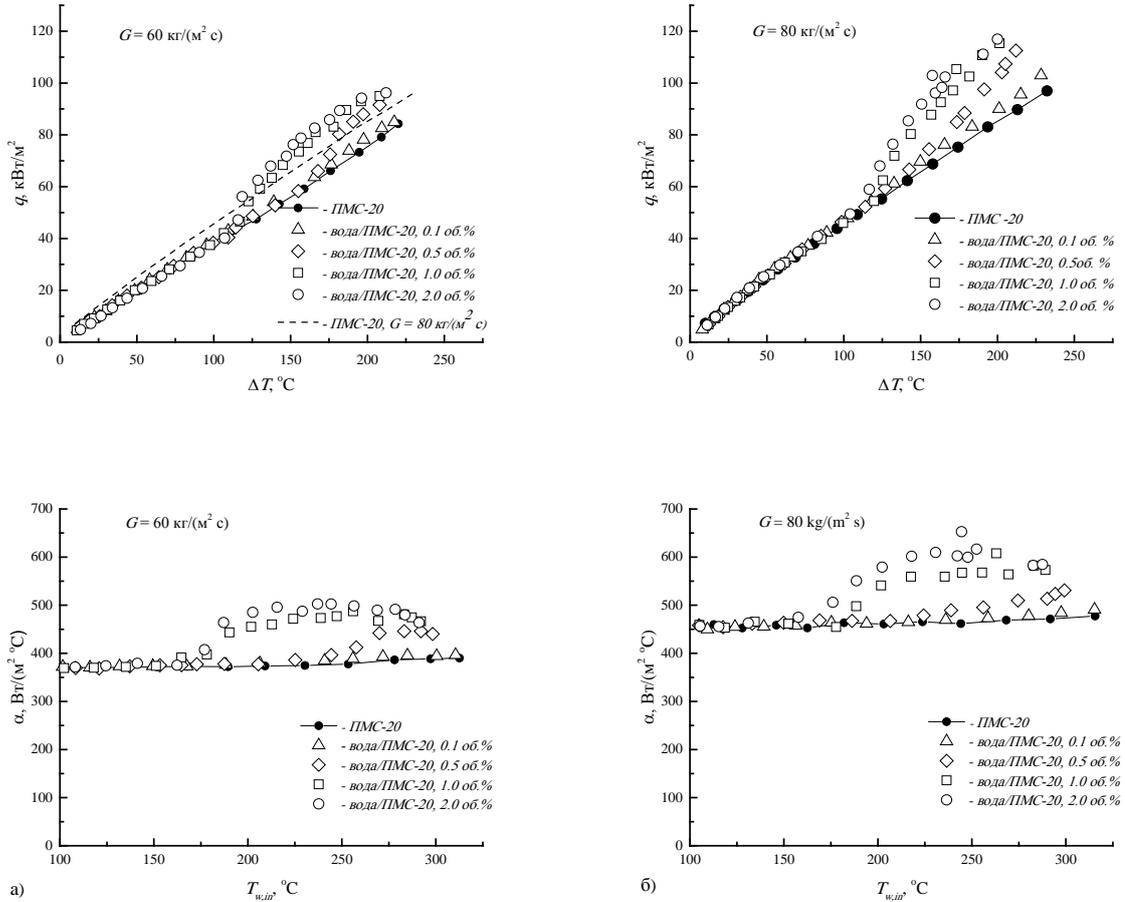
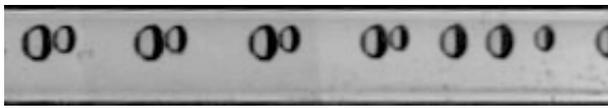


Рис. 4.4.-5. Тепловой поток от стенки канала к исследуемым жидкостям

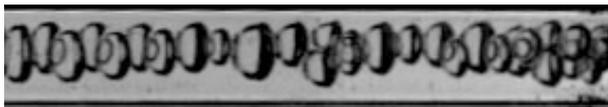
С началом процесса нуклеации формируется пузырьковый режим, который, как и при кипении эмульсии с концентрацией 0.1 об.%, не влияет на теплопередачу. Затем при $T_{w,in} = 225.2$ °C ($q = 58.3$ kW/m², $\Delta T = 155.0$ °C) пузырьковый режим сменяется снарядным режимом (рис. 4.11), при котором наблюдается рост q . Поток снарядов отделен от поверхности канала тонкой пленкой эмульсии, в которой присутствуют перегретые капельки воды. Особенностью снарядного режима является наличие жидкостных перемычек между снарядами, в которых присутствуют капельки дисперсной фазы и пузырьки пара. При больших тепловых потоках в жидкостных перемычках, отделяющих паровые снаряды, наблюдается много мелких паровых пузырей и пересыщенных капелек воды (рис. 4.11). С ростом концентрации эмульсии

до 1.0 и 2.0 об.% температура нуклеации дисперсной фазы понижается до $T_{w,in} = 162.7$ и 161.1 °С, соответственно, но формирование снарядного режима, при котором наблюдается рост q , происходит при более низких температурах $T_{w,in} = 171.4$ °С ($q = 44.7$ кВт/м², $\Delta T = 111.8$ °С) и $T_{w,in} = 169,6$ °С ($q = 43,6$ кВт/м², $\Delta T = 111.4$ °С). Увеличение теплоотдачи происходит при концентрациях 1.0 и 2.0 об. %, когда растет число способных кипеть капелек дисперсной фазы на внутренней стенке канала и формируется снарядный режим кипения.

Пузырьковый

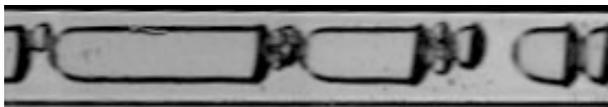


$$q = 40.8 \text{ кВт/м}^2$$



$$q = 52.5 \text{ кВт/м}^2$$

Снарядный



$$q = 63.7 \text{ кВт/м}^2$$



$$q = 72.1 \text{ кВт/м}^2$$



$$q = 84.6 \text{ кВт/м}^2$$

← направление потока

Рис. 4.11. Режимы двухфазного потока при кипении эмульсии вода/ПМС-20

Тепловые потоки от нагреваемой поверхности можно отводить и за счет увеличения массового потока. На рис. 4.10а пунктирной линией показано, как увеличивается тепловой поток для однофазной конвекции ПМС-20 при массовой скорости 80 кг/(м² с). При увеличении массовой скорости ПМС-20 чуть выше 80 кг/(м² с) рост теплопередачи при

двухфазном потоке эмульсии вода/ПМС-20 и массовом потоке $60 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ оказывается несущественным. Опытные данные для ПМС-20 и эмульсии вода/ПМС-20 при массовом потоке $80 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ представлены на рис. 4.10б. Кривая кипения для эмульсии вода/ПМС-20 имеет такую же зависимость от концентрации эмульсии, как и при массовом потоке $60 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$.

На всем участке тепловых нагрузок наблюдения за двухфазным потоком при кипении в потоке капелек воды, показали, что двухфазный поток состоит из пузырькового и снарядного режимов, кроме случая, когда происходит взрывное вскипание капелек воды.

Взрывное кипение может наблюдаться в том случае, когда жидкость по какой-либо причине оказалось в перегретом состоянии. Известно, что капельки жидкости могут перегреваться в другой жидкости до температуры предельного перегрева [30-33] а затем взрывообразно испаряться. В наших опытах при течении эмульсии вода/ПМС-20 в миниканале капельки дисперсной фазы кипят только на центрах кипения, находящихся на стенке канала. Гомогенное зародышеобразование в двухфазном потоке исключено, так как температура двухфазного потока всегда была намного ниже температуры предельного перегрева воды.

Взрывное кипение в микроканалах наблюдается при высыхании и повторном смачивании жидкостью стенки канала [208-212]. При взрывном кипении образуются длинные паровые пузыри, которые растут в осевом направлении и могут вызывать нестабильность двухфазного потока.

В наших опытах взрывное кипение вызвано кипением одной или нескольких капелек крупного размера. Так как эмульсия постоянно перемешивалась в термостате мешалкой, то она не была стабилизирована поверхностно-активным веществом (ПАВ). Оказалось, что при прокачке эмульсии по трубопроводу соединяющем термостат с миниканалом, в трубопроводе капельки дисперсной фазы при соприкосновении друг с другом коалесцируют и могут образовывать капли больших размеров, диаметром 100 - 300 мкм. Крупные капли, попадая в канал, нагреваются и

при контакте с горячей поверхностью стенки канала взрывообразно вскипают, генерируя большие объемы пара. При таком кипении образуются длинные паровые пузыри, которые растут в осевом направлении к входу и выходу из канала. Динамика перехода от снарядного режима к режиму с длинными паровыми пузырями показана на рис. 4.12. Толщина пленки эмульсии, отделяющая стенку канала от потока пара, при прохождении длинного парового пузыря уменьшается, в результате чего капельки дисперсной фазы, находящиеся в пленке эмульсии испаряются (рис. 4.12).

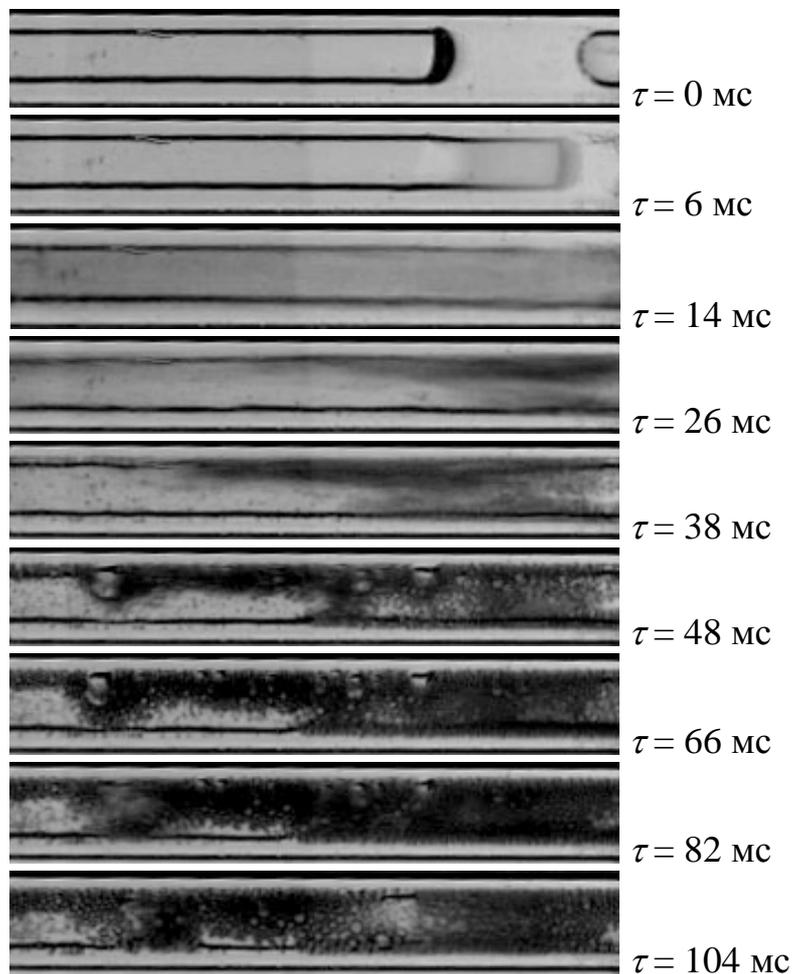


Рис. 4.12. Динамика перехода от снарядного режима к режиму с длинными паровыми пузырями.

Взрывное вскипание крупных капелек дисперсной фазы вызывает колебания давления в потоке и колебания температуры стенки канала и

двухфазного потока. Взрывной рост длинных паровых пузырей также вызывает механические колебания всей экспериментальной установки. На рис. 4.13 показаны результаты синхронного измерения колебания избыточного давления и температуры двухфазного потока при взрывном кипении крупных капелек эмульсии. Как видно из рисунка, при переходе от снарядного режима к режиму с длинными паровыми пузырями, амплитуда избыточного давления растет скачком, в то время как температура двухфазного потока понижается плавно. На рис. 4.13 также видны незначительные колебания температуры эмульсии на входе в канал, которые образуются из-за выталкивания длинными паровыми пузырями эмульсии из канала против направления потока. После серии из 8 – 9 взрывных вскипаний (рис. 4.13), возобновляется снарядный режим кипения, колебания давления в потоке затухают, температура двухфазного потока начинает расти, а температура эмульсии на входе в канал стабилизируется. Взрывное кипение крупных капелек воды, хотя и вызывают нестабильность двухфазного потока, но не оказывают существенного влияния на теплопередачу. С началом взрывного кипения, средняя температура стенки канала, при представленных на рис. 4.13 измерениях, снижается с 237,5 до 227,9 °С.

Действие ПАВ обусловлено его способностью концентрироваться на границе двух жидкостей, снижать межфазное натяжение и образовывать вокруг капелек дисперсной фазы защитный слой, препятствующий их коагуляции и коалесценции. В качестве ПАВ был использован Tween-80 (полисорбат), который вводили в дисперсную фазу. Так как при комнатной температуре Tween-80 плохо растворяется в воде, воду предварительно нагревали до 80 °С, а затем вводили Tween-80 и перемешивали пропеллерной мешалкой до его полного растворения в воде. Были приготовлены водные растворы с концентрацией Tween-80 в воде 0.25 и 0.50 об.%. После охлаждения водного раствора до комнатной температуры, готовили эмульсию. Эмульсии, стабилизированные Tween-80, также как и эмульсии без ПАВ, получали путем интенсивного перемешивания пропеллерной

мешалкой. Средний по объему диаметр капелек дисперсной фазы с ПАВ не отличался от диаметра капелек эмульсии полученной без ПАВ (10 – 20 мкм).

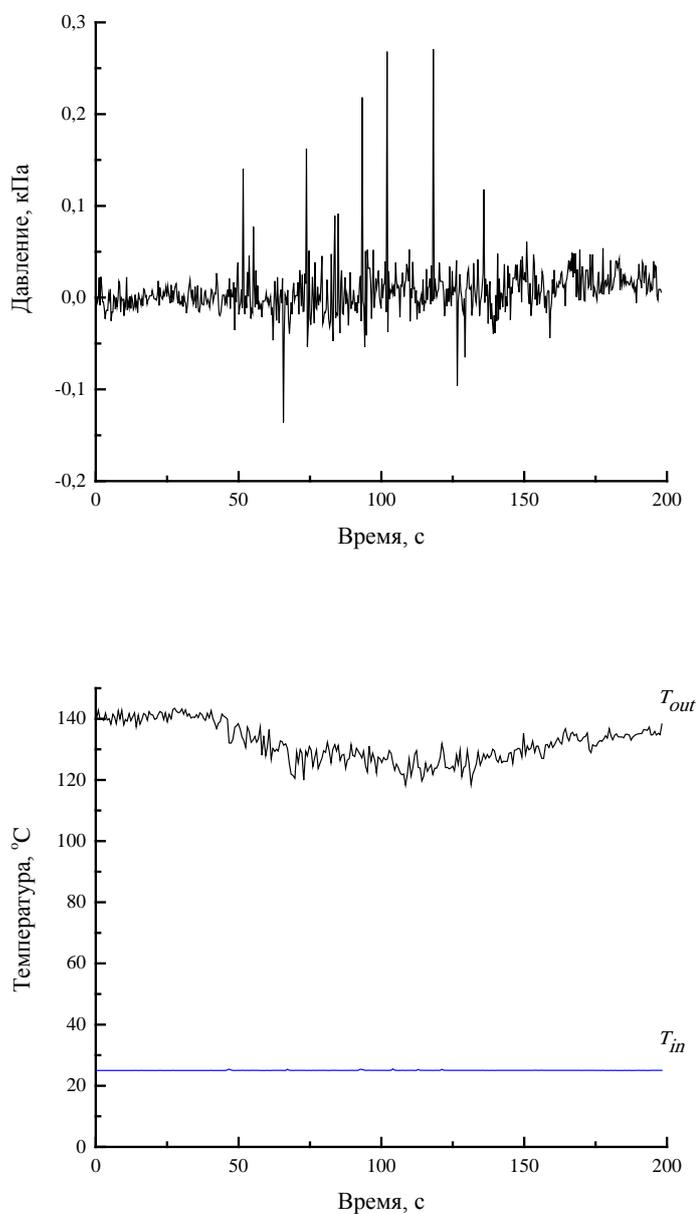


Рис. 4.13. Колебания избыточного давления и температуры двухфазного потока при взрывном вскипании крупных капель эмульсии вода/ПМС-20.

Опыты с эмульсиями стабилизированными ПАВ проведены при концентрациях дисперсной фазы 0.1, 0.5, 1.0 и 2.0 об.% и массовом потоке 80 кг/(м² с). Исследования показали, что в стабилизированных эмульсиях

отсутствует коалесценция капелек дисперсной фазы и, как результат, отсутствует взрывное кипение крупных капелек с образованием длинных пузырей пара. На рис. 4.14 показана зависимость средней температуры стенки канала $T_{w,in}$ от температуры двухфазного потока T_{out} для эмульсии с концентрацией 1.0 об.% стабилизированной ПАВ и без добавки ПАВ. Полученные кривые кипения для эмульсий, стабилизированных поверхностно-активным веществом, мало отличаются от кривых кипения эмульсий без добавок ПАВ. Как видно из рис. 4.14, в стабилизированной эмульсии снижается температура начала кипения дисперсной фазы. Одна из причин такого снижения связана с изменением межфазного натяжения на границах дисперсная фаза – дисперсионная среда – поверхность миниканала. Проведенные опыты так же показали, что увеличение концентрации Tween-80 в воде от 0.25 до 0.50 об.% не оказывает влияние на температуру нуклеации и теплоотдачу.

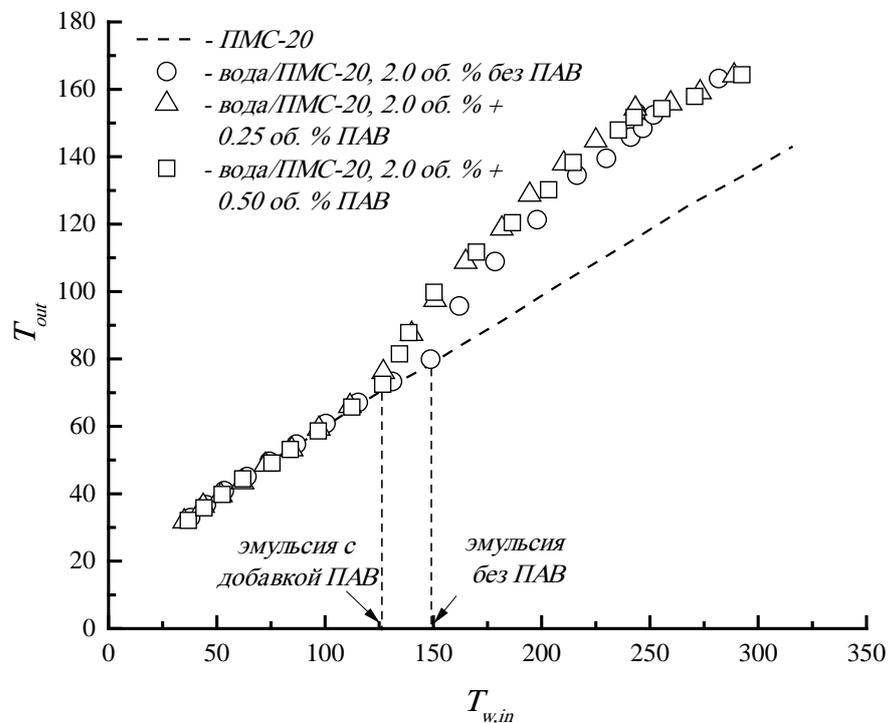


Рис. 4.14. Влияние добавок поверхностно-активного вещества на теплообмен

4.4.7. Эмульсия н-пентан/глицерин

Опыты с глицерином и эмульсией н-пентан/глицерин проведены при массовом потоке $34 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$. Температура рабочей жидкости на входе в канал поддерживалась постоянной, $T_{in} = 25.0 \text{ }^\circ\text{C}$. Эмульсия н-пентан/глицерин была стабилизирована введением в глицерин 0.25 об. % поверхностно-активного вещества Tween-80. Исследования проведены с концентрациями 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 и 6.0 об.% н-пентана в глицерине. Средний по объему диаметр капелек составлял 5 – 10 мкм.

Опыты с чистым глицерином проводились до появления первых паровых пузырей на выходе из испарителя. Из-за низкого массового потока и большой вязкости глицерина при нагреве стенки миниканала возникал большой градиент температуры. Разница между показаниями первой термопары ($T_{w,out1} = 213.8 \text{ }^\circ\text{C}$), установленной ближе к входу в канал, и пятой термопарой ($T_{w,out5} = 324.7 \text{ }^\circ\text{C}$), находящейся ближе к выходу из него, составляет более $110 \text{ }^\circ\text{C}$. Если рассчитать показание пятой термопары $T_{w,out5}$ по уравнению (4.3), то локальная температура внутри стенки канала равна $T_{w,in5} = 294.9 \text{ }^\circ\text{C}$, что превышает температуру нормального кипения глицерина $T_s = 290 \text{ }^\circ\text{C}$. Средняя температура внутренней стенки канала, с учетом показаний пяти термопар, равна $T_{w,in} = 268.6 \text{ }^\circ\text{C}$, что ниже температуры кипения глицерина.

На рис. 4.15 показана зависимость температуры двухфазного потока T_{out} от средней температуры стенки канала $T_{w,in}$ и зависимость теплового потока q от температурного напора ΔT . С ростом температуры нагрева тепловой поток линейно увеличивается для однофазной конвекции в глицерине. Капельки н-пентана поступали в канал с недогревом до температуры кипения $\Delta T_{sub} = 12.1 \text{ }^\circ\text{C}$. При движении в канале, они нагреваются и кипят на центрах, расположенных на стенке канала, формируя двухфазные потоки. В эмульсии с концентрацией 0.1 об. % капельки н-

пентана начинали кипеть при средней температуре внутренней стенки канала $T_{w,in} = 56.3 \text{ }^\circ\text{C}$ ($q = 2.72 \text{ кВт/м}^2$, $\Delta T = 25.3 \text{ }^\circ\text{C}$). С ростом температуры стенки канала до температуры начала кипения глицерина наблюдался только пузырьковый режим кипения. При увеличении концентрации эмульсии, пузырьковый режим кипения двухфазного потока сменялся снарядным. Так, в эмульсии с концентрацией 2,0 об.% кипение капелек н-пентана с образованием пузырькового режима начиналось при средней температуре внутренней стенки канала $T_{w,in} = 44.6 \text{ }^\circ\text{C}$ ($q = 1.54 \text{ кВт/м}^2$, $\Delta T = 16.9 \text{ }^\circ\text{C}$) и при $T_{w,in} = 87.6 \text{ }^\circ\text{C}$ ($q = 4.41 \text{ кВт/м}^2$, $\Delta T = 52.4 \text{ }^\circ\text{C}$) сменялось снарядным. Как видно из рис. 4.15, до некоторых тепловых нагрузок двухфазные потоки не влияют на теплоотдачу. Теплота от стенки канала затрачивается на испарение капелек дисперсной фазы, но основное тепло отводится однофазной конвекцией дисперсионной средой. Линейная зависимость q от ΔT наблюдается для эмульсии н-пентан/глицерин до некоторых температур нагрева, после чего регистрируется рост отводимого теплового потока, независимо от концентрации эмульсии. Для эмульсии с концентрацией 2,0 об.% рост теплового потока начинается при средней температуре стенки канала $T_{w,in} = 242.1 \text{ }^\circ\text{C}$ и температуре $T_{out} = 115.9 \text{ }^\circ\text{C}$ ($q = 18.4 \text{ кВт/м}^2$, $\Delta T = 171.5 \text{ }^\circ\text{C}$). Одна из причин такого поведения связана с изменениями физических свойств глицерина, которые в значительной мере зависят от температуры. Наиболее сильно изменение затрагивает вязкость глицерина [95], которая снижается в 285 раз при нагреве от 20 до 120 $^\circ\text{C}$. При дальнейшем нагреве вязкость глицерина понижается менее сильно. В интервале температур от 120 до 200 $^\circ\text{C}$ снижение вязкости происходит в 23 раза.

Так как эмульсия н-пентан/глицерин стабилизирована поверхностно-активным веществом, то при кипении капелек н-пентана наблюдались стабильные режимы двухфазного потока. На рис. 4.16 показаны колебания температуры двухфазного потока эмульсии н-пентан/глицерин с

концентрацией 2.0 об. % при разных тепловых потоках. Пунктирной линией отмечена температура предельного перегрева н-пентана, которая равна $T_{lim} = 146,1 \text{ }^\circ\text{C}$ [31].

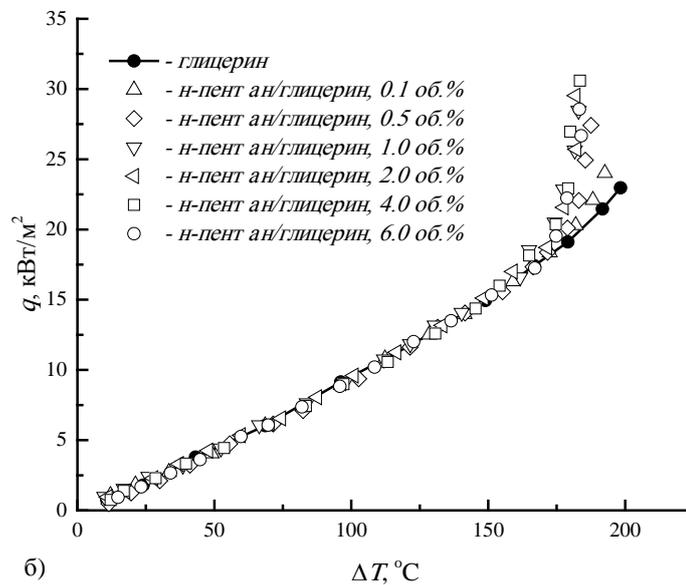
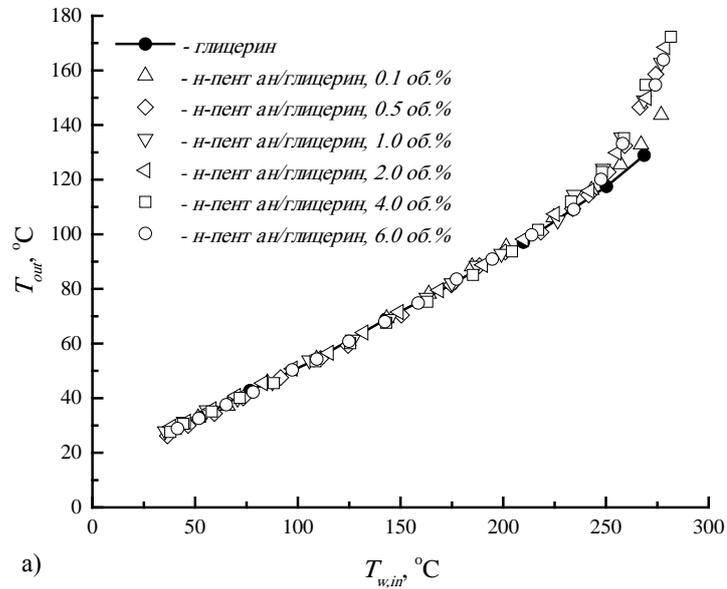


Рис. 4.15. Зависимость температуры двухфазного потока от средней температуры внутренней стенки канала (а) и отводимый тепловой поток (б).

При совместном кипении капелек н-пентана и глицерина, температура двухфазного потока на выходе из испарителя превышает температуру предельного перегрева н-пентана (рис. 4.15а и 4.16). В этом случае все

поступающие в канал капельки н-пентана кипят не только на стенке канала, но и в объеме эмульсии, по механизму гомогенного зародышеобразования [30, 31]. Паровая фаза в ядре потока на выходе из испарителя, как и при кольцевом режиме, становится сплошной и может прерываться жидкостной перемычкой из глицерина с пузырьками пара глицерина. В отличие от пара н-пентана, который не конденсируется, так как всегда находится при температуре двухфазного потока выше линии насыщения н-пентана, пузырьки пара, образованные при кипении глицерина, быстро конденсируются. Для выявления инициирования и роста парового пузыря при гомогенном зародышеобразовании в капельках н-пентана в потоке эмульсии, требуется проведение дополнительных исследований с визуализацией процесса зародышеобразования непосредственно внутри испарителя. При температурах выше температуры предельного перегрева н-пентана двухфазный поток остается стабильным, что подтверждается отсутствием колебания температуры T_{in} эмульсии на входе в канал (рис. 4.16).

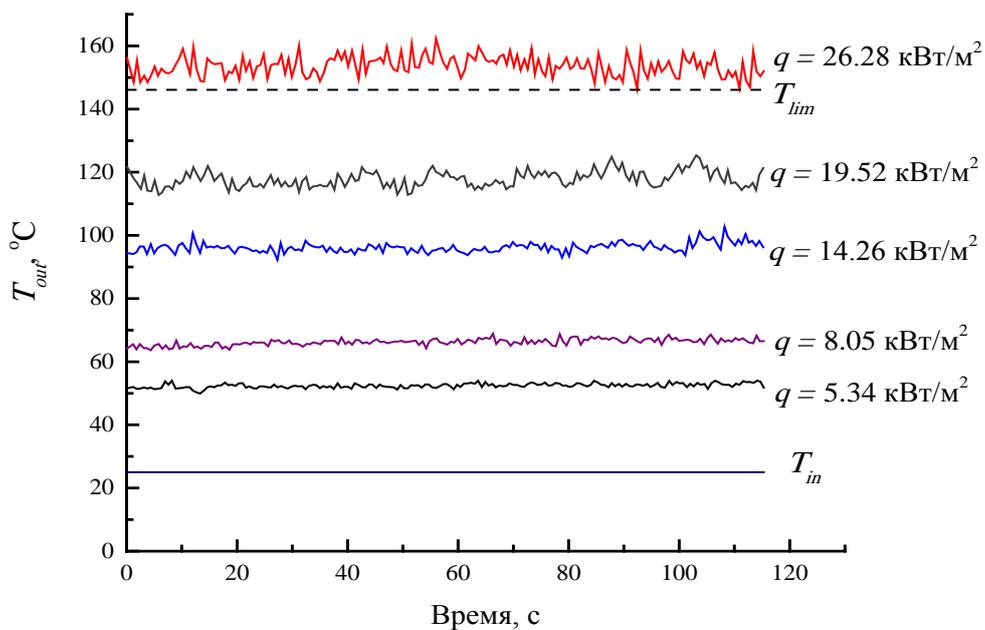


Рис. 4.16. Колебания температуры двухфазного потока при кипении в потоке эмульсии н-пентан/глицерин

4.5. Возможные области применения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой

Эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой пока не находят широкого применения в качестве эффективных теплоносителей. Одной из областей их использования рассматривается охлаждения электронных устройств [34, 40] и микропроцессоров [213], т.е. использование в компактных теплообменных устройствах с каналами мини- и микро размеров. Наши экспериментальные исследования показали [202], что при кипении только капелек дисперсной фазы в условиях вынужденного течения эмульсии в миниканале всегда наблюдаются устойчивые режимы течения двухфазного потока, без нежелательной его неустойчивости. Потенциально возможные практические приложения, в которых может использоваться кипение в условиях вынужденного течения однородных жидкостей в устройствах с мини и микроканалами описаны в обзорных работах [180, 214].

Возможными объектами для использования эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой в качестве охлаждающих жидкостей являются системы охлаждения тиристорных преобразователей переменного тока. В работе [215] были представлены результаты расчета эффективности применения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой в таких системах. Тиристорные преобразователи (установки) применяются в цветной и черной металлургии для питания электроприводов, электролизеров, дуговых вакуумных печей и др. При работе преобразователей имеют место электрические потери и происходит их саморазогрев. Для исключения электрического пробоя и выхода из строя тиристорных преобразователей их необходимо охлаждать.

Тиристоры малой мощности охлаждаются за счет естественной конвекции, средней – за счет принудительного охлаждения воздушным потоком, а тиристоры большой мощности (более 1000 кВт) охлаждаются жидкими теплоносителями, например, дистиллированной водой, хладоном, трансформаторным маслом. Система жидкостного охлаждения представляет собой замкнутый трубчатый контур, через который при помощи насоса

прокачивается теплоноситель. Тиристоры крепятся на одном из участков контура, а на противоположном участке устанавливается холодильник, через который прокачивается техническая проточная вода. Основное требование предъявляемое к системе охлаждения – поддержание температуры $p-n$ перехода в тиристорах ниже $120\text{ }^{\circ}\text{C}$, так как в противном случае тиристор теряет свои эксплуатационные качества. В большинстве случаев регламентируется температура поверхности тиристора, она не должна превышать $75\text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 4.17 показана блок схема и фотография основных элементов экспериментальной установки имитирующей станцию охлаждения тиристорных преобразователей. Установка представляет собой замкнутый контур, по которому исследуемая жидкость прокачивается центробежным насосом 1. В экспериментальной установке использовалась измерительная труба с внешним диаметром 24 мм и внутренним диаметром 16 мм. Длина нагреваемого участка составляла 300 мм. Метод нагрева внешней стенки трубы и схема расположения восьми термопар для измерения температуры внешней стенки трубы показан на рис. 2.6. Температура исследуемой жидкости на входе и выходе из трубы измерялась термопарами. Средний коэффициент теплоотдачи от внутренней стенки канала к исследуемым теплоносителям рассчитывался по уравнению (2.5).

Заполнение экспериментальной установки исследуемым теплоносителем происходило следующим образом. При открытых вентилях 2, 4, и 7, через вентиль 9 исследуемый теплоноситель заполнялся «самотеком» до тех пор, пока не потечет через вентиль 2. Закрывали вентили 2 и 9 и включали насос. Вентилем 7 обеспечивался необходимый расход исследуемого теплоносителя. Исследования проводились с водой и с эмульсией n -пентан/вода при атмосферном давлении и комнатной температуре. Эмульсия предварительно готовилась перемешиванием пропеллерной мешалкой, а затем заливалась в экспериментальную установку. Средний по диаметру размер капелек дисперсной фазы составлял 20 – 30 мкм.

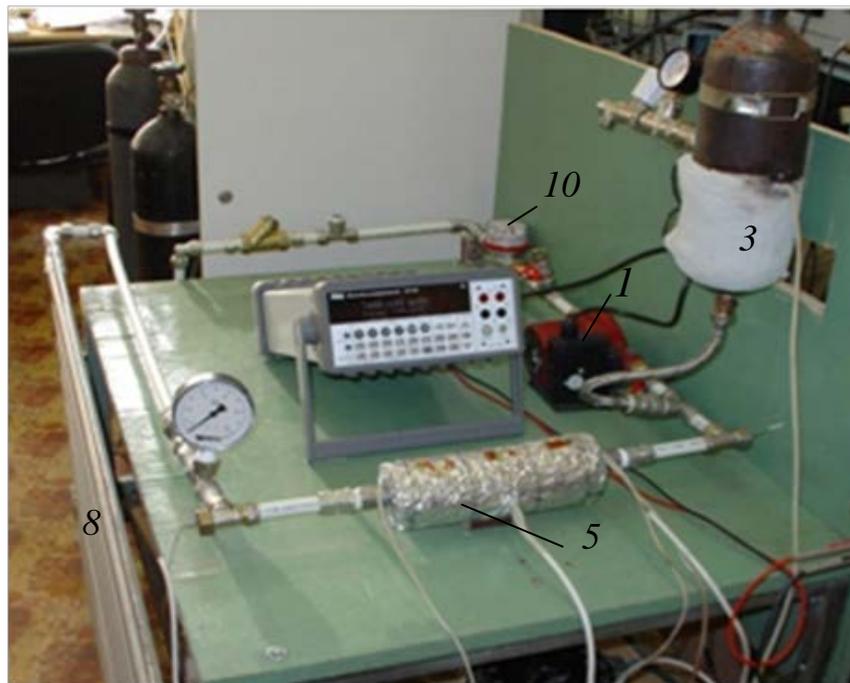
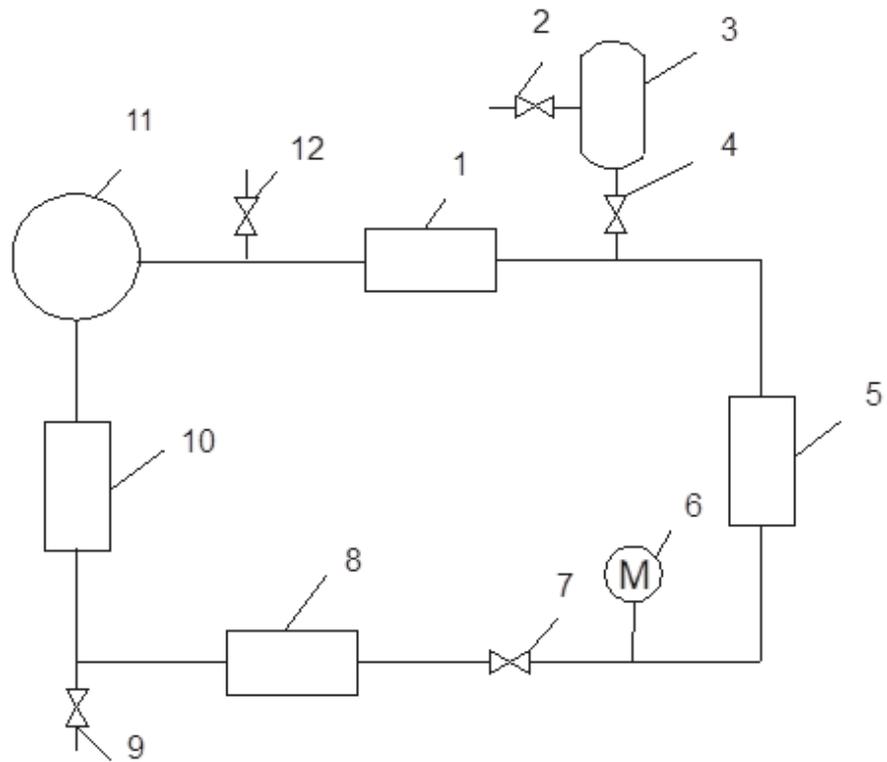


Рис. 4.17. Блок-схема и фотография основных элементов экспериментальной установки: 1 – насос; 2, 4, 9, 12 – вентиль; 3 – ресивер; 5 – измерительная труба; 6 – манометр; 7 – регулирующий вентиль; 8 – холодильник; 10 – фильтр; 11 – расходомер.

На рис. 4.18 представлена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от средней температуры внутренней стенки трубы при массовом потоке $10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$. Температура нормального кипения н-пентана $36,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Из рис. 4.18. видно, что в условиях вынужденного течения кипение эмульсии н-пентан/вода с концентрацией $1,0 \text{ об. } \%$ начинается при средней температуре внутренней стенки канала около $60 \text{ }^\circ\text{C}$. Дальнейшее повышение температуры внутренней стенки трубы резко повышало коэффициент теплоотдачи к эмульсии. При температурах внутренней стенки канала ниже температуры кипения воды коэффициент теплоотдачи возрастает более чем в два раза, по сравнению с водой. Проведенные исследования показали, что для увеличения охлаждающей способности воды, например, в станциях охлаждения тиристорных преобразователей, достаточно ввести в нее небольшое количество (до $2 \text{ об. } \%$) н-пентана.

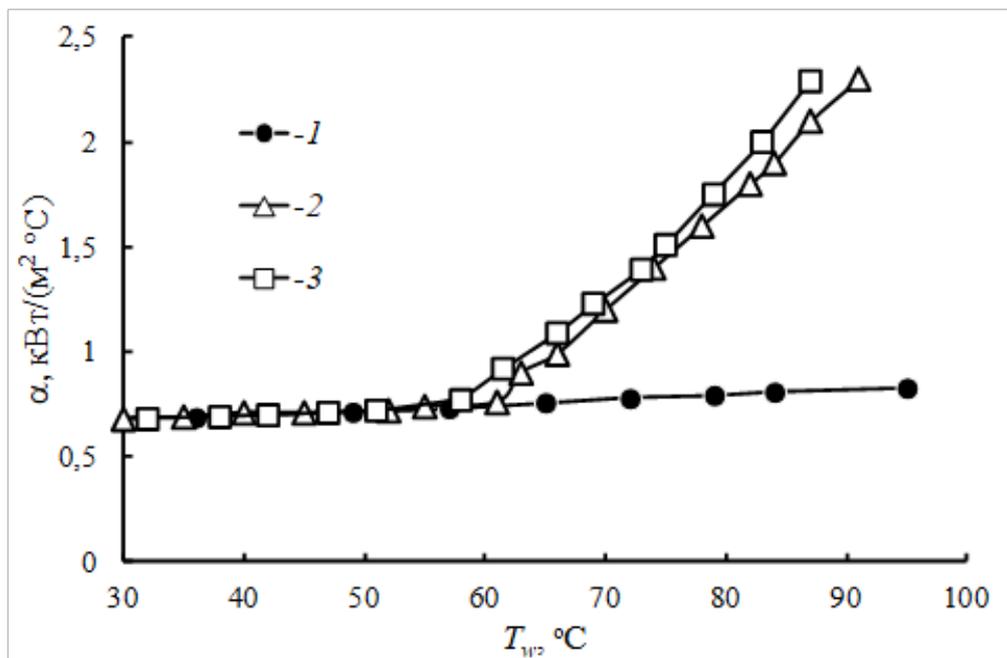


Рис. 4.18. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от средней температуры внутренней стенки трубы при вынужденном течении исследуемых жидкостей в замкнутом контуре. $G = 10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$: 1 – вода; 2, 3 – эмульсия н-пентан/вода с концентрацией $1,0$ и $2,0 \text{ об. } \%$, соответственно.

4.6. Выводы

Экспериментально исследован теплообмен при кипении в вынужденном потоке ряда эмульсий в миниканале диаметром 1,1 мм. С применением скоростной видеосъемки визуализированы структуры течения двухфазного потока кипящих воды и эмульсий в миниканале. Установлено, что температурные интервалы пузырькового и снарядного режимов кипения эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода, при которых наблюдается рост коэффициент теплоотдачи, у исследованных эмульсий шире, чем у чистой водой. Наличие дополнительной паровой фазы в миниканале, состоящей из пара низкокипящей жидкости, способствует появлению неустойчивости двухфазного потока и кризиса кипения при более низких тепловых потоках, чем в чистой воде.

В широком диапазоне тепловых нагрузок исследован теплообмен при кипении капелек дисперсной фазы эмульсии вода/силиконовое масло ПМС-20 и н-пентан/глицерин в миниканале. Показано, что при кипении капелек дисперсной фазы формируются только пузырьковый и снарядный режимы течения двухфазного потока, без перехода к неустойчивому кольцевому режиму. Установлено, что при температурах выше температуры предельного перегрева н-пентана двухфазный поток кипящей эмульсии н-пентан/глицерин остается стабильным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментально исследовано явления взрывного вскипания перегретых капелек эмульсии. Установлено, что взрывное вскипание капелек эмульсии может происходить не только при температурах близких к температуре предельного перегрева, но и при существенно более низких температурах, когда активируются низкотемпературные центры кипения. Центры кипения можно разделить на две группы – центры активирующиеся в объеме капелек и центры активирующиеся на их поверхности. Определяющим фактором активации низкотемпературных центров кипения является импульс давления, возникающий при вскипании перегретой капельки эмульсии.
2. Показано, что цепная активация низкотемпературных центров кипения инициируется случайной активацией одного из них. Взрывное вскипание перегретой капельки эмульсии на низкотемпературном центре кипения способствует активации нескольких соседних центров кипения, что в свою очередь приводит к дальнейшей активации других центров кипения. Предложен механизм цепного зародышеобразования в перегретых капелках эмульсии.
3. Проведены комплексные исследования теплообмена при кипении на проволочных нагревателях и в трубе с внутренним диаметром 16 мм нового класса теплоносителей – эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Опыты поставлены с эмульсиями, у которых в пузырьковом кипении участвуют только капельки дисперсной фазы (вода/масло ВМ-1С, вода/ПЭС-5, вода/ПМС-20, н-пентан/глицерин, этиловый спирт/масло ВМ-1С и др.) и с эмульсиями, у которых в кипении участвует дисперсная фаза совместно с дисперсионной средой (н-пентан/вода, фреон-113/вода, диэтиловый эфир/вода, фреон-11/вода).
4. У всех исследованных эмульсий обнаружена задержка начала кипения по сравнению с началом кипения чистой диспергированной жидкости.

Величина задержки начала кипения зависит от концентрации и размера капелек дисперсной фазы.

Обнаружено существенное расширение температурного интервала режима пузырькового кипения эмульсий. Если при кипении воды разница между температурой начала кипения и температурой кризиса пузырькового кипения составляет не более $30\text{ }^{\circ}\text{C}$, то при кипении эмульсий такая разность температур значительно больше и может превышать $150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Определены режимы теплообмена, при которых коэффициент теплоотдачи к эмульсии в 1,2 – 4 раза превышает значения, полученные для чистой дисперсионной среды.

Установлено, что критическая плотность теплового потока при кипении эмульсии зависит от концентрации и размера капелек дисперсной фазы эмульсии.

Показано, что путем введения в эмульсию поверхностно-активных веществ и адсорбентов можно управлять числом центров кипения, а следовательно, и интенсивностью теплоотдачи.

5. Впервые с применением скоростной видеосъемки визуализирован процесс пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Выявлены механизмы вскипания перегретых капелек дисперсной фазы, как на поверхности нагрева, так и в тепловом пограничном слое.
6. Предложена модель пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Получены формулы для определения коэффициента теплоотдачи от нагреваемой поверхности к кипящей эмульсии. Выполнен анализ влияния дисперсионного состава эмульсии на плотность теплового потока. Отмечено хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными, что свидетельствует в пользу предложенной модели пузырькового кипения эмульсии, которая качественно правильно отражает процессы протекающие вблизи нагреваемой поверхности.

7. Экспериментально исследован теплообмен при кипении в вынужденном потоке ряда эмульсий в миниканале диаметром 1.1 мм. С применением скоростной видеосъемки визуализированы структуры течения двухфазного потока при кипении воды и эмульсий в миниканале. Установлено, что температурные интервалы пузырькового и снарядного режимов кипения эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода, при которых наблюдается рост коэффициент теплоотдачи, у исследованных эмульсий шире, чем у чистой воды. Наличие дополнительной паровой фазы в миниканале, состоящей из пара низкокипящей жидкости, способствует появлению неустойчивости двухфазного потока и кризиса кипения при более низких тепловых потоках, чем в чистой воде.

В широком диапазоне тепловых нагрузок исследован теплообмен в миниканале при кипении только капелек дисперсной фазы эмульсии вода/силиконовое масло ПМС-20 и н-пентан/глицерин. Показано, что при кипении капелек дисперсной фазы формируются только пузырьковый и снарядный режимы течения двухфазного потока, без перехода к неустойчивому кольцевому режиму. Установлено, что при кипении эмульсии н-пентан/глицерин двухфазный поток при температурах выше температуры предельного перегрева н-пентана остается стабильным.

Результаты исследований теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой могут являться основой для создания теплообменного оборудования с эмульсией в качестве рабочей жидкости.

Перспективы дальнейшей разработки темы исследования.

В дальнейшем планируются экспериментальные исследования теплопередающих характеристик пульсирующей тепловой трубы (ПТТ) при использовании в качестве рабочей жидкости эмульсии. Планируемые исследования позволят впервые получить в эксперименте новые данные о теплопередающих характеристиках ПТТ с эмульсией и сравнить их с

аналогичными характеристиками ПТТ с водой. Будут проведены исследования по влиянию концентрации эмульсии на высыхание стенки ПТТ в испарителе. Будут изучены теплопередающие характеристики ПТТ с эмульсиями при разных коэффициентах заполнения. При одинаковых подводимых тепловых потоках будет проведен анализ пульсаций температур в испарителе, адиабатической секции и конденсаторе ПТТ с эмульсиями и водой. Проведенные исследования позволят выявить потенциальные возможности использования эмульсий в качестве рабочей жидкости в ПТТ.

Список основных обозначений

A, a, B, b, C, c и так далее – параметры, безразмерные

$a = \lambda/(c_p \rho)$ – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$

C – концентрация, об. %

c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$

c_v – удельная теплоемкость при постоянном объеме, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$

D – диаметр пузырька, м

d – диаметр капельки, капилляра, м

F – площадь поверхности, м^2 , сила, Н

F_0, f_0 – частота поступления капелек в канал, с^{-1}

F_b, f – частота вскипающих в канале капелек, с^{-1}

G – расход теплоносителя, $\text{кг} \cdot \text{с}^{-1}$

g – ускорение свободного падения, $\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$,

J – частота зародышеобразования, $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

J_v, J – объемная частота зародышеобразования, $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

J_s – поверхностная частота зародышеобразования, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

i – массовая скорость испарения жидкости с поверхности, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

$k = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$, – постоянная Больцмана

k_i – коэффициент усиления электрических сигналов, безразмерный

l – характерный размер, м

M – импульс давления, $\text{Па} \cdot \text{с}$

N_0 – счетная концентрация эмульсии, м^{-3}

N – общее число капелек, безразмерное

n – число вскипевших капелек, безразмерное

m – масса, кг

p – давление, $\text{Н} \cdot \text{м}^{-2}$, бар

P – вероятность, безразмерная

r – удельная теплота испарения, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$

R, r – радиус, радиус капилляра, м

R – термическое (тепловое) сопротивление, $\text{К}\cdot\text{Вт}^{-1}$

q – плотность теплового потока, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$

Q – величина теплового потока, $\text{Дж}\cdot\text{м}^{-2}$, объемный расход, $\text{м}^3\text{с}^{-1}$

S – площадь поверхности, м^2

T – температура, К , $^{\circ}\text{C}$

T_0 , T_w – температура теплоносителя вне теплового пограничного слоя, температура охлаждаемой поверхности, К , $^{\circ}\text{C}$

$\Delta T = T_w - T_0$ – температурный напор, К , $^{\circ}\text{C}$

t , τ – время, с

u , – скорость, $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$

V – объем, м^3

v – объем, м^3 , удельный объем, $\text{м}^3\cdot\text{кг}^{-1}$

W – работа образования зародыша паровой фазы, Дж

w – скорость, скорость звука, ультразвука, $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$

α – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$

δ – толщина теплового пограничного слоя, м

ε – коэффициент метастабильности, безразмерный

η – коэффициент динамической вязкости, $\text{Н}\cdot\text{с}\cdot\text{м}^{-2}$

λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$

$\nu = \eta/\rho$ – кинематическая вязкость, $\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$

Индексы

' – жидкое состояние

" – газообразное состояние

s – равновесное состояние жидкой и газообразной фаз

k – термодинамическая критическая точка

kr – другие критические величины

n, n – предельный перегрев

c – спинодаль

T – при температуре T и атмосферном давлении

T_k – при критической температуре и атмосферном давлении

m – тепловой, массовый

Критерии

$Nu = \alpha l / \lambda$ – Нуссельта

$Bi = \alpha l / \lambda_{стенки}$ – Био

$Re = w l / \nu$ – Рейнольдса

$Fo = at / l^2$ – Фурье

$Pr = \nu / a$ – Прандтля

$Ra = Gr \cdot Pr$ – Релея

$Gr = (gl^3 / \nu^2) \beta \Delta T$ – Грасгофа

$Ar = \frac{(\rho_s - \rho_\phi) g \rho_\phi D^3}{\eta_s^2}$ – Архимеда

Список литературы

1. Калинин Э.К. Интенсификация теплообмена в каналах / Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо. Изд-е 3. М.: Машиностроение, 1990. – 208 с.
2. Полежаев Ю. В. Интенсификация теплообмена при кипении/ Ю. В. Полежаев, С. А. Ковалев // Теплофизика высоких температур. – 1992. – Т.30. – №5. – С. 1013-1024.
3. Попов И.А. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена: Интенсификация теплообмена / И.А. Попов, Х.М. Махьянов, В.М. Гуреев. Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 560 с.
4. Mori S. Critical heat flux enhancement by surface modification in a saturated pool boiling: A review / S.Mori, Y. Utaka // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2017. – V. 108. – P. 2534-2557.
5. Попов И. А. Интенсификация теплоотдачи и критические тепловые потоки при кипении на поверхностях с микроорегбрением / И. А. Попов, А. В. Щелчков, Ю. Ф. Гортышов, Н. Н. Зубков // Теплофизика высоких температур. – 2017. – Т.55. – №4. – С. 537-548.
6. Mori S. Critical heat flux enhancement by a two-layer structured honeycomb porous plate in a saturated pool boiling of water / S.Mori, N.Maruoka, K.Okuyama // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2018. – V. 118. – P. 429-438.
7. Surtaev A. Structured capillary-porous coatings for enhancement of heat transfer at pool boiling / A Surtaev, D. Kuznetsov, V. Serdyukov, A. Pavlenko, V. Kalita, D. Komlev, A.Ivannikov, A.Radyuk // Applied Thermal Engineering. – 2018. – V.133. P. 532-542.
8. Pavlenko A.N. Perspectives and problematic issues in the development of heat transfer enhancement methods at boiling and evaporation / A.N. Pavlenko // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1359. – №1. P. 012001.
9. Liang G. Review of pool boiling enhancement by surface modification / G.Liang, I.Mudawar // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2019. – V. 128. – P. 892-933.

10. Kumar G.U. A review on the role of laser textured surfaces on boiling heat transfer / G.U. Kumar, S. Suresh, C.S. Sujith Kumar, S. Back, B. Kang, H. J. Lee // *Applied Thermal Engineering*. – 2020. - V.174. Article 115274.
11. Hetsroni G. Subcooled boiling of surfactant solutions / G. Hetsroni, M. Gurevich, A. Mosyak, R. Rozenblit, L.P. Yarin // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2002. – V. 28. – P. 347-361.
12. Wen D.S. Effect of surface wettability on nucleate pool boiling heat transfer for surfactant solutions / D.S. Wen, B.X. Wang // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2002. – V. 45. – P. 1739-1747.
13. Cheng L. Boiling phenomena with surfactants and polymeric additives: A state-of-the-art review / L.Cheng, D.Mewes, A. Luke // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. – 2007. – V. 50. – №13-14. – P. 2744-22771.
14. Inoue T. Enhancement of pool boiling heat transfer in water and ethanol/water mixtures with surface-active agent / T. Inoue, Y. Teruya, M. Monde // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2004. – V. 47. – P. 5555-5563.
15. Peng H. Effect of surfactant additives on nucleate pool boiling heat transfer of refrigerant-based nanofluid / H. Peng, G. Ding, H. Hu // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2011. – V. 35. – №6. – P. 960-970.
16. Shoghl S. N. Experimental investigation on pool boiling heat transfer of ZnO, and CuO water-based nanofluids and effect of surfactant on heat transfer coefficient / S. N. Shoghl, M. Bahrami // *Int. Com. in Heat and Mass Transfer*. – 2013. – V. 45. – №6. – P. 122-129.
17. Coursey J.S. Nanofluid boiling: the effect of surface wettability / J.S. Coursey, J. Kim // *Int. J. Heat Fluid Flow*. – 2008. – V. 29. – №6. – P. 1577-1585.
18. Чиннов Е. А. Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах / Е. А. Чиннов, О. А. Кабов // *Теплофизика высоких температур*. – 2006. – Т.44. – №5. – С. 777-795.

19. Кузнецов В.В. Режимы течения и теплообмен при кипении движущегося хладона R318C в кольцевом миниканале / В.В. Кузнецов, А.С. Шамирзаев // Теплофизика и аэромеханика. – 2007. – Т.14. – №1. – С. 57-66.
20. Serizawa A. Two-phase flow in microchannels / A. Serizawa, Z. Feng, Z. Kawara // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2002. – V. 26. – №6-7. – P. 703-714.
21. Balasubramanian P. Experimental study of flow patterns, pressure drop, and flow instabilities in parallel rectangular minichannels / P. Balasubramanian, S.G. Kandlikar // Heat Transfer Eng. – 2005. – V. 26. – №3. – P. 20-27.
22. Hetsroni G. Two phase flow patterns in parallel microchannels / G. Hetsroni, A. Mosyak, Z. Segal, E. Pogrebnyak // Int. J. Multiphase Flow. – 2003. – V. 29. – P. 341-360.
23. Hetsroni G. Periodic boiling in parallel micro-channels at low vapor quality / G. Hetsroni, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, Z. Segal // Int. J. Multiphase Flow. – 2006. – V. 32. – №10-11. – P. 1141-1159.
24. Bogojevic D. Experimental investigation of non-uniform heating effect on flow boiling instabilities in a microchannel-based heat sink / D. Bogojevic, K. Sefiane, A.J. Walton, H. Lin, G. Cummins, D. Kenning, T. Karayiannis // Int. J. Thermal Sci. – 2011. – V. 50. – №3. – P. 309-324.
25. Kandlikar S.G. Stabilization of flow boiling in microchannels using pressure drop elements and fabricated nucleation sites / S.G. Kandlikar, W.K. Kuan, D.A. Willistein, J. Borrelli // J. Heat Transfer. – 2006. – V. 128. – P. 389-396.
26. Wang G. Effects of inlet/outlet configurations on flow boiling instability in parallel microchannels / G. Wang, P. Cheng, A.E. Bergles // Int. J. Heat Mass Transfer – 2008. – V. 51. – №9-10. – P. 2267-2281.
27. Qu W. Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks. Part I. Experimental investigation and assessment of correlation methods / W. Qu, I. Mudawar // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – V. 56. – №15. – P. 2755-2771

28. Steinke M.E. An experimental investigation of flow boiling characteristics of water in parallel microchannels / M.E. Steinke, S.G. Kandlikar // *J. Heat Transfer*. – 2004. – V. 126. – №4. – P. 518-526.
29. Kuo C.-J. Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels / C.-J. Kuo, Y. Peles // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2009. – V. 52. – №1-2. – P. 271-280.
30. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость / В.П. Скрипов. – М.: Из-во «Наука», 1972. – 312 с.
31. Скрипов В.П. Теплофизические свойства жидкостей. Справочник. / В.П. Скрипов, Е.Н. Сеницын, П.А. Павлов и др. – М.: Атомиздат, 1980. – 208 с.
32. Байдаков В.Г. Перегрев криогенных жидкостей / В.Г. Байдаков. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. – 264 с.
33. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей / П.А. Павлов. Свердловск: УрО РАН, 1988. – 248 с.
34. Roesle M.L. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part A / M.L. Roesle, F.A. Kulacki // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2012. – V. 55. – № 7-8. – P. 2160-2165.
35. Roesle M.L. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part B / M.L. Roesle, F.A. Kulacki // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2012. – V. 55. – № 7-8. – P. 2166-2172.
36. Roesle. M.L. Boiling Heat Transfer to Dilute Emulsions From a Vertical Heated Strip / M.L. Roesle, D.L. Lunde, F.A. Kulacki // *Trans. ASME. Journal of Heat Transfer*. – 2015. – V.137. – № 4 – 041503.
37. Kulacki F.A. Pool Boiling of Dilute Emulsions on Flat Surfaces / F.A. Kulacki, C.T. Wood, D.R. Mendonza // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – V. 151. – art. 119470.
38. Janssen D. Flow boiling of dilute emulsions / D. Janssen, F.A. Kulacki // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – V. 115. – P. 1000-1007.

39. Pan H. Experimental investigation on subcooled boiling heat transfer of emulsified kerosene / H. Pan et al. // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – V. 145. – Art. 118744.
40. Roesle M.L. Boiling of dilute emulsion – toward a new modeling framework / M.L. Roesle, F.A. Kulacki // *Industrial and Engineering Chemistry Research*. – 2010. – V. 49. – №11 – P. 5188-5196.
41. Roesle M.L. Boiling Heat Transfer in Dilute Emulsions / M.L. Roesle, F.A. Kulacki – Springer, New York. Springer Briefs in Applied Science and Technology, Thermal Engineering and Applied Science, 2013. – 121 p.
42. Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая физика / Дж. В. Гиббс. – М.: Из-во «Наука», 1982. – 584 с.
43. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация / Я.Б. Зельдович // *ЖЭТФ*. – 1942. – Т.12. – № 11-12. – С.525-538.
44. Каган Ю.М. О кинетике кипения чистых жидкостей / Ю.М. Каган // *ЖФХ*. – 1960. – Т.34. - №1. – С. 92-101.
45. Скрипов В.П. Достижимый перегрев жидкостей / В.П. Скрипов, Г.В. Ермаков // *ЖФХ*. – 1963. – Т.37. – №8. – С.1925-1928.
46. Blander M. Bubble nucleation in n-pentane, n-hexane, n-pentane + n-hexane mixtures and water / M. Blander, D. Hengatenborg // *J. Phys. Chem.* – 1971. – V.75. – №23. – P. 3613-3619.
47. Wakeshima H. On the limit of Superheat / H. Wakeshima, K. Takata // *J. Appl. Phys.* – 1958. – V. 29. – № 8. – P. 1126-1127.
48. Apfel R.E. Vapor nucleation at liquid-liquid interface / R.E. Apfel // *J. Chem. Phys.* – 1971. – V. 54. - №1. – P.62-63.
49. Avedisian C.T. Effect of Pressure on bubble Growth Within Liquid Droplets at the Superheat Limit / C.T. Avedisian // *Trans. ASME J. Heat Transfer*. – 1982. – V.104. – №4. – P. 750-757.
50. Чуканов В.Н. Экспериментальная установка для изучения перегретых жидкостей методом измерения времени их жизни / В.Н. Чуканов, В.П. Скрипов // *Теплофизика*. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1971. – С. 3-10.

51. Сеницын Е.Н. Достижимый перегрев органической жидкостей / Е.Н. Сеницын, Н.Н. Данилов // Теплофизические свойства перегретых жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1978. – С. 8-11.
52. Lipnyagov E.V. The visualization of boiling-up onset of a superheated n-pentane in glass capillary at atmospheric pressure by high-speed video / E.V. Lipnyagov, M.A. Parshakova, S.A. Perminov, G.V. Ermakov // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2013. – V. 60. – P. 612-615.
53. Lipnyagov E.V. The study of boiling-up onset of highly superheated n-pentane in glass capillary at different pressures. 1. Visualization by high-speed video and nucleation sites / E.V. Lipnyagov, M.A. Parshakova, S.A. Perminov // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2017. – V. 104. – P. 1353-1361.
54. Скрипов В.П. Конвективный теплообмен метастабильных жидкостей при задержке кипения / В.П. Скрипов, Н.В. Буланов // ИФЖ. – 1972. – №4. – С. 614-617.
55. Скрипов В.П. Теплообмен в условиях сильной задержки кипения / В.П. Скрипов, Н.В. Буланов // Гидродинамика и теплообмен. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1972. – С. 41-50.
56. Павлов П.А. Вскипание жидкости при импульсном нагреве. 1. Методика экспериментов с тонкими проволочками / П.А. Павлов, В.П. Скрипов // Теплофизика высоких температур. – 1965. – Т.3. – №1. – С. 109-114.
57. Скрипов В.П. Вскипание жидкости при импульсном нагреве. 2. Опыты с водой, спиртами, n-гексаном и нонаном / В.П. Скрипов, П.А. Павлов, Е.Н. Сеницын // Теплофизика высоких температур. – 1965. – Т.3. – №5. – С. 722-726.
58. Скрипов В.П. Взрывное вскипание жидкостей и флуктуационное зародышеобразование / В.П. Скрипов, П.А. Павлов // Теплофизика высоких температур. – 1970. – Т.8. – №4. – С. 833-839.
59. Никитин Е.Д. Достижимый перегрев и критические параметры полиэтиленсилоксанов / Е.Д. Никитин, П.А. Павлов // Теплофизика высоких температур. – 1988. – Т.26. – №6. – С. 1090-1093.

60. Павлов П.А. Плотность центров парообразования в объеме перегретой воды / П.А. Павлов, П.С. Попель // Теплофизические свойства жидкостей и взрывное вскипание. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1976. – С. 59-64.
61. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва / Ю.С. Яковлев – Л.: Судпромгиз, 1961. – 316 с.
62. Witte L.C. Thermal Explosion Hazards / L.C. Witte, J.E. Cox // *Advances in Nuclear Science and Technology*. – 1973. – V.7. – P. 329-364.
63. Cronenberg A. W. Vapor Explosion Phenomena with Respect Nuclear Reactor Safety Assessment / A.W. Cronenberg, R. Benz // *Advances in Nuclear Science and Technology*. – 1980. – V.12. – P. 243-334.
64. Фролов Ю. Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы / Ю. Г. Фролов. – М.: Химия, 1988. – 464 с.
65. Щукин Е.Д. Коллоидная химия / Е.Д. Щукин, А.В. Перцов, Е.А. Амелина – М.: Высшая школа, 2004 – 445 с.
66. Королева М.Ю. Наноэмульсии: свойства, методы получения и перспективные области применения / М.Ю. Королева, Е.В. Юртов // *Успехи химии*. – 2012. – Т. 81. – №1. – С. 21-43.
67. Кабальнов А.С. Приложения теории Лифшица-Слезова к переконденсации прямых эмульсий / А.С. Кабальнов, А.В. Перцов, Е.Д. Щукин // *Коллоидный журнал*. – 1984. – Т.46. – №6. С. 1108-1111.
68. Градус Л.Я. Руководство по дисперсионному анализу методом микроскопии / Л.Я. Градус. – М.: Химия, 1979. – 232 с.
69. Шерман Ф. Эмульсии / Ф. Шерман. Пер. с англ. под ред. А.А. Абрамзона. Л.: Химия, 1972. – С.442.
70. Коробейников В.П. Теория точечного взрыва / В.П. Коробейников, Н.С. Мельников, Е.В. Рязанов. – М.:Физматгиз, 1961. – 332 с.
71. Баум Ф.А. Физика взрыва / Ф.А. Баум, К.П. Станюкевич, Б.И. Шехтер. – М.: ГИФМЛ, 1959. – 800 с.

- 72.Бейкер У. Взрывные явления. Оценка и последствия. В 2-х томах. Книга 1 / У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелу. – М.: Мир, 1986 –319 с.
- 73.Коул Р. Подводные взрывы / Р. Коул. – М.: Издательство иностранной литературы, 1950. – 494 с.
- 74.Седов Л.И. Методы подобия и размерностей в механике / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1981. –448 с.
- 75.Ландау Л.Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от их возникновения / Л.Д. Ландау // Прикладная математика и механика. – 1945. – Т.9. – С.286-292.
- 76.Буланов Н.В. Поверхностное вскипание капелек перегретой жидкости / Н.В. Буланов Б.М. Гасанов // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып. 5. Екатеринбург: УрО РАН, 1997. – С. 72-79.
- 77.Кутателадзе С.С. Основы теории подобия / С.С. Кутателадзе. – М.: Атомиздат, 1979. –416 с.
- 78.Падерин И.М. Кинетика вскипания перегретой жидкости в присутствии пористых и гладких поверхностей / И.М. Падерин, В.С. Усков, Г.В. Ермаков // Теплофизика высоких температур. – 1994. – Т.32. – № 5. – С. 863-866.
- 79.Буланов Н.В. Паровой врыв капелек жидкости и зависимости возникающих импульсов давления от их диаметра / Н.В. Буланов // Неравновесные фазовые переходы и теплофизические свойства веществ. Екатеринбург: УрО РАН, 1996. – С.92-100.
- 80.Буланов Н.В. Интенсификация теплообмена и цепная активация центров кипения при использовании эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Вестник уральского государственного университета путей сообщения. – 2010. – № 3(7). – С. С. 29-37.
- 81.Буланов Н.В. Экспериментальная установка для изучения цепной активации низкотемпературных центров кипения в перегретых капельках

- жидкости / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67. – № 5. – С. 531-536.
- 82.А. с. СССР № 653501. Способ охлаждения поверхности жидким теплоносителем / Н.В. Буланов, В.П. Скрипов, Н.А. Шуравенко. Опубл. в Б.И., 1979. – №11.
- 83.А. с. СССР № 112476. Способ охлаждения поверхности жидким теплоносителем / Н.В. Буланов, П.А. Павлов, В.П. Скрипов. Опубл. в Б.И., 1987. – №38.
- 84.Mori Y.H. Pool boiling heat transfer to emulsions / Y.H. Mori, E. Inui, K. Komotori // J. Heat Trans. – 1978. – V. 100. – P. 613–617.
- 85.Островский Н.Ю. Теплообмен при кипении эмульсий в условиях свободного движения / Н.Ю. Островский // Пром. Теплотехника. – 1986. – Т. 8. – № 2. – С. 27-31.
- 86.Островский Н.Ю. Кипение несмешивающихся жидкостей в контуре с естественной конвекцией / Н.Ю. Островский // Пром. Теплотехника. – 1986. – Т. 8. – № 3 – С. 47-52.
- 87.Буланов Н.В. Результаты экспериментального исследования теплообмена эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов, Е.А. Турчанинова // Теплофизика высоких температур. – 2006. – Т. 44. – № 2. – С. 268-284.
- 88.Roesle M.L. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part B / M.L. Roesle, F.A. Kulacki // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – V. 55. – № 7-8. – P. 2166-2172.
- 89.Гасанов Б.М. Кипение эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой на поверхности проволочного нагревателя / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // XIV Минский международный форум по тепло- массообмену. Тезисы докладов и сообщений, 2012 – Т. 1. – Ч2. – С. 456-458.
- 90.Roesle. M.L. Boiling Heat Transfer to Dilute Emulsions From a Vertical Heated Strip / M.L. Roesle, D.L. Lunde, F.A. Kulacki // Trans. ASME. Journal of Heat Transfer. – 2015. – V.137. – № 4 – 041503.

91. Kulacki F.A. Pool Boiling of Dilute Emulsions on Flat Surfaces / F.A. Kulacki, C.T. Wood, D.R. Mendonza // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2020. – V. 151. – art. 119470.
92. Лыков А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 460 с.
93. Попов В.С. Электротехнические измерения и приборы / В.С. Попов. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. – 379 с.
94. Gasanov B.M. Effect of the droplets size of an emulsion dispersion phase in nucleation boiling and emulsion boiling crisis / Gasanov B.M., Bulanov N.V. // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – V.88. – P. 256-260.
95. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик. – М.: Наука, 1972. – 720 с.
96. Буланов Н.В. Особенности кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой и с добавкой поверхностно-активного вещества / Н.В. Буланов, В.П. Скрипов, Б.М. Гасанов, В.Г. Байдаков // Тр. Первой Рос. нац. конф. по теплообмену. Т.4. Кипени, кризисы кипения, закризисный теплообмен. – М.: Изд-во МЭИ, 1994. – С. 43-47.
97. Гасанов Б.М. Особенности кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой и с добавками поверхностно-активных веществ / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов, В.Г. Байдаков // Инженерно-физический журнал – 1997. – Т.70. – №2. – С. 184-186.
98. Гасанов Б.М. Задержка кризиса пузырькового кипения в системах (вода + диэтиловый эфир) и (вода + фреон-113) / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып. 1. Екатеринбург: УрО РАН, 1997. – С. 129-132.
99. Гасанов Б.М. Зависимость задержки начала кипения эмульсий от дисперсионного состава и концентрации поверхностно-активных веществ / Гасанов Б.М., Буланов Н.В. // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып. 4. Екатеринбург: УрО РАН, 2000 – С. 55-58.

100. Гасанов Б.М. Влияние концентрации и размера капелек дисперсной фазы эмульсии на характер теплообмена при кипении эмульсии / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т.52. – №1. – С. 93-99.
101. Гасанов Б.М. Ухудшение теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой / Б. М. Гасанов // Теплофизика высоких температур. – 2018. – Т.56. – №3. – С. 582-585.
102. Snyder N.W. Mass-Transfer Model in Subcooled Nucleate Boiling / N.W. Snyder, T.T. Robin // Trans ASME. Ser. C. J. Heat Transfer. – 1969. – V. 91. – №3. – P. 404-412.
103. Bergles A.E. Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low quality forced convection systems / A.E.Bergles // Nuclear safety. – 1977. – V. 18. – №2. – P. 154-167.
104. Кутателадзе С.С. Гидродинамическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции / С. С. Кутателадзе // ЖТФ. – 1950. - №11. – С. 1389-1392.
105. Боришанский В.М. О критериальной формуле для обобщения опытных данных по прекращению пузырькового кипения / В.М. Боришанский // ЖТФ. – 1956. – Т.26. - №2. С. 452-458.
106. Zuber N. On the stability of boiling heat transfer / N. Zuber // Trans. of ASME. – 1958. – V.80. – №3. – P. 711-72.
107. Ягов В.В. Механизм кризиса кипения в большом объеме / В.В. Ягов // Теплоэнергетика. – 2003. – №6. – С. 2-10.
108. Berenson P.J. Experiments on pool-boiling heat transfer / P.J. Berenson // International Journal Heat and Mass Transfer. – 1962. – V. 5. – P. 985-999.
109. Katto Y., Yokoya S. Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling / Y. Katto, S. Yokoya // International Journal Heat and Mass Transfer. – 1968. – V. 11. – P. 993-1002.
110. Коверда В.П. $1/f$ шум при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель / В.П. Коверда, В.Н. Скоков, В.П. Скрипов // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113. – № 5. – С. 1748-1757.

111. Skokov V.N. Self-Organization of a Critical state and $1/f^2$ Fluctuations at Film Boiling / V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov // Phys. Lett. A – 1999 – V. 263 – P. 430-433.
112. Скоков В.Н. Низкочастотные пульсации с $1/f^2$ – спектром мощности в переходных режимах кипения воды на проволочных нагревателях / В.Н. Скоков, В.П. Коверда, А.В. Виноградов, А.В. Решетников // Теплофизика высоких температур. – 2010.– Т.48. - №5. – С. 741-748.
113. Скоков В.Н. Стохастический резонанс в кризисном режиме кипения при периодическом тепловыделении / В.Н. Скоков, А.В. Виноградов, А.В. Решетников, В.П. Коверда // Теплофизика высоких температур. – 2016. – Т.53. – №3. – С. 366-370.
114. Inada S. A study on boiling curves in subcooled pool boiling (1st report, an effect of liquid subcooling on local heat transfer) / S. Inada at al. // Trans. JSME. – 1981. – V. 47. – P. 852-861.
115. Inada S. A study on boiling curves in subcooled pool boiling (2nd Report, an effect of contamination of surface on boiling heat transfer and collapse vapor slug) / S. Inada at al. // Trans. JSME. – 1981. – V. 47. – P. 2021-2029.
116. Suzuki K. High heat flux cooling by microbubble emission boiling / K. Suzuki, H. Saitoh, K. Matsumoto // Annals of the New York Academy of Sciences. – 2002. – V.974. – P. 364-377.
117. Suzuki K. Enhancement of heat transfer in subcooled flow boiling with microbubble emission / K. Suzuki at al. // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2005. – V. 29. – P. 827-832.
118. Tange M. Microbubble emission boiling in a microchannel and minichannel / M. Tange at al. // Therm. Sci. Eng. – 2004. – V. 12. – P. 23-29.
119. Wang G.D. Subcooled flow boiling and microbubble emission boiling phenomena in a partially heated microchannel / G.D. Wang, P. Cheng // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – V. 52. – P. 79-91.
120. Зейгарник Ю.А. Микропузырьковое кипение: механизм процесса, задачи и методы исследований / Ю.А. Зейгарник, Д.Н. Платонов, К.А.

- Ходаков, Ю.Л. Шехтер // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т.47. – №5. – С. 707-711.
121. Зейгарник Ю.А. Визуализация кипения недогретой воды / Ю.А. Зейгарник, Д.Н. Платонов, К.А. Ходаков, Ю.Л. Шехтер // Теплофизика высоких температур. – 2011.– Т.49. – №4. – С. 584-588.
122. Зейгарник Ю.А. О природе эмиссии микропузырей при кипении недогретой воды / Ю.А. Зейгарник, Д.Н. Платонов, К.А. Ходаков, Ю.Л. Шехтер // Теплофизика высоких температур. – 2012.– Т.50. – №1. – С. 83-88.
123. Зейгарник Ю.А. Поведение воздушных пузырей при кипении воды, недогретой до температуры насыщения / Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, Ю.Л. Шехтер // Теплофизика высоких температур. – 2012.– Т.50. – №3. – С. 436-441.
124. Зейгарник Ю.А. Опытные данные по механизму кипения недогретой воды: скоростная съемка / Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, Ю.Л. Шехтер // Теплофизика и аэромеханика. – 2014. – Т. 21. – № 3. – С. 299-307.
125. Mori Y.H. Cinemirophotographic study of boiling of water-in-emulsions / Y.H. Mori, H. Sano, K. Komotori // Int. J. Multiphase Flow. – 1980. – V.6. – P. 255-266.
126. Буланов Н.В. Формулы для описания режима пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург. УрО РАН, 1998. – Вып. 2 – С. 71-78.
127. Bulanov N.V. Peculiarities of boiling of emulsions with a low-boiling disperse phase / N.V. Bulanov, B.M. Gasanov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2008. – V.51. – P. 1628-1632.
128. Буланов Н.В. Критический объем и цепная активация центров кипения в эмульсиях с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов, Г.Н. Муратов // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т.47. – №6. – С. 899-904.

129. Буланов Н.В. Зависимость начала цепной активации центров кипения от перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т.49. – №2. – С. 221-224.
130. Buivid M.G. Superheated liquids containing suspended particles / M.G. Buivid, M.V. Sussman // Nature. – 1978. – V.275. – P. 203-205.
131. Abdollahi A. Experimental analysis of magnetic field effect on the pool boiling heat transfer of ferro fluid / A. Abdollahi, M.R. Salimpour, N. Etesami // Appl. Therm. Eng. – 2017. – V.111. – P. 1101-1110.
132. Yang C.Y. Effect of nano-particles for pool boiling heat transfer of refrigerant 141B on horizontal tubes / C.Y. Yang, D.W. Liu // Int. J. Microscale Nanoscale Therm. Fluid Transp. Phenom. – 2010. – V. 3. – №1. – P. 233-243.
133. Vassallo P. Pool boiling heat transfer experiments in silica-water nano-fluids / P. Vassallo, R. Kumar, S. D'Amico // Int. J. Heat Mass Transf. – 2004. – V. 47. – P. 407-411.
134. Trisaksri V. Nucleate pool boiling heat transfer of TiO₂-R141b nanofluids / V. Trisaksri, S. Wongwises // Int. J. Heat Mass Transf. – 2009. – V.2009. – V. 52. – №5-6. – P. 1582-1588.
135. Bang I.C. Boiling heat transfer performance and phenomena of Al₂O₃- water nano-fluids from a plain surface in a pool / I.C. Bang, S.H. Chang // Int. J. Heat Mass Transf. – 2005. – V. 48. – №12. – P. 2420-2428.
136. Das S.K. Pool boiling characterization of nano-fluids / S.K. Das, N. Putra, W. Roetzel // Int. J. Heat Mass Transf. – 2003. – V. 46. – P. 851-862.
137. Гасанов Б.М. Теплоотдача при кипении эмульсии на поверхности тонких проволочек / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т.48. – №3. – С. 477-480.
138. Буланов Н.В. Влияние малых добавок адсорбентов на величину задержки начала кипения / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург. УрО РАН, 2004. – Вып.7. – С. 36-46.

139. Ammerman C.N. Determination of the boiling enhancement mechanism caused by surfactant addition to water / C.N. Ammerman, S.M. You // *J. Heat Trans.* – 1996. – V. 118. – P. 429-435.
140. Hetsroni G. The effect of surfactants on bubble growth, wall thermal patterns and heat transfer in pool boiling / G. Hetsroni, J.L. Zakin, Z. Lin, A. Mosyak, E.A. Pancallo, R. Rozenblit // *Int. J. Heat Mass Tran.* – 2001. – V.44. – P. 485-497.
141. Hetsroni G. Boiling enhancement with environmentally acceptable surfactants / G. Hetsroni, M. Gurevich, A. Mosyak, R. Rozenblit, Z. Segal // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 2004. – V.25. – P. 841-848.
142. Lee C.Y. Influence of heated surfaces and fluids on pool boiling heat transfer / C.Y. Lee, B.J. Zhang, K.J. Kim // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2014. – V. 59. – P. 15-23.
143. Гасанов Б.М. Зависимость задержки начала кипения эмульсий от дисперсионного состава и концентрации поверхностно-активного вещества / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // *Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург. УрО РАН, 2000. – Вып.4. – С. 55-58.*
144. Kotchaphakdee P. Enhancement of nucleate pool boiling with polymeric additives / P. Kotchaphakdee, M.C. Williams // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1970. – V. 13. – P. 835-848.
145. Paul D.D. Saturated nucleate pool boiling bubble dynamics in aqueous drag-reducing polymer solutions / D.D. Paul, S.I. Abdel-Khalik // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1984. – V. 27. – P. 2426-2428.
146. Shulman Z.P. Growth of vapor bubbles in boiling polymer solutions – I. Rheological and diffusional effects / Z.P. Shulman, S.P. Levitskiy // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1996. – V. 39. – P. 631-638.
147. Levitskiy S.P. Growth of vapor bubbles in boiling polymer solutions – II: nucleate boiling heat transfer / S.P. Levitskiy, B.N. Khusid, Z.P. Shulman // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1996. – V.39. – P. 639-644.

148. Павлов П.А. Вскипание эмульсий при импульсном разогреве / П.А. Павлов, О.Н. Дерябин // Теплофизика высоких температур. – 1985. – Т.23. – №1. – С. 183-185.
149. Лабунцов Д.А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении / Д.А. Лабунцов // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1963. – №1. – С.58-71.
150. Стерман Л.С. К теории теплоотдачи при кипении жидкости / Л.С. Стерман // Журнал технической физики. – 1953. – Т. 23. – №2. – С. 341-351.
151. Rohsenow W.M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling liquids / W.M. Rohsenow // Trans. ASME. – 1952. – V. 74. – P. 969-976
152. Кутателадзе С.С. К теории теплообмена при пузырьковом кипении // С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьев, А.Г. Кирдяшкин // Инженерно-физический журнал. – 1965. – Т.8. – №1. – С. 7-10.
153. Berenson P.J. Experiments on pool-boiling heat transfer / P.J. Berenson // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1962. – V. 5. – №10. – P. 985-999.
154. Mikic B.B. A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surface characteristics / B.B. Mikic, W.M. Rohsenow // Trans. ASME J. Heat Transfer. – 1969. C V.91. – P. 245-250.
155. Несис Е.И. Кипение жидкостей / Е.И. Несис. – М.: Наука, 1973. – 280 с.
156. Лабунцов Д.А. Вопросы теплообмена при кипении жидкостей / Д.А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1972. – №9. – С. 14-19.
157. Judd R. A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation / R. Judd, K. Hwang // J. Heat Transfer. – 1976. – V. 98. – P. 623-629.
158. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении / В.В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1988. – №2. – С. 4-9.

159. Ягов В.В. Научное наследие Д.А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении / В.В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1995. – №3. – С. 3-10.
160. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении / В.И. Толубинский. – Киев: Наукова думка, 1980. – 315 с.
161. Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей / Е.В. Аметистов, В.В. Клименко, Ю.М. Павлов. – Под ред. В.А. Григорьева. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 400 с.
162. Benjamin R. Nucleate pool boiling heat transfer of pure liquids at low to moderate heat fluxes / R. Benjamin, A. Balakrishnan // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1996. – V. 39. – P. 2495-2504.
163. Liang G. Pool boiling critical heat flux (CHF) – Part 1: Review of mechanisms, models, and correlations / G.Liang, I. Mudawar // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – V. 117. – P. 1352-1367.
164. Rozentsvaig A.K. Mechanisms of boiling of an emulsion with a low-boiling disperse phase in a turbulent flow of homogeneous emulsion / A.K. Rozentsvaig, C.S. Strashinskii // J. Eng. Phys. Thermophys. – 2010. – V. 83. – №3 – P. 486-895.
165. Розенцвайг А.К. Гидродинамические аспекты вскипания дисперсной фазы в однородно турбулентном потоке эмульсии / А.К. Розенцвайг, Ч.С. Страшинский // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т.49. – №1. – С. 139-142.
166. Колмогоров А.Н. О дроблении капель в турбулентном потоке / А.Н. Колмогоров // Доклады АН СССР. – 1949. – Т.66. – №6. – С. 825-828.
167. Буланов Н.В. Особенности кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // Инженерно-физический журнал. – 2006. – Т. 79. – №6. – С. 81-84.
168. Буланов Н.В. Активация центров кипения в эмульсиях с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В.Буланов, Б.М. Гасанов, Н.В. Другомилова //

- Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып. 6. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. – С. 95-106.
169. Bulanov N.V. Peculiarities of boiling of emulsions with a low-boiling disperse phase / N.V. Bulanov, B.M. Gasanov, V.A. Khmilnin // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2007. – V. 16. – № 4. – P. 224-230.
170. Ягов В.В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в большом объеме / В.В. Ягов // *Теплоэнергетика*. – 1988. – №6. – С. 53-59.
171. Гасанов Б.М. Расчет плотности теплового потока при кипении дисперсной фазы эмульсии / Б.М. Гасанов, Н.В. Буланов // *Труды XIII Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева*. Т.1. – М.: Издательство МЭИ, 2001. – С. 286-289.
172. Буланов Н.В. Управление числом центров кипения при теплоотдаче к эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой / Н.В. Буланов, Б.М. Гасанов // *Труды Третьей Российской национальной конф. по теплообмену*. Т. 4. – М.: МЭИ, 2002. – С. 49-52.
173. Tullius J.F. A review of cooling in microchannels / J.F. Tullius, R. Vajtai, Y. Bayazitoglu // *Heat Transfer Eng.* – 2011. – V. 32. – № 7-8. – P. 527-541.
174. Fabbri M. Optimized heat transfer for high power electronic cooling using arrays of microjets / M. Fabbri, V.K. Dhir // *J. Heat Transfer*. – 2005. – V. 127. – № 7. – P. 760-769.
175. Escher W. Experimental investigation of an ultrathin manifold microchannel heat sink for liquid-cooled chips / W. Escher, T. Brunschwiler, B. Michel, D. Poulikakos // *J. Heat Transfer*. – 2010. – V. 132. – № 8. – P. 1-10.
176. Marcinichen J.B. Advances in electronics cooling / J.B. Marcinichen, J.A. Olivier, N. Lamaison, J.R. Thome // *Heat Transfer Eng.* – 2013. – V. 34. – № 5-6. – P. 434-446.

177. Wu Z. Design and experimental study of a miniature vapor compression refrigeration system for electronics cooling / Z. Wu, R. Du // *Appl. Therm. Eng.* – 2011. – V. 31. – № 2-3. – P. 385-390.
178. Yuan W. Development and experimental study of the characteristics of a prototype miniature vapor compression refrigerator / W. Yuan, B. Yang, Y. Yang, K. Ren, J. Xu, Y. Liao // *Appl. Energy.* – 2015. – V.143. – P. 47-57.
179. Zhang G. A critical review of cooling techniques in proton exchange membrane fuel cell stacks / G. Zhang, S.G. Kandlikar // *Int. J. Hydrogen Energy.* – 2012. – V. 37. – № 3. – P. 2414-2429.
180. Karayiannis T.G. Flow boiling in microchannels: fundamentals and applications / Karayiannis T.G., M.M. Mahmoud // *Applied Thermal Engineering* .– 2017. – V.115. – P. 1372-1397.
181. Kandlikar S.G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels / S.G. Kandlikar // *Experimental Thermal and Fluid Science.* – 2002. – V. 26. – P.389-407.
182. Kew P.A. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels / P.A. Kew, K. Cornwell // *Applied Thermal Engineering.* – 1997. – V.17. – № 8-10. – P. 705-715.
183. Ullman A. The prediction of flow pattern maps in minichannels / A. Ullman, N. Brauner // *Multiphase Science and Technology.* – 2007. – V.19. – № 1. – P. 49-73.
184. Kim S.-M. Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels – Part 1. Dryout incipience quality / S.-M.Kim, I. Mudawar // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2013. – V.64. – P. 1226-1238.
185. Yun R. Convective boiling heat transfer characteristics of CO₂ in microchannels / R. Yun, Y. Kim, M.S. Kim // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2005. – V.48. – P. 235-242.

186. Wang L. Flow boiling heat transfer characteristics of R134a in a horizontal mini tube / L. Wang, M. Chen, M. Groll // *J. Chem. Eng. Data.* – 2009. – V. 54. – P. 2638–2645.
187. Oh H.K. Evaporation flow pattern and heat transfer of R-22 and R-134a in small diameter tubes / H.K. Oh, C.H. Son // *Heat Mass Transfer.* – 2011. – V.47. – P. 703–717.
188. Wu J. Investigation of heat transfer and pressure drop of CO₂ two-phase flow in a horizontal minichannel / J. Wu et al. // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2011. – V.54. – P. 2154-2162.
189. Li M. Flow boiling heat transfer of HFO1234yf and R32 refrigerant mixtures in a smooth horizontal tube: part I. Experimental investigation / M. Li, C. Dang, E. Hihara // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2012. – V.55. – P. 3437-3446.
190. Brutin D. Destabilization Mechanisms and Scaling Laws of Convective Boiling in a Minichannel // D. Brutin, L. Tadriss // *International Journal Thermophysics and Heat Transfer.* – 2006. – V.20. – № 4 – P. 850-855.
191. Wang G. Unstable and stable flow boiling in parallel microchannels and in a single microchannel / G. Wang, P. Cheng, H. Wu // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2007. – V.50. – № 21-22 – P. 4297-4310.
192. Tamanna A. Flow boiling instability characteristics in expanding silicon microgap heat sink / A. Tamanna, P.S. Lee // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2015. – V.89. – P. 390-405.
193. Qi S.L. Flow boiling of liquid nitrogen in microtubes: Part I – the onset of nucleate boiling, two-phase flow instability and two-phase flow pressure drop / S.L. Qi et al. // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2007. – V.50. – № 25-26. – P. 4999-5016.
194. Bogojevic D. Two-phase flow instabilities in a silicon microchannels heat sink / D. Bogojevic et al. // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 2009. – V. 30. – P. 854–867.

195. Wang W. Analysis of two phase pressure drop fluctuations during microchannel flow boiling / W. Wang, K. Sefiane, Z.-G. Wang, S // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – V.70. – P. 353-362.
196. Gedupudi S. Confined bubble growth during flow boiling in a mini/micro-channel of rectangular cross-section Part I: experiments and 1-D modeling / S. Gedupudi et al. // Int. J. Therm. Sci. – 2011. – V. 50. – P. 250–266.
197. Liu Y. On the importance of upstream compressibility in microchannel boiling heat transfer / Y. Liu, D.F. Fletcher, B.S. Haynes // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – V.58. – P. 503-512.
198. Kandlikar S.G. Nucleation characteristics and stability considerations during flow boiling in microchannels / S.G. Kandlikar // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2006. – V. 30. – P. 441–447.
199. Prajapati Y. K. Flow boiling instabilities in microchannels and their promising solutions – A review / Y. K. Prajapati, P. Bhandari // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2017. – V. 88. – P. 576–593.
200. Morshed M. Flow boiling characteristics of dilute emulsion in microchannel / M. Morshed et al. // ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Proceedings (IMECE). – 2012. – P. 2085-2091.
201. Gasanov B.M. Flow boiling of water and emulsions with a low-boiling disperse phase in minichannels / B.M. Gasanov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – V. 126. – Part B. – P. 9-14.
202. Gasanov B.M. Boiling of disperse-phase droplets in a forced flow of emulsion in a minichannel / B.M. Gasanov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – V. 142. – Article 118454.
203. Moffat R. J. Describing the uncertainties in experimental results / R. J. Moffat // Experimental thermal fluid science. – 1988. – V. 1. –P. 3-17.
204. Tadrist L. Review on two-phase flow instabilities in narrow spaces / L. Tadrist // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2007. – V. 28. – P. 54-62.

205. Bergles A.E. On the nature of critical heat flux in microchannels / A.E. Bergles, S.G. Kandlikar // ASME Conf. Proc. – 2003. – Paper No. IMECE2003-42383. – P. 701-707.
206. Jones R.C. An investigation of dryout/rewetting in subcooled two-phase flow boiling / R.C. Jones, R.L. Judd // International Journal of Heat and Mass Transfer. –2003. –V. 46. – P. 3143-3152.
207. Hestroni G. A uniform temperature heat sink for cooling of electronic devices / G. Hestroni, A. Mosyak, Z. Segal, G.Ziskind // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2002. – V. 45. – P. 3275–3286.
208. Hestroni G. Explosive boiling of water in parallel micro-channels / G. Hestroni et al. // Int. J. Multiphase Flow. – 2005. – V. 31. – № 4. – P. 371-392.
209. Steinke M.E. An experimental investigation of flow boiling characteristics of water in parallel microchannels / M.E. Steinke, S.G. Kandlikar // Journal of Heat transfer. – 2004. – V. 126. – № 4. – P. 518-526.
210. Serizawa A. Two-phase flow in microchannels / A. Serizawa, Z. Feng, Z. Kawara // Exp. Thermal Fluid Sci. – 2002. – V. 26. № 6-7. – P. 703-714.
211. Kuo C.-J. Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels / C.-J. Kuo, Y. Peles // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – V. 52. – № 1-2. – P. 271-280.
212. Bogojevic D. Bubble dynamics and flow boiling instabilities in microchannels / D. Bogojevic et al. // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – V. 58. – P. 663-675.
213. Wenzel E.A. Modeling and simulation of liquid–liquid droplet heating in a laminar boundary layer / E.A. Wenzel, F.A. Kulacki, S.C. Garrick // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – V. 97. – P. 653-661.
214. Mudawar I. Two-phase microchannel heat sinks: theory, applications and limitations / I.Mudawar // J. Electron. Packag. – 2011. – V. 133. – № 4. – 041002(31 pages).

215. Гасанов Б.М. Теплоотдача к эмульсиям с низкокипящей дисперсной фазой. Автореферат диссертации кандидата технических наук: 05.14.05 / Гасанов Байрамали Мехрали оглы. – Екатеринбург, 1999. – 23 с.