

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»»

На правах рукописи



Забиров Арслан Русланович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ
ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕЛ В
НЕДОГРЕТЫХ ЖИДКОСТЯХ**

Специальность 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
Доктор технических наук,
профессор
Ягов Виктор Владимирович

Москва – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Анализ исследований по плёночному кипению жидкости..... | 7 |
| 1.1. Плёночное кипение насыщенной жидкости | 7 |
| 1.1.1 Устойчивое пленочное кипение насыщенной жидкости | 7 |
| 1.1.2 Устойчивое пленочное кипение недогретой жидкости | 16 |
| 1.2 Неустойчивое плёночное кипение недогретой жидкости..... | 25 |
| 1.2.1 Микропузырьковый режим кипения | 25 |
| 1.2.2 Влияние недогрева жидкости на процесс закалки..... | 38 |
| 1.2.3 «Температура Лейденфроста» при кипении недогретой жидкости... | 45 |
| 1.2.4 Влияние недогрева на возникновение парового взрыва..... | 55 |
| Выводы по главе..... | 66 |
| Глава 2. Экспериментальное исследование и расчет процессов охлаждения металлических тел в жидкостях | 67 |
| 2.1 Описание экспериментального стенда | 67 |
| 2.2 Описание рабочих участков | 78 |
| 2.3 Методический эксперимент по обоснованию способа заделки термопар..... | 85 |
| 2.4 Теплофизические свойства рабочих участков и охлаждающих жидкостей..... | 88 |
| 2.5. Расчет граничных условий на поверхности теплообмена..... | 96 |
| 2.6. Выводы по главе..... | 103 |
| Глава 3. Устойчивое пленочное кипение..... | 104 |
| 3.1. Влияние недогрева..... | 104 |
| 3.2. Влияние давления..... | 122 |
| 3.3. Модель устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости..... | 127 |
| 3.4. Выводы по главе..... | 139 |
| Глава 4 Неустойчивое пленочное кипение | 141 |
| 4.1. Влияние недогрева..... | 141 |

| | |
|----------------------------------------------------|-----|
| 4.2. Влияние давления..... | 157 |
| 4.3. Влияние материала..... | 161 |
| 4.4. Критерий устойчивости пленочного кипения..... | 169 |
| Выводы по главе..... | 176 |
| Основные результаты..... | 177 |
| Обозначения | 179 |
| Литература..... | 183 |
| Приложение П.1..... | 191 |
| Приложение П.2..... | 192 |
| Приложение П.3..... | 194 |

Введение

Кипение вещества, сопровождающееся образованием межфазной поверхности под уровнем жидкости, встречается повсеместно. В любом веществе, находящемся в жидком состоянии ($T_{т.т.} < T_{жс} < T_{кр}$), возможно протекание процесса кипения. Температурный диапазон этого явления чрезвычайно широк и различается для разных веществ. Например, жидкий гелий, охлаждая сверхпроводящие магниты, кипит уже при $T \sim 4$ К, а вольфрам, во время разрядов с вольфрамовым катодом и генерации плазмы для Z-пинчей, при $T > 6000$ К.

Огромное число работ, как экспериментальных, так и теоретических, посвящены проблемам кипения. Это связано, во-первых, с практической значимостью этого процесса. Кипение широко используется во многих отраслях промышленности и энергетики. На ТЭЦ, ТЭС, кипение жидкостей – основной способ генерации пара высокого давления и температуры. На АЭС кипение – отличный способ охлаждения атомных реакторов, позволяющий отводить большие тепловые потоки, при малом температурном напоре. В электронике, авиа и космических технологиях крайне важна разработка компактных и легких теплообменных устройств, использующих в качестве рабочего тела кипящую жидкость.

В металлургии один из самых ответственных этапов производства заготовок – это закалка, процесс, при котором очень горячий металл погружается или орошается жидкостью для достижения быстрого охлаждения.

Понимание механизмов пленочного кипения холодной жидкости на поверхности горячего металла имеет очень большое значение для описания и разработки модели парового взрыва. К настоящему времени, многие специалисты сходятся во мнении, что именно характер кипения играет ключевую роль в инициировании фрагментации расплавленного металла, что приводит к лавинообразному парообразованию и разрушительным последствиям.

Изучение пленочного кипения недогретых жидкостей, в частности воды, важно с фундаментальной стороны вопроса, в виду отсутствия единой теории и полного понимания механизмов кипения. Даже пленочное кипение, которое в отличие от пузырькового и переходного, в предельном случае поддается аналитическому решению, таит много неразгаданных вопросов.

Для постановки задачи обратимся к кривой кипения (рис.В.1), впервые предложенной японским исследователем Нукиямой (Nukiyama) в 1935г.

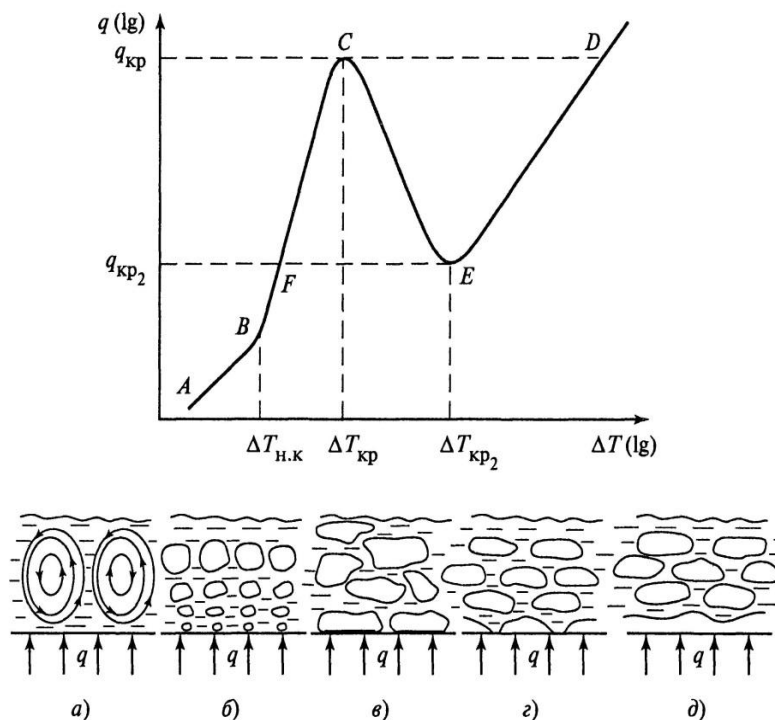


Рис. В.1. Типичная кривая кипения и схема различных механизмов теплообмена.

Предположим, что кривая кипения «проходится» справа налево. Это может иметь место при закалке металлических изделий, в опытах, имитирующих послеаварийное охлаждение твэлов ядерного реактора, а также в экспериментах, изучающих нестационарный теплообмен в условиях пленочного охлаждения. Кипение поддерживается за счет аккумулированного телом тепла и, по мере падения температуры стенки, последовательно воспроизводятся следующие зоны:

- DE – область пленочного кипения.
- EC – область переходного кипения.

- СВ – область пузырькового режима кипения.
- ВА – область однофазной свободной конвекции.

Пленочное кипение насыщенной жидкости – хорошо изученный процесс и имеет достаточно полную количественную теорию. Однако, с ростом недогрева жидкости, характер процесса в корне меняется. Режим пленочного кипения недогретой жидкости может характеризоваться огромным увеличением КТО и плотностей тепловых потоков, что видно из табл.В.1. Причем это сильно зависит от большого числа параметров, таких как, род жидкости, величина недогрева, материал греющей поверхности и т.д.

Изучению механизмов неустойчивого пленочного кипения недогретых жидкостей посвящена данная диссертационная работа.

| Режим кипения | ΔT , К | q , МВт/м ² | α , МВт/м ² К |
|------------------------|-------------------|--------------------------|---------------------------------|
| пузырьковый | 30 | 1,5 | 0,05 |
| переходный | 100 | 0,2 | 0,002 |
| пленочный | 400 | 0,08 | 0,0002 |
| неустойчивый пленочный | $>T_{lim} (>300)$ | 2-10 | 0,01 |

Табл. В.1. Основные характеристики различных режимов кипения для воды, при давлении 0,1МПа

ГЛАВА 1. Анализ исследований по плёночному кипению жидкости

1.1. Устойчивое плёночное кипение жидкости

1.1.1 Устойчивое пленочное кипение насыщенной жидкости

В простейшей постановке проблема пленочного кипения для случая ламинарного течения пара в пленке была решена Бромли в 1950г [1]. Теоретический анализ был проведен путем переноса на условия пленочного кипения тех соотношений, которые использовал Нуссельт при анализе процессов пленочной конденсации паров. Далее приведем допущения, которые использовал Бромли:

1. Изотермичность поверхности нагрева, $T_c = \text{const}$.
2. Температура жидкости принимается равной температуре насыщения при заданном давлении, $T_{ж} = T_s$.
3. Теплофизические свойства пара (ρ, λ, μ, c_p) считаются постоянными.
4. Течение пара ламинарное, граница раздела жидкость-пар плоская.
5. Пар движется в плоской щели между твердой стенкой и неподвижной жидкостью, т.е. $u=0$ при $y=0$ и $\delta=0$.
6. Не учитывается конвективный перенос импульса.
7. Не учитывается конвективный перенос энергии.
8. Введение «эффективной» теплоты парообразования

$h_{LG}^* = h_{LG} + \frac{1}{2} c_p'' \Delta T$, для учета перегрева пара по отношению к температуре T_s .

Схема пленочного кипения изображена на рис.1.1.

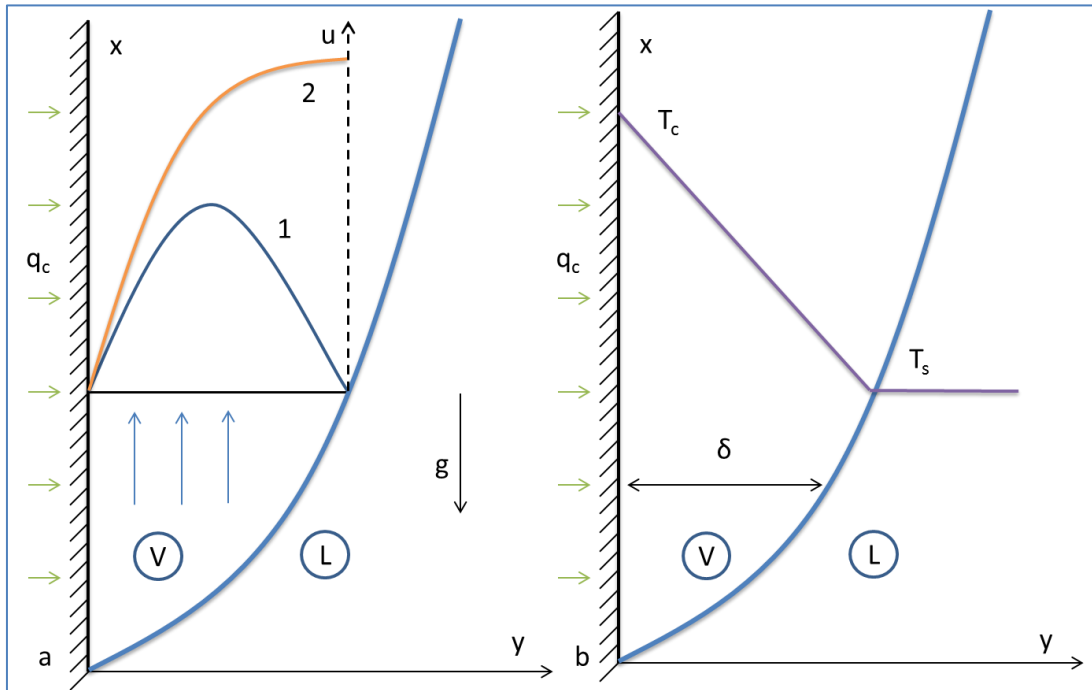


Рис.1.1. Схема процесса пленочного кипения на вертикальной поверхности: а - распределение скоростей (1- $u_{тр} = 0$, 2- $\partial u/\partial y=0$); б-профиль температуры.

Уравнение энергии для паровой пленки в случае пренебрежения инерционным членом имеет вид

$$\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} = 0$$

При граничных условиях:

$$y = 0, T = T_c$$

$$y = \delta, T = T_s$$

Двукратное интегрирование дает линейный профиль температур в паровой пленке:

$$T = T_c + \frac{y\Delta T}{\delta}$$

Тепловой поток через пленку пара:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta T = \alpha \Delta T$$

Получаем простую связь между коэффициентом теплоотдачи и толщиной пленки:

$$\alpha = \lambda / \delta$$

Пренебрегая инерционными силами и считая течение ламинарным, запишем уравнение движения:

$$g(\rho_{ж} - \rho_n) + \mu'' \frac{d^2 u}{dy^2} = 0$$

Интегрируя это уравнение при граничных условиях

$$y = 0, u = 0;$$

$$y = \delta, u = u_{cp}.$$

Получаем профиль скорости

$$u = u_{cp} \frac{y}{\delta} + \frac{g(\rho' - \rho'')}{2\mu''} (\delta y - y^2).$$

При свободной конвекции жидкости могут иметь два предельных случая: когда скорость на межфазной границе нулевая $u_{гп}=0$ и когда вся масса жидкости движется со скоростью, равной скорости пара на границе раздела фаз. Второй случай, согласно [2], соответствует невязкой жидкости, касательные напряжения на границе раздела фаз равны нулю, т.е. $(du/dy)_{cp} = 0$.

$$\delta = \left(\frac{12\lambda\mu''\Delta T x}{h_{LG}^* \rho'' g \Delta \rho} \right)^{\frac{1}{4}}, \text{ при } u = 0$$

$$\delta = \left(\frac{3\lambda\mu''\Delta T x}{h_{LG}^* \rho'' g \Delta \rho} \right)^{\frac{1}{4}}, \text{ при } (du/dy)_{cp} = 0.$$

В итоге получаем осредненный КТО на некоторой длине L:

$$\bar{\alpha} = \frac{2}{3} \cdot 4 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \cdot g \cdot \Delta \rho \cdot h_{LG}^*}{\nu'' \cdot \Delta T \cdot L}}, \text{ вариант решения Бромли}$$

$$\bar{\alpha} = 0,94 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda''^3 \cdot g \cdot \Delta\rho \cdot h_{LG}^*}{\nu'' \cdot \Delta T \cdot L}}, \text{ вариант решения С.С.Кутателадзе}$$

Стоит отметить, что подход, используемый выше, недостаточно строг. Часть тепла расходуется на перегрев пара, $q_c > q_{гр}$. Как показано в статье [3], чтобы учесть перегрев пара в пленке и искажение поля температур, вводятся универсальные эффективные значения теплопроводности и теплоты испарения:

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda} = 2 \frac{1 + 0,4K}{1 + 0,2K + \sqrt{(1 + 0,2K)^2 + K/3}}$$

$$\frac{h_{LG}^{ef}}{h_{LG}} = 1 + 0,4K,$$

,где $K = c_p \Delta T / h_{LG}$ – число (критерий) фазового перехода.

Существует и другой подход по описанию пленочного кипения насыщенных жидкостей на вертикальных поверхностях. Он основывается на аналогии с процессом свободной конвекции. Автор [4] использует модифицированную формулу для свободной конвекции:

$$Nu = 0,72(Gr \cdot Pr)^{\frac{1}{4}}$$

Суть модификации заключается в замене:

$$\beta \Delta T \rightarrow (\rho' - \rho'') / \rho'', \text{ в числе Грасгофа,}$$

$$a \rightarrow a''_{эфф} = \frac{\lambda'' \Delta T}{2h_{LG}\rho''}, \text{ в числе Прандтля.}$$

Эта формула для теплообмена, как и другие, приведенные выше, справедливы лишь для ламинарного режима течения пара в пленке.

Начальное движение паровой пленки всегда ламинарное, при этом интенсивность теплообмена определяется, главным образом,

теплопроводностью, и - в случае высоких температур греющей поверхности - излучением. Однако кинематографические исследования показывают, что на малом расстоянии от начала пленочного кипения граница жидкость-пар становится неустойчивой. Возникшая неустойчивость межфазной границы, приводит к интенсификации теплообмена за счет развития конвективных течений, перемешивающих жидкость. При этом образуется динамический двухфазный слой (обычно уже на высоте 15-20мм), за счет формирования и отрыва паровых пузырей с поверхности пленки. Процесс становится автомодельным относительно высоты поверхности теплообмена. Теперь основные характеристики теплообмена определяются ламинарным пристенным слоем (пограничный слой Стокса). Как показали эксперименты [5] имеется значительный перепад температур в малой пристенной области, которая обладает основным термическим сопротивлением паровой пленки, а на большей части паровой пленки (90%) поперечный градиент температуры равен нулю.

Критерием перехода к турбулентному режиму течения в паровой пленке можно принять число Рейнольдса, которое рассчитывается по средней скорости пара и гидравлическому диаметру:

$$Re_{пл}^{кр} = \frac{4\delta_0 \bar{u}}{\nu''} = \frac{2qH}{\rho'' h_{LG}^* \nu''} \approx 1000.$$

Расчетную формулу для турбулентного течения пленки получил в 1963г. Д.А.Лабунцов. При этом он опирался на аналогию с турбулентной свободной конвекцией :

$$Nu = \frac{\alpha H}{\lambda''} = 0,13 (Ar Pr)^{\frac{1}{3}},$$

где число Грасгофа заменено числом Архимеда $Ar = \frac{gH^3 \Delta \rho}{\nu''^2 \rho''}$.

Итоговое уравнение принимает вид [6]:

$$\alpha_{пл} = 0,32 \sqrt[3]{\frac{\lambda''^2 g \Delta \rho c_p''}{\nu''}} (T_s/T_c)^{1/2}$$

Температурный фактор позволяет описать переменность свойств, так как при пленочном кипении наблюдаются высокие градиенты температуры в паровой пленке. Все свойства пара берутся на линии насыщения, при T_s .

Интересен подход авторов [7], который заключается в использовании в качестве характерного размера толщину паровой пленки. Эту толщину они определили на основе собственных экспериментов:

$$\delta = 26 \sqrt{\frac{q \mu''}{h_{LG} g \rho'' (\rho' - \rho'')}}$$

Тогда, расчетное уравнение выглядит следующим образом:

$$Nu_\delta = 0,28 (Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''})^{0,33} \text{ при } 10^4 < Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} < 1,4 \cdot 10^6$$

$$Nu_\delta = 0,28 (Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''})^{0,57} \text{ при } Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} > 1,4 \cdot 10^6$$

Где $Ga = \frac{g \rho'^2 l^3}{\mu^2}$ – число Галилея.

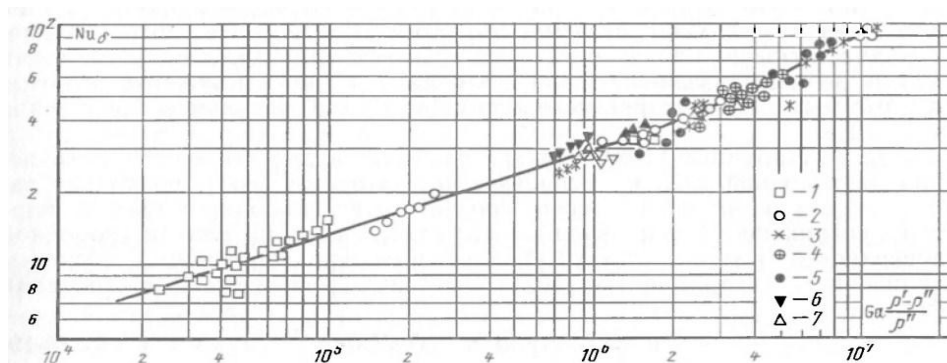


Рис.1.2. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению на вертикальных поверхностях [12].

Указанные соотношения хорошо аппроксимируют опытные точки (рис.1.2), однако имеют ряд серьезных недостатков.

Во-первых, толщина паровой пленки зависит от высоты поверхности нагрева, и она больше, чем ламинарный подслой, который определяет термическое сопротивление в пленке. Во-вторых, не учитывается изменение физических свойств пара по толщине пленки.

Важность рассмотрения пленочного кипения на телах, имеющих сферическую геометрию, заключается в следующем. Такие тела не подвергаются влиянию концевых эффектов. Также, в данной диссертационной работе изучаются процессы кипения на образцах именно сферической формы.

Взяв за основу теоретический подход Бромли, авторы [8] получили уравнение для ламинарной пленки пара. В безразмерном виде, приняв за характерный размер диаметр сферы, оно выглядит :

$$Nu = 0,59(Ra)^{\frac{1}{4}} \quad (1),$$

отличаясь от формулы Бромли для цилиндра только численной константой.

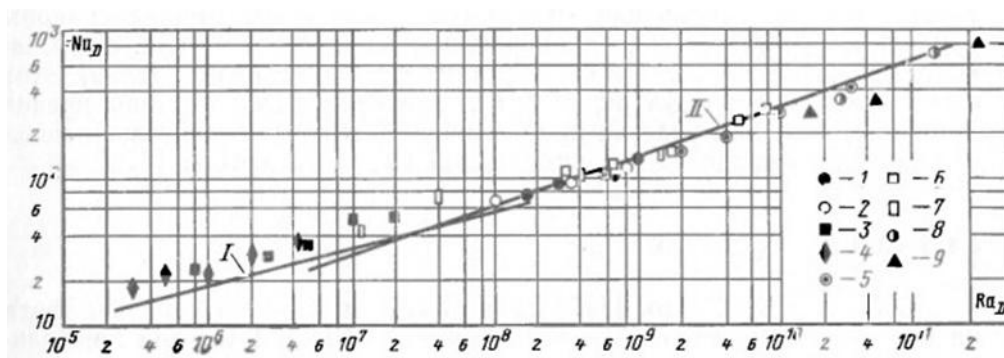


Рис.1.3. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению на сферических поверхностях [12].

Для случая турбулентного течения пара в пленке, авторы [9], используя аналогию с турбулентной свободной конвекцией, представили уравнение подобия в виде:

$$Nu = 0,15(Ra)^{\frac{1}{3}} \quad (2).$$

На рис.1.3 приведено сравнение экспериментальных данных с расчетными зависимостями 1 и 2.

В работах [10,11] изучено влияние размера сфер на конфигурацию поверхности раздела, а также динамику отвода пара. На «малых» сферах (рис. 1.4, а) пар под действием силы плавучести стекает в единственный паровой пузырь, расположенный на верхней части сферы. На «больших» сферах (рис. 1.4, б) происходит дробление верхней части поверхности раздела за счет развивающейся Тейлоровской неустойчивости (легкая фаза находится под тяжелой) и образование нескольких паровых пузырей.

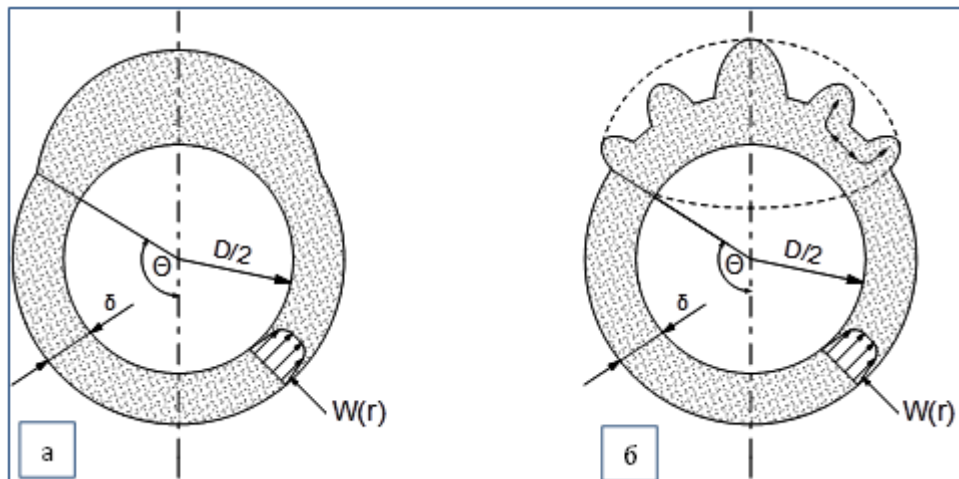


Рис.1.4. Модель пленочного кипения на малых (а) и больших (б) сферах [10].

В качестве расчетных соотношений для больших сфер, когда кривизна поверхности и сопутствующие ей капиллярные эффекты не сказываются на интенсивности теплоотдачи, в монографии [12] предложены следующие:

для $Ar_D < 2 \cdot 10^7$ (ламинарная область),

$$Nu_D = 0,7 \cdot Ar_D^{1/4} \cdot Pr^{1/3} \cdot f_1(K)$$

$$f_1(K) = 1,0 \quad \text{при } K < 1,4;$$

$$f_1(K) = 0,92 \cdot K^{1/3} \quad \text{при } K > 1,4;$$

для $Ar_D > 2 \cdot 10^7$ (турбулентная область),

$$Nu_D = 0,175 \cdot Ar_D^{1/3} \cdot Pr^{1/3} \cdot f_2(K)$$

$$f_1(K) = 1,0 \quad \text{при } K < 1,6;$$

$$f_1(K) = 0,85 \cdot K^{1/3} \quad \text{при } K > 1,6;$$

$$K = \frac{h_{LG}}{C_p \cdot \Delta T} \quad \text{– критерий фазового перехода, представляющего}$$

одновременно температурный напор.

Теплоотдача при пленочном кипении не зависит от шероховатости поверхности нагрева, если толщина паровой пленки превышает размеры микронеровностей поверхностей [13].

В заключение этого раздела следует отметить, что устойчивое пленочное кипение насыщенной жидкости характеризуется низкой интенсивностью теплоотдачи. Характерные значения КТО составляют 100 – 500 Вт/м²·К. В работе [14] проводилось экспериментальное исследование теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальных и вертикальных трубах в большом объеме жидкости. Рабочими образцами являлись трубки из нержавеющей стали и графитовые стержни. В качестве рабочей жидкости использовали этиловый спирт, октан, четыреххлористый углерод, изооктан, этиловый эфир. Давление создавалось парами кипящей жидкости. Понятно, что при такой методике проведения опытов жидкость находится под избыточным давлением в состоянии насыщения. Авторами было установлено, что в области установившегося пленочного кипения теплоотдача увеличивалась с ростом тепловой нагрузки. Сравнивая полученные данные для разных жидкостей, авторы отметили, что их физические свойства заметно сказываются на величине КТО. Выяснилось, что даже при высоких приведенных давлениях (вплоть до 35 атм.) интенсивность теплоотдачи хоть и растет, что связано с увеличением плотности пара, но редко превышает 1000 Вт/м²·К.

1.1.2 Устойчивое пленочное кипение недогретой жидкости

Существует большое количество исследований, посвященных исследованию пленочного кипения насыщенной жидкости. Эксперименты проводятся на образцах различной геометрии и размеров в различных жидкостях. При теоретическом рассмотрении за исходную принимается модель Бромли. Однако работ, относящихся к изучению пленочного кипения недогретых жидкостей, весьма ограниченное количество. Также мало работ, посвящённых влиянию давления на характер пленочного кипения.

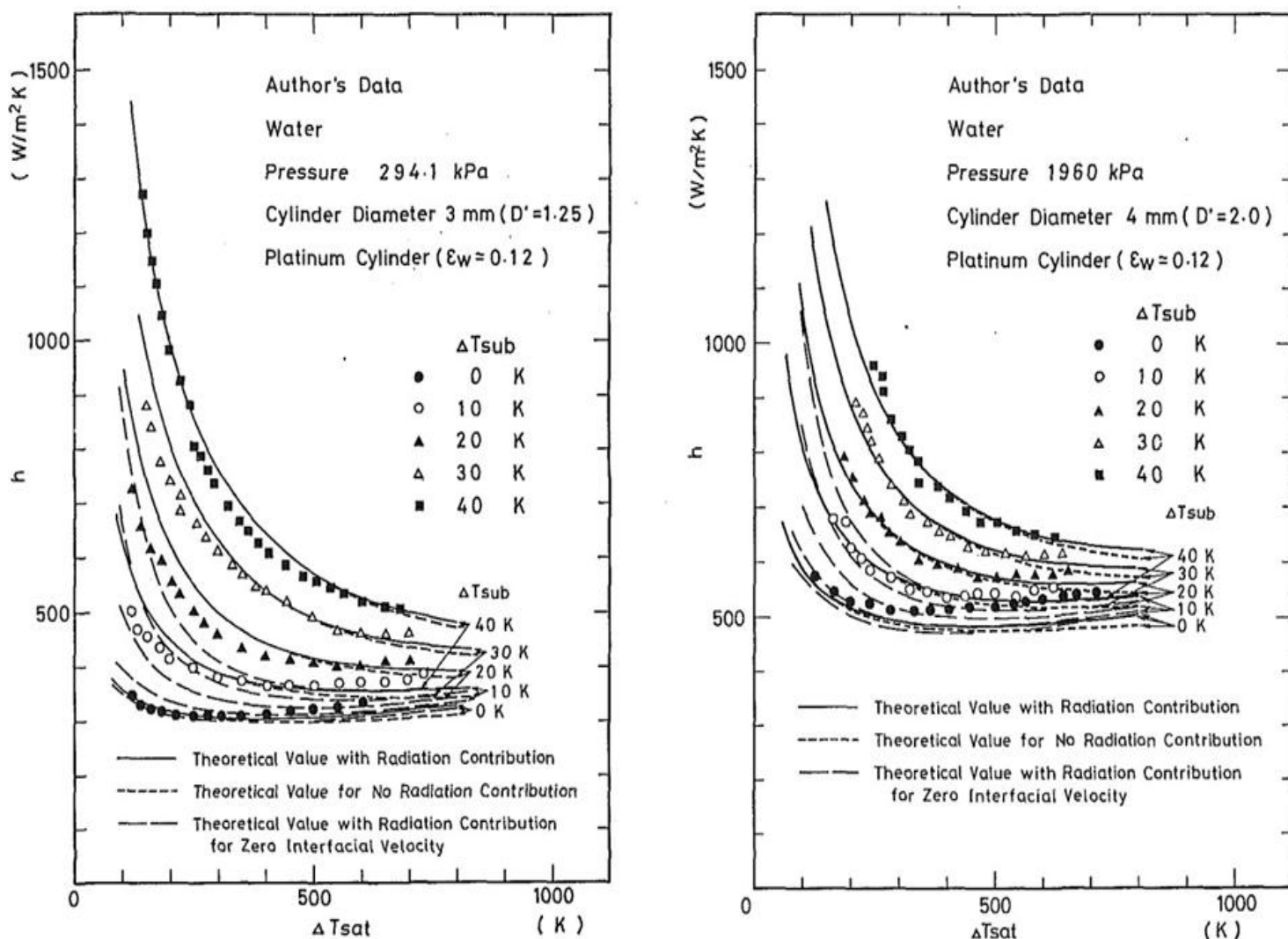


Рис.1.5. Сравнение численного решения с экспериментальными данными при разных недогревах воды, давлениях и диаметрах образца [47].

Остановимся более подробно на двух статьях профессора Сакурая (A.Sakurai) опубликованных в 1990 г [47, 48]. В первой части статьи приводится строгое численное решение системы уравнений, построенных на теории ламинарного пограничного слоя, для пленочного кипения.

Модель разработана для горизонтальных цилиндров и учитывает недогрев жидкости до температуры насыщения и излучение от поверхности нагрева. Численное решение хорошо описывает экспериментальные результаты для малых диаметров, полученные главным образом на воде, как это видно на рис.1.5. Далее авторы выводят приближенное аналитическое решение для модели, указанной выше. Это решение представляет собой сумму КТО для пленочного кипения без учета излучения и КТО излучением для двух параллельных пластин умноженный на безразмерный параметр излучения:

$$h = h_{co} + Jh_r,$$

$$\text{где } h_r = \frac{\sigma_s}{\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{1}{\alpha} - 1} \frac{T_w^4}{\Delta T_{sat}}$$

Что касается КТО для пленочного кипения недогретой жидкости, авторы приводят следующие рассуждения. В качестве исходной геометрии была выбрана плоская вертикальная поверхность. Как показано на рис.1.6, ламинарный жидкий подслой находится между пограничным слоем пара и основным объемом покоящейся жидкости с постоянной температурой T_∞ . Теплофизические свойства пара и жидкости принимаются постоянными и определяются по $0,5(T_w + T_s)$ для пара и $T_s - 0,5\Delta T_{sub}$ для жидкости. Силы инерции, конвективный перенос энергии и массовые силы малы для изменения полей скорости и температуры.

Для удобства и соответствия рис.1.6, примем следующие обозначения: индекс w относится к стенке, s к межфазной границе, v к пару, l к жидкости.

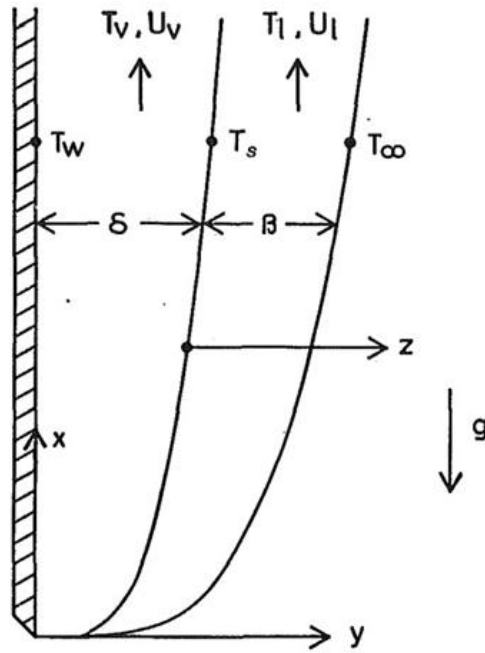


Рис.1.6. Модель пленочного кипения недогретой жидкости [47].

Уравнения движения и энергии для пара:

$$g(\rho_l - \rho_v) + \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} = 0$$

$$k_v \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} = 0$$

Для жидкости:

$$\mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial z^2} = 0$$

$$k_l \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} = 0$$

Условия на границе следующие:

На твердой поверхности ($y=0$) действует закон прилипания:

$$u_v = 0 \text{ и } T_v = T_w$$

На границе жидкость-пар ($y=\delta, z=0$):

$$u_v = u_l, T_v = T_l = T_s, \mu_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial z}$$

За пределами жидкого пограничного слоя ($z=\beta$):

$$u_l = 0, T_l = T_\infty$$

Далее находятся профили скоростей и температур, с последующим выводом уравнения для толщины δ . Используя уравнение, связывающее плотность теплового потока (все тепло передается теплопроводностью) с толщиной паровой пленки и температурным напором:

$$q_x = k_v(T_w - T_s)/\delta,$$

и перейдя к геометрии цилиндра, авторы получили в безразмерном виде число Нуссельта:

$$Nu_v = \frac{h_{co}D}{k_v} = 0,612M^{1/4}$$

Безразмерный параметр M рассчитывается по следующей зависимости:

$$M = \left[\frac{Gr_{vx}Pr_vL'}{c_{pv}\Delta T_{sat}} \right] \left[\frac{E^3}{1 + \frac{E}{SpPr_l}} \right] / (RPr_lSp)^2.$$

Данное уравнение в отсутствии недогрева преобразуется в хорошо известное уравнение Бромли для насыщенной жидкости. Аналитическое решение хорошо согласуется с численным расчетом в случае жидкостей, у которых число $Pr \approx 1$, таких как вода или жидкий азот. Однако, для жидкостей с числом $Pr > 1$, таких как спирты и фреоны, и для жидких металлов, у которых $Pr < 1$, данная аналитическая зависимость дает большую погрешность. Это связано с тем, что при выводе аналитического уравнения, было введено допущение о равенстве толщин термического и динамического погранслоя. Поэтому, для лучшей аппроксимации численного решения, авторы модифицируют уравнение следующим образом:

$$Nu_v = 0,612M^{*1/4}$$

При этом изменяется только параметр, ответственный за недогрев:

$$Sc^* = KSc$$

Учет излучения авторы вводят через параметр J :

$$J = F + (1 - F) / \left(1 + \frac{1,4h_{co}}{h_r}\right),$$

Итоговое аналитическое уравнение, учитывающие вклад излучения и недогрева, хорошо аппроксимирует строгое численное решение для разных жидкостей, что видно из рис.1.7.

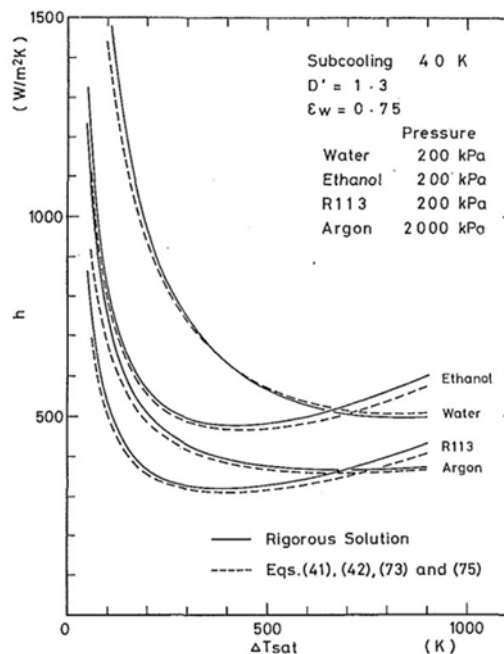


Рис.1.7. Сравнение строгого численного решения с аналитической зависимостью для воды, этанола, фреона 113 и аргона[47].

Однако стоит отметить и недостатки данной модели. Во-первых, совсем не учитывается влияние свободной конвекции. Понятно, что в недогретой жидкости имеется температурный градиент, который неизбежно вызывает свободную конвекцию. И чем недогрев больше, тем выше эта скорость. В предложенной модели просто считается, что жидкость увлекается паром, за счет вязкостных сил на межфазной границе, а недогрев

фигурирует в комплексе $Sc = c_{pl}\Delta T_{sub}/L'$, который учитывает отношение количество тепла, необходимое для прогрева жидкости до температуры насыщения к теплоте фазового перехода. Ясно, что это число должно быть меньше единицы и не влиять существенно на КТО. Во-вторых, для лучшей аппроксимации вводятся эмпирические зависимости для учета изменения числа Прандтля.

Во второй статье [48], приводятся экспериментальные данные по пленочному кипению различных жидкостей на горизонтальных цилиндрах. Схема экспериментальной установки, используемой авторами, изображена на рис.1.8.

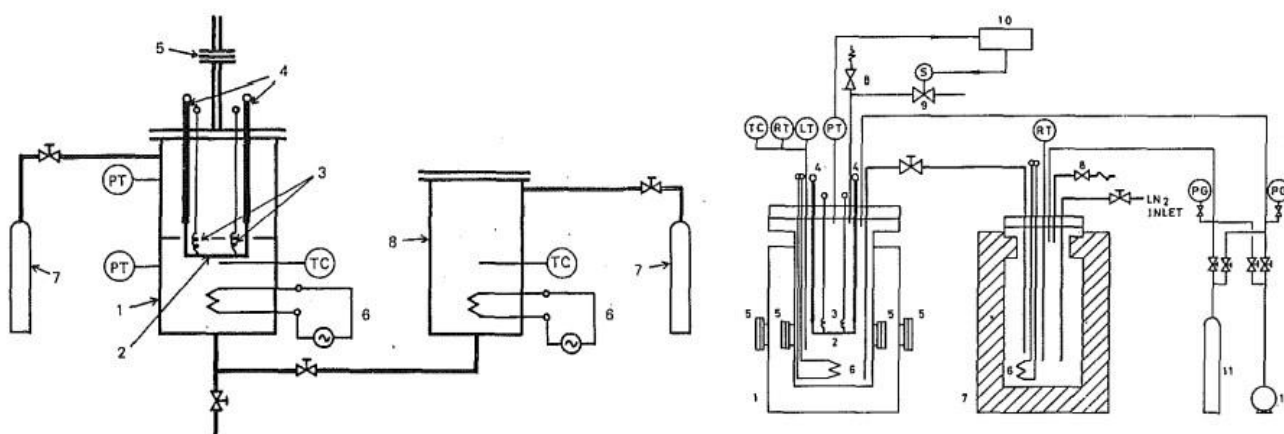


Рис.1.8. Схема экспериментальной установки. 1-сосуд, 2-рабочий нагреватель, 3-токоподводы, 4-электроды, 5-клапан, 6-нагреватель, 7-сжатый азот [48].

В качестве опытного образца использовались платиновые цилиндры диаметром от 0,3 до 6 мм. Исследуемыми жидкостями являлись вода, спирты, фреоны и криожидкости. Образец нагревался пропусканием постоянного тока и погружался в объем жидкости, находящейся при температуре насыщения. Затем в опытном сосуде создавалось избыточное давление, что приводило к увеличению температуры насыщения и определяло недогрев жидкости. В случае экспериментов с криожидкостями,

объем дополнительно термостатировался и охлаждался жидким азотом. Для лучшей аппроксимации результатов экспериментов, авторами была предпринята дополнительная модификация аналитического уравнения, в которое вводился член, учитывающий диаметр опытного образца:

$$\frac{Nu_p}{1 + \frac{Nu_p}{2}} = KM^{*0,25},$$

где $K(D') = 0,57 - 0,041(\log_{10} D') + 0,19(\log_{10} D')^2$.

Из графиков (рис.1.9) видно, что экспериментальные результаты лучше аппроксимируются в области малых недогревов, вблизи области значений минимального теплового потока.

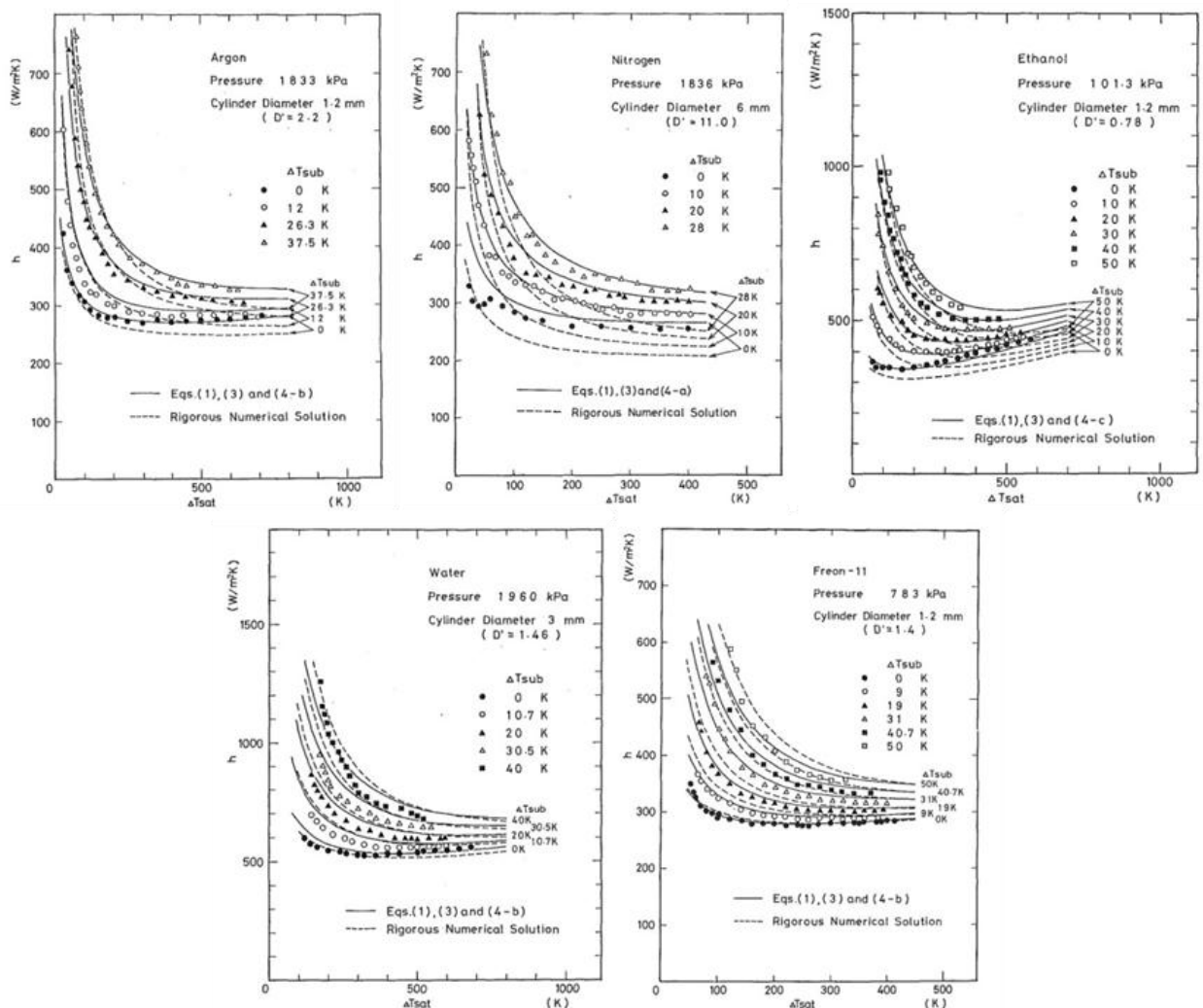


Рис.1.9. Сравнение строгого численного решения и аналитической зависимости с экспериментальными данными для разных жидкостей [48].

Это связано с отсутствием возмущающего воздействия отрывающихся паровых конгломератов из-за неустойчивости Тейлора. Лучшее согласие наблюдается на воде и фреоне-11, худшее на жидком азоте, аргоне и этаноле. Из графиков заметно увеличение КТО с ростом недогрева, что может быть связано с несколькими факторами, как-то влияние свободной конвекции в жидкости, увеличением плотности пара и отвода части тепла прогревом приграничного слоя жидкости. Несомненно, приведенные экспериментальные данные представляют определенный интерес, особенно трудоемкие опыты на жидком азоте и аргоне, при которых достигались недогревы до 37°C . Однако они применимы только для проволочек и цилиндров малого диаметра. Опыты проводились в стационарном режиме. Стоит отметить, что во всех случаях наблюдалось устойчивое пленочное кипение, без перехода к интенсивному микропузырьковому режиму. В этом плане большой интерес могут представлять эксперименты, проведенные на таких же жидкостях, но в условиях больших недогревов и на больших по размерам образцах.

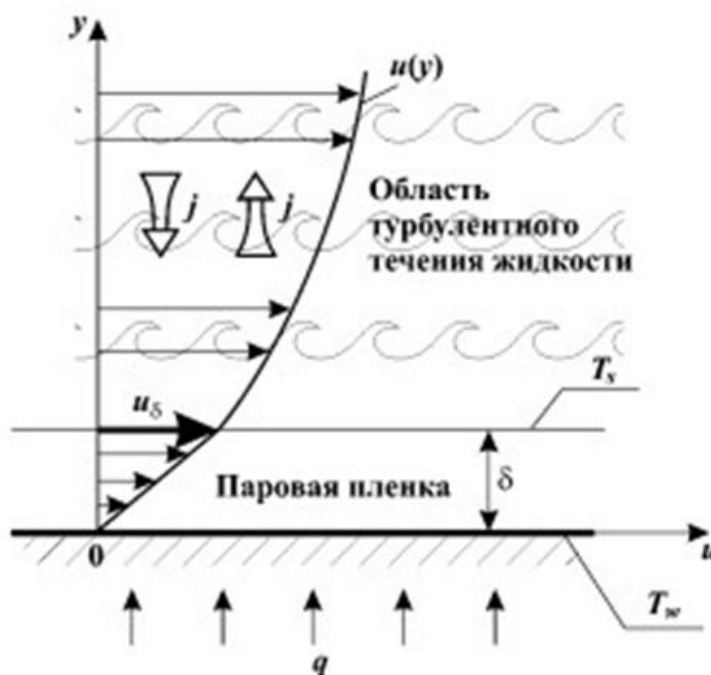


Рис.1.10. Схема течения и теплообмена через тонкую паровую пленку на стенке.

В работе [35] авторы проводили широкие исследования по теплообмену при пленочном кипении недогретой жидкости в турбулентном потоке. Экспериментальная установка представляла собой трубу диаметром 8мм, внутри которой была помещена металлическая лента для закрутки потока (степень закрутки $\gamma=1,75$). Обогрев осуществлялся пучком электронов. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Температура на входе задавалась в диапазоне от 10 до 70°C. Давления, при которых проходили эксперименты, составляли от 0,7 до 1,55МПа. Отметим, что в режиме пленочного кипения достигались очень большие КТО $\alpha=q/\Delta T=15\text{кВт/м}^2\text{К}$. Эти значения соответствуют очень малым толщинам паровой пленки $\delta \sim 25\text{мкм}$. Выяснилось, что КТО сильно зависит от массовой скорости жидкости и слабо от величины недогрева ΔT_{sub} .

Авторами была предложена предельная модель теплоотдачи в условиях больших недогревов и развитого турбулентного течения жидкости (рис.1.10).

В виду малой толщины пленки, можно принять, что в ней полностью доминируют молекулярный перенос импульса и энергии. Поэтому, на межфазной границе:

$$\tau = \tau_w = \mu'' u_\delta / \delta$$

$$q = \lambda'' \Delta T / \delta$$

В жидкости доминирует турбулентный перенос (начиная от границы с паровой пленкой):

$$\tau = j(u_{cp} - u_\delta)$$

$$q = j c_p \Delta T_{\text{sub}}$$

Далее, был получен безразмерный КТО:

$$Nu = \frac{\alpha d_\Gamma}{\lambda''} = \left(\frac{j d_\Gamma}{\mu''} \right) \left(\frac{u_{cp}}{u_\delta} - 1 \right)$$

И специфическое число Рейнольдса, определяющее отношение сил инерции (поперечный поток массы) к силам вязкости:

$$Re'' = \frac{j d_{\Gamma}}{\mu''} = \frac{q d_{\Gamma}}{c_p \Delta T_{sub} \mu''}$$

В итоге, было получено удобное соотношение:

$$Nu = k_1 Re_1'' (1 + k_2 / Re_1''^{0,25})$$

Где $Re_1'' = \rho u \left(\frac{\xi}{8}\right) d_{\Gamma} / \mu''$, константы подобраны на основании собственных данных авторов, $k_1=0,24$ и $k_2=1,4$.

Модель справедлива при $We < 1$, когда поверхность паровой пленки гладкая и устойчива к возмущениям.

Отметим, что пленочное кипение недогретой жидкости в характерных для закалки условиях отличается от приведенного выше. Главное отличие состоит в том, что при охлаждении высокотемпературных тел в недогретой воде, процесс пленочного кипения является нестационарным; при этом, приходится принимать во внимание теплофизические свойства поверхности, способность аккумулировать и «отдавать» тепло.

1.2 Плёночное кипение недогретой жидкости

1.2.1 Микропузырьковый режим кипения

Пленочное кипение недогретой жидкость – наименее исследованная область в физике кипения. Это выглядит удивительно, ведь этот режим кипения присутствует в огромном количестве технологически процессов, например, в металлургии. Как показывают многочисленные опытные данные, при пленочном кипении недогретой воды достигаются огромные тепловые потоки. Отсюда вытекает научная проблема, которая заключается в попытке

объяснить механизмы переноса тепла в отсутствие прямого контакта жидкость-стенка, а также факторов, ответственных за возникновение таких интенсивных режимов.

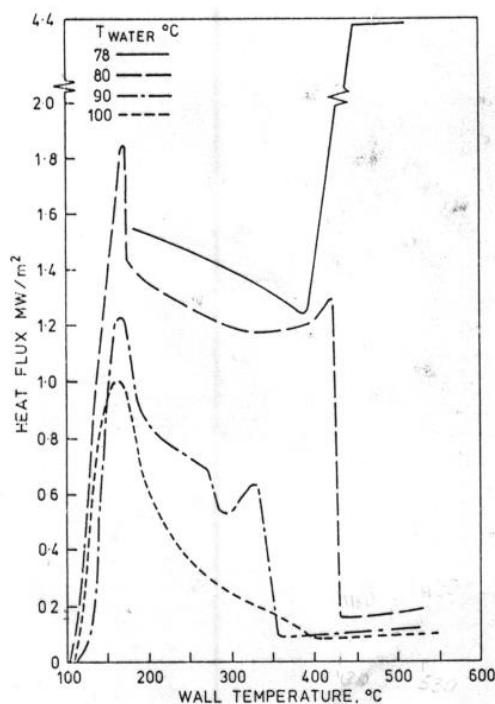


Рис.1.11. Зависимость теплового потока от температуры стенки при разных недогревах воды [15].

Почти 30 лет назад, английские ученые Hewitt и Kenning [15] впервые представили экспериментальные результаты, показывающие существование нового режима кипения, названного авторами «микробузырьковым кипением». Этот режим наблюдался при пленочном кипении воды при атмосферном давлении, когда недогревы были выше 22К, что видно из рис.1.11. В экспериментах медные шары с никелевым покрытием падали сквозь жидкость со скоростью более 1,8 м/с. Максимальная температура шара составляла 513°C, а температура воды изменялась в пределах от 50 до 100°C. Интенсивность теплообмена в режиме микробузырькового кипения была на порядок выше, чем при обычном пленочном кипении насыщенной или слабо недогретой жидкости. Сам термин «микробузырьковое кипение» появился благодаря наличию большего количества маленьких пузырьков в окрестности паровой пленки, окутывающей сферу.

Позже, в [16], этими же учеными был измерен коэффициент лобового сопротивления при падении в воде медных шаров диаметром от 16 до 32 мм, и начальной температурой 700°C . Их скорость была примерно равной предельной скорости свободно падающего шара и составляла $1.8 - 2.2$ м/с. Дестабилизация паровой пленки и возникновение микро-пузырькового кипения наблюдалось в экспериментах, когда недогрев воды до температуры насыщения составлял $20-40$ К. В обеих статьях [15, 16] начало микропузырькового кипения сопровождалось отклонением траектории шара от вертикали. Это означает, что существуют скрытые силы, которые возникают с появлением обсуждаемого режима. Иногда режим микропузырькового кипения возникал при нулевой скорости, когда шар находился на дне сосуда. Так как, микропузырьковое кипение наблюдается на поверхности, температура которой много выше, чем температура допустимого предельного перегрева, то продолжительный прямой контакт жидкость/стенка невозможен и возникают вопросы о механизме интенсивного переноса тепла в этом режиме. В [16], микропузырьковый режим наблюдался в воде с недогревом 38 К на шаре с диаметром 32 мм, при температуре поверхности 670°C , которая превосходит не только температуру предельного перегрева для воды, но даже критическую температуру. При температуре выше, чем предельно допустимая, которая практически совпадает с температурой гомогенной нуклеации, любое вещество может существовать только в виде пара. В обсуждаемых статьях есть только качественное объяснение дестабилизации паровой пленки, что приводит к микропузырьковому кипению.

В более поздней публикации [17], результаты оптического исследования пленочного кипения воды сопровождаются только качественным описанием процесса. Тем не менее, эти результаты кажутся критически важными как с теоретической, так и с прикладной стороны. Действительно, согласно [16], плотность теплового потока на поверхности шара достигали $5-6$ МВт/м² при температуре стенки более 500°C и

недогревах до температуры насыщения 40 К, что хорошо видно из рис.1.12. Это означает, что тепловой поток становится в 20-50 раз выше, чем при пленочном кипении насыщенной жидкости. Следовательно, в этом заключается фундаментальная разница между «микропузырьковым» кипением и обыкновенным пленочным кипением.

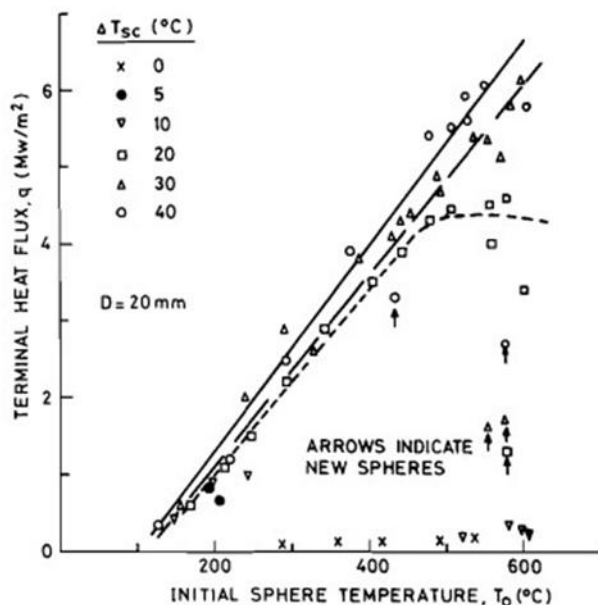


Рис.1.12. Зависимость теплового потока от начальной температуры сферы диаметром 20мм в насыщенной и недогретой воде [16].

Из-за невозможности прямого контакта жидкости с твердой поверхностью, пузырьковое кипение также невозможно. Кроме того, при перегревах в несколько сотен Кельвинов, должны были бы наблюдаться фантастические тепловые потоки в режиме пузырькового кипения. Таким образом, возникает очевидная проблема в понимании основных механизмов микро-пузырькового кипения и определения условий его возникновения.

К сожалению, последующие публикации на эту тему [18-20], не касались изучения описанного выше микро-пузырькового режима кипения во время охлаждения высокотемпературных тел в недогретой жидкости и в них не упоминались статьи [15-17].

Авторы [18] считают, что при недогревах, превышающих 40°C, плёночное кипение не существует, потому, что при этих условиях

наблюдалось очень быстрое охлаждение. Они рассчитывали эффект недогретой жидкости на теплообмен при пленочном кипении на цилиндрических образцах со сферической головкой только при малых значениях недогревов. Эксперимент заключался в следующем: латунные цилиндры разных диаметров и разной длины, нагретые до температуры 600°C , погружались в чистую воду с различной температурой (рис.1.13-а). Температура центра цилиндра и температура воды измерялись с помощью термопар. Схема образцов и заделки термопар представлена на рис.1.7-б.

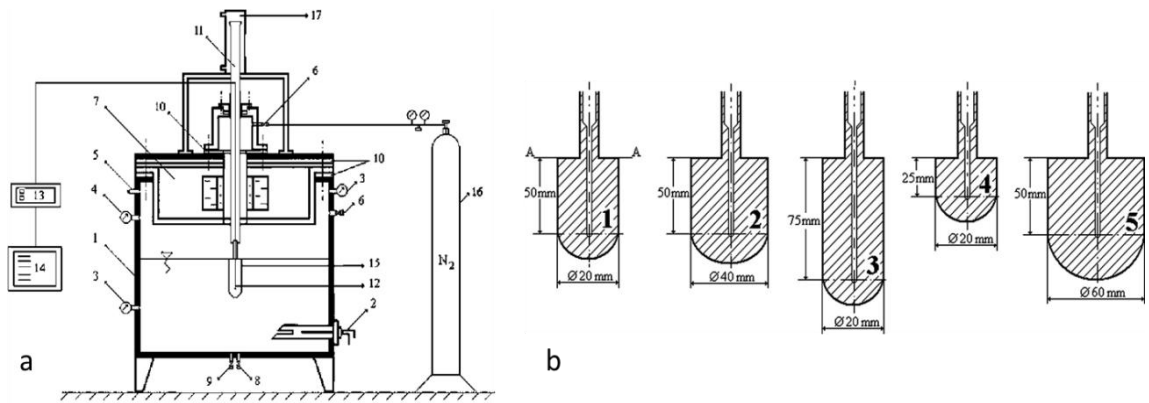


Рис.1.13. а) схема экспериментальной установки, б) рабочие участки [18].

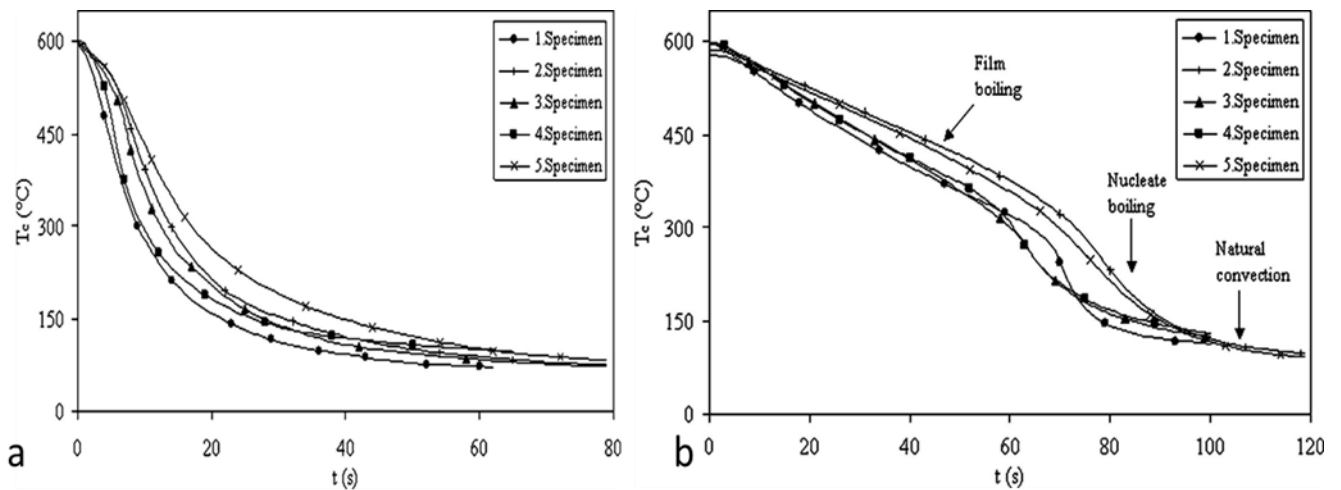


Рис.1.14. Типичная термограмма охлаждения рабочих участков в : а) недогретой воде, б) насыщенной воде [18].

В результате экспериментальных исследований была получена зависимость температуры на поверхности цилиндра от времени, рис.1.14.

При этом использовался метод сосредоточенной теплоёмкости для измеренных температур. Экспериментальные данные показали, что КТО не зависит от длины и диаметра цилиндра. Авторы работы объясняют полученные результаты разрушением паровой пленки в условиях, когда жидкость имеет некоторый недогрев (рис.1.14-а). При этом, по мнению авторов, наступает пузырьковый режим кипения. Это предположение зиждется на слабой почве, так как пузырьковый режим термодинамически невозможен при таких высоких температурах стенки.

В экспериментах [19] использовались алюминиевые, медные и стальные шары, диаметром 32 и 16 мм. Недогревы воды не превышали 40 К, а большинство экспериментальных результатов относятся к недогревам менее 20 К (рис.1.15-б). Были проведены исследования влияния различных параметров на нарушение плёночного кипения вокруг сферического образца: влияние материала и размера образца, степени недогрева (0-40 К). Шары нагревались до 600°C после чего проходил процесс охлаждения в чистой воде при атмосферном давлении. Авторы установили, что выше некоторой степени недогрева паровая плёнка разрушается с шумом (происходит взрывное разрушение паровой плёнки), а затем следует процесс интенсивного теплообмена. Как видно из рис.1.15-а, температуру, при которой происходит взрывное разрушение плёнки, авторы называют закалочной (quenching temperature). Из рисунка 1.15-б заметна устойчивая тенденция к уменьшению времени охлаждения и увеличению, хоть и незначительному, температуры Лейденфроста с ростом недогрева воды. Отмечено, что закалочная температура выше температуры минимального теплового потока при плёночном кипении (или температуры Лейденфроста) и возрастает с ростом диаметра шара и степени недогрева, кроме того, имеет значение и материал образца. Обнаружено, что тепловой поток для образцов большего диаметра при повышении степени недогрева внезапно возрастает, в отличие от «классического» поведения на шарах меньшего диаметра (рис.1.16-а).

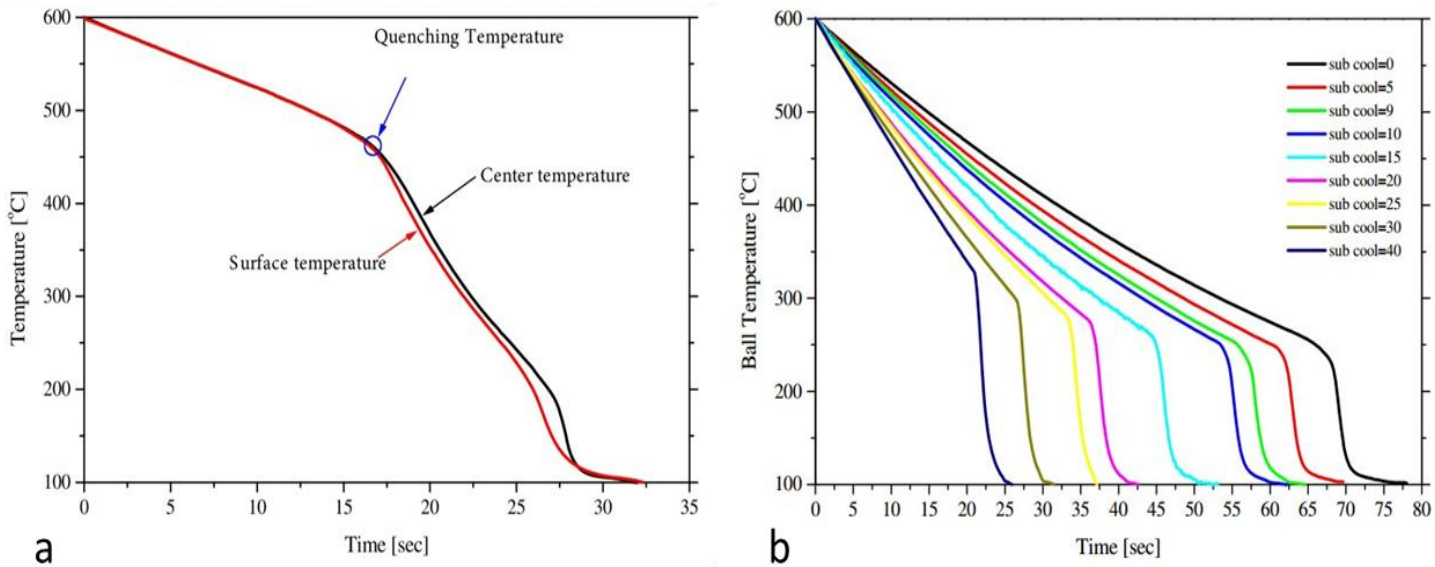


Рис.1.15. а) Зависимость температур центра и поверхности от времени для алюминиевого шара. Диаметр шара 32мм, температура воды 90°C, б) Зависимость температуры нержавеющей шарика диаметром 16мм от времени при разных недогревах воды [19].

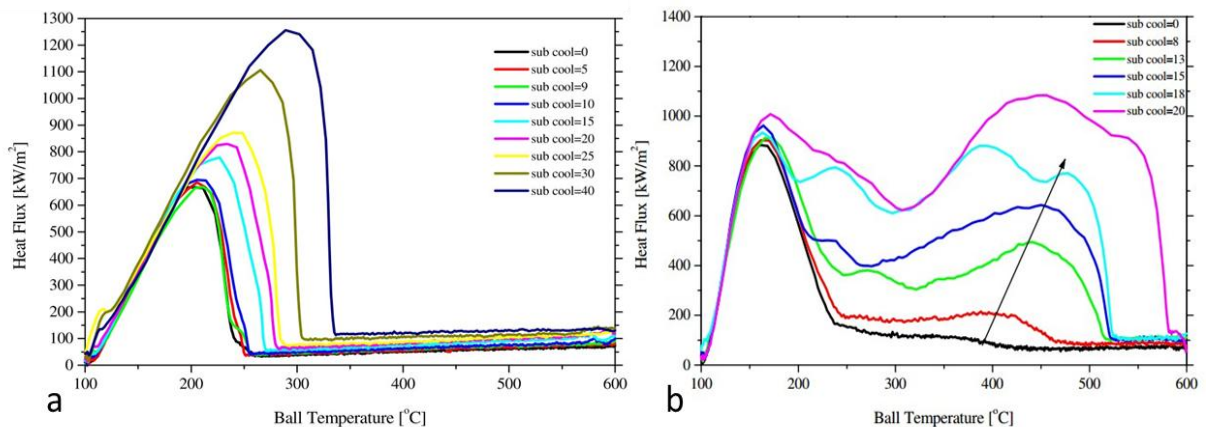


Рис.1.16. Зависимость теплового потока от времени для: а) шарика из нержавеющей стали 16мм диаметром, б) шарика из алюминия диаметром 32мм [19].

Так, на алюминиевых сферах диаметром 32 мм была зафиксирована «двугорбая» зависимость теплового потока от температуры поверхности, изображенная на рис.1.16-б. Авторы предполагают, что причиной этому может быть взрывное разрушение паровой плёнки, повторяющееся через некоторый период восстановлением паровой плёнки. Объясняется это тем,

что для большей поверхности образца возможны локальные нарушения распределения поля температуры по поверхности, что и приводит к возникновению повторяющегося взрывного разрушения плёнки. На рисунке 1.17 изображена карта характерных режимов кипения при остывании горячей сферы.

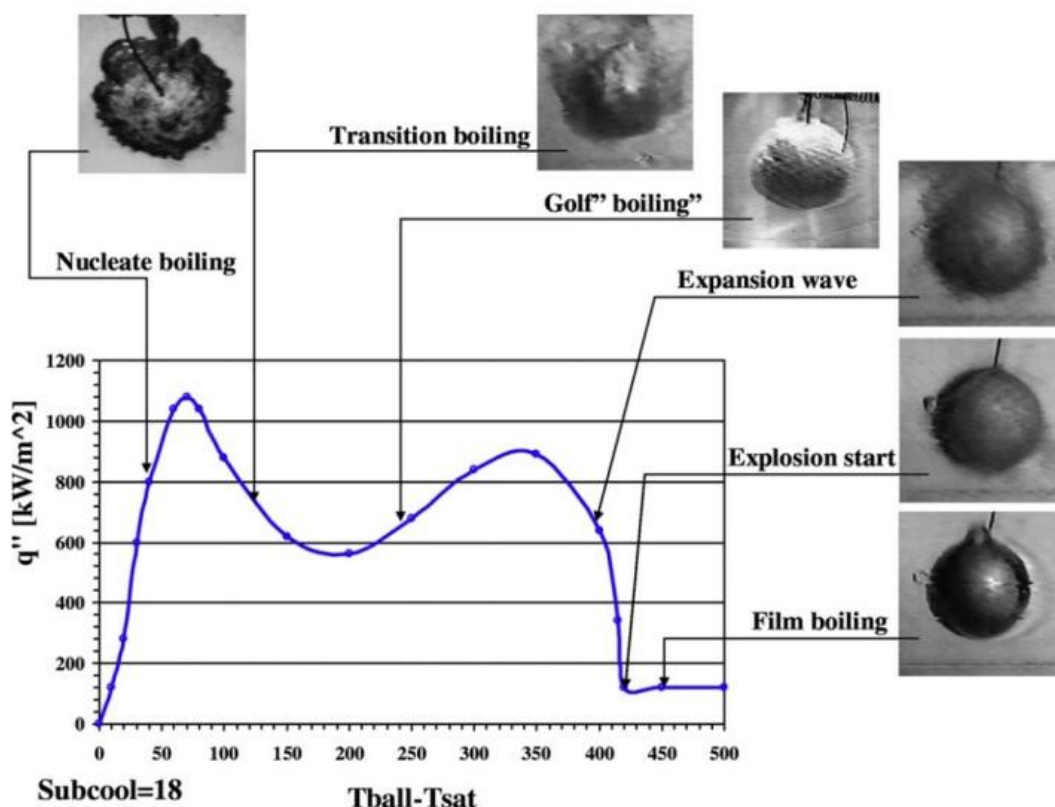


Рис.1.17. Зависимость теплового потока от температурного напора для 32 мм шарика из алюминия. Уровень недогрева воды составлял 18°C.

Обнаружено, что взрывному кипению, предшествует период, в процессе которого образец визуально похож на шарик для игры в гольф (“golf-ball” boiling period). Характерный размер ячеек при этом составляет 3 мм. В статье представлен теоретический анализ неустойчивости паровой пленки на цилиндрических и сферических поверхностях и уравнение для минимального теплового потока пленочного кипения, но при этом отсутствует обсуждение механизмов теплообмена при пленочном кипении при более высоких значениях недогрева воды.

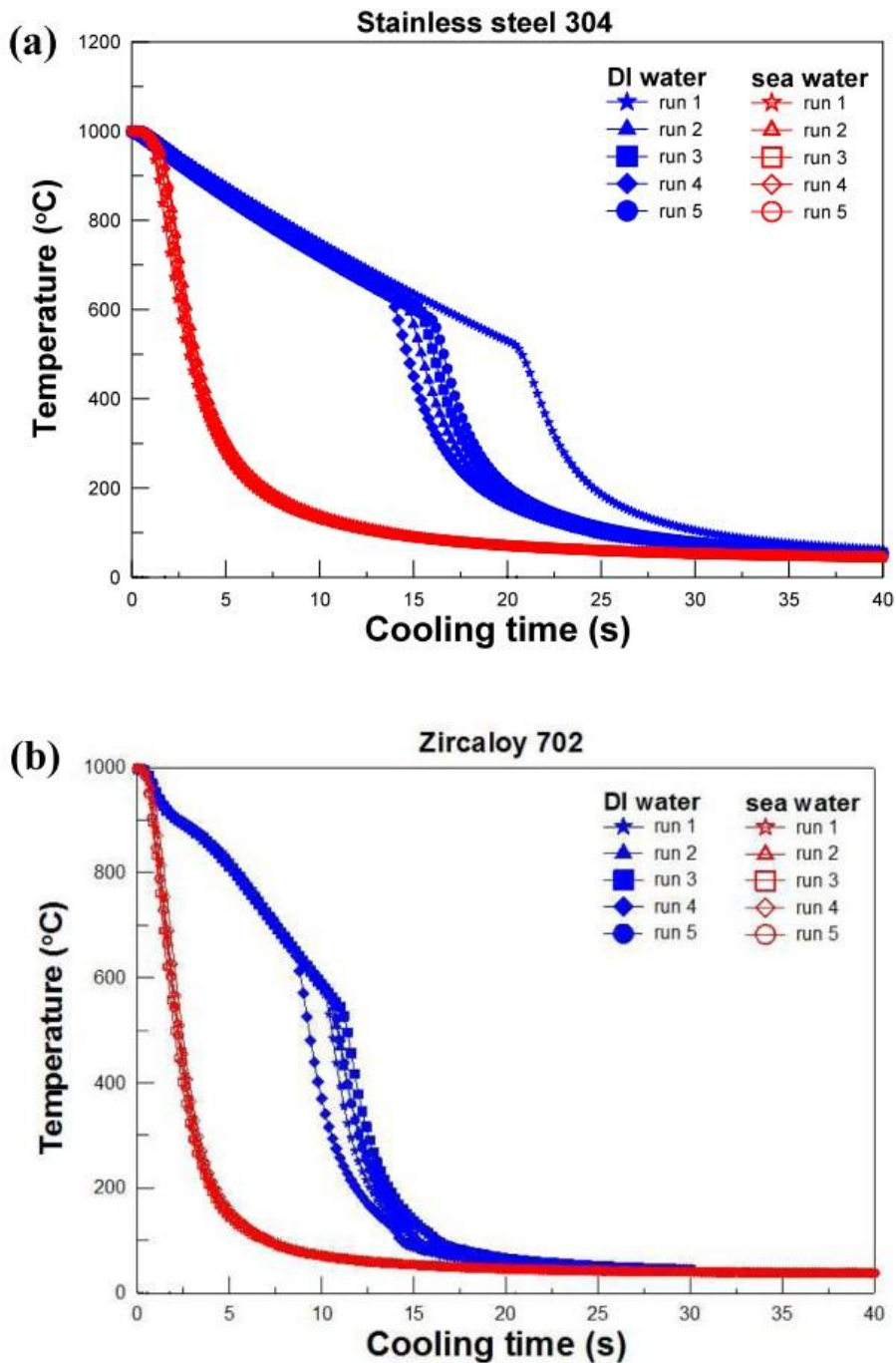


Рис.1.17. Кривые кипения для шариков а) из нержавеющей стали и б) из циркалоя в деионизированной и морской воде [20].

Недавняя статья [20] является наиболее близкой к работам [15,16] из-за её направленности на безопасность АЭС. Однако, если работы английских авторов были направлены на изучение механизмов, вызывающих паровой взрыв, то ученые из Тайваня ориентировались на охлаждение топливных стержней при сценарии аварии LOCA на АЭС.

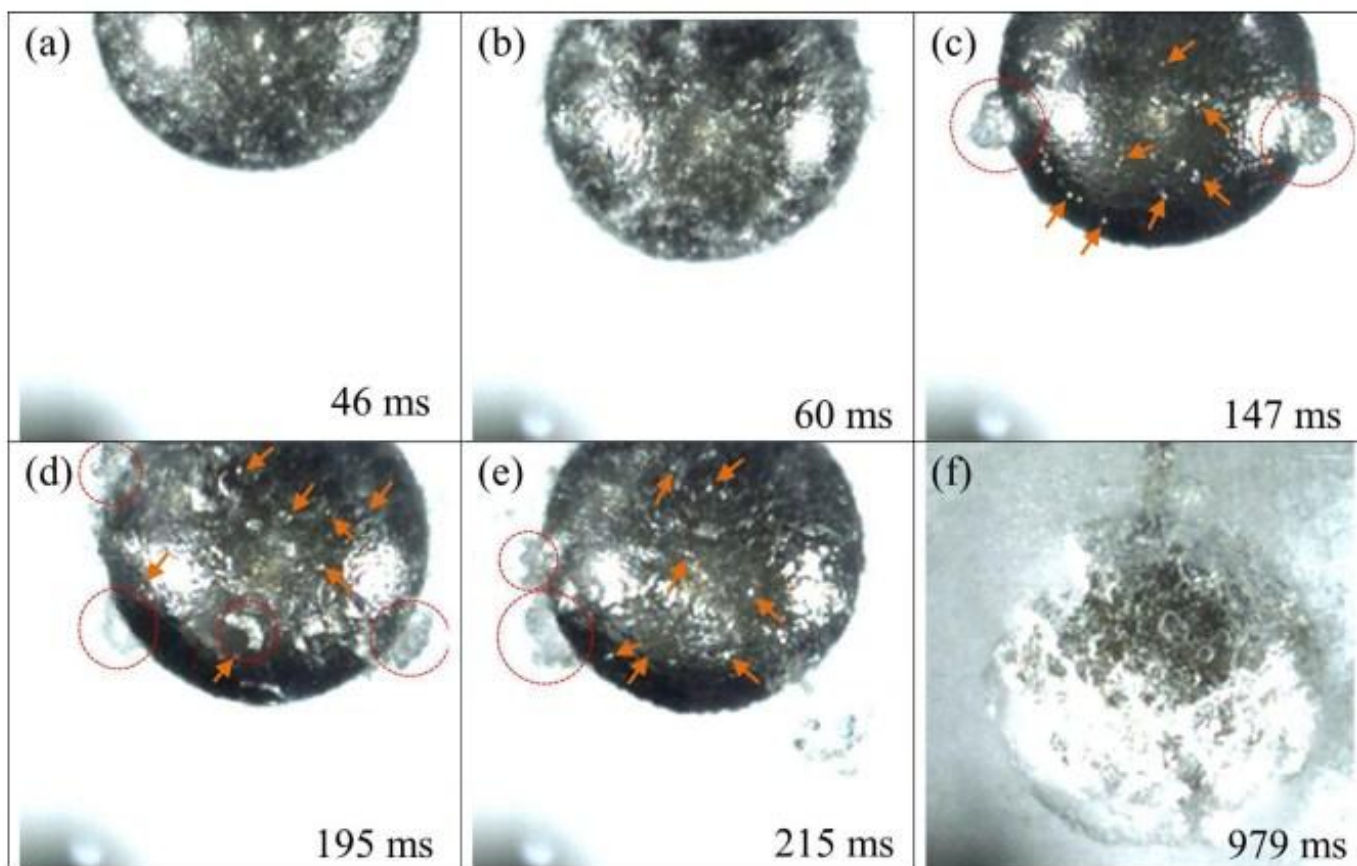


Рис.1.18. Кадры нержавеющей шарика при закалке в морской воде. Скорость съемки 15000кадров/с.

Исследователи изучали охлаждение шаров из нержавеющей стали и циркониевого сплава диаметром 17,5 мм в деионизированной и морской воде. Начальная температура металлических шаров составляла 1000°C, а температура охлаждающей жидкости была 33°C. Температура образца во время охлаждения измерялась термопарой, заложенной в сфере на расстоянии 1,5 мм до поверхности. Авторы приняли, что измеряемая температура приблизительно равна температуре поверхности. Такое предположение, возможно, законно при низких темпах охлаждения, но при высоких плотностях тепловых потоков температуры в месте заделки термопары и поверхности должны сильно отличаться. Экспериментальные кривые закалки (термограммы охлаждения) выявили заметные различия при охлаждении в дистиллированной воде и морской воде (рис.1.17). В дистиллированной воде весь процесс закалки длится около 40 с, пленочное

кипение длится 16 с для нержавеющей стали и 12 с для циркониевого сплава. Быстрое охлаждение начинается при достижении температурой значений 550-620°C. Авторы принимают эту точку за начало пузырькового кипения. В морской воде, по мнению авторов, «пленочное кипение отсутствует и наблюдается пузырьковое кипение после короткого переходного кипения». Это заключение основывается в основном на результатах видео съемки, но отдельные кадры, представленные в статье, не позволяют делать однозначные выводы (рис.1.18). Исследователи справедливо отметили, что в их экспериментах температура сферы была намного выше, чем температура гомогенной нуклеации. Согласно классической теории гомогенной нуклеации, которая много раз подтверждалась в экспериментах [21], при таких условиях переход жидкость-пар наблюдается практически мгновенно. Характерное время имеет порядок наносекунд, что на несколько порядков меньше, чем характерная скорость видеосъемки.

В статье [22] рассматривалось влияние нано добавок к воде на процесс закалки. Рабочие участки – сферы диаметром 1 см, выполненные из нержавеющей стали и циркониевого сплава охлаждались в воде с температурой 30 - 100°C. Начальная температура сфер составляла 1000°C.

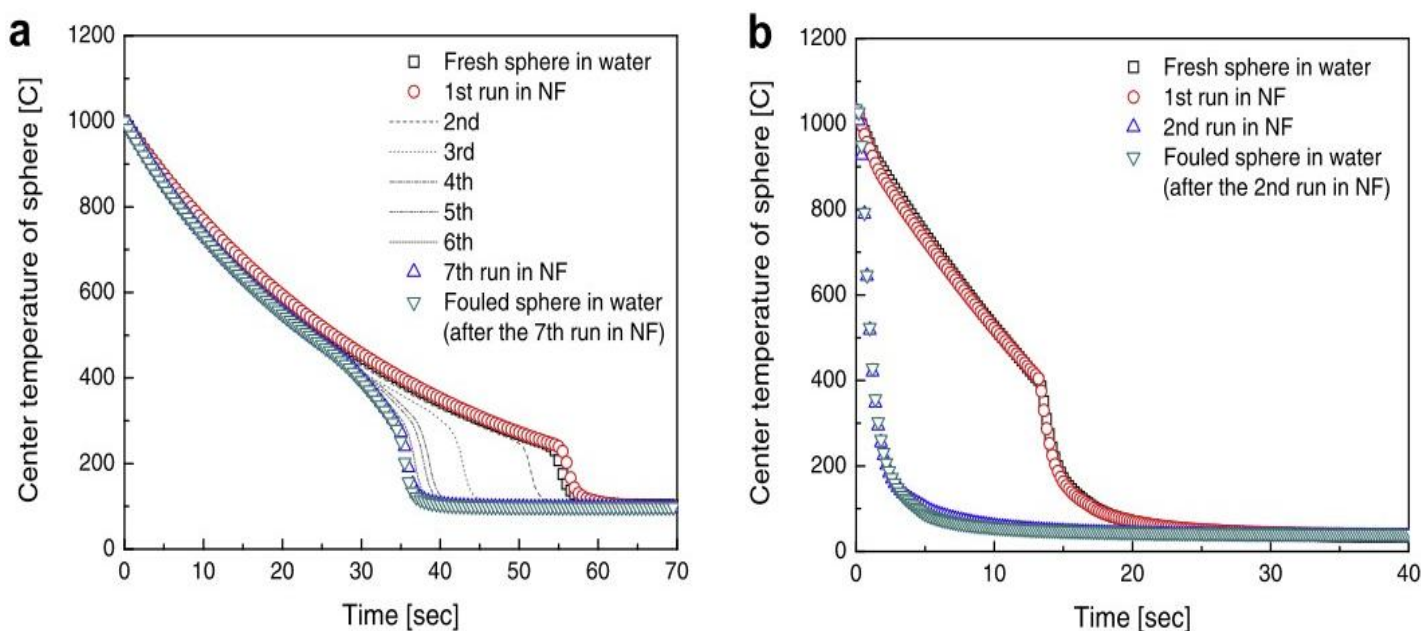


Рис.1.19. Закалочные кривые для чистой сферы и для сферы с осажденными наночастицами: а) насыщенная вода, б) недогрев 70К [22].

Для создания «нано-жидкости» в воду добавлялись алюминиевые, кремниевые и алмазные нано частицы. Результаты экспериментов показали, что добавление в чистую воду наночастиц не влияет на характер процесса заковки. Однако было выявлено, что при повторных экспериментах на одной и той же сфере процесс заковки сильно ускоряется. Такой эффект вызван отложениями наночастиц на поверхности сферы, что приводит к дестабилизации паровой пленки (рисунок 1.19-а). При этом, температура, при которой пленочное кипение теряет устойчивость на 150°C выше, чем при охлаждении в чистой воде. Авторы своими экспериментами еще раз подтвердили сильнейшее влияние на скорость заковки уровня недогрева жидкости. В сильно недогретой жидкости коллапс паровой пленки начинался сразу после погружения нагретого шара в охлаждающую жидкость, что видно из рисунка 1.19-б.

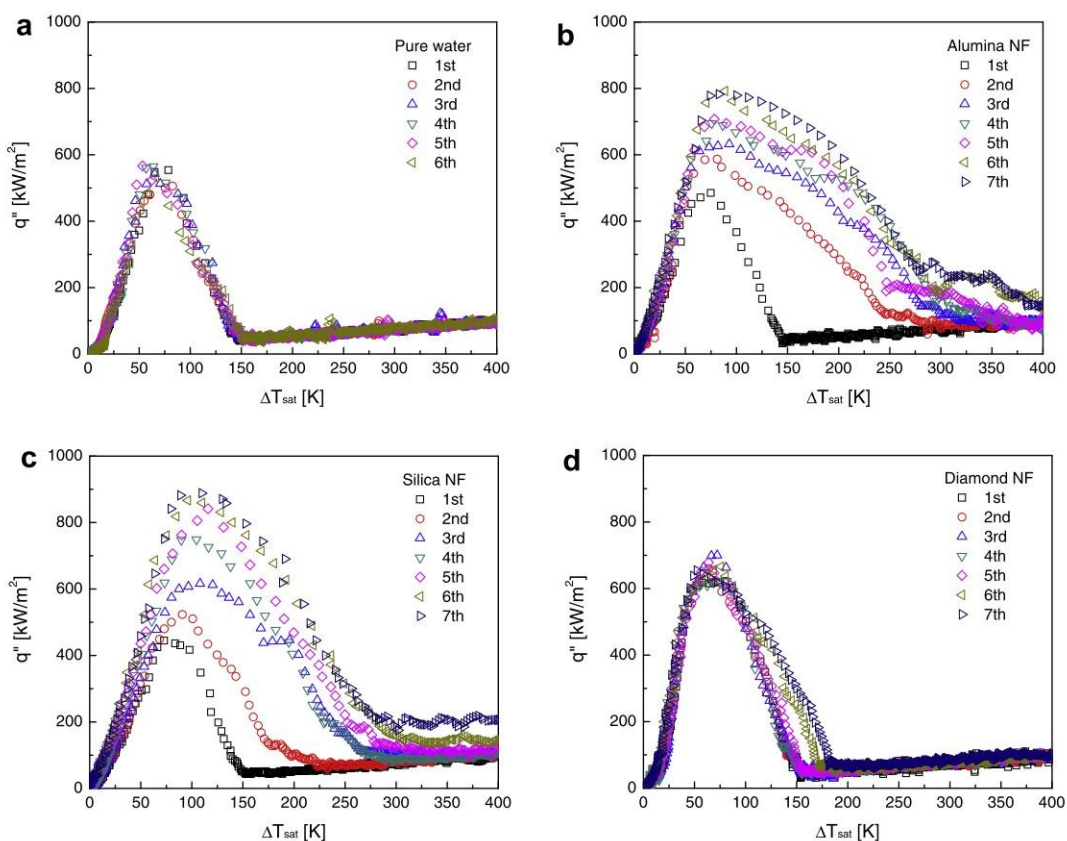


Рис.1.20. Кривые кипения для нержавеющей шара в а) чистой воде, б) 0,1% алюминия, с) 0,1% кремния, д) 0,1% алмазов в насыщенной жидкости [22].

По мнению исследователей, это связано с уменьшением толщины паровой пленки, которая легче поддается дестабилизации отложившимися на поверхности сферы частицами.

Также КТО увеличивается от эксперимента к эксперименту, что связано с увеличением числа осевших частиц на поверхности сферы. Как видно из рис.1.20, для чистой воды и для раствора алмазных частиц тепловой поток не изменяется от эксперимента к эксперименту, в то время как для раствора кремния и алюминия он увеличивается почти вдвое. Слабым местом работы является измерение температуры только в центре шара, ведь процесс кипения происходит на поверхности и именно её температура отражает все особенности этого высокоинтенсивного процесса. В виду низкого коэффициента температуропроводности различие в показаниях температуры центра и поверхности в режиме интенсивного охлаждения, могут достигать несколько сотен градусов.

В статье [23] проводится экспериментальное изучение пленочного кипения слабо недогретой воды на никелированных медных образцах разной геометрии в условиях вынужденного течения жидкости. Температура воды менялась в пределах от 70 до 95°C, а скорость от 2 до 17 см/с. Начальная температура образца достигала 600°C. Температура образца контролировалась термопарой, заделанной в центре рабочего участка. Представлены данные зависимости КТО и толщины паровой пленки от степени недогрева воды. Также было проанализировано влияние недогрева на минимальную температуру существования пленки. С помощью видео съемки проводилась оценка состояния паровой пленки, и были выявлены три основных вида: гладкая, волнистая и турбулентная. Вид паровой пленки зависел от уровня недогрева. Выявлено увеличение КТО с увеличением недогрева воды и уменьшением температуры поверхности, что связано с уменьшением толщины паровой пленки при этих условиях. Минимальная температура пленочного кипения линейно зависит от уровня недогрева воды до температуры насыщения, и доходит до температуры в 600°C при

недогреве в 30°C что видно из рис.1.21 Толщина пленки, при которой начинается разрушение паровой пленки, была оценена в 100 мкм (рис.1.21-б).

Авторами было выявлено три основных типа коллапса паровой пленки: взрывной, при высоких недогревах воды, «поступательный», при низких недогревах и «поступательно взрывной» при средних недогревах. В заключение хочется отметить, что данная работа посвящена условиям прерывания устойчивого пленочного кипения и в ней не обсуждается тип кипения, который приходит на смену пленочному режиму кипения.

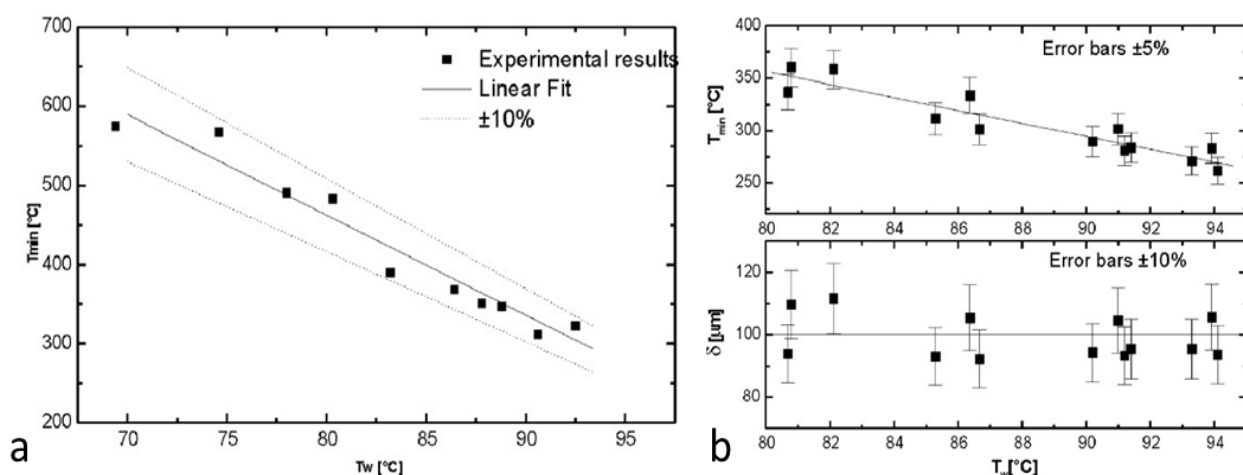


Рис.1.21 а) Зависимость минимальной температуры пленочного кипения от температуры воды, б) Зависимость минимальной температуры пленочного кипения и минимальной толщины пленки от температуры воды [23].

Кроме упомянутых теплофизических исследований пленочного кипения недогретой жидкости, направленных в основном на безопасность атомных станций, существует отдельная ветвь схожих исследований, связанных с технологией закалки.

1.2.1 Влияние недогрева жидкости на процесс закалки

Во всех отраслях промышленности с каждым годом ужесточаются требования к используемым материалам. Они должны быть более легкими, прочными, устойчивыми к агрессивным средам. При этом технологии их

производства должны быть надежными, дешевыми и менее энергозатратными. В металлургии один из самых ответственных этапов производства заготовок – это закалка, процесс, при котором очень горячий металл погружается или орошается жидкостью для достижения быстрого охлаждения. Темп охлаждения играет при этом ключевую роль – применительно к углеродистым сталям, при высокой скорости охлаждения и значительном переохлаждении, не происходит распада твердого раствора, аустенит (γ -твердый раствор) превращается в мартенсит (пересыщенный твердый раствор углерода в α -железе) [24]. Понятно, что качество получаемого в результате закалки изделия непосредственно зависит от интенсивности теплообмена. Один из самых мощных способов отвода тепла – это пузырьковое кипение. Ключевая особенность пузырькового кипения – это наличие контактов жидкость–твердая стенка. Поэтому температурный диапазон, при котором можно использовать этот мощный способ отвода тепла, ограничен температурным диапазоном существования вещества в жидкой фазе [21].

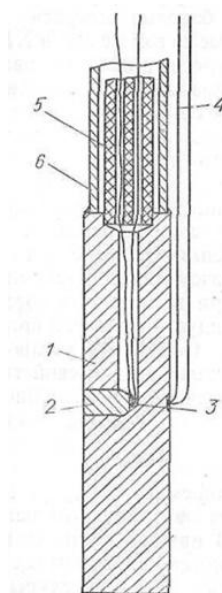


Рис.1.22. Схема препарированного образца: 1-образец, 2-штифт, 3- место приварки сая термопары, 4-термопара, приваренная на поверхности образца, 5-термостойкая двухканальная трубка, 6-металлическая трубка, приваренная на торце образца [49].

Уже в 1 тысячелетии до н.э. в древней Ассирии владели технологией заковки железных изделий. Но до сегодняшнего момента не существует ясного понимания физических механизмов, управляющих этим интенсивным процессом отвода тепла. Многие специалисты по закалке, в том числе [49], с уверенностью констатируют, что процесс заковки проходит в режиме пузырькового кипения. Аргументом в пользу такого подхода являются высокие темпы охлаждения образца. Стоит заметить, что в своих экспериментах, авторы использовали образец цилиндрической формы из стали X18H9T или X18H10T. Выбор этого материала был обусловлен тем, что во время заковки, в начале процесса охлаждения стальные изделия состоят из переохлажденного аустенита, сходного теплофизическими свойствами с X18H9T. Ключевым моментом – термопары, измеряющие температуру поверхности, приваривались с боков образца с помощью электроразрядного конденсатора (рис.1.22). Как будет показано во 2 главе диссертации, такой способ крепления термопар не отражает реальной физической картины процесса охлаждения, показывая скорости охлаждения намного выше реальных.

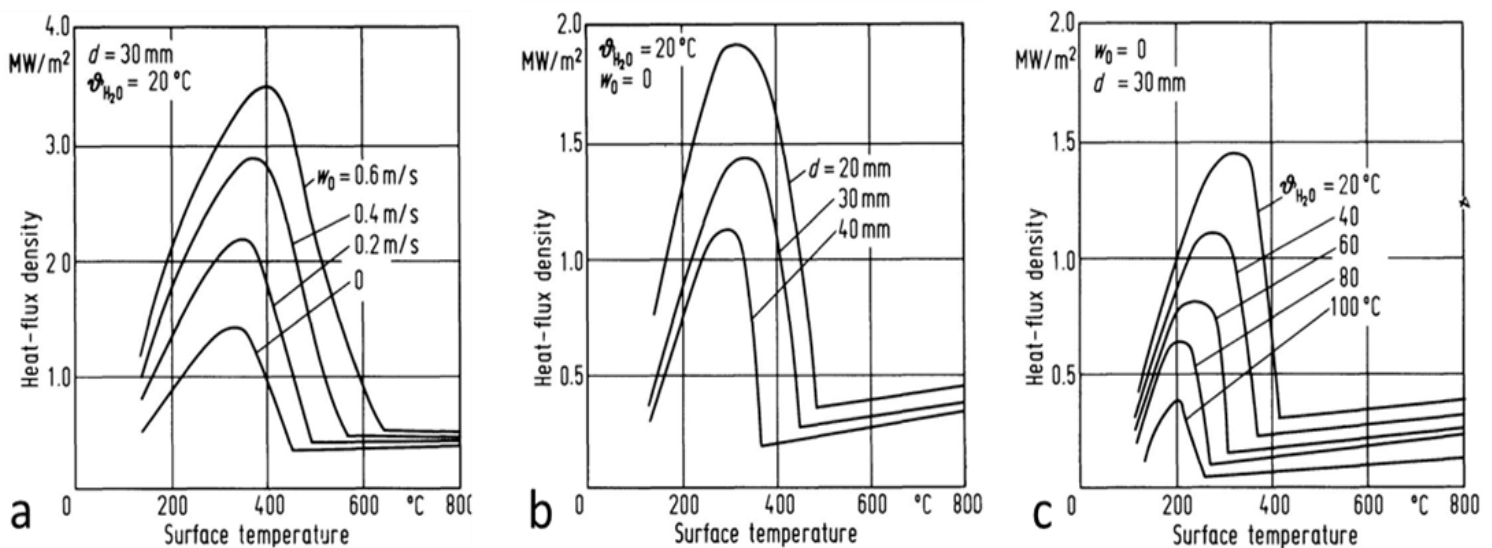


Рис.1.23. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки в процессе заковки для разных а) скоростей жидкости, б) диаметров образцов, в) недогревов жидкости [26].

Возможно, наиболее полная и сконцентрированная информация по этой теме представлена в коллективной монографии [25], около трети объема которой занимают проблемы теплопередачи. Специалисты по технологии закалки объективно не интересуются механизмами теплообмена, поэтому в их работах нет ссылок на теплофизические исследования, в частности [15-17]. Тем не менее, некоторые из их экспериментальных результатов лежат в русле обсуждаемой проблемы. Стоит отметить, что специалисты в области теплообмена, в частности, авторы [15-17], также не обращаются к результатам работ по закалке.

В работах немецких авторов [26] исследуется влияние различных факторов на процесс закалки. Исследователи провели эксперименты на никелевых шарах в недогретой жидкости и обнаружили, что скорость закалки зависит от таких факторов, как температура и скорость жидкости, а также от диаметра образца.

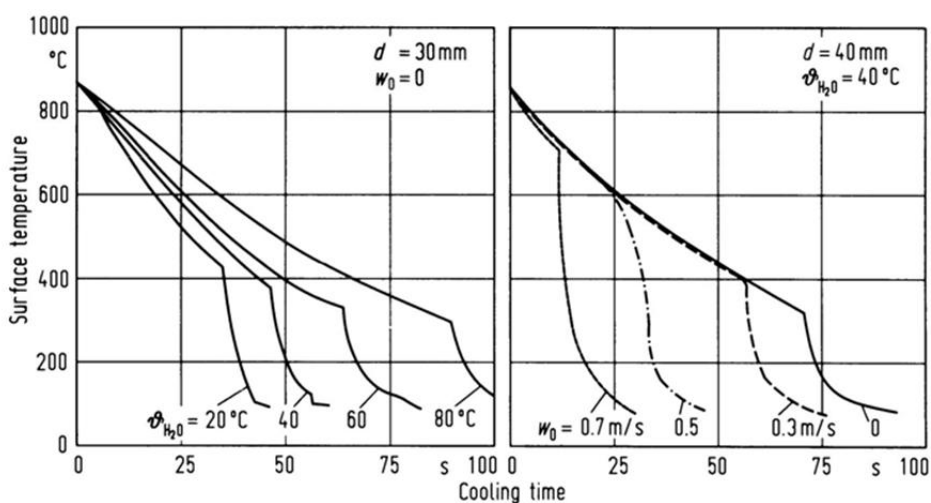


Рис.1.24. Характерные термограммы охлаждения при разных температурах и скоростях охлаждающей воды [26].

Отмечается, что с увеличением скорости жидкости, уменьшением размеров тела и температуры жидкости тепловой поток становится большим, что хорошо видно из рисунка 1.23. Например, при уменьшении температуры воды от 100 до 20°C, плотность теплового возрастает почти в 4 раза, достигая мегаваттных значений. Из термограмм, приведенных на

рисунке 1.24, отчетливо видна сильнейшая зависимость времени охлаждения образцов в зависимости от температуры охлаждающей жидкости и от ее скорости.

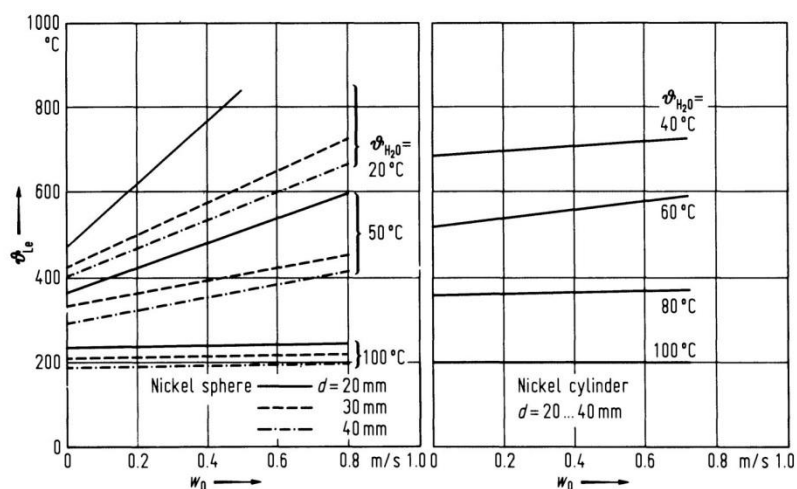


Рис.1.25. Температура Лейденфроста при погружной закалке шаров и цилиндров в воде[26].

Температура, при которой начинается интенсивный режим охлаждения, сдвигается в область более высоких значений температур стенки. Экспериментальные данные представлены на рис.1.25. Стоит отметить, что авторы называют эту температуру точкой Лейденфроста, что не совсем верно, так как этот режим начинается при температурах, заметно превышающих температуру предельного перегрева. Авторы установили, что значение максимума теплового потока зависит от типа металла; так, на латуни и меди получены значения на 50% больше, чем на никеле. Проведены исследования по влиянию рода жидкости (water, aquatenside, durixol B4, polymer 834294) на скорость охлаждения, рис.1.26. Скорость охлаждения в различных жидкостях зависит от их влияния на температуру Лейденфроста. Чем выше температура Лейденфроста жидкости, тем интенсивнее происходит охлаждение, что связано с ранним началом интенсивного режима охлаждения. К сожалению, в данной работе совершенно не описывается методика эксперимента, и способы расчета тепловых потоков на поверхности, а ссылки, которые даны на эти разделы, труднодоступны.

Однако, большое количество опытных данных, делают эту работу очень полезной для наших исследований.

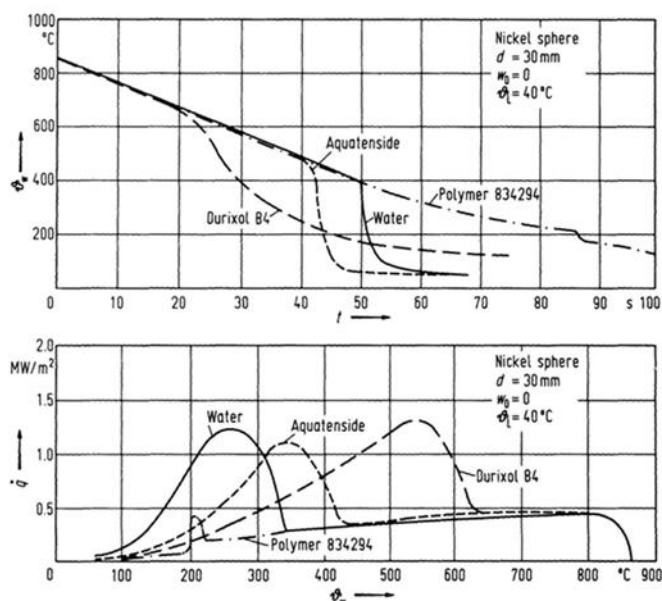


Рис.1.26. Температурная кривая (сверху) и зависимость плотности теплового потока от температуры поверхности (снизу) для разных закалочных сред

В статье [27], опубликованной Ф. Мореау и Г. Векк, анализируется влияние недогрева и скорости жидкости, а также свойств поверхности опытного образца на характер процесса охлаждения. Отмечается, что на дестабилизацию пленочного кипения, большое влияние оказывает скорость охлаждающей жидкости, как это видно из рис.1.27. При скорости воды 2 м/с, образец охлаждается в три раза быстрее, чем в неподвижной жидкости. В своих экспериментах они использовали шприц для воздействия на нижнюю часть охлаждаемого образца струей воды, и установили, что для дестабилизации пленочного режима достаточно совсем небольших скоростей (так, при температуре воды $+30^\circ\text{C}$ скорость $U_i=0,1 \text{ м/с}$). Что касается влияния свойств поверхности, то авторы заметили, что на шероховатой поверхности пленочное кипение более стабильно, чем на полированной, и переход от стабильного пленочного режима к неустойчивому происходит раньше (рис.1.28-а).

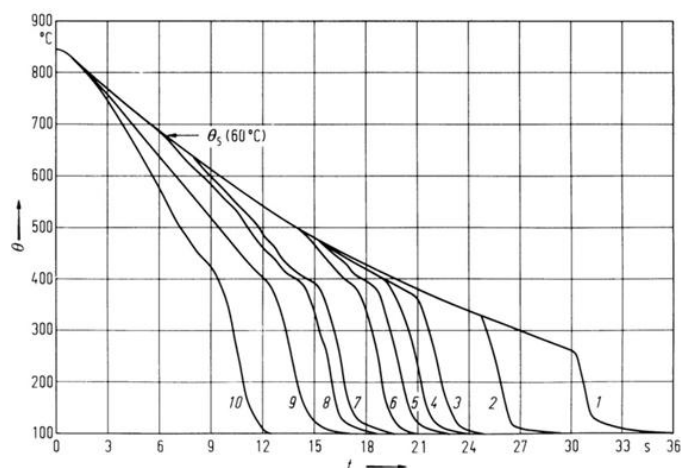


Рис.1.27. Закалка серебряного образца в 60°С воде при разной скорости жидкости: 1-0,2-0,13,3-0,26,4-0,34,5-0,40,6-0,46,7-0,63,8-1,9-1,4,10-2м/с

Также авторы провели исследования по влиянию физико-химических свойств поверхности, и выяснили, что нанесение покрытия из менее теплопроводного материала на образец из материала с высокой теплопроводностью (например, серебряный образец с никелевым покрытием) ускоряет процесс охлаждения образца, как это следует из рис.1.28-б.

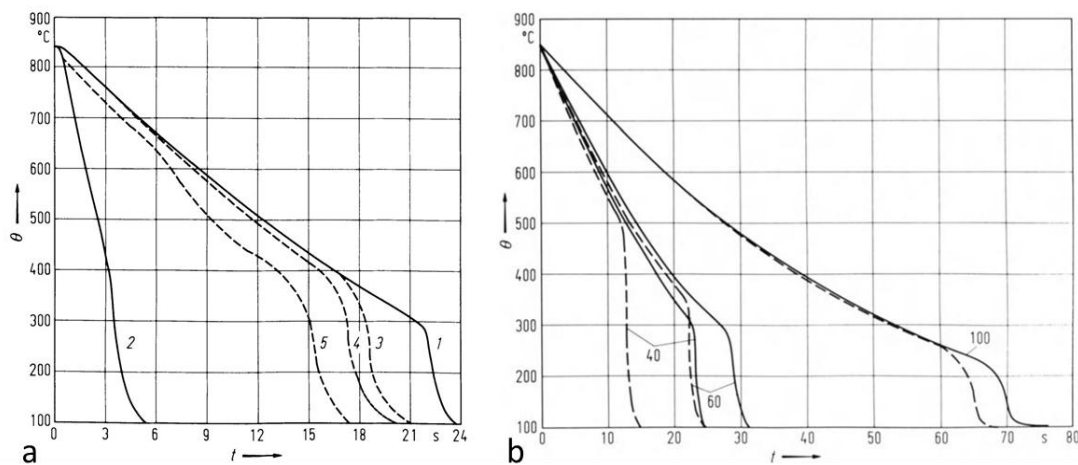


Рис.1.28. а) Охлаждение серебряного образца в 30°С воде под воздействием струи воды, подаваемой из иглы, расположенной в 2 мм от поверхности. Скорость струи 1-0, 2- 0,1, 3-0, 4-0,8, 5-0,92м/с. Непрерывная линия – полированная поверхность, пунктирная – шероховатая. б) Кривые охлаждения в воде при температуре 40, 60 и 100°С. Сплошная линия – серебряный образец, пунктирная – серебро м никелевым покрытием (10мкм).

В итоге авторами делается вывод, что для выполнения быстрого процесса закалки, условия проведения закалки должны быть такими, чтобы избежать пленочного кипения: вода должна быть насколько возможно более холодной и коэффициент теплоусвоения поверхности должен быть низким. Заметим со своей стороны, что попытка избежать пленочного кипения при таких высоких температурах стенки – термодинамически неосуществимая мечта. Правильнее говорить про достижение интенсивного режима охлаждения в условиях пленочного кипения.

1.2.3 Эффект Лейденфроста и нижняя граница пленочного кипения

В 1966 г. вышла в свет публикация фрагмента трактата «О некоторых свойствах обыкновенной воды», написанного И.Г. Лейденфростом в 1756 г. Благодаря этому, современные читатели получили возможность познакомиться с этой очень поучительной работой. Любопытно, кто интересуется историей науки, обратит внимание на особенности, отражающие время создания трактата. Тогда закон сохранения энергии, реальная природа тепла, в частности скрытой теплоты испарения, и некоторые другие общеизвестные к настоящему времени факты не были открыты. С сегодняшней точки зрения, основным результатом, увековечившим имя Лейденфроста, являлось обнаружение факта, что при некоторой температуре железная поверхность не может смачиваться жидкостью (не только водой).

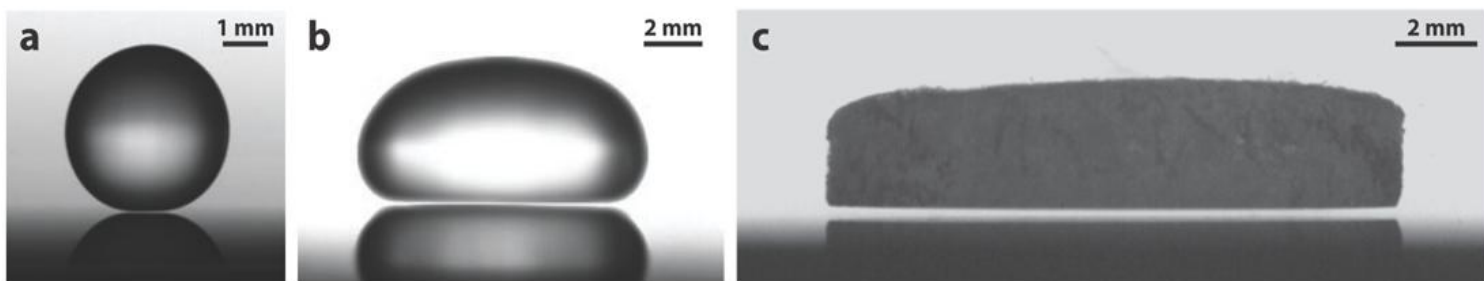


Рис.1.29. Эффект Лейденфроста на плоской металлической пластине 300°С. а)сферическая капля воды б)сплюснутая под действием силы тяжести капля воды с) диск из сухого льда. Толщина паровой подушки ~100мкм

Ранее, в 1732 г. Бургав также сообщал, что спирт, разлитый на горячей поверхности, не может «коснуться огня», но формирует «блестящие капельки похожие на ртуть». Тем не менее, Лейденфрост провел обширные исследования этого явления, которое заслуженно носит его имя по сей день. Эффект Лейденфроста заключается в появлении парового слоя между жидкостью и горячей поверхностью, когда температура последней повышается настолько, что жидкость может существовать лишь в паровой фазе (рис.1.29).

Один из современных способов определения температуры Лейденфроста, соответствующий максимальному времени испарения капли на поверхности [28,29], фактически воспроизводит метод, представленный в [35]. Типичный график определения температуры Лейденфроста по времени испарения представлен на рис.1.30 и заимствован из [31].

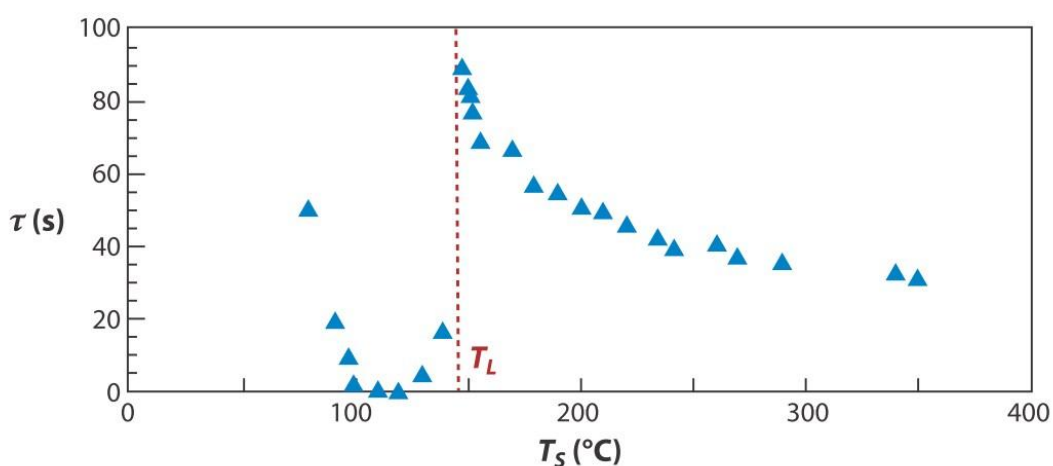


Рис.1.30. Определение температуры Лейденфроста по времени испарения капли [31].

Однако, в таких экспериментах, на результаты измерений оказывают влияние большое количество дополнительных факторов. Для воды, разные исследователи предлагают различные температуры Лейденфроста в широком диапазоне от 150 до 455°C. Авторы [32] наблюдали за поведением водных капель на гладкой алюминиевой поверхности при плавном повышении её температуры.

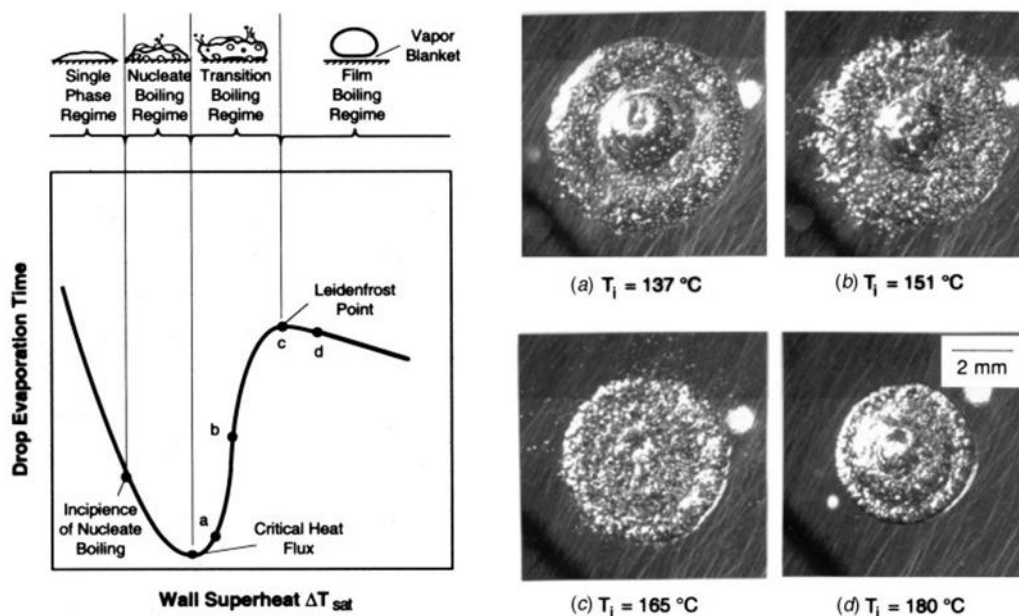


Рис.1.31. Кривая испарения фиксированных капель и фотографии водяных капель через 2мкс после контакта с алюминиевой поверхностью [32].

Температура, соответствующая появлению стабильной паровой пленки, была принята за точку Лейденфроста. В экспериментах она составила 165°C . В работе [33] авторы дополнили свои исследования падающими каплями и струями. В обеих статьях изучается образование пленочного кипения во время увеличения температуры поверхности, т.е. при прямом движении вдоль кривой кипения (слева на право), как это видно из рис.1.31. Когда капля падает на горячую поверхность, температура Лейденфроста начинает зависеть от скорости падения [29,33], или, более точно, от числа Вебера, построенного по скорости капли и её радиусу ($We = \rho_L u^2 R / \sigma$).

Согласно [29] при $We \geq 10$, температура Лейденфроста становится выше 400°C . В работе [34] исследуется поведение капель, падающих на горячую (до 600°C) полированную кремниевую пластину. При этом наблюдаются три типа поведения капли - «контактное кипение», когда капля резко вскипает, соприкасаясь с поверхностью, «спокойное пленочное кипение», когда капля не имеет контакта с поверхностью и «струйное пленочное кипение», когда из капли выбрасываются тонкие струйки жидкости.

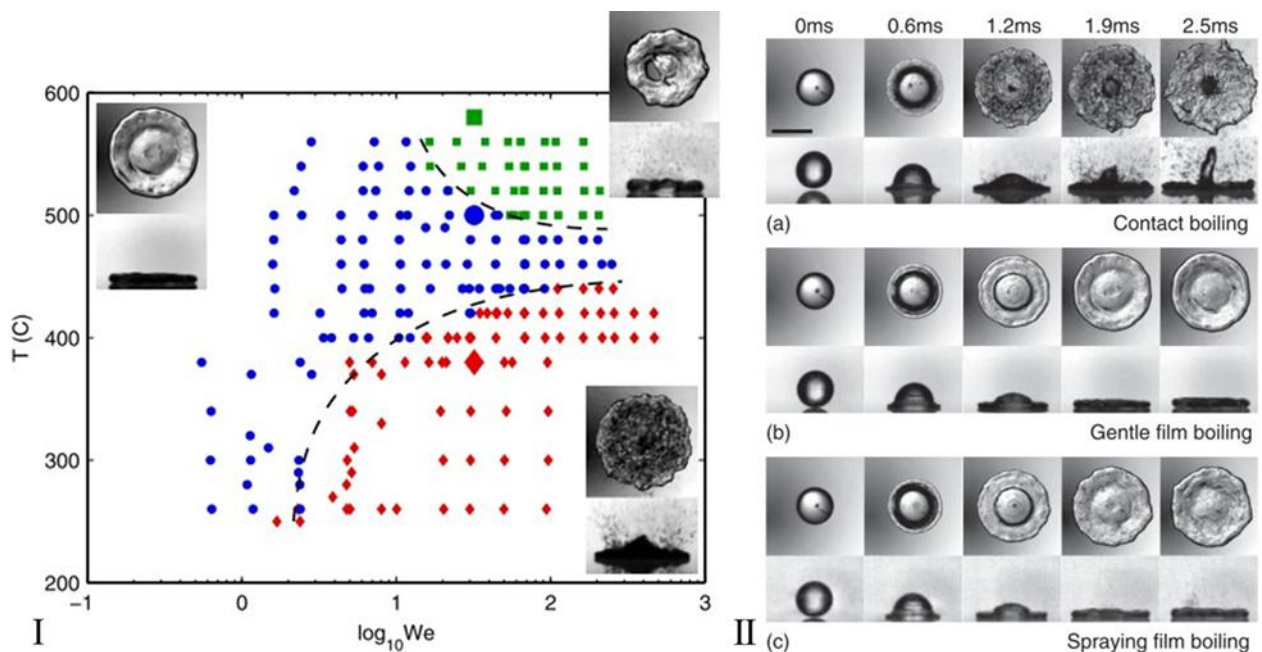


Рис.1.32. Диаграмма, показывающая 3 характерных режима поведения каплей в зависимости от температуры поверхности и числа Вебера [34].

Определение типа поведения капли производится с помощью визуального анализа видеозаписи, которая велась одновременно с двух высокоскоростных видеокамер (одна располагалась с боковой стороны, а вторая снизу от капли). Авторы произвели большое количество опытов и построили карту режимов кипения в зависимости от температуры поверхности и числа Вебера (We), которая приведена на рис.1.32. При этом граница между контактным и пленочным кипением в некоторых случаях превышала 400°C . Эта температура увеличивалась с увеличением числа Вебера. Совершенно ясно, что вода не может находиться в жидком состоянии, при температуре превышающей её критическую температуру T_{cr} . Возможно, при динамических режимах с падающей каплей, рассматривается некоторая эффективная температура Лейденфроста, когда точки контакта жидкость – твердое тело, существуют только на отдельных выступах шероховатой поверхности. В этих точках локальная температура может быть ниже, чем возможная доступная температура жидкости и много ниже, чем средняя по поверхности.

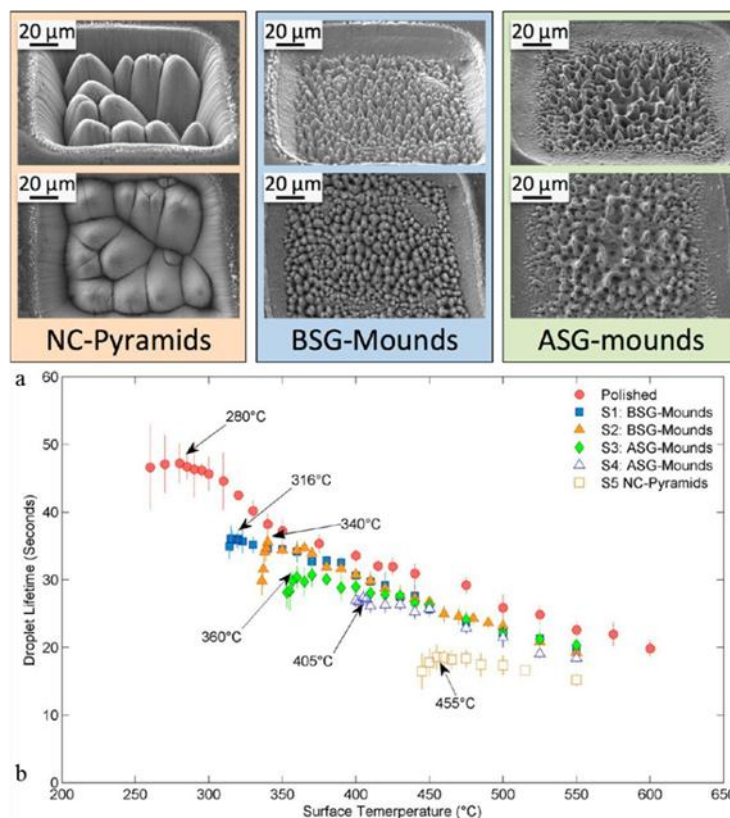


Рис.1.33. а) Характерный рельеф поверхности полученный с помощью сканирующего микроскопа. б) Зависимость времени жизни капель на нержавеющей подложке с разной морфологией поверхности [35].

Похожая ситуация рассматривается в статье [35]. В этих экспериментах температура Лейденфроста повышается от общепринятой в 280°C на полированной поверхности из нержавеющей стали, до 455°C на специальной поверхности пирамидальной структуры, что хорошо видно из рис.1.33. Такая необычная структура создавалась обработкой поверхности фемто-секундным лазером. В частности, авторы обсуждают возможность протыкания паровой пленки под каплей благодаря поверхностной микроструктуре, когда толщина парового слоя приблизительно равна характерному размеру микроструктур, полученных лазерной обработкой.

Авторы [37] обнаружили наличие электрического контакта между недогретой жидкостью и высокотемпературной поверхностью сферической головки цилиндрического нагревателя. Одновременно с этим измерялись пульсации давления при разных режимах кипения. Относительная

продолжительность контактов увеличивалось около температуры Лейденфроста. Из рис.1.34 видно, что изменение давления и электрического сигнала коррелируют между собой. Авторы, на основе таких показаний смогли посчитать скорость смачивания, которая зависит от температуры полусферы и может составлять примерно 70 м/с.

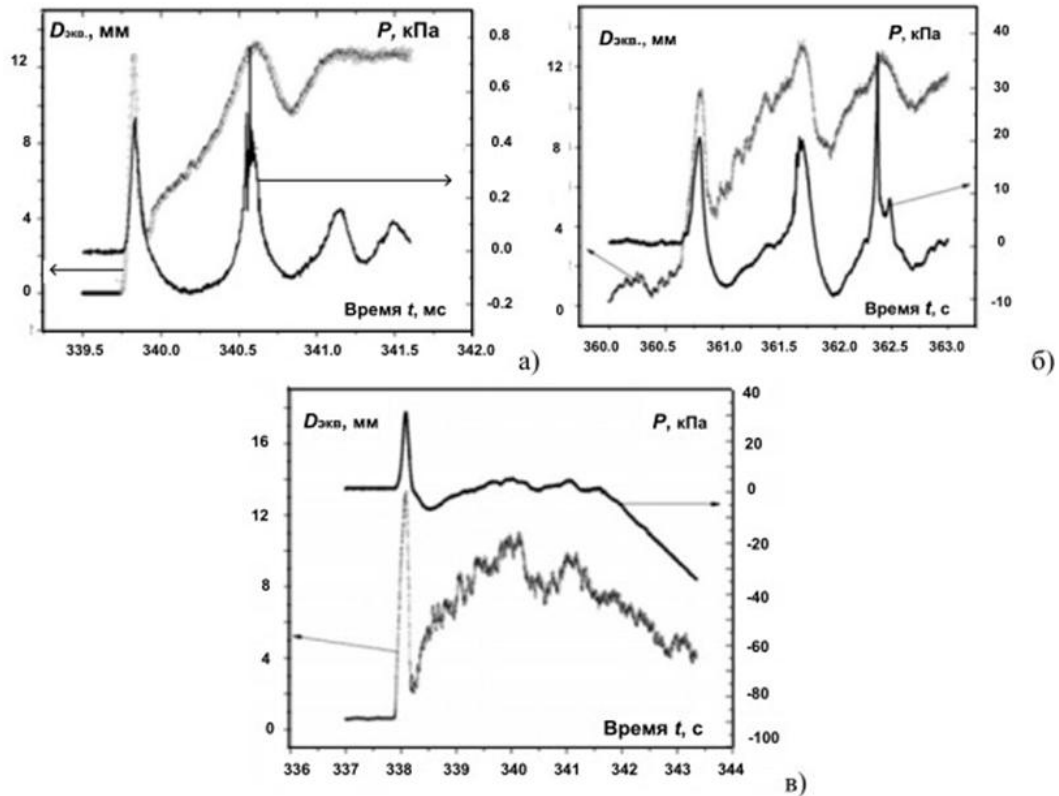


Рис.1.34 Совместные осциллограммы давления и эквивалентного диаметра пятна контакта. Образец полусферы из нержавеющей стали. Температура полусферы при взрывном сходе (разрушении) паровой пленки приблизительно 270 °С, температура охлаждающей воды: (а) – 20; (б) – 60; (в) – 80 °С [37].

Как обсуждалось выше, во время закалки в недогретой воде, наблюдается дестабилизация паровой пленки при очень высоких температурах. Существует очевидное противоречие, когда авторы [38] говорят о повторном смачивании поверхности водой и приводят температуру этой поверхности равной 500, а иногда и 800°С, в то время как критическая температура примерно равна 374°С. Это означает, что в таких случаях,

понятие температуры Лейденфроста используется очень широко, настолько, что становится довольно неоднозначным. То же самое можно сказать о минимальной температуре пленочного кипения T_{min} , которое также не может быть выше температуры возможного предельного перегрева T_{lim} . Конечно, существуют вопросы по определению температуры границы жидкость-твердое тело, которая незначительно отличается от исходной температуры твердого тела, в случае металлических тел. В этом случае коэффициент теплоусвоения металла $(\rho c \lambda)^{1/2}$ много выше, чем для воды. Эти замечания могут быть применены к описанной ранее работе [20] с экспериментами на морской воде. Авторы пишут про исчезновение пленочного кипения во время закалки в морской воде. Возможно, причина этого – солевые отложения на поверхности сферы. Простые вычисления, основанные на начальной плотности теплового потока в районе 0.2-0.8 МВт/м², показывают, что соляные отложения достигают толщины в 2-8 микрон уже за 1 с. А пузырьки, фиксируемые на кадрах видеосъемки около поверхности, возможно, являются газовыми пузырьками, образованными растворенным в воде воздухом. В пользу этого предположения говорят экспериментальные результаты статьи [39], в которой описываются исследования поведения пузырьков воздуха в процессе кипения недогретой жидкости. Целью этих экспериментов было исследование визуального эффекта растворённого в воде воздуха на процесс кипения. Испытания проводились в воде при атмосферном давлении и при больших недогревах. Обнаружено, что растворённый в воде воздух искажает картину кипения: на нагретой поверхности появляется большое количество пузырьков воздуха. Авторы продемонстрировал, что практически невозможно избавиться от растворенных газов в воде. На обычной воде наблюдается большое количество пузырьков воздуха. Пузырьки воздуха не исчезают даже после деаэрирования кипячением и вакуумирования, что хорошо видно из рис.1.35.



Рис.1.35. Фотокадры кипения воды разной степени дегазации.

Это говорит о том, что возможной причиной эмиссии микропузырьков является растворённый в воде воздух. Понятно, что в недогретой воде чисто паровые пузырьки должны быстро схлопываться из-за конденсации.

Работа [40] представляет убедительные экспериментальные и теоретические результаты в поддержку приведенных выше положений. Эксперименты проводились на платиновой проволоке диаметром 1 мм и эффективной длиной 140 мм. Проволока нагревалась до 500°C пропусканием по ней тока, а затем охлаждалась водой с недогревами $\Delta T_{sub} = 0, 10, 20\text{K}$. Результаты экспериментов показали, что скорость распространения фронта взрывного разрушения плёнки уменьшается при уменьшении температуры местных холодных пятен, при этом увеличивается температура минимального теплового потока. Они установили, что если существует низкотемпературный участок, температура которого ниже температуры спонтанной гомогенной нуклеации (T_{hom}), то пленка будет разрушаться вблизи этой зоны, даже если поверхность теплообмена в среднем имеет температуру выше, чем T_{hom} . Авторы [40] настойчиво подчеркивают, что температура контакта жидкости и твердого тела не может превышать максимальную температуру, определяемую термодинамическим пределом перегрева жидкости.

Как показали авторы работ [41, 42], температурой Лейденфроста можно управлять путем изменения свойств поверхности материала. В экспериментах использовался шары из нержавеющей стали диаметром 20 мм и цилиндры из нержавеющей стали диаметром 24 мм.

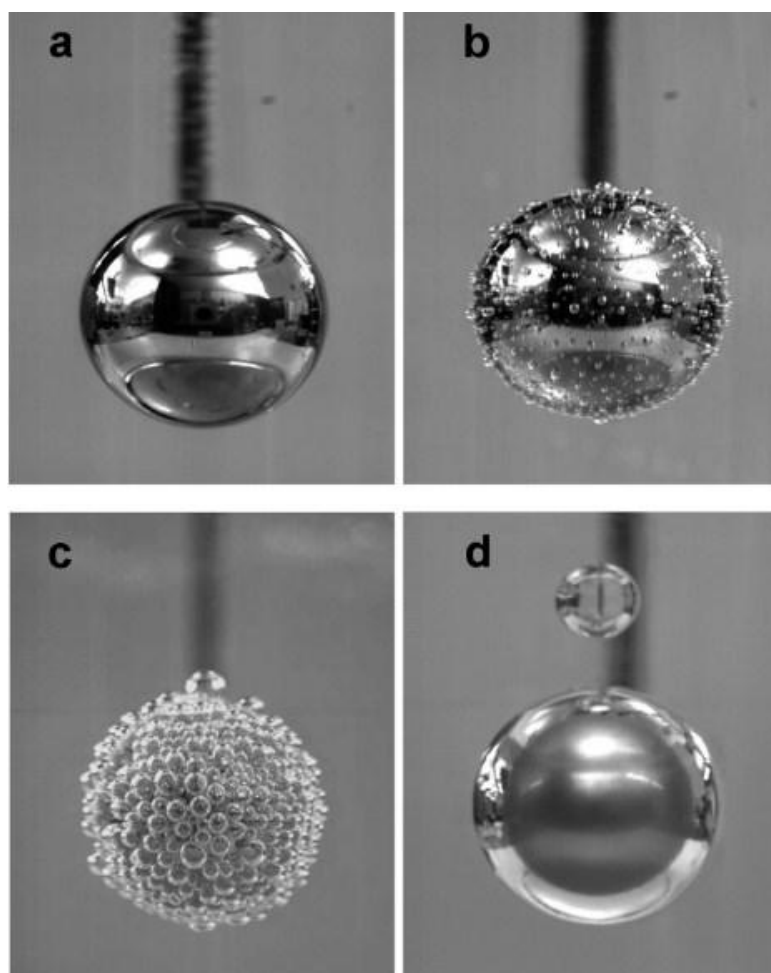


Рис. 1.36. 10мм стальная сфера в 95° воде: а) гидрофильная поверхность (обработка плазмой) б) гидрофильная поверхность (органическая обработка), с) гидрофобная поверхность, д) супергидрофобная поверхность.

Поверхность обрабатывалась специальным образом и в итоге авторы получили 4 типа поверхности, рис.1.36.:

- Супер гидрофильная $\theta < 10^\circ$;
- Гидрофильная $\theta < 30^\circ$;
- Гидрофобная $\theta \sim 100^\circ$;
- Супер гидрофобная $\theta > 160^\circ$;

Шары нагревались до 700°C, а затем охлаждались в воде с температурой 22 и 100°C. Внутри шара было просверлено 2 мм отверстие в которое закладывалась термопара. Локализация термопары, а также способ ее крепления в статье не указаны. Процесс охлаждения снимался высокоскоростной видеокамерой. Были построены зависимости изменения температуры шара с течением времени в воде с разной температурой, как показано на рис.1.37.

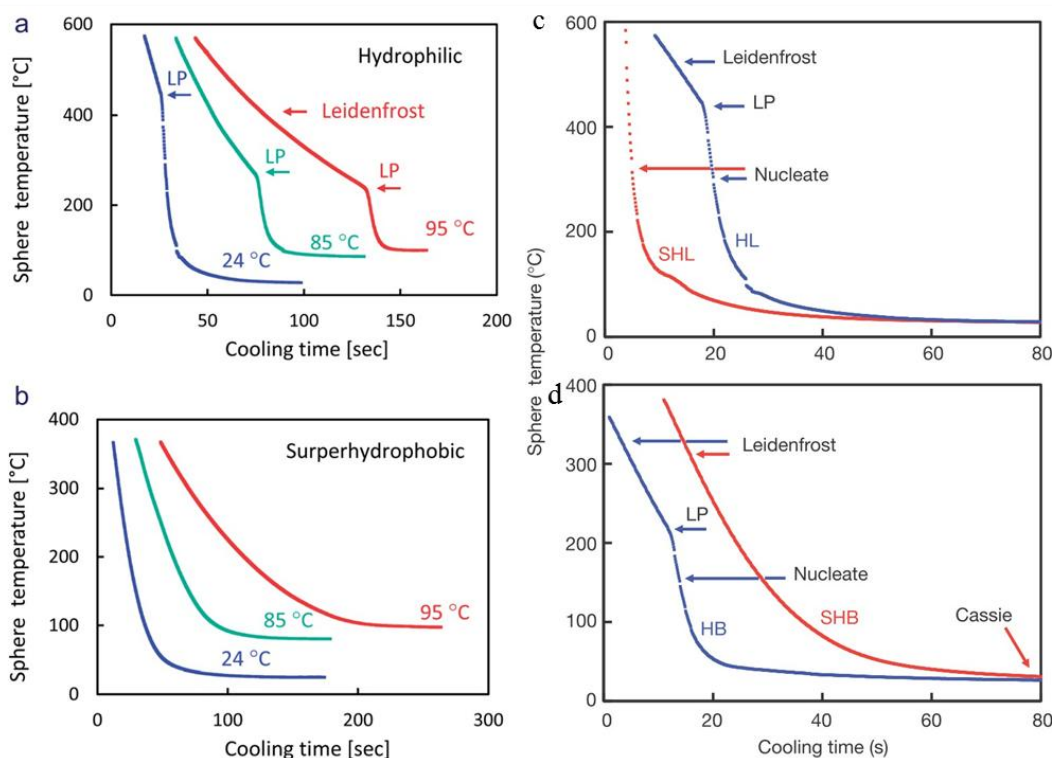


Рис.1.37. а) охлаждение шара с гидрофильной поверхностью. Увеличение температуры Лейденфроста с ростом недогрева б) отсутствие точки Лейденфроста при охлаждение шара с супергидрофобной поверхностью с) и д) охлаждение шара с разной поверхностью в холодной воде

Авторы пришли к следующим выводам по влиянию поверхности нержавеющей шарика:

- Супер гидрофильная. Режим кипения пузырьковый, пленочное кипение отсутствует;

- Гидрофильная. Пленочное кипение сменяется пузырьковым при температуре поверхности шара $\sim 420^{\circ}\text{C}$;
- Гидрофобная. Пленочное кипение сменяется пузырьковым при температуре поверхности шара $\sim 210^{\circ}\text{C}$;
- Супер гидрофобная. Весь процесс охлаждения проходит в режиме пленочного кипения без перехода к пузырьковому режиму.

Вызывает удивление, что, охлаждая шар с начальной температурой 700°C , авторы заявляют, что пленочное кипение отсутствует. Но этого не может быть, так как температура стенки намного превышает критическую температуру воды и контакт жидкости со стенкой невозможен, а значит и не возможен пузырьковый режим кипения при таких высоких температурах.

Такие неточности в определении температуры Лейденфроста возникают потому, что исследователи связывают границу перехода от пленочного режима кипения к пузырьковому с увеличением интенсивности теплоотдачи на исследуемом образце. Таким образом, разумно принять предельно допустимую температуру жидкости в качестве физически обоснованной температуры Лейденфроста, по крайней мере, в процессах закалки. Температура поверхности, при которой возникает дестабилизация паровой пленки, является температурой начала нового режима теплообмена, не более. Основная проблема состоит в понимании механизмов этой дестабилизации и резкого увеличения интенсивности теплообмена при этом переходе.

1.2.4 Влияние фактора недогрева на возникновение парового взрыва

Паровой взрыв – быстрое парообразование, вызванное фрагментацией горячего теплоносителя в объеме жидкости. Очень быстрое образование огромного количества пара вызывает повышение давления, что приводит к катастрофическим последствиям. Именно вопросы безопасности являются мотивирующим фактором в изучении этого явления.

Крупномасштабный паровой взрыв может произойти на таких промышленных объектах, где теоретически возможен контакт горячего тела с охлаждающей жидкостью. Приведем некоторые из них:

1. Атомная энергетика. Паровой взрыв может возникнуть при тяжелой аварии, когда расплав активной зоны реактора взаимодействует с холодной водой.

2. Целлюлозно-бумажное производство. Для отделения целлюлозы от лигнина смесь опилок и воды нагревают до высоких температур под большим давлением. После резкого сброса давления, вода вскипает взрывным образом.

3. Производство и добыча сжиженных газов. Опасность попадания сжиженных газов или, например, гидрата метана в горячую среду (в воду) или разгерметизация сосудов хранения.

4. Metallургия. Попадание высокотемпературных расплавленных материалов (сталь, алюминий, кобальт, никель) в воду. Примером может служить авария в Квебеке, которая произошла при попадании расплава стали в воду [43].

Процесс развития парового взрыва состоит из последовательных стадий начального перемешивания, инициирования, тонкой фрагментации капель расплава и расширением продуктов взрыва в окружающее пространство. В данной работе уделим особое внимание условиям возникновения парового взрыва, в частности, влиянию комбинации недогрева охлаждающей жидкости и температуры охлаждаемого тела. Есть мнение, что процесс микро-пузырькового кипения может являться триггером для возникновения парового взрыва. Американские исследователи [50] провели серию работ по исследованию охлаждения жидких металлов (ртуть, свинец, цинк, висмут, олово и алюминий) в воде и жидком азоте. Авторы установили, что паровой взрыв является следствием очень быстрого теплообмена, при наличии значительной площади теплоотдающей

поверхности, т.е. для возникновения парового взрыва необходима фрагментация расплава. Температура расплава менялась от 903°C для висмута и до 20°C для ртути. Целью исследований был анализ фрагментов расплава, после его охлаждения в жидкости. Было выявлено, что фрагментация не наблюдается при охлаждении в насыщенной жидкости. Напротив, в сильно недогретой воде, с температурой 20°C фрагментация расплава наблюдалась очень часто. Размер образовавшихся осколков (степень фрагментации) зависит от начальной температуры образца.

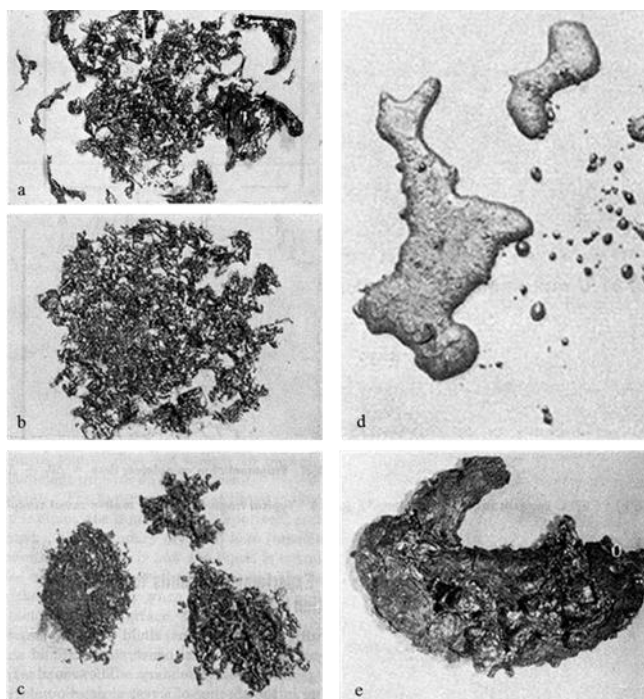


Рис.1.38. Влияние начальной температуры охлаждающей жидкости на фрагментацию: а) Висмут 324°C в воде 20°C , б) Висмут 601°C в воде 20°C с) Висмут 871°C в воде 20°C д) Висмут 829°C в жидком азоте -210°C е) Висмут 820°C в воде 95°C [51].

С ростом температуры расплава увеличивается степень фрагментации капли жидкого металла, как это показано на рис.1.38.

Авторы работы [44] провели более 300 маломасштабных экспериментов по изучению процессов, сопровождающих взаимодействие раскаленного жидкого металла с объемом воды. Расплавленный металл с

температурой от 250 до 1000°C падал с высоты 30мм в объем дистиллированной дегазированной кипячением воды.

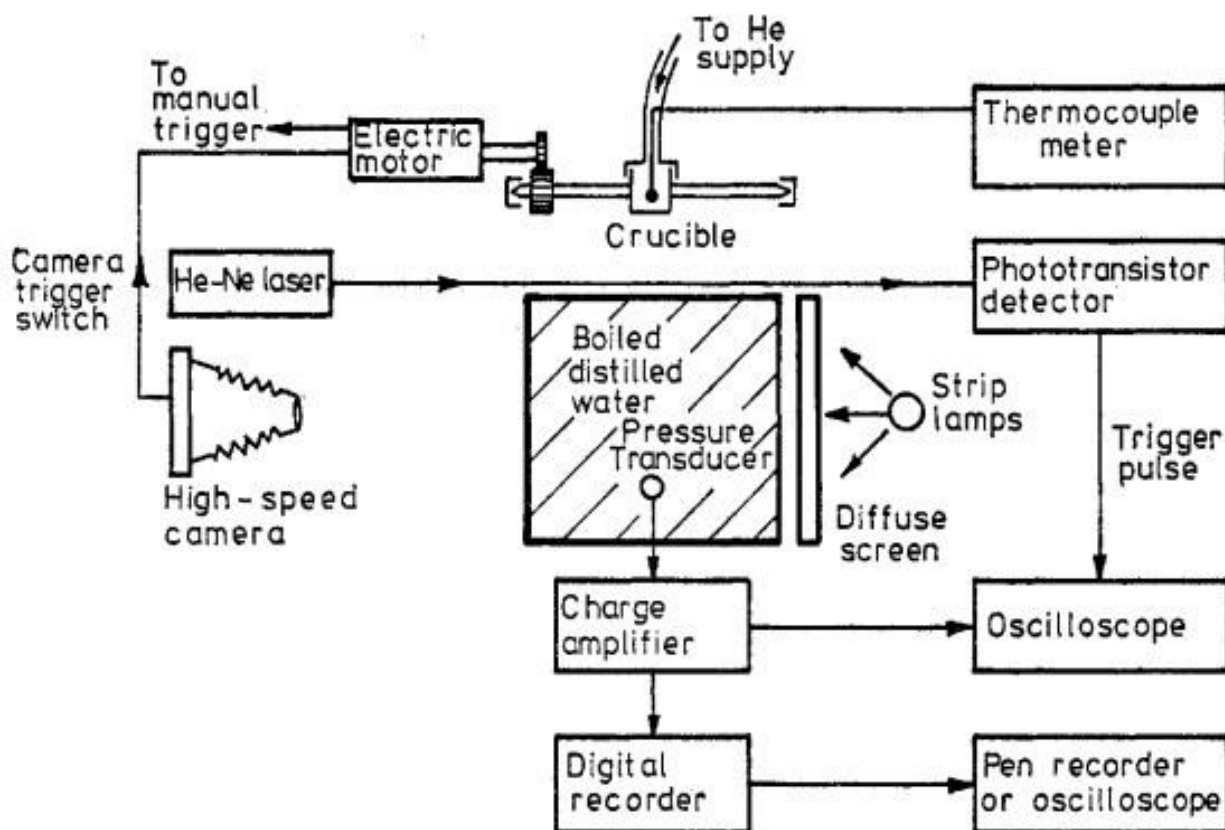


Рис.1.39. Схема экспериментальной установки [44]

При прохождении капли сквозь луч лазера, с помощью фото датчика включалась измерительная аппаратура. Две стенки бака с водой были сделаны из плексигласа, что позволило вести высокоскоростную съемку (5000 кадров/с). Схема экспериментальной установки представлена на рис.1.39.

Авторы обнаружили, что размеры и форма осколков капли сильно зависят от начальной температуры расплава. Оказалось, что капля подвергается дроблению в ограниченном температурном диапазоне от 250 до 1000°C. При относительно высоких или низких температурах расплав не фрагментируется. Форма частиц представлена на рис.1.40.

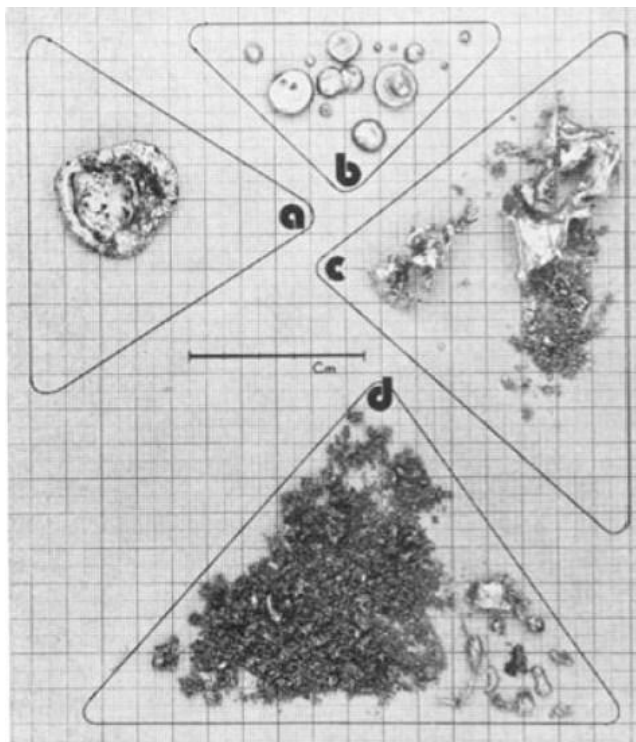


Рис.1.40. Фрагментация оловянной горячей капли в 65°C воде. Начальная температура олова: а) 250°C, б) 1000°C, с) 370°C, d) 450°C [44].

Было проведено исследование по выявлению взаимодействия расплава-вода, в зависимости от температуры воды и начальной температуры капли расплава.

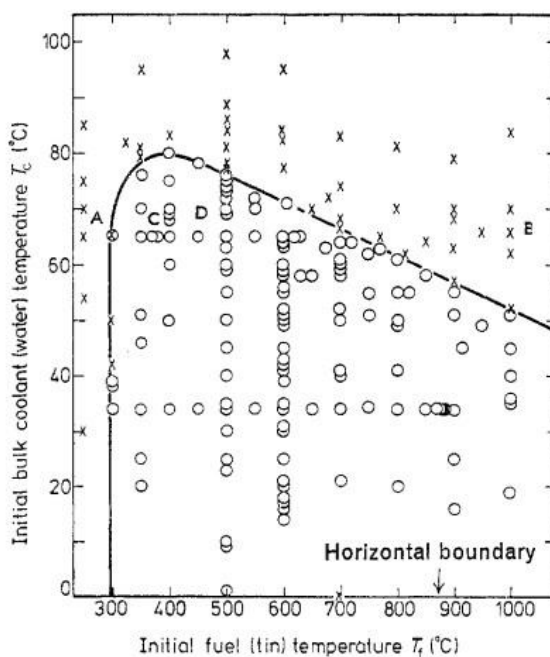


Рис.1.41. Граница взрывного (кружки) и спокойного охлаждения (крестики) [44].

Из рис.1.41 хорошо видно, что взрывное взаимодействие не наблюдается, ни при каких температурах расплава, если температура воды не опускается ниже 80°C . Также, взрывное взаимодействие отсутствует, если начальная температура олова ниже 300°C . На рис.1.42 представлена степень фрагментации капли, в зависимости от температуры воды. Было выяснено, что дробление капли происходит при температурах воды не превосходящих 80°C . При этом максимальное дробление наблюдается в интервале температур от 30 до 60°C .

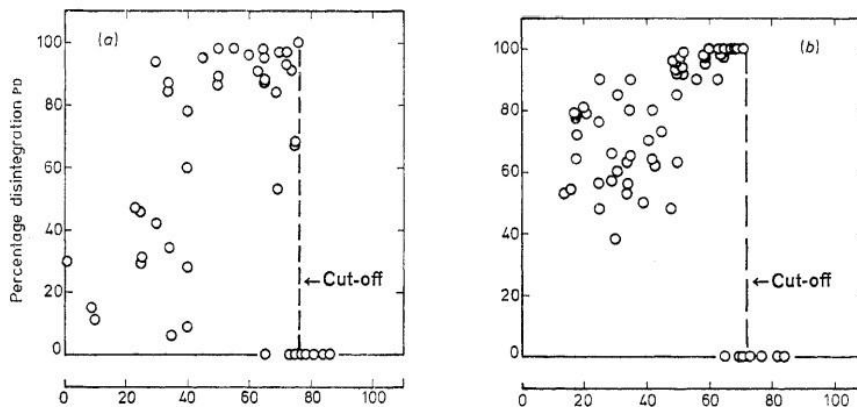


Рис.1.42 Зависимость степени фрагментации от температуры воды [44].

В конце обзора этой интересной и очень информативной статьи приведем график времени задержки от момента соприкосновения капли олова с поверхностью воды до момента взрыва, от температуры воды.

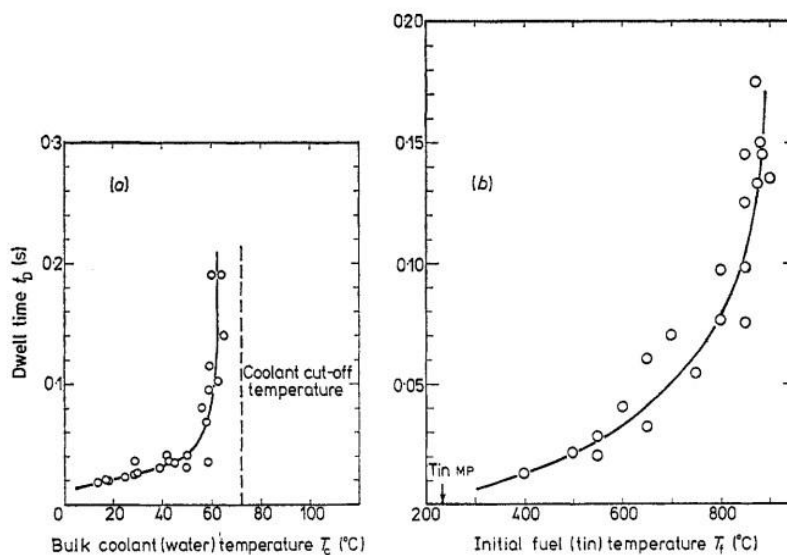


Рис.1.43. Время задержки от начальной температуры воды и расплава.

Из рис.1.43 заметна тенденция к резкому росту времени задержки в окрестности температуры воды в 70°C и начальной температуры капли 800°C .

Как итог, отметим следующее. В ходе всесторонних исследований выявлен минимальный недогрев воды до температуры насыщения, необходимый для возникновения взрывного взаимодействия капли олова с водой. Этот недогрев должен быть $\Delta T > 20^{\circ}\text{C}$. Обнаружена минимальная начальная температура расплава $T = 300^{\circ}\text{C}$, ниже которой взрывное взаимодействие также не обнаруживается. Стоит отметить и минусы данной работы. Методика проведения этих экспериментов, как и любых экспериментов с падающей расплавленной каплей, не позволяют измерять точную температуру в момент начала взрывного взаимодействия.

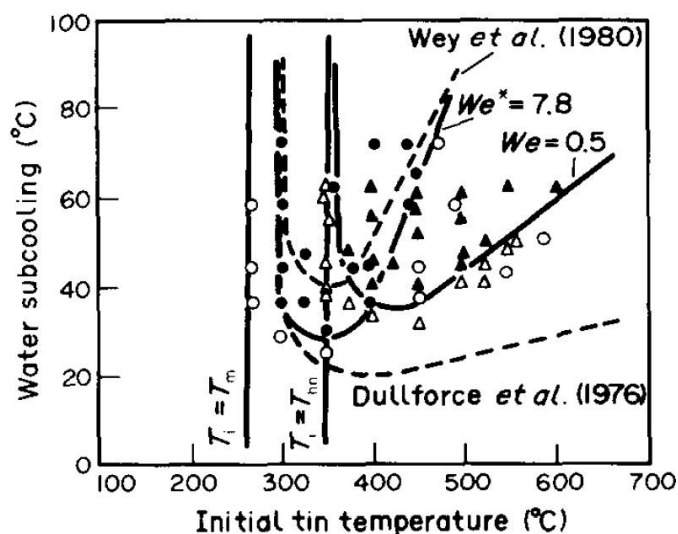


Рис.1.44. Граница взрывного вскипания оловянного расплава в воде при разных числах Вебера [45].

В работе [45] рассматривалось тепловое взаимодействие капли расплавленного олова с водой на установке типа ударной трубы. Результаты экспериментов показывают (рис.1.44), что существует зона взрывного взаимодействия капли расплава с водой. Эта зона лежит в уже указанных выше пределах, но зависит от числа We . Оказывается, что с увеличением скорости падения, этот температурный интервал расширяется, что связано,

вероятно, с дестабилизацией паровой пленки. Данный факт также «роднит» паровой взрыв с явлением микро-пузырькового кипения.

Обратимся к работе японских ученых [46]. Они изучали процесс возникновения парового взрыва, и условия, на это влияющие. Экспериментальная установка состояла из системы нагрева, экспериментальной секции и системы наблюдения. Расплавленные оловянные капли падали из печи в объем с водой. Начальная температура расплава лежала в диапазоне от 200 до 600°C, а начальная температура воды от 10 до 70°C. Масса капли расплава составляла 3 грамма. Процесс падения и взрывного взаимодействия капли с водой снимался на высокоскоростную видеокамеру. Схема установки представлена на рис.1.45.

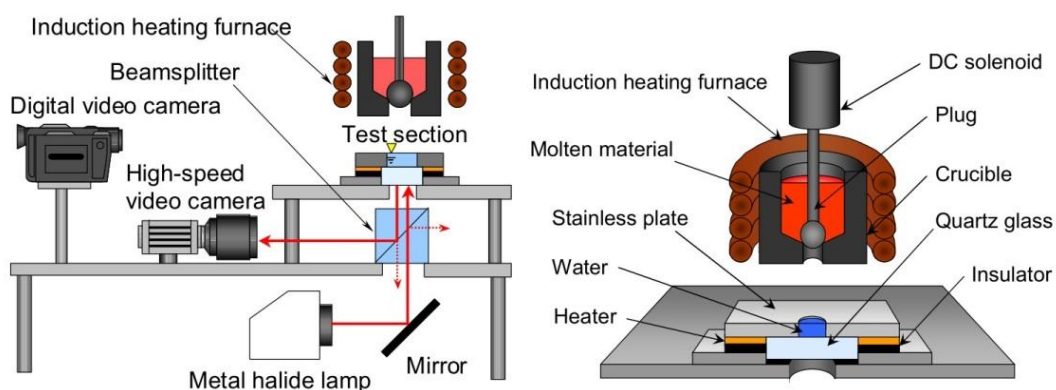


Рис.1.45. Схема экспериментальной установки [46].

На рис.1.46 приведены последовательные кадры падения расплава в воду, с последующим паровым взрывом. Температура олова в этом опыте составляла 500°C, а температура воды 30°C.

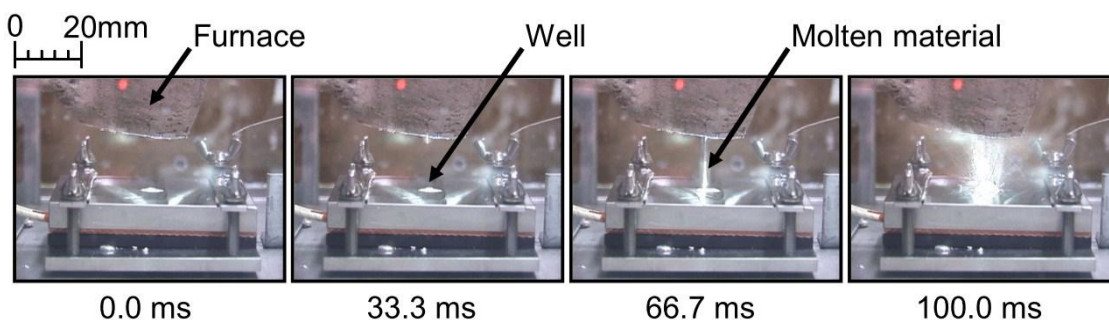


Рис.1.46. Падение расплава в воду с последующим взрывным вскипанием [46].

Главный, для нас, результат работы состоит в определении температурных границ существования парового взрыва. Комбинация температура капли-температура жидкости, при которой наблюдается паровой взрыв схожа с полученными другими авторами и представлена на рис.1.47. Граница по температуре воды несколько ниже и составляет 60°C, а по температуре расплава выше и составляет 400°C.

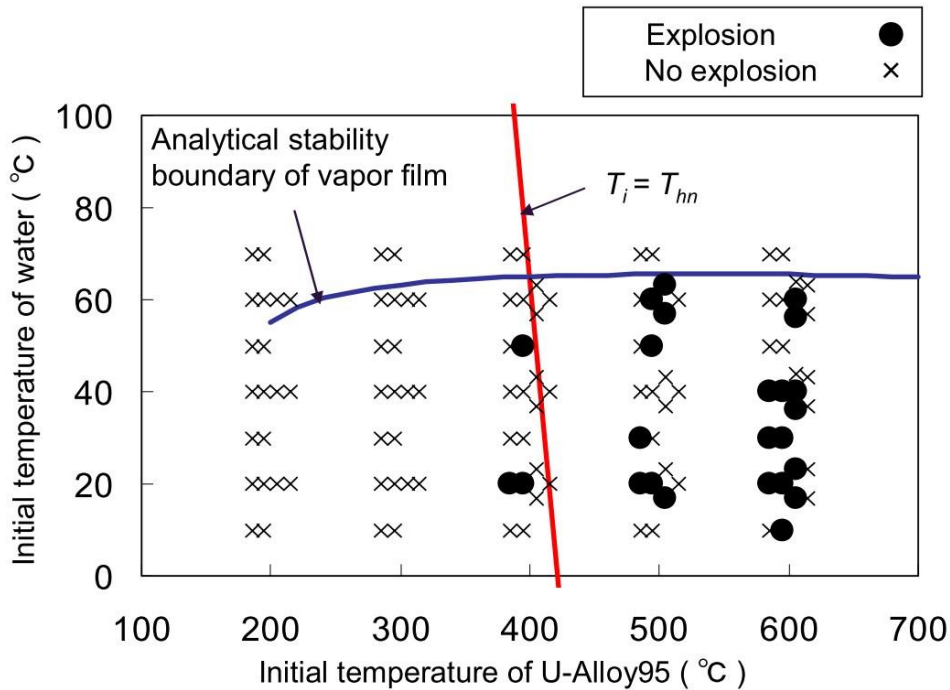


Рис.1.47. Граница взрывного и спокойного режима кипения[46]

Отметим комплексные исследования, проведенные отечественными специалистами в ОИВТ РАН и наиболее полно изложенные в [51].

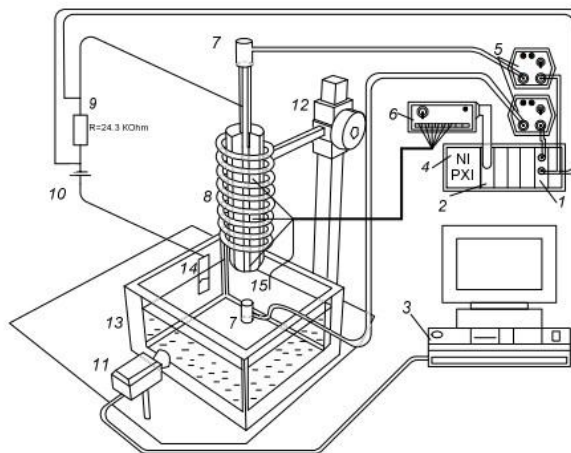


Рис.1.48. Схема экспериментальной установки [51].

Исследователями были проведены эксперименты по изучению процесса перехода от пленочного кипения к пузырьковому применительно к явлению парового взрыва. Принципиальная схема установки изображена на рис.1.48.

Методика проведения эксперимента следующая. После нагрева рабочего участка он погружался в объем с водой. Температура рабочего участка лежала в диапазоне 300-700°C. Температура воды изменялась от 15 до 95°C. Процесс схода паровой пленки наблюдался визуально, с синхронным измерением температуры, давления, звуковых эффектов, толщины пленки пара и параметров соприкосновения с горячей поверхностью. Исследователи установили, имеются различия в характере схода паровой пленки при высоких и низких температурах воды. Граничная температура, отделяющая взрывное вскипание жидкости от спокойного равнялась $T = 80^\circ\text{C}$ (рис.1.49).

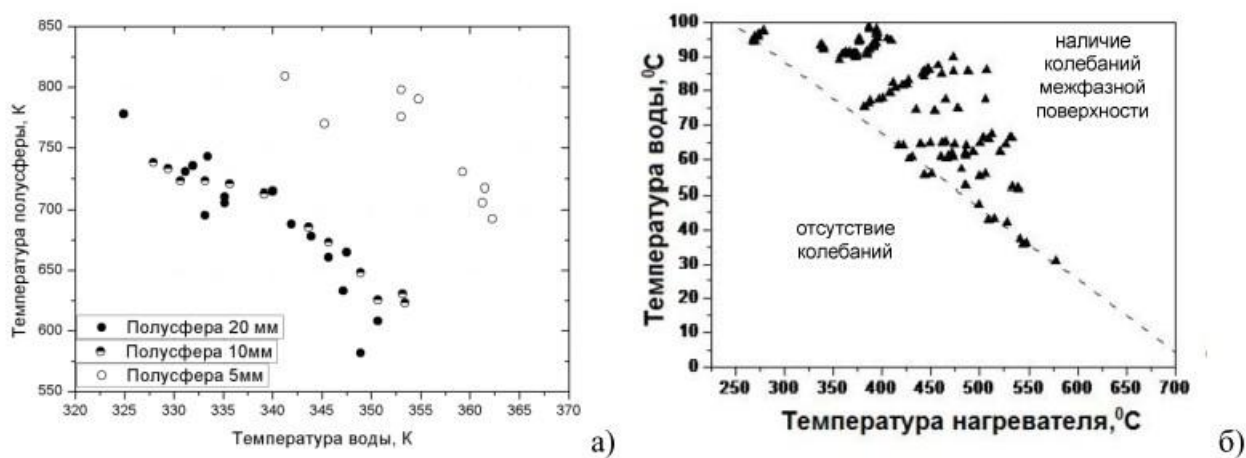


Рис.1.49. Граница возникновения колебаний [52].

Авторами обнаружен режим со стабильными колебаниями паровой пленки, который не приводит к взрывному сходу пленки. Температурные области возникновения таких колебаний близка к верхней границе зоны фрагментации капель жидкого олова, другими словами маломасштабного парового взрыва.

Темп охлаждения центра полусферы в режиме взрывного вскипания жидкости составлял $300\text{K}/\text{с}$, что в 3 раза быстрее, чем при «спокойном» сходе паровой пленки (рис.1.50). Режим схода паровой пленки зависит от температуры охлаждающей жидкости. Режим с высокой интенсивностью теплообмена наблюдался при температурах воды ниже 80°C .

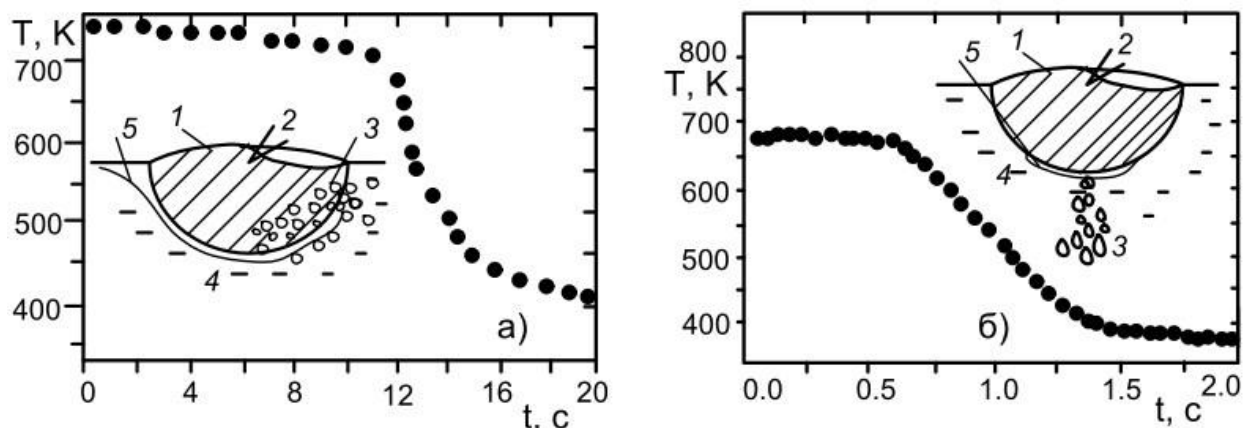


Рис.1.50. Термограммы спокойного и взрывного схода паровой пленки[52].

Также было выявлено влияние растворенных газов и примесей на поверхности. Они уменьшают стабильность паровой пленки и способствуют более быстрому её разрушению. В условиях резкой смены режимов кипения фиксировались одиночные импульсы давления с амплитудой до 1МПа , которые могут служить триггером для возникновения спонтанного парового взрыва.

Эти же авторы в статье [52] высказали предположение об отсутствии фрагментации горячих капель при малых недогревах охладителя: «Можно предполагать, что отсутствие тонкой фрагментации горячих капель и парового взрыва при малых недогревах холодного теплоносителя может быть обусловлено этим увеличением толщины парового слоя, вызванного интенсификацией испарения с поверхности раздела, резким снижением вероятности прямого контакта горячей и холодной жидкостей, взрывного вскипания холодной жидкости и генерации импульса давления».

Выводы по 1 главе.

Как показывает анализ научных работ, можно констатировать, что:

- имеются надежные расчетные соотношения для устойчивого пленочного кипения насыщенных и слабо-недогретых жидкостей.
- существует особый режим кипения, характеризующийся высокими значениями КТО в условиях, когда прямой контакт жидкость-стенка невозможен ($T_c > T_{cr}$). В настоящей работе для его обозначения используются как равнозначные термины “микропузырьковое кипение” и “режим интенсивного теплообмена при пленочном кипении недогретых жидкостей”.
- температура поверхности, при которой возникает микропузырьковое кипение, многими авторами неверно принимается за температуру Лейденфроста. Обычно с температурой Лейденфроста связывают возможность прямого контакта жидкости с нагретой стенкой, что невозможно в режиме интенсивного пленочного кипения.
- большое количество исследований указывает на то, что микропузырьковое кипение может служить триггером для возникновения парового взрыва.
- в настоящее время отсутствует не только количественная теория теплообмена при пленочном кипении сильно недогретой жидкости, но и убедительное качественное объяснение высокой интенсивности переноса тепла между перегретой твердой поверхностью и недогретой жидкостью, в условиях, когда прямой контакт жидкость-стенка невозможен (противоречит термодинамике).

Таким образом, экспериментальное исследование интенсивного пленочного кипения недогретых жидкостей, становится критически важным шагом для выявления закономерностей этого явления.

Глава 2. Экспериментальное исследование и расчет процессов охлаждения металлических тел в жидкостях

Как понятно из Обзора, неустойчивое нестационарное пленочное кипение (один из синонимов – «микропузырьковое» кипение) очень многофакторный и сложный процесс. Анализ научной периодики показал, что существует весьма ограниченное количество экспериментальных работ на эту тему. Физических моделей, объясняющих механизм отвода таких высоких плотностей энергии, не представлено вовсе. Именно поэтому, главной целью данной работы являлось систематическое накопление экспериментальных данных, которые бы отражали влияние недогрева, избыточного давления, рода материала и охлаждающей жидкости на закономерности теплообмена неустойчивого пленочного кипения.

Так как данная работа больше ориентирована на эксперимент, остановимся более подробно на его описании и методике.

2.1. Описание экспериментального стенда

Программа выполненных исследований включает эксперименты с использованием шаров разного диаметра из различных металлов в различных охлаждающих жидкостях. Стенд рассчитан на проведение опытов в интервале давлений от атмосферного до 10МПа и температур охлаждающей жидкости от -80°C до 100°C . Экспериментальный стенд «Режимы охлаждения высокотемпературных поверхностей» был создан в 2013 году по программе развития материальной базы НИУ «МЭИ». Фотография стенда представлена на рис. 2.1., а рабочая схема на рис.2.2.



Рис.2.1. Фотографии экспериментального стенда: а) сварочные работы, б) пример сварного шва, с) опрессовка установки, д) готовая экспериментальная установка.

Основой стенда является герметичный корпус экспериментальной камеры (6) выполнен из нержавеющей стальной трубы внешним диаметром 219 мм с толщиной стенки 10мм. В его верхней части размещена медная катушка внутренним диаметром 50мм (2) ВЧ индукционного нагревателя (3); в нижнюю часть объемом 25л заливается охлаждающая жидкость, температура которой поддерживается на заданном уровне с помощью термостата (8) мощностью 1,9 КВт и связанного с ним погруженного в жидкость змеевика (7) с площадью поверхности теплообмена $0,224 \text{ м}^2$.

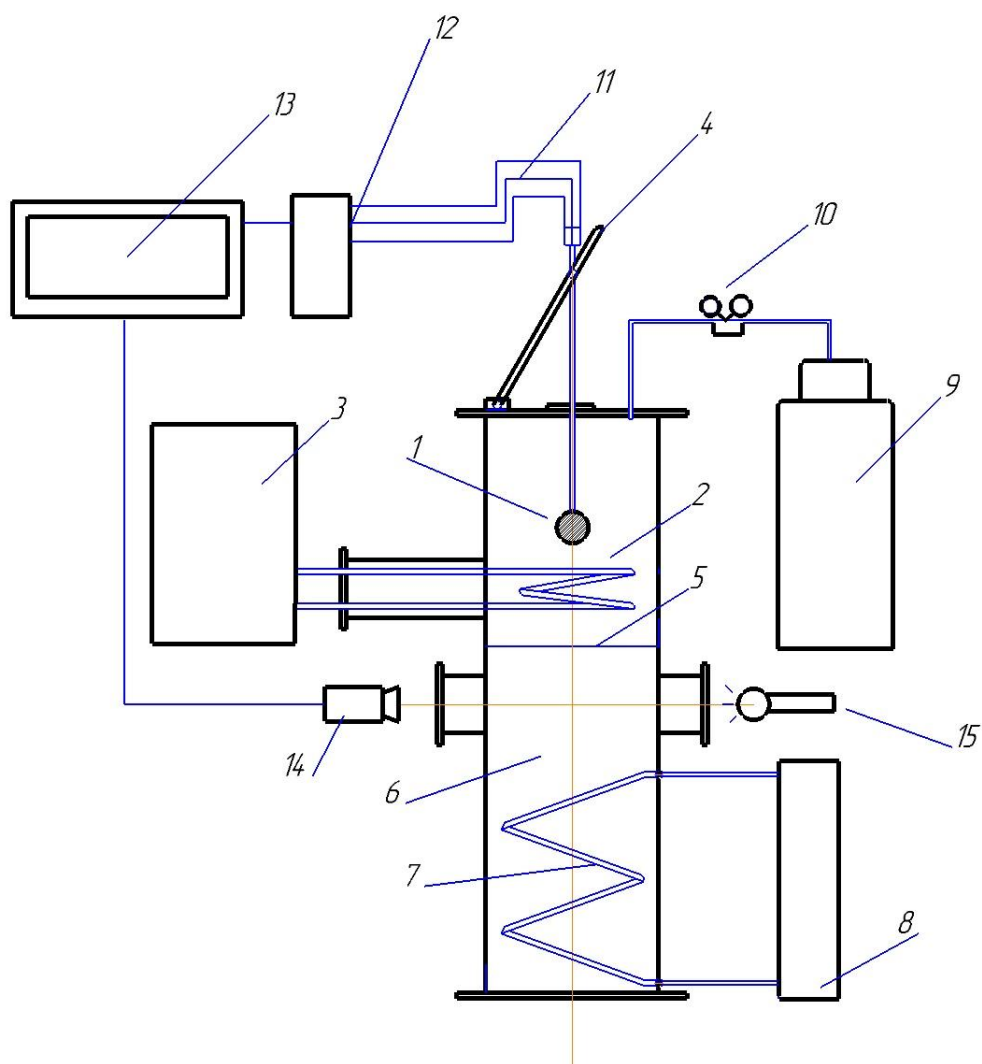


Рис.2.2. Схема экспериментального стенда: 1-рабочий участок; 2- катушка индуктора; 3-ВЧ индуктор; 4-механизм перемещения рабочего образца; 5-диафрагма; 6-экспериментальная камера; 7-спираль теплообменника; 8- термостат с циркуляционным контуром; 9-баллон со сжатым инертным газом; 10- редуктор и манометр; 11-термопары рабочего образца; 12-измерительный модуль; 13-персональный компьютер; 14-скоростная цифровая видеокамера; 15-система освещения.

Зона нагрева отделена от объема жидкости тонкой металлической диафрагмой (5), экранирующей охлаждающую среду от теплового излучения и брызг охлаждающей жидкости. Металлический шар (1) в начале эксперимента посредством рычажной системы перемещения рабочего образца (4) устанавливается внутри катушки (2). Нагрев контролируется с помощью размещенных внутри шара термопар. Мощность ВЧ индуктора

составляет 7.5 кВт, что позволяет получить высокую скорость нагрева; в щадящем режиме, обеспечивающем равномерный контролируемый прогрев, шар нагревается до 800°C менее чем за 5 минут. Предусмотрена возможность проведения нагрева рабочего образца в среде инертного газа (аргона или азота), поступающего из баллона (9).

Нагретый шар перемещается в объем охлаждающей жидкости на уровень смотровых окон, выполненных из кварцевого стекла толщиной 10мм. Во время охлаждения сигнал от термопар (11) поступает через коннектор NI SCXI-1303 на измерительный модуль NI SCXI-1102 (12), который является частью сборки на основе NI SCXI-1001. Регистрация сигнала от каждой термопары осуществляется с частотой 100 Гц. Результаты измерений через USB-интерфейс поступают на персональный компьютер (13), где в программе Lab View строится зависимость температуры от времени. В ряде режимов одновременно с получением термограмм осуществляется съемка процессов, происходящих на поверхности охлаждаемого шара, на скоростную цифровую видеокамеру (14) в проходящем свете от галогенной лампы (15); видеозапись сохраняется на жестком диске персонального компьютера.

Корпус станда термоизолирован минеральной ватой толщиной 50 мм и обмотан армированным скотчем. В корпусе имеется ряд отверстий, имеющих определенные функциональные назначения (рис.2.4):

1. Смотровые окна – 2 шт.
2. Патрубок подвода спирали индукционного нагревателя.
3. Механизм перемещения рабочего образца.
4. Патрубок с предохранительным клапаном.
5. Патрубок с манометром и стравливающим вентилем.
6. Патрубки входа и выхода охлаждающей спирали, оснащенные вентилями.
7. Патрубок для заполнения емкости корпуса жидкостями и газами с вентилем.

8. Переливной патрубков с вентилем.
9. Патрубок со сливным вентилем.
10. Патрубок вывода термопар.

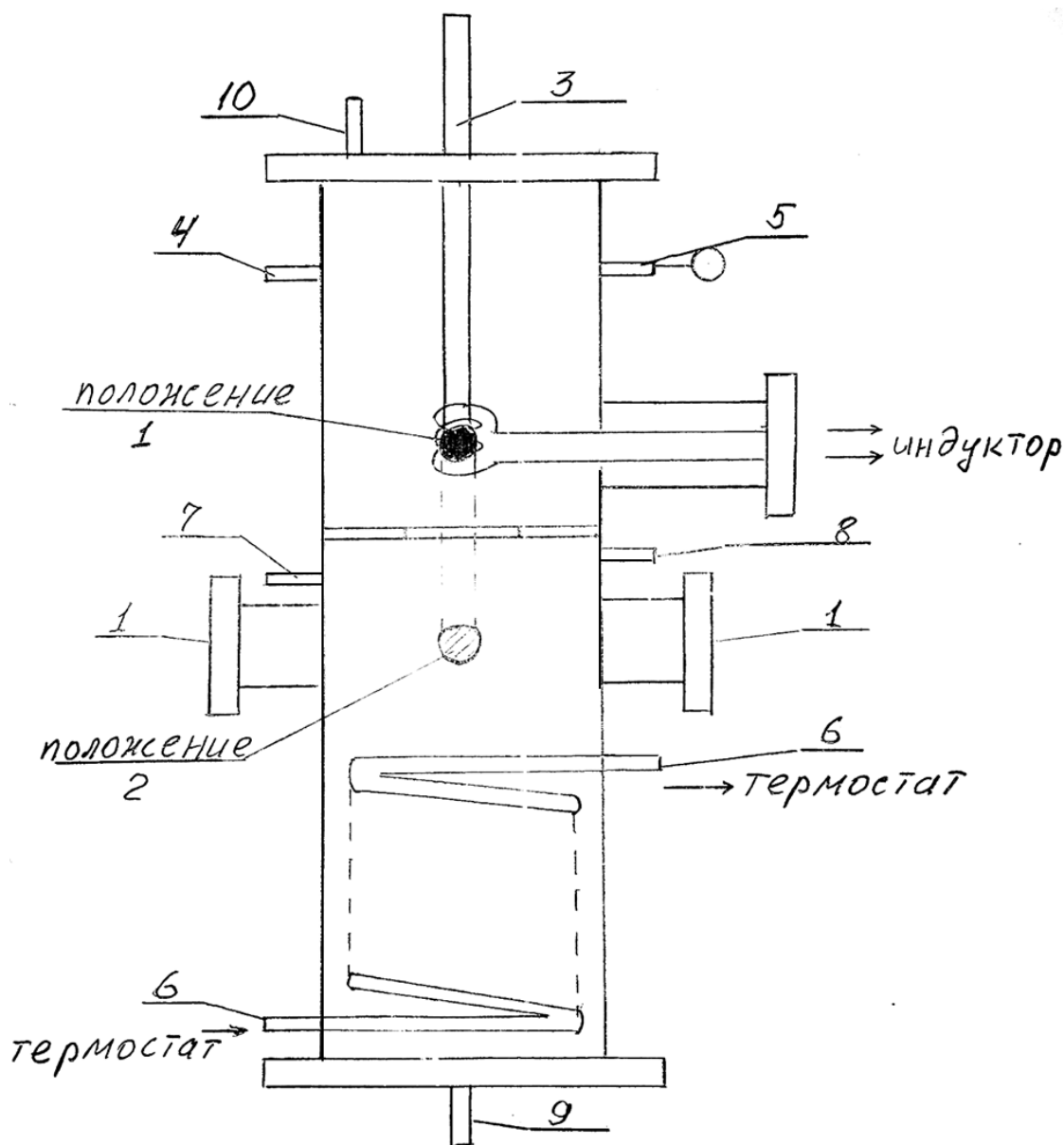


Рис.2.3. Схема функциональных отверстий экспериментального стенда

В ходе изготовления стенда было предпринято несколько рискованных шагов, которые полностью себя оправдали.

Во-первых, одним из сложнейших узлов стенда является система герметизация штока при его поступательном перемещении внутри экспериментальной камеры из положения 1 в положение 2 (Рис.2.3) и обратно.

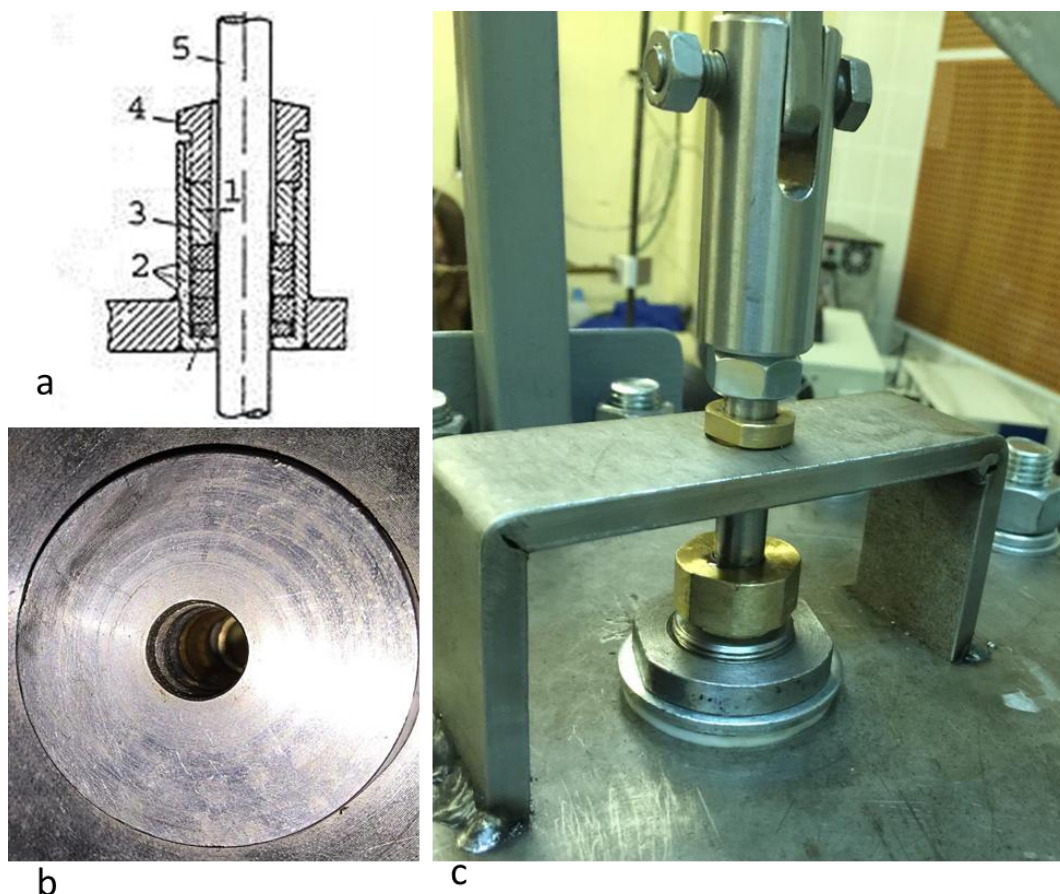


Рис.2.4. Уплотнение Вильсона: а) классическая схема уплотнения Вильсона. 1-прокладки из фторопласта; 2-металлические шайбы; 3-втулка; 4-нажимная гайка; 5-шток. б) вид снизу (внутренняя часть фланца). с) вид сверху (наружная часть фланца).

Для герметизации мы воспользовались так называемым уплотнением Вильсона (рис.2.4). Идея заключалась в уплотнении штока специальными сальниками – фторопластовыми и металлическими шайбами. Схема следующая: гнездо уплотнения вставляются две прокладки из фторопласта с шайбой между ними. Верхнюю прокладку смазывают вакуумной смазкой, накладывают на нее вторую шайбу и затягивают нажимной гайкой. При этом мы стремились, чтобы герметизирующий элемент не воспринимал передаваемых усилий, а направляющие и опоры были бы по возможности расположены вне вакуумной камеры (рис.2.4-с). Данное уплотнение с успехом применяется в вакуумных технологиях, и были большие опасения, справится ли оно с избыточными давлениями (до 10атм) внутри камеры. К

счастью, наши опасения не оправдались, и данный способ герметизации позволяет успешно проводить перемещение рабочего образца через шток в условиях высоких давлений.

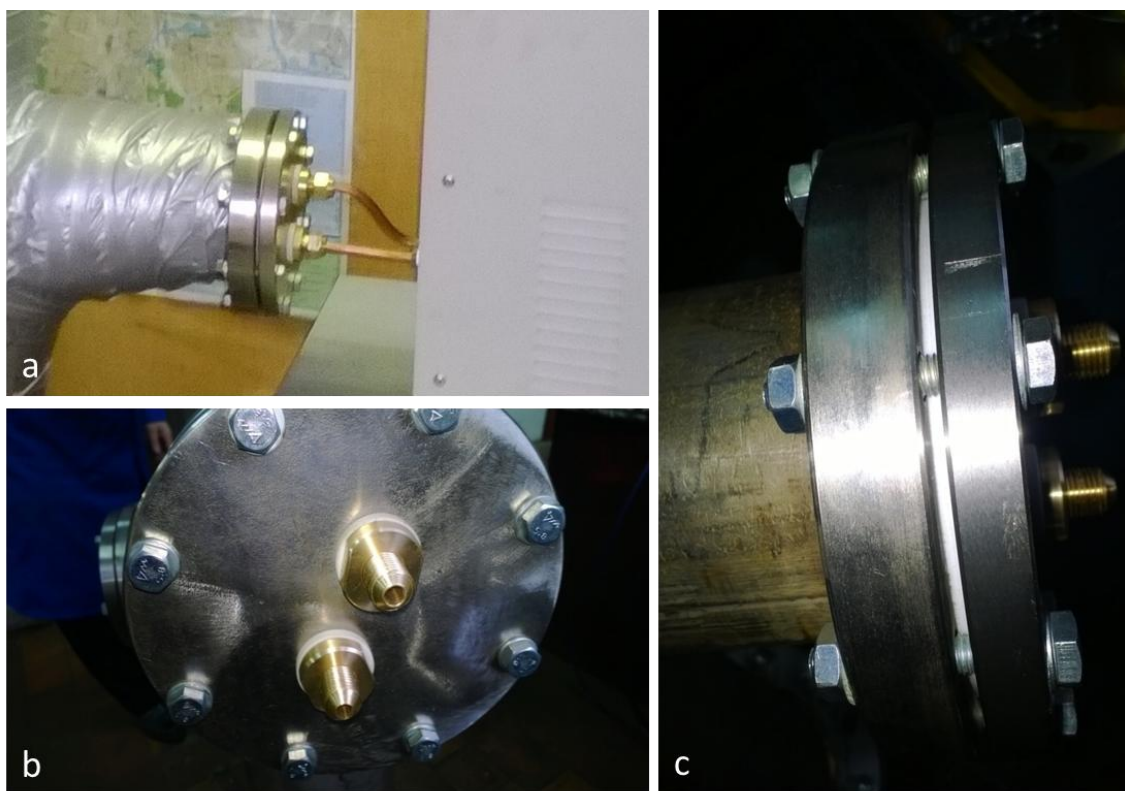


Рис.2.5. Ввод катушки индуктора: а) крепление индуктора к катушке через фланец накидными гайками, б) ответный фланец (фронтальный вид), с) соединение фланцев (вид сбоку).

Во-вторых, необходимо было продумать систему ввода катушки ВЧ индуктора (рис.2.5). При этом необходимо было предусмотреть отсутствие электрического контакта медной катушки с корпусом установки с одновременным сохранением герметичности стенда при высоких давлениях. Также надо было обеспечить циркуляцию охлаждающей жидкости внутри катушки индуктора через СВЧ генератор. Для удобства создания ввода катушки и обеспечения «разборности» соединения, нам пришлось приварить к корпусу сосуда цилиндрическую трубу меньшего диаметра, оканчивающуюся фланцем. К этому фланцу с помощью 12 болтов цеплялся ответный фланец, в котором находились крепления индукционной катушки.

Электрическая изоляция достигалась путем размещения между фланцем и медной трубкой фторопластовых шайб.

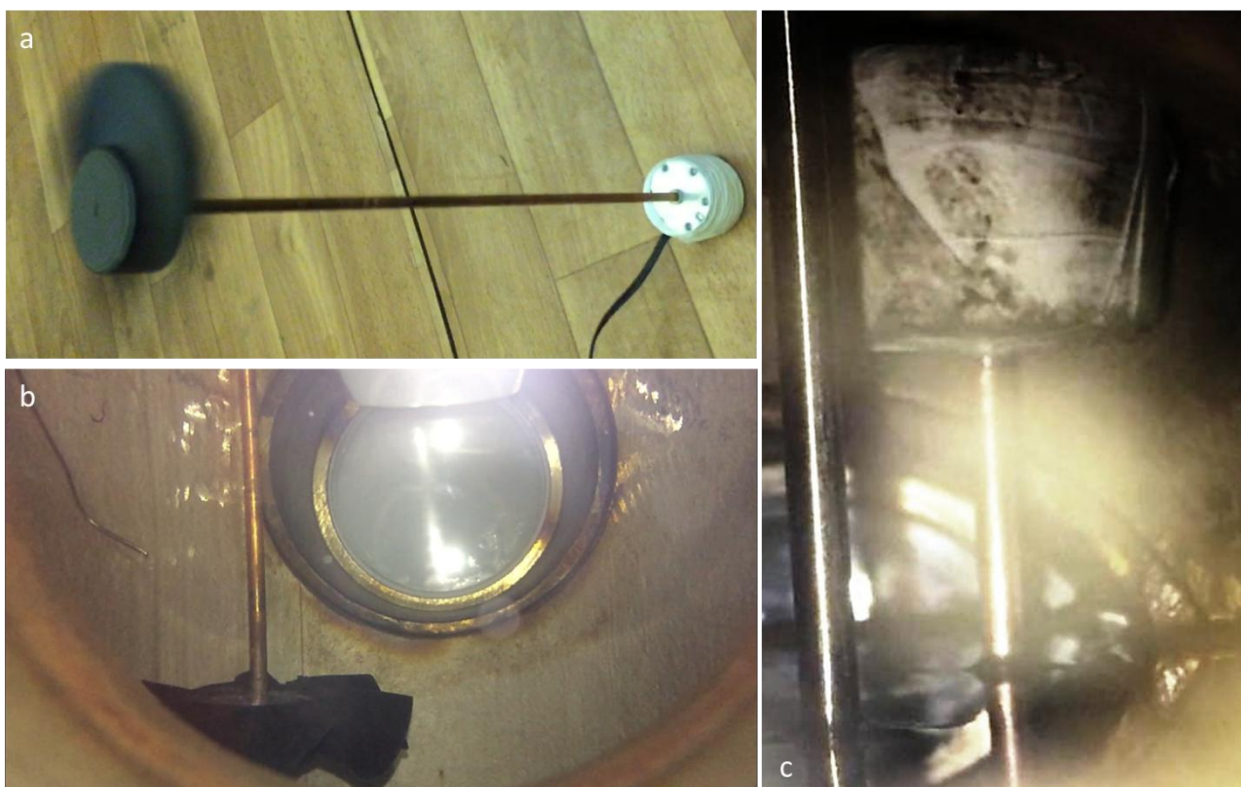


Рис.2.6. Перемешивающее устройство: а) общий вид устройства. б) рабочая часть мешалки, погруженная в объем жидкости, с) двигатель мешалки, расположенная над зеркалом жидкости.

Кроме того, возникла сложность с перемешиванием жидкости внутри герметичного стенда. Необходимо было придумать такое устройство, которое могло функционировать в условиях высоких давлений (до 10атм), во влажной атмосфере. Использование в качестве исследуемой жидкости спиртов повышало требования к химической стойкости перемешивающего устройства, так как при высоких температурах спирт растворяет резины и некоторые пластмассы. В частности, из-за условий по химической устойчивости, нам пришлось отказаться от использования погружной нагнетательной помпы выполненной из пластика, которая практически полностью растворилась в изопропиловом спирте. В итоге установка была снабжена очень простым, но надежным перемешивающим устройством. Оно

представляло собой моторчик на 9В, к которому с помощью 30см медной оси цеплялся пропеллер (рис.2.6). Таким образом, в объеме жидкости находился только пропеллер и часть медной оси. Сам мотор цеплялся к диафрагме вне жидкой среды с помощью так называемой «холодной сварки».

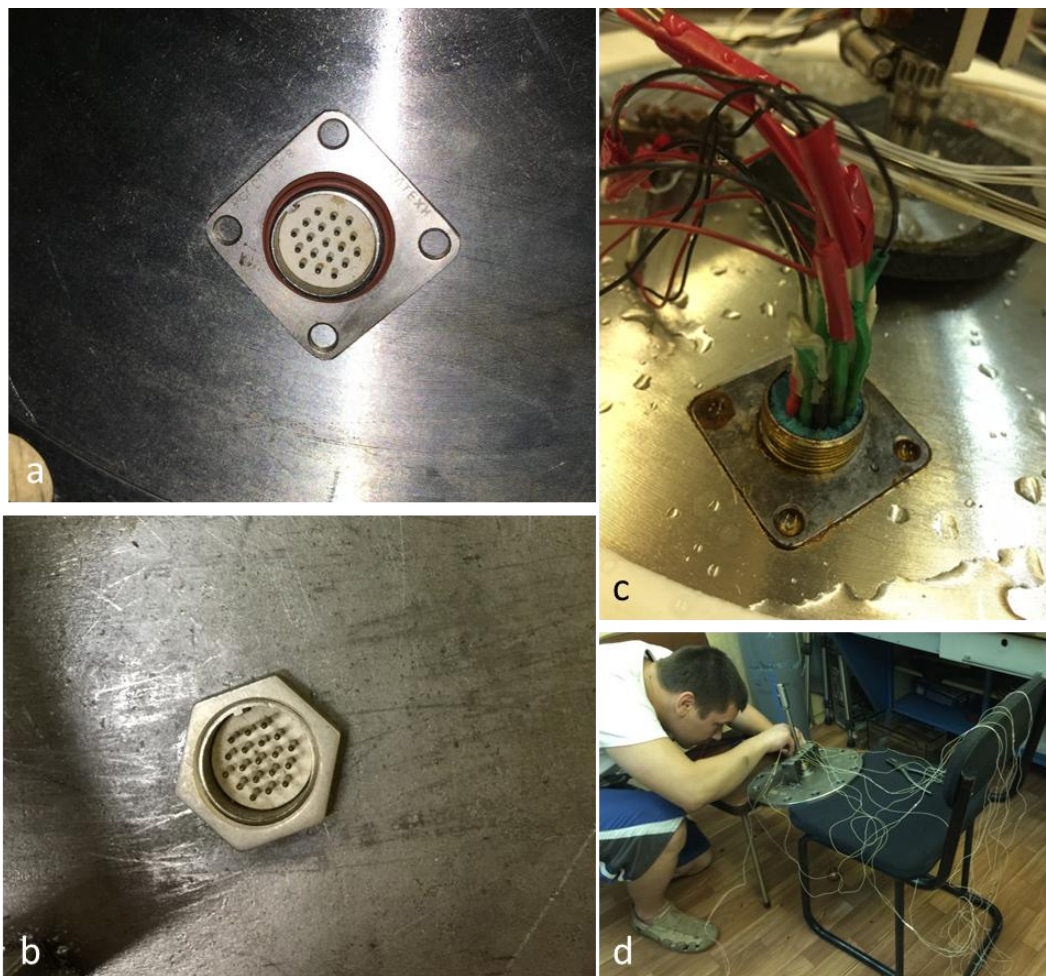


Рис.2.7. Герметичный разъем: а) внутренняя часть, б) внешняя часть, с) посадка термопарных проводов в разъем, d) монтаж внешних проводов.

Вывод термопарных и питающих проводов осуществлялся через герметичный разъем, который был установлен в верхний фланец (рис.2.8). Так как это место является естественным разрывом цепи, а снаружи фланца цеплялись медные провода, то было необходимо контролировать температуру этого разъема. Для этого была изготовлена миниатюрная термопара, которая измеряла непосредственно температуру разъема «изнутри» установки. Таким образом, контролировалась температура «холодного» спая термопар и вносилась определенная поправка в измерения.

Для защиты от влаги на термопарные провода заводились в герметичный пластиковый корпус, а гнездо герморазъема обматывалось фумлентой.

При проведении опытов в интервале температур от 25 до 120°C змеевик теплообменника присоединяется с помощью гибких шлангов к циркуляционному термостату Loip LT-200. В качестве рабочей жидкости используется очищенная вода.

При проведении опытов в температурном диапазоне от 25 до -80°C, например на спиртах и фторуглеродах, змеевик теплообменника присоединяется к циркуляционному криостату Loip FT-311(мощностью 4000Вт) специальным теплоизолированными шлангами. В этом случае, в качестве охлаждающей жидкости используются спирты или водо-спиртовые смеси.

Стенд рассчитан на проведение экспериментов с крио жидкостями, такими как жидкий азот или жидкий аргон. В этом случае охлаждающая спираль присоединяется к сосуду Дьюара СД-40. Циркуляция обеспечивается движением жидкого азота под воздействием внешнего давления.

Экспериментальный стенд может эксплуатироваться при температуре окружающего воздуха от -30 до +40°C и относительной влажности до 100% при 25°C. Основные технические характеристики экспериментального стенда приведены в таблице 2.1.

| Наименование параметра | Значение |
|-----------------------------------------|-----------------|
| Напряжение питания, В | 220 +/- 5% |
| Частота внешней электрической сети, Гц. | 50 +/- 1 |
| Потребляемая мощность, Вт | 15 000 |
| Масса, кг | 80 |
| Габаритные размеры, мм | 1500x900x900 |
| Максимальное давление, атм | 10 |
| Диапазон рабочих температур , °С | от-200 до + 200 |

Таблица 2.1. Основные технические характеристики стенда

Стенд оснащен вводно-распределительным щитком, к которому подводится переменное электрическое однофазное напряжение 220В, мощностью не менее 15кВт. Принципиальная схема вводно-распределительного устройства приведена на рис.2.9. Вводно-распределительное устройство оснащено стандартными и сертифицированными входным автоматом фирмы ЕКФ на 63А и УЗО ЕКФ с током отсечки 30 мА, а также блоком розеток 4шт, подключенным через автомат ЕКФ 16А. Все подводящие и распределительные кабели трехжильные (N-ноль, А-фаза и РЕ-земляной). По способу защиты человека от поражения электрическим током установка стенда соответствует классу 01 по ГОСТ 12.2.007.0-75.

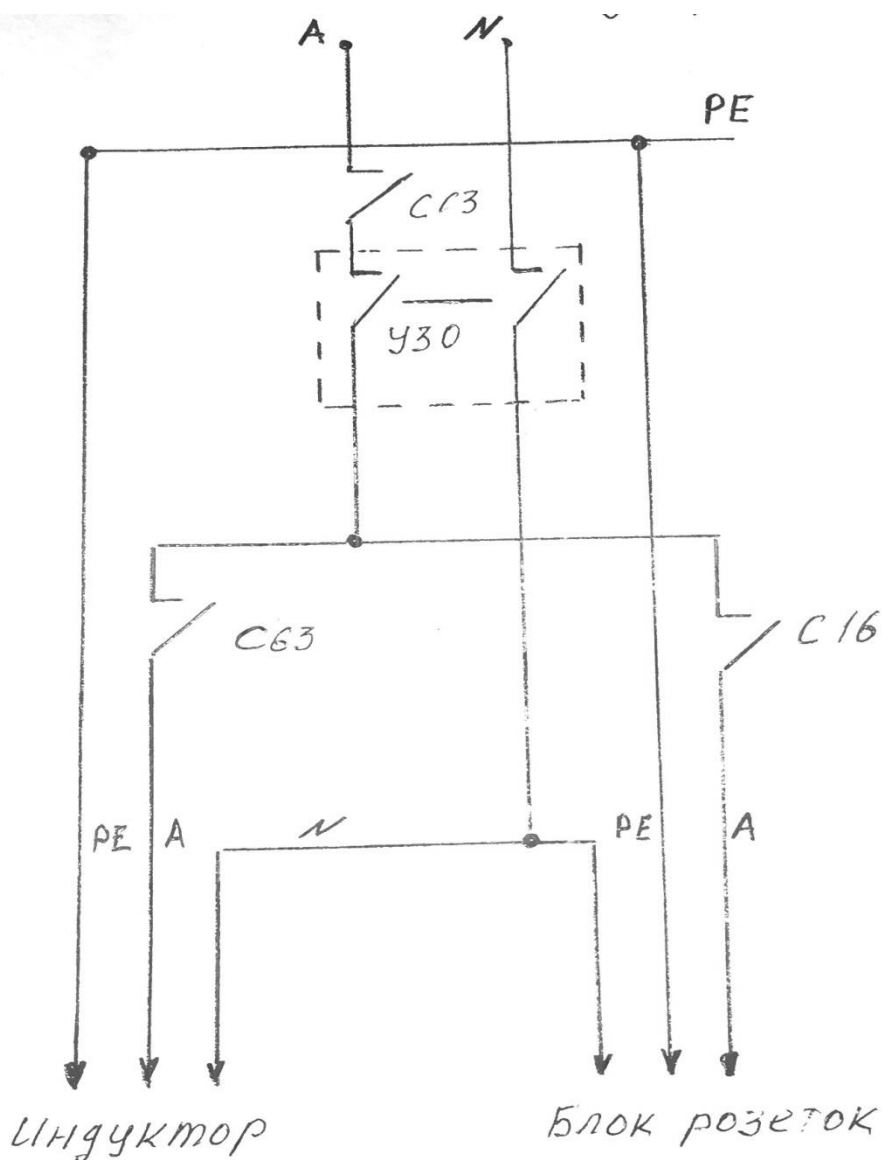


Рис.2.8. Схема вводно-распределительного устройства

В 2016 году экспериментальный стенд для исследования теплообмена при фазовых переходах «Режимы охлаждения высокотемпературных поверхностей» был включен в уникальный перечень теплофизической стендовой базы каталога РОСАТОМа.

2.2. Описание рабочих участков

Большого внимания заслуживает описание самого ответственного элемента установки - рабочего участка. Рабочие участки представляют собой металлические шары диаметром от 30 до 50мм. В качестве материала используются никель, медь, нержавеющая сталь Aisi-316. В настоящее время идет изготовления новых шаров из дюралюминия.

Изготовление хорошего рабочего участка – очень сложная, кропотливая работа, требующая на некоторых стадиях ювелирного мастерства. Опишем далее основные этапы изготовления рабочих участков:

1. Закупка прутков необходимого металла
2. Вытачивание шаров
3. Изготовление отверстий
4. Изготовление трубки державки
5. Монтаж ТП кабелей в шар
6. Сварка/пайка ТП к поверхности шара
7. Монтаж трубки державки
8. Изготовление разъемов на концах термопар
9. Проверка на герметичность
10. Градуировка ТП

Остановимся более подробно на некоторых этапах создания опытных шаров. Изготовление отверстий – сложная процедура. Диаметр шара достаточно большой (до 50мм), что делает практически невозможным сверление отверстий с помощью, например, супердрели. Дело в том, что диаметр

отверстия должен быть не более 1 мм, и многие сверла ломаются в процессе работ, оставаясь внутри шара. Поэтому единственным способом, хорошо нами наработанным, является изготовление отверстий с помощью электроэрозионного ЧПУ станка. Отверстия проходили из верхней части шара на поверхность под разными углами (50, 90, 135 и 180°) и в центр шара. Фотографии шаров, с проделанными отверстиями, изображены на рис.2.9.



Рис.2.9. Шары с отверстиями под термопары.

После того, как отверстия изготовлены, в верхней части шарика нарезается резьба для трубки державки. Как правило, это полая трубка из нержавеющей стали насколько возможно малого диаметра, для уменьшения тепло оттока в процессе эксперимента. Затем, в трубку-державку, а после в отверстия, протаскиваются кабельные хромель-алюмель термопары. Это одна из самых кропотливых процедур, так как диаметр кабеля термопары практически равен диаметру отверстия. Если учесть, что все отверстия располагаются на

маленьком пяточке диаметром 5 мм, а кабельные термопары достаточно жесткие и упругие, то становится понятным, насколько сложна эта работа. Фотографии шара с термопарами и трубкой-державкой приведены на рис.2.10.

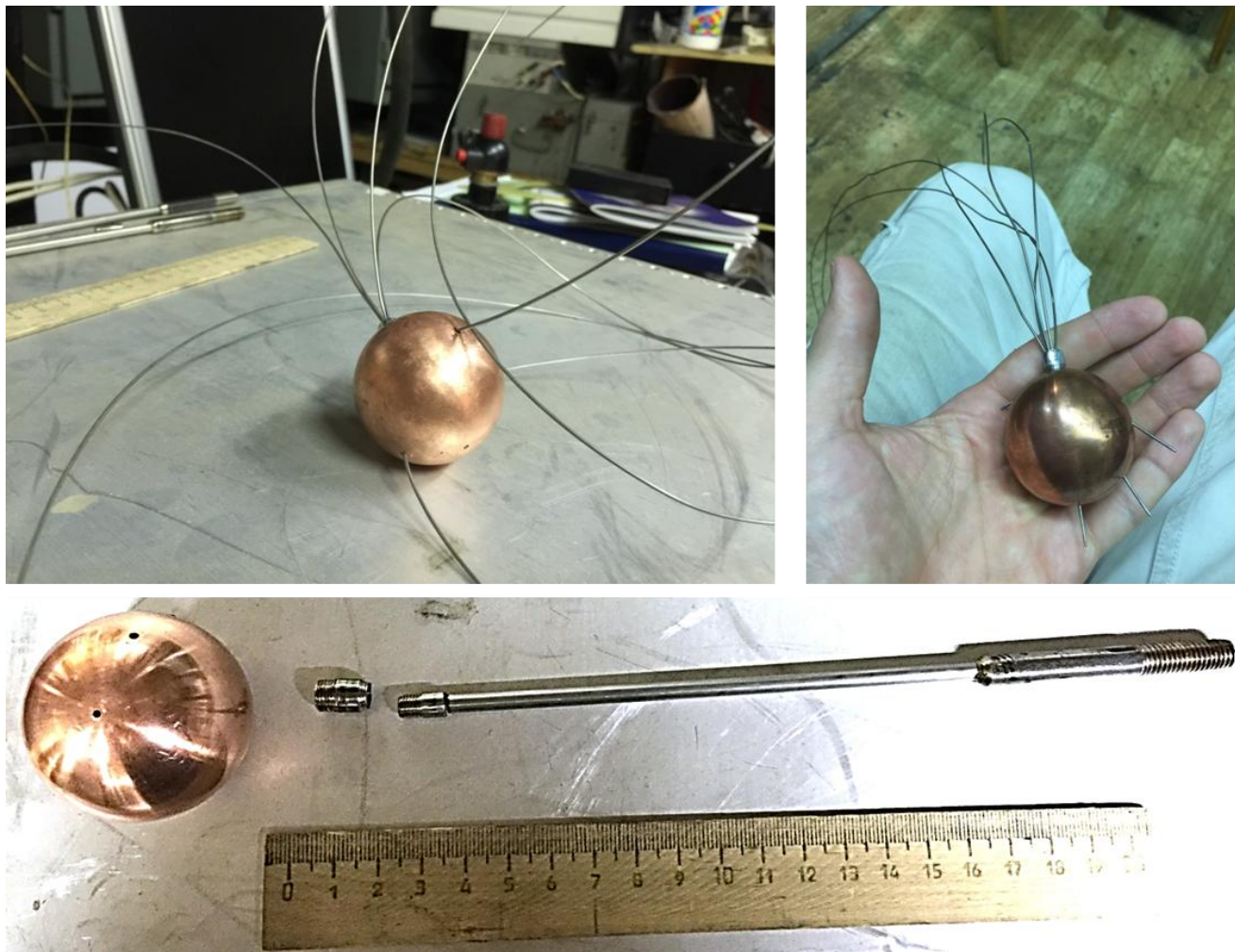


Рис.2.10. Шар с заведенными термопарами и трубка державка

При изготовлении 45мм шаров из меди и никеля мы применили новую технологию. Чтобы избежать полости, которые образуются между кабелем термопары и сквозным отверстием, мы решили провести пайку серебром. Для этого пришлось раскатать серебро до состояния тонкой фольги, скрутить из нее кожухи и вставить в зазор между термопарой и отверстием на максимально возможную глубину. Также, небольшие кусочки серебра предусмотрительно были заложены в пустоты центрального отверстия. После этого шар подвешивался в экспериментальном стенде, заполненном

аргоном. Для расплавления серебра шар нагревался с помощью ВЧ индуктора. Температура образца контролировалась с помощью термопар, находящихся в шаре. Состояние поверхности контролировалось с помощью простой зеркальной перископной системы, через окошко стенда. По достижении температуры около 1000°C серебро начинало плавиться, заполняя собой все пустоты. Если у никеля температура плавления 1450°C , и никаких проблем не возникло, то у меди температура плавления почти такая же, как у серебра. При пайке меди произошло плавление материала шара в местах контакта с серебром, что вызвало образование кратеров. Несмотря на это, шар был «залечен» и полностью готов к работе. Это очень оригинальный способ крепления термопар, который требует лишь минимального вмешательства лазерной сваркой для устранения неровностей или оставшихся полостей после пайки.

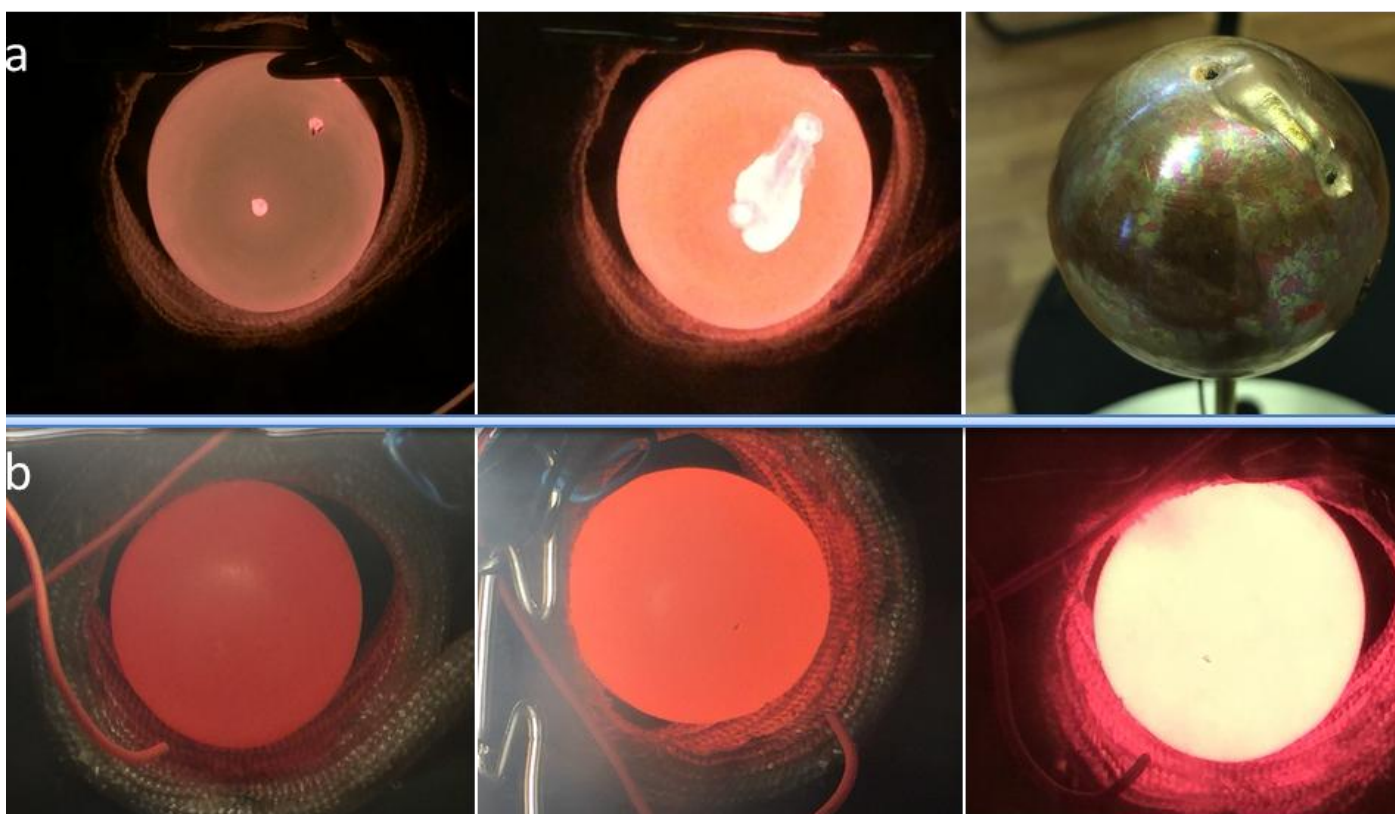


Рис.2.11. Проведение пайки в атмосфере аргона: а) медный шар, видны кратеры и расплав материала шара. б) никелевый шар, расплава материала шара не наблюдается

Такой метод крепления термопар доказал свою надежность, на примере никелевого шара. Этот шар активно используется в экспериментах и успешно перенес более 50 циклов заковки в разных жидкостях. Фотографии с процесса пайки представлены на рис.2.11. Кроме того, открываются новые возможности экспериментального стенда в области проведения индукционной пайки в атмосфере аргона.

На образцах из меди диаметром 45мм, нержавеющей стали диаметром 30, 38 и 50мм крепление термопарных кабелей осуществлялось с помощью лазерной сварки. Горячий спай термопары приваривался к тончайшему диску диаметром чуть более диаметра самого отверстия, такого же металла, что и материал шара. Затем этот диск приваривался заподлицо с поверхностью шара. При этом достигалась максимальная чувствительность температурных измерений на поверхности шара, так как термическое сопротивление было пренебрежительно малым. Схема такого крепления приведена на рис.2.12. Шары из меди дополнительно покрывались карбидом хрома, для предотвращения окисления поверхности.

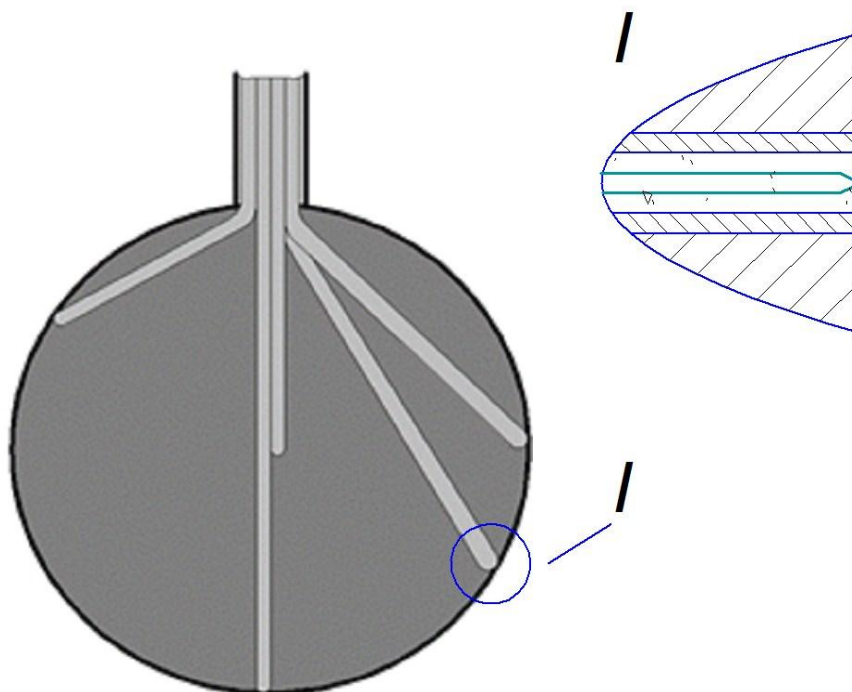


Рис.2.12. Схема крепления термопар к поверхности шара лазерной сваркой

Такой способ позволил получить достаточно большой массив экспериментальных данных, однако зарекомендовал себя как ненадежный и недолговечный. При таком креплении термопары часто просто отрывались от поверхности из-за сильных термических деформаций, неизбежно возникающих в процессе интенсивного охлаждения. Также наблюдалась потеря герметизации сварного соединения. При этом процесс пленочного кипения сильно недогретой жидкости характеризовался возникновением огромных парогазовых пузырей из мест заделки термопар. После таких случаев, после изготовления рабочего участка проводилась проверка его герметизации, охлаждением в жидком азоте и нагревом в спирте. При этом визуально наблюдалось отсутствие или наличие пузырей.

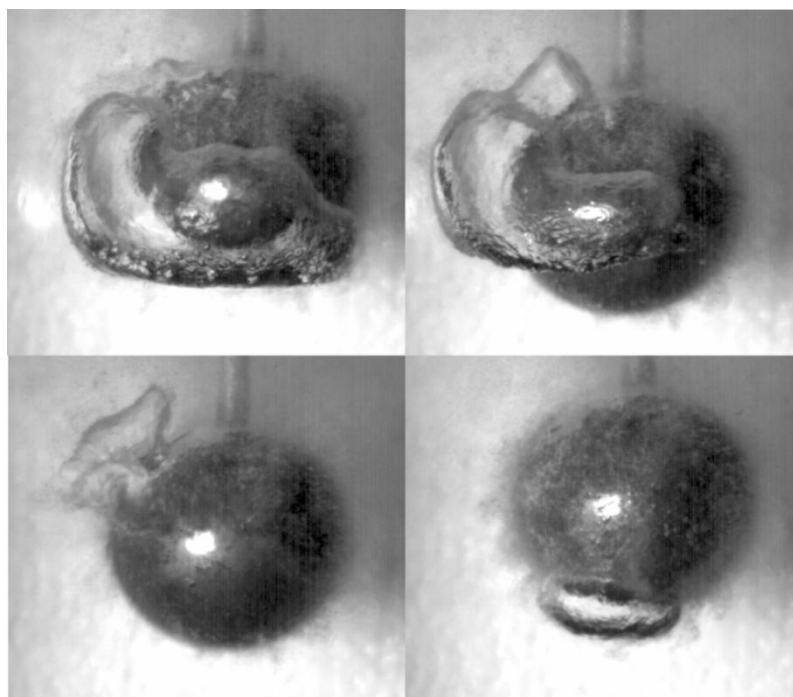


Рис.2.13. Возникновение больших парогазовых пузырей при нарушении герметизации сварного соединения термопары с поверхностью на 50мм шаре нержавеющей стали

Окончательная схема закладки термопар идентична для всех рабочих участков, отличаясь лишь количеством поверхностных термопар. На рис.2.14 приведена схема рабочего участка с 5 термопарами. В шаре монтируются 5 хромель-алюмелевых термопар: четыре на поверхности в точках с полярным

углом $\theta = 50, 90, 135$ и 180° и одна в центре. В другом варианте шар оснащался 4 термопарами, из которых 3 - на поверхности. В большинстве случаев использовались кабельные термопары с диаметром электродов 0,2мм; наружный диаметр кабеля термопары не превышал 1 мм.

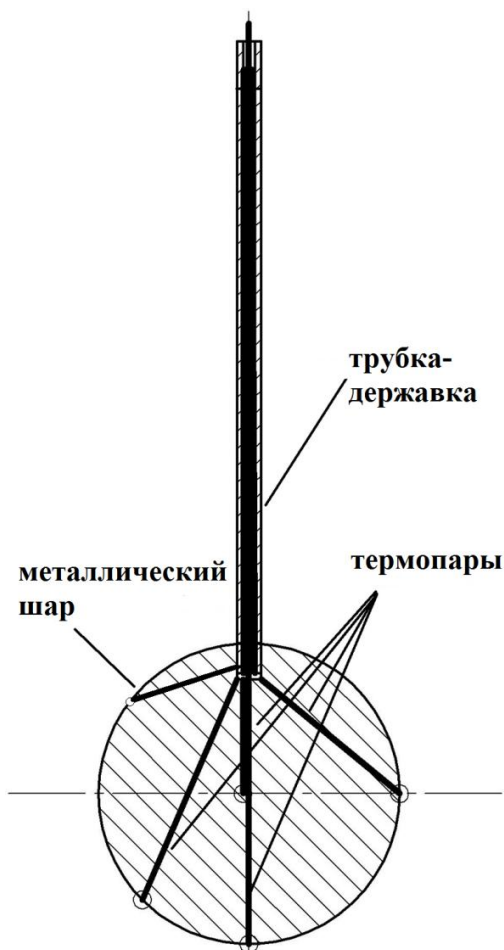


Рис.2.14. Схема рабочих участков

Градуировка термопар, заложенных в рабочие участки, была проведена на участке температур от 20°C до 100°C . Это было обусловлено отсутствием образцового прибора, который выдавал бы сигнал при более высоких температурах. В результате градуировки был сделан вывод о том, что для данных термопар можно пользоваться стандартной градуировочной зависимостью. Погрешность измерения температуры составляет $\pm 1^\circ\text{C}$ в диапазоне от -40 до $+275^\circ\text{C}$. Максимальное отклонение наблюдается при 700°C и составляет $2,8^\circ\text{C}$ (см. Приложение 2). Такие отклонения более чем приемлемы для наших исследовательских задач.

2.3. Методический эксперимент по обоснованию способа заделки термопар

Описанная выше методика заделки термопар очень трудоемка, но практически безальтернативна и не влияет на реальные процессы, происходящие на охлаждаемой поверхности. При использовании в сходных экспериментах высокотеплопроводных (медь, серебро) рабочих участков малых размеров [15, 25, 54] возможно использование лишь одной центральной термопары для приближенной оценки интенсивности теплоотдачи на поверхности. Но при использовании никелевых шаров [54, 55] темпы охлаждения центра шара и поверхности отличаются слишком сильно, чтобы плотность теплового потока можно было оценивать по методу сосредоточенной теплоемкости [15, 25]. Для никелевых шаров диаметром 45 мм в режимах интенсивного охлаждения допущение о сферической симметрии процесса не выполняется.

В монографии [49] описан эксперимент, в котором при моделировании процесса закалки использовали цилиндрический образец, на внешней поверхности которого приваривали термопару, а термоэлектроды выводили непосредственно через объем воды. Однако в данном случае измерительное устройство неизбежно влияет на изучаемый процесс. Впрочем, соблазн иметь простую и дешевую схему измерений подтолкнул к прямой проверке количественного эффекта внешней заделки термопар на результаты измерений изменения температуры нагретого образца в недогретой воде. Были проведены методические эксперименты с одновременным измерением температуры стенки наружными и заделанными изнутри образца термопарами. На рис. 2.15 представлен эскиз рабочего участка в виде толстостенной трубы из нержавеющей стали, внешним и внутренним диаметрами 30 и 10 мм соответственно и высотой 60 мм. Герметичность обеспечивалась привариванием снизу и сверху заглушек из того же материала. На одинаковых расстояниях от нижнего торца монтировали по

две термопары, одну из которых приваривали снаружи, а другую вводили через сверление в стенке трубы и крепили заподлицо с поверхностью. На рис. 2.15 сечения заделки термопар обозначены как *AA*, *BB*, *CC*. Для того, чтобы различить способы заделки, далее использованы термины «наружные» и «внутренние» термопары. Диаметр электродов термопар составил 150 мкм, а размер спая — 250 мкм, что существенно меньше, чем в [49].

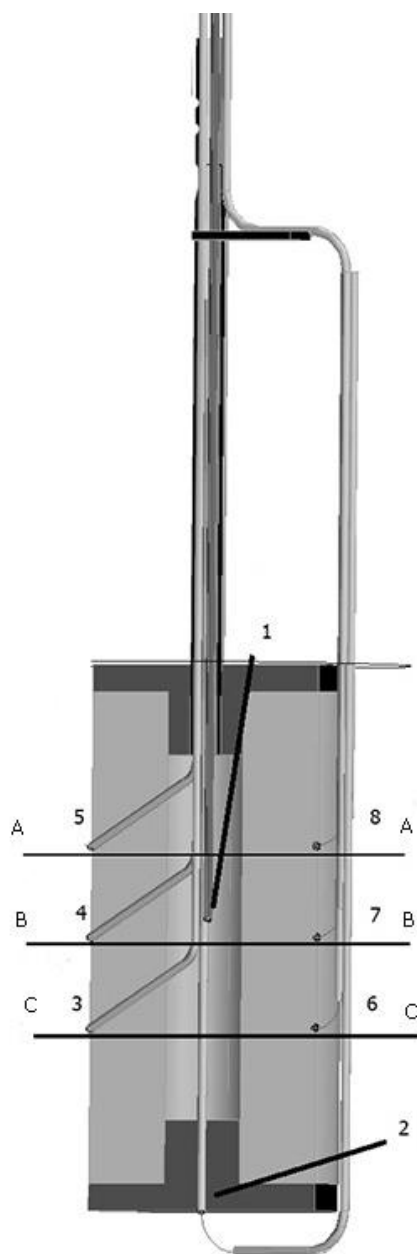


Рис.2.15. Схема заделки термопар на цилиндрическом образце

В ходе проведения экспериментов были получены термограммы, пример одной из реализаций приведен на рис. 2.16, из которого следует, что

термограммы внутренних и наружных термопар даже качественно не согласуются друг с другом. Так, температура, зафиксированная внешними термопарами, падает от 580 — 600 до 300 — 320 °С практически мгновенно, в то время как для внутренних термопар это падение происходит за 13 с для нижней термопары (сечение *BB*) и за 30 с для верхней (сечение *AA*). Видеосъемка показала, что фронт интенсивного охлаждения движется снизу вверх, так же, как это было описано в [25] на цилиндрических образцах из никеля. Сдвиг времени начала интенсивного охлаждения отчетливо виден по термограммам внутренних термопар, а внешние термопары отражают практически синхронное охлаждение поверхности цилиндра в местах их заделки.

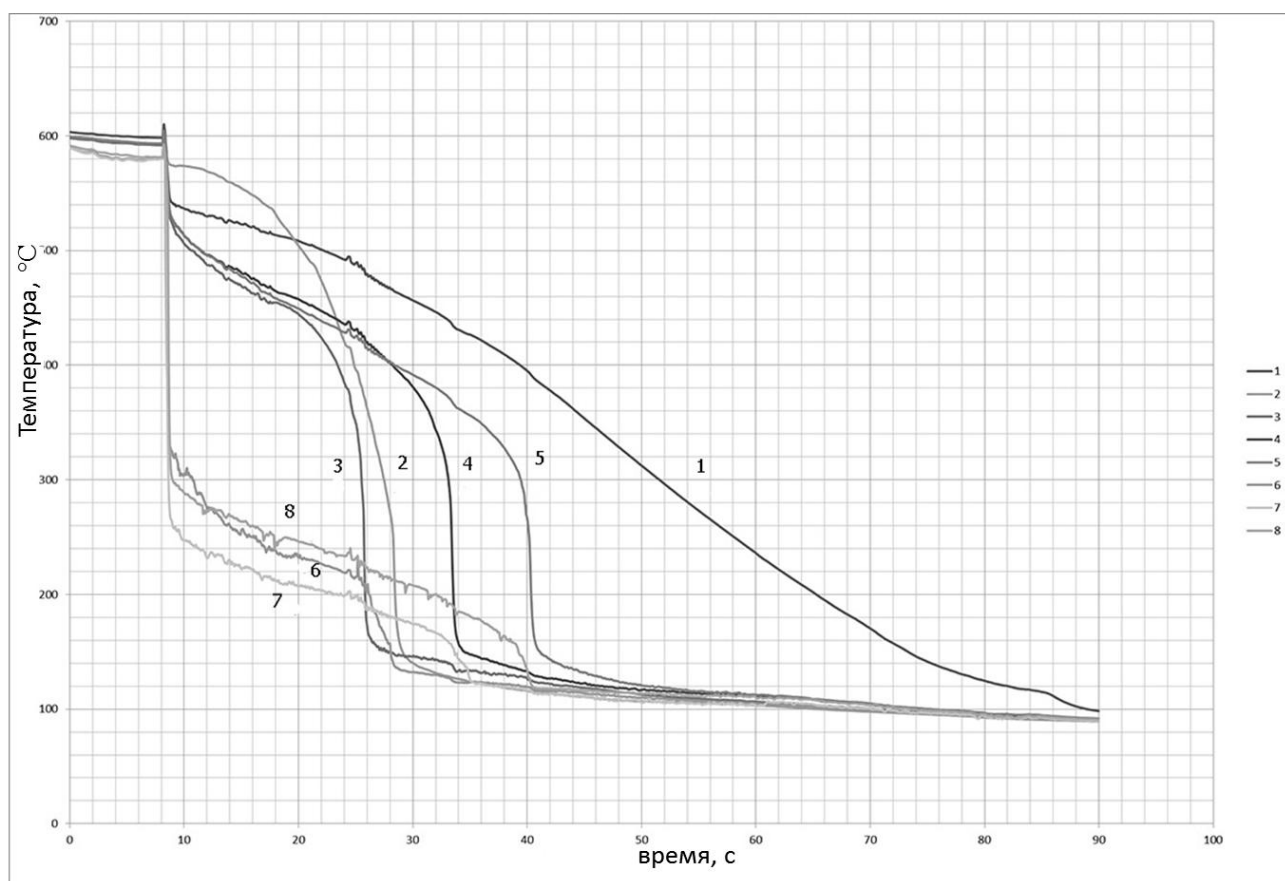


Рис.2.16. Термограммы охлаждения цилиндра из нержавеющей стали с различной заделкой термопар. Расположение термопар: 1 — центральная; 2— 5— внутренняя дно, низ, середина и верх; 6 — 8— внешняя низ, середина и верх

Очевидно, спаи этих термопар и термоэлектроды выступают в качестве своеобразных ребер, по которым тепло интенсивно отводится в жидкость. Когда фронт охлаждения образца достигает уровня заделки внешних термопар, в их показаниях появляются естественные различия, но по-прежнему фиксируемые ими температуры существенно ниже, чем действительные, о которых можно судить по показаниям внутренних термопар. Вероятно, для образцов с более высокой теплопроводностью обнаруженный эффект окажется количественно не столь разительным. Но этот методический эксперимент устраняет всякие сомнения в невозможности использовать наружную заделку термопар для изучения охлаждения высокотемпературных образцов в недогретой жидкости.

2.4. Теплофизические свойства рабочих участков и охлаждающих жидкостей

Эксперименты проводятся на шарах, выполненных из разных материалов:

- Нержавеющая сталь, марка Aisi316
- Никель, марка НП-1
- Медь, марка М-1

Выбор таких металлов был продиктован большими различиями их теплофизических свойств, особенно теплопроводности. Например, теплопроводность меди в 20 раз выше, чем у нержавеющей стали. Отметим кратко, особенности и состав выбранных материалов.

Нержавеющая сталь Aisi 316. Относится к аустенитным нержавеющей сталям. Благодаря добавлению молибдена обладают большой химической устойчивостью, коррозионной стойкостью даже при высоких температурах. Широко распространена в химической, бумажной и текстильной

промышленности (клапаны, насосы и подшипники). Аналог в СНГ - 08X17H13M2. В таблице 2.2 приведен химический состав данной стали.

| Тип стали | C | Si | Mn | P | S | Cr | Mo | Ni |
|-----------|------|------|------|-------|-------|-------------|-----------|-----------|
| Aisi 316 | 0,07 | 1,00 | 2,00 | 0,045 | 0,030 | 16,50/18,50 | 2,00/2,50 | 10,5/13,5 |

Таблица 2.2. Химический состав нержавеющей стали Aisi316

Никель НП-1. Никель полуфабрикатный, применяется для изготовления деталей специального назначения. Важным свойством никеля является его химическая инертность: при комнатной температуре на воздухе он не окисляется; заметное окисление начинается лишь при температуре выше 800°C. При нагреве на воздухе, образует оксидную пленку зеленого цвета. В таблице 2.3 приведен химический состав данного сплава.

| Марка металла | Ni+Co | Fe | C | Si | Mg | Cu | Zn | Mn | P |
|---------------|-------|------|------|------|------|-------|-------|------|-------|
| Никель НП-1 | 99,9 | 0,04 | 0,01 | 0,03 | 0,01 | 0,015 | 0,005 | 0,02 | 0,001 |

Таблица 2.3. Химический состав никеля марки НП-1

Медь М-1. Медь относится к самым распространенным цветным металлам. Стоит отметить слабую коррозионную стойкость меди при высоких температурах, поэтому перед началом экспериментов медные рабочие участки покрывались карбидом хрома, толщиной 10 микрометров. В таблице 2.4. приведен химический состав сплава.

| Марка металла | Fe | Ni | S | As | Pb | Zn | O | Sb | Bi |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|
| Медь М-1 | 0,005 | 0,002 | 0,004 | 0,002 | 0,005 | 0,004 | 0,05 | 0,002 | 0,001 |

Таблица 2.4. Химический состав меди марки М-1

Наибольший интерес для наших исследований представляют теплофизические свойства этих металлов, которые для удобства приведены в таблице 2.5

| материал | температура плавления, °С | плотность, ρ , кг/м ³ | удельная теплоемкость, c , Дж/кгК | теплопроводность, λ , Вт/мК | $\lambda/\rho*c$ |
|-------------------|---------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|------------------|
| Нержавеющая сталь | 1440 | 8000 | 500 | 14 | $3,5*10^{-6}$ |
| Никель | 1455 | 8900 | 443 | 90 | $2,3*10^{-5}$ |
| Медь | 1083 | 8940 | 390 | 387 | $1,1*10^{-4}$ |

Таблица 2.5. Основные теплофизические свойства металлов

Как видно из таблицы, выбранные нами металлы, сильно отличаются значениями коэффициента теплопроводности. Это приводит к тому, что коэффициент температуропроводности, один из наиболее важных параметров распространения температуры в веществе, $a = \lambda/(\rho * c)$, отличается уже на два порядка между медью и нержавеющей сталью и на один порядок по сравнению с никелем.

В качестве рабочих жидкостей были выбраны:

- Вода (H₂O)
- Изопропиловый спирт (C₃H₈O)
- Этиловый спирт (C₂H₆O)
- Перфторгексан (C₆F₁₄)

Вода – самая распространенная, и в тоже время самая удивительная жидкость. Обладая высокими значениями теплопроводности и теплоемкости, высокой температурой кипения, эта жидкость нашла широкое применение во всех отраслях промышленности: энергетике, металлургии и т.д. Выбор этой жидкости определялся высокой термической стойкостью, что немало важно при проведении экспериментов с высокотемпературными телами.

Изопропиловый и этиловый спирт были использованы, как достаточно распространенные органические жидкости, с высокой температурой термического разложения. Однако при экспериментах на спиртах, во избежание воспламенения и образования сажи, шар не нагревался выше 450°C. Кроме того, изопропиловый спирт при низких температурах, обладают аномально высокой вязкостью, что делает интересным проверить влияние этого параметра на пленочный режим кипения. Последняя жидкость, используемая в экспериментах – фторуглерод, перфторгексан. Перфторгексан представляет собой легколетучую бесцветную прозрачную жидкость без запаха. Это жидкость обладает высокой плотностью, низким коэффициентом поверхностного натяжения. Также она термически стойкая и совершенно нетоксична. Применяется в качестве диэлектрика-теплоносителя в радиоэлектронной и электротехнической промышленности, разделительной, гидравлической, запорной жидкости, как растворитель для фторорганических соединений и инертная среда для ведения химических процессов. Другая особенность перфторгексана – аномально высокая способность к растворению газов, именно поэтому ее используют в медицине, под термином «голубая кровь».

| Вещество | Температура плавления, °C | Температура кипения, °C | Критическая температура, °C |
|---------------------------------|---------------------------|-------------------------|-----------------------------|
| H ₂ O | 0 | 100 | 374 |
| C ₃ H ₈ O | -89 | 82 | 236 |
| C ₂ H ₆ O | -114 | 78 | 241 |
| C ₆ F ₁₄ | -82 | 56 | 176 |

Таблица 2.6. Характерные температуры для разных жидкостей

Условия эксперимента диктовались температурной областью существования выбранных веществ в жидком состоянии. Температура рабочего образца определялась критической температурой существования жидкости. В таблице 2.6 приведены значения температур плавления, кипения

и критической точки для используемых жидкостей. Из таблицы видно, что на всех жидкостях можно достигать высоких недогрева при атмосферном давлении.

Опишем далее основные теплофизические свойства упомянутых выше жидкостей. Во-первых, это даст наглядное количественное представление о разнице в свойствах, а во-вторых понадобятся нам в 3 и 4 главе, при расчетах и обсуждении физических моделей.

Жидкости занимают промежуточное состояние между газами и твердыми телами. При далеких от критических температурах, физические свойства жидкостей незначительно зависят от давления. Основное влияние на физические свойства жидкостей оказывает температура. Продемонстрируем далее, как меняются плотность, теплопроводность, вязкость и теплоемкость выбранных нами жидкостей с температурой.

Плотность. Плотность жидкостей с температурой меняется слабо, ввиду малого значения коэффициента объемного расширения β . На рис.2.17 представлены зависимости плотности от температуры в используемых нами жидкостях.

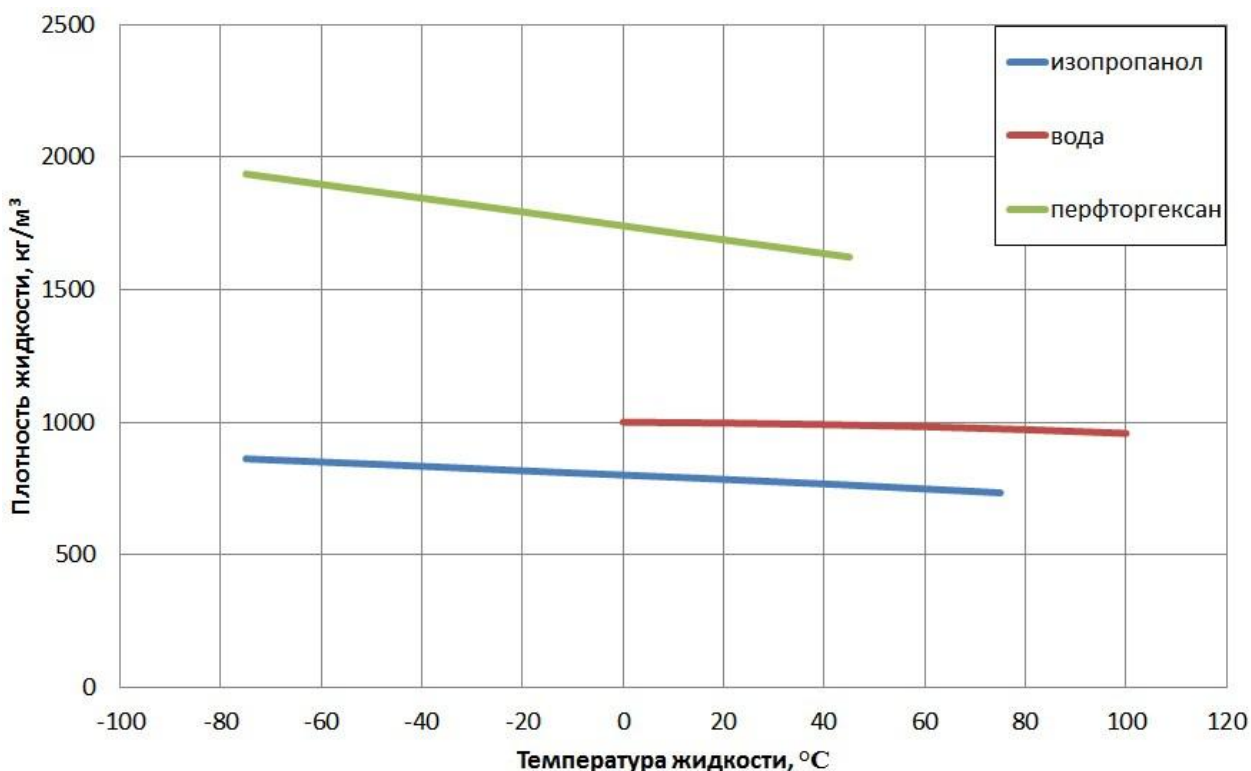


Рис.2.17. Зависимость плотности жидкостей от температуры

Как видно из рис.2.17 соотношение плотностей таких жидкостей, как вода, при температурах от 0 до 100°C, изопропанола, при температурах от -30 до -70°C и перфторгексана от -50 до +50°C, не превышает 1,16. Плотности жидкостей соотносятся следующим образом $\rho_{\text{перф}} > \rho_{\text{вода}} > \rho_{\text{изоп}}$. Плотность перфторгексана почти в два раза выше плотности изопропилового спирта.

Теплопроводность. Теплопроводность жидкости обуславливается передачей энергии соударениями молекул между собой и переносом энергии диффундирующими молекулами. В общем случае, коэффициент теплопроводности зависит от рода жидкости, её температуры и давления. С повышением давления коэффициент теплопроводности увеличивается незначительно.

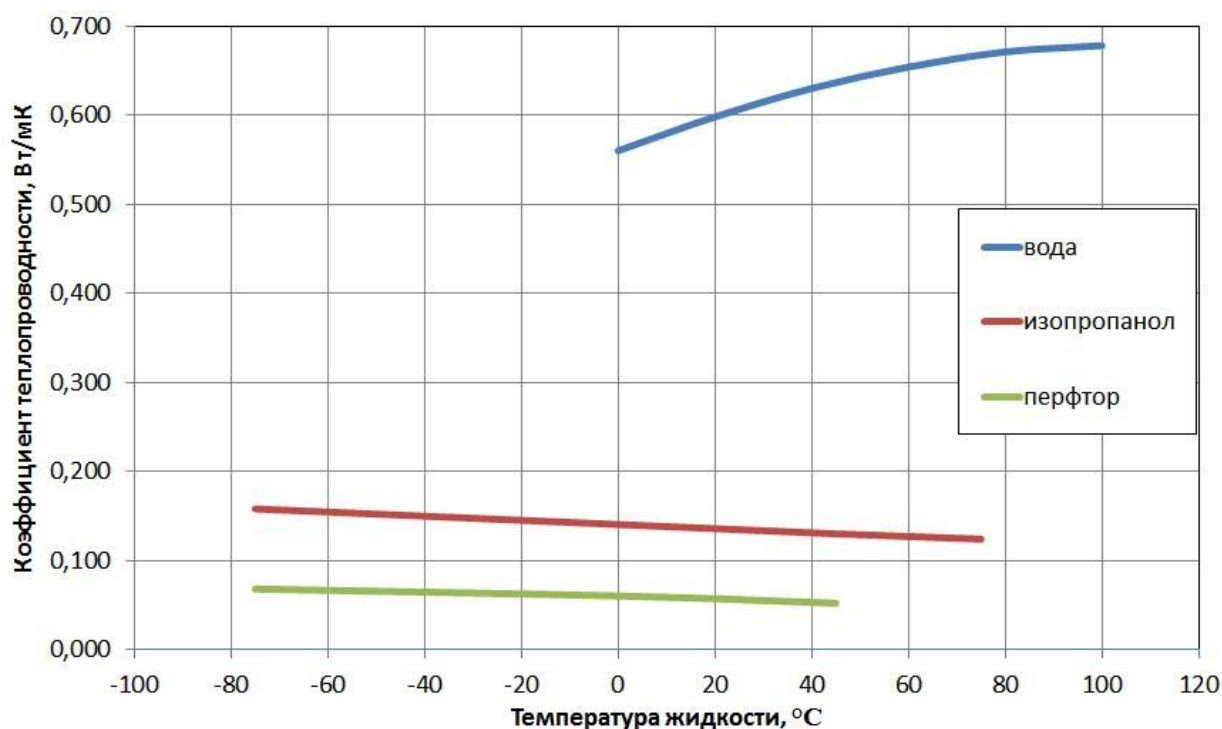


Рис.2.18. Зависимость плотности жидкостей от температуры

На рис.2.18 представлены зависимости коэффициента теплопроводности от температуры в используемых нами жидкостях. С повышением температуры, и, следовательно, убыванием плотности, коэффициент теплопроводности жидкостей уменьшается. Исключение составляет вода, для которой λ растет. Отметим, что

$\lambda_{\text{вода}} > \lambda_{\text{изопропанол}} > \lambda_{\text{перфторгексан}}$. При этом коэффициент теплопроводности воды почти на порядок больше, чем у перфторгексана.

Теплоемкость. Физическое свойство жидкостей, широко используемое при расчете процессов теплообмена. Разница c_p и c_v очень незначительна, поэтому обычно пользуются только величиной c_p , даже в условиях изменяющихся давлений. Теплоемкость меняется с температурой, как это показано на рис.2.19.

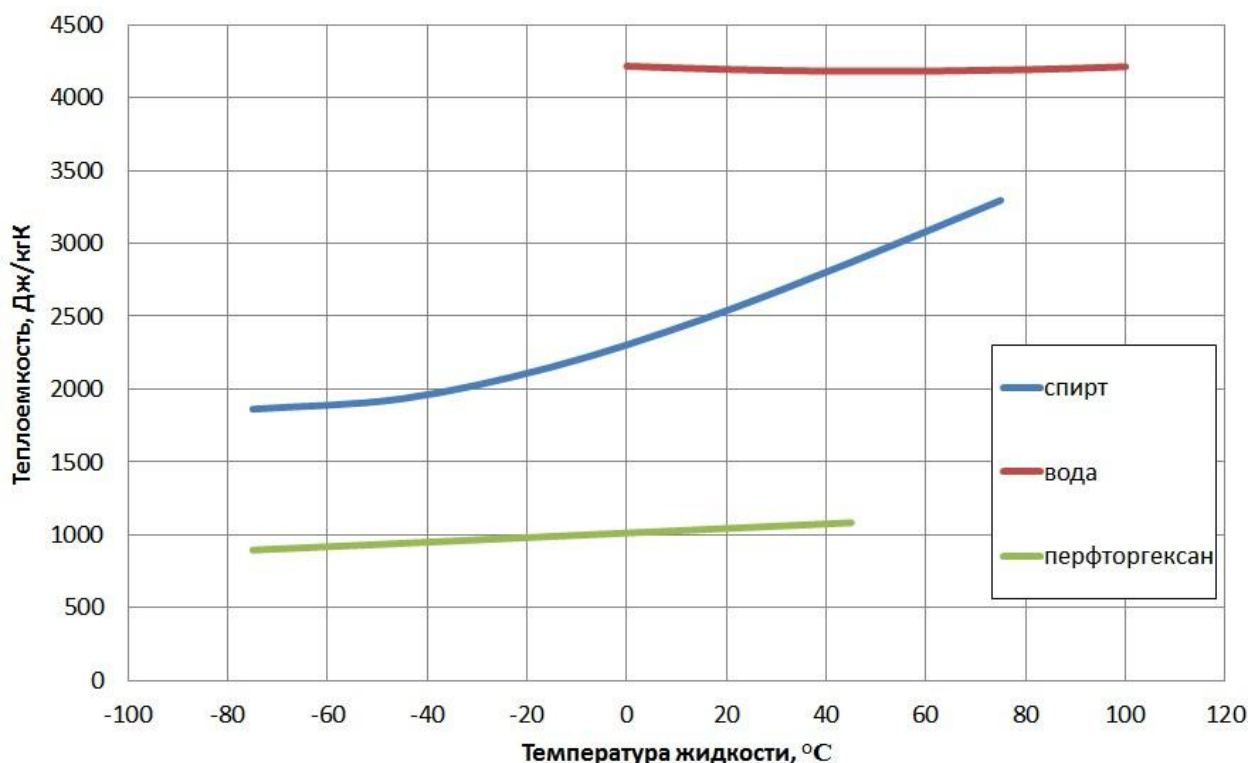


Рис.2.19. Зависимость теплоемкости жидкостей от температуры

Из приведенного рисунка видно, что теплоемкости соотносятся следующим образом: $c_{\text{вода}} > c_{\text{изопропанол}} > c_{\text{перфторгексан}}$. Теплоемкость воды почти в 4 раза выше теплоемкости перфторгексана, значения теплоемкости спирта занимают промежуточное положение.

Вязкость. Вязкость – сила внутреннего трения в жидкости. В реальной жидкости имеют место силы инерции, поэтому для их учета пользуются кинематическим коэффициентом вязкости $\nu = \mu/\rho$. Чем больше вязкость жидкости, тем больше скорость, при которой меняется режим течения, т.е. вязкость жидкости оказывает стабилизирующее влияние на движение

жидкостей. Вязкость жидкостей почти не зависят от давления, но сильно зависит от температуры, уменьшаясь при ее увеличении.

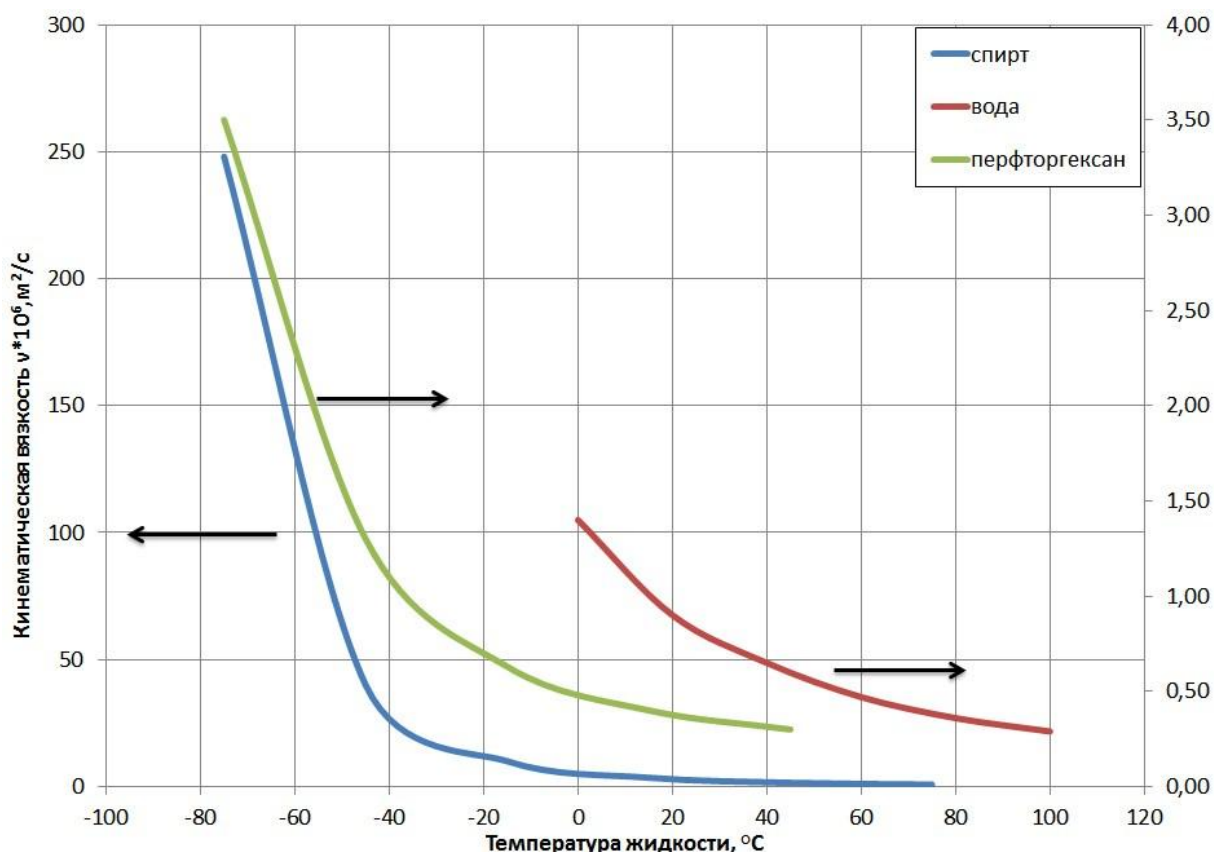


Рис.2.20. Зависимость кинематической вязкости жидкостей от температуры

Как видно из рис.2.20, наблюдается разница в значениях кинематической вязкости для исследуемых жидкостей. Наибольшей вязкостью, особенно при низких температурах, обладает изопропиловый спирт. При этом его вязкость почти на два порядка больше чем у воды. Для наших жидкостей справедливо неравенство: $\nu_{\text{изопропанол}} > \nu_{\text{перфторгексан}} > \nu_{\text{вода}}$. Отметим аномально высокую вязкость изопропилового спирта при отрицательных температурах.

Что касается коэффициента поверхностного натяжения, то он максимален для воды $\sigma_{\text{вода}} = 72,75 \cdot 10^{-3}$ Н/м и имеет минимальное значение для перфторгексана $\sigma_{\text{перфторгексан}} = 11,91 \cdot 10^{-3}$ Н/м. Также отметим, что теплота парообразования для воды почти в 3 раза выше, чем для изопропанола.

2.5. Расчет граничных условий на поверхности теплообмена

Первичным результатом экспериментальных исследований является зависимость показаний термопар от времени. Термопары закладываются на поверхности и в центре шара. Итоговая зависимость изменения температуры по времени, получаемая из обработки показаний термопар в процессе охлаждения шара – называется термограмма. Конечной целью наших исследований, является получение значений коэффициента теплоотдачи (КТО) и плотностей теплового потока. Ведь только зная эти базисные величины, можно пытаться строить модели физического процесса. В схеме 2.1 предоставлены возможные пути нахождения обсуждаемых физических величин.

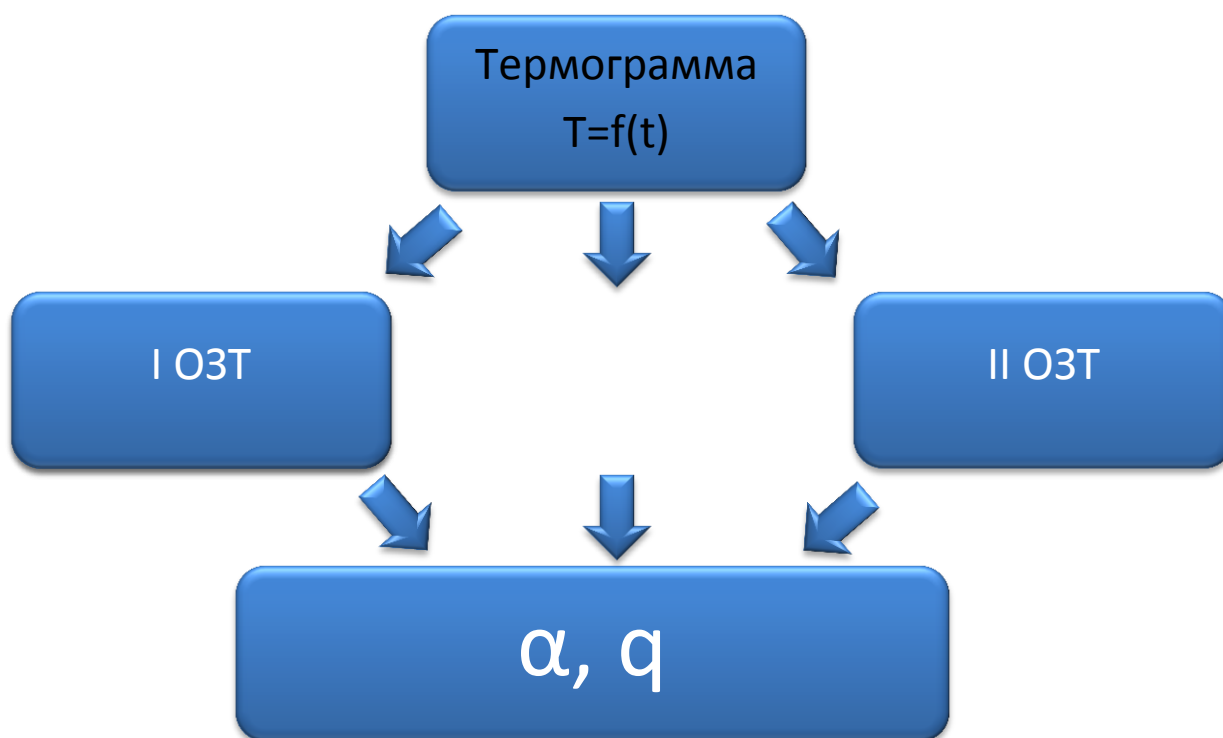


Схема 2.1 Получение условий на границе из исходных термограмм

Если на границе твёрдого тела известна зависимость от времени теплового потока или температуры, то можно определить распределение во всём теле. Это, так называемая, прямая задача. В нашем случае при анализе динамического процесса охлаждения шара закон изменения теплового

потока должен быть определён по данным измерения температуры в нескольких внутренних точках тела. Это – обратная задача теплопроводности (ОЗТ).

Внутренним термическим сопротивлением можно пренебречь, если:

- Высокий коэффициент теплопроводность
- Малый характерный масштаб длины

Такие тела обычно называют телами с сосредоточенной теплоёмкостью. Энергетический баланс для тела произвольной формы, имеющего площадь поверхности F , объём V и температуру T имеет вид:

$$q = \rho c \frac{V}{F} \frac{dT}{dt} = \frac{mc}{\pi D^2} \frac{dT}{dt} = \frac{1}{6} \rho c D \frac{dT}{dt}$$

Темп охлаждения dT/dt определялся графически, по термограмме. С помощью подобной зависимости определяли граничные условия авторы большинства экспериментальных работ, рассмотренных в первой главе. Метод сосредоточенной теплоемкости применим, когда внутри исследуемого тела не возникает больших градиентов температуры, или в регулярном режиме охлаждения. Последнее означает неизменный во времени КТО на поверхности образца. Мы применяли этот метод для расчета КТО и теплового потока в режиме устойчивого пленочного кипения.

Для определения температуры и плотности теплового потока на поверхности шара в условиях высокой интенсивности теплообмена необходимо решать ОЗТ. Для однородной по поверхности интенсивности теплоотдачи математическое описание задачи представляет собой сферически-симметричное нестационарное уравнение теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

где ρ , c , λ – соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность материала шара. Граничные условия:

$$r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$r = r_0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(t)(T_w - T_L),$$

где коэффициент теплоотдачи α – неизвестная заранее функция времени, индексы w и L относятся к стенке и жидкости соответственно. Решается поставленная задача с использованием метода, основанного на численном решении прямой нестационарной задачи теплопроводности с подбираемым в процессе решения КТО на поверхности шара. Для обработки результатов используется программа «Rteta». Программа расчета температурного поля сферы основана на численном решении нестационарной задачи теплопроводности методом контрольного объема. На первом шаге принимается однородное температурное поле в шаре. Производится расчет температурного поля внутри шара за определенное время. Результаты расчета сверяются с показаниями термопары в точке, для которой проводится расчет. В интерактивном режиме осуществляется подбор КТО, обеспечивающий совпадение измеренного и рассчитанного значений температуры. При дальнейших расчетах в качестве начального поля температуры используется поле, рассчитанное на предыдущем шаге. Таким путем происходит подбор КТО для всего процесса охлаждения.

Этот метод дает хороший результат, пока сохраняется сферическая симметрия поля температур, т.е. в условиях однородной интенсивности теплоотдачи по поверхности шара. Примером таких процессов могут быть устойчивое пленочное кипение, а также интенсивное «микропузырьковое» на шарах из нержавеющей стали, когда поверхность охлаждается очень быстро. В зависимости от формы экспериментальной кривой можно выбирать различные шаги по времени. В режиме медленного охлаждения следует выбирать «большие» шаги, чтобы ЭВМ не производила лишней объем расчетов; в режиме быстрого охлаждения – малые шаги.

Как показали эксперименты, выполненные на никелевых шарах большого диаметра в холодной воде, задача теряет однородность температуры по поверхности. Наблюдается фронт охлаждения, движущийся симметрично относительно оси шара и возникает необходимость решения двумерной нестационарной задачи теплопроводности.

Случай с двухмерным нестационарным уравнением теплопроводности сложнее. Первичные результаты исследований – это также табличные зависимости температуры в центре и в нескольких точках на поверхности шара от времени. Для определения распределения температуры внутри шара необходимо решать ОЗТ. Математическое описание задачи представляет собой нестационарное уравнение теплопроводности в сферических координатах:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\lambda \sin \Theta \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right)$$

Начальное условие: $t = 0 \quad T = T_0$

Граничное условие: $t > 0 \quad T|_{r=r_0} = T(t, \Theta)$

В безразмерном виде, уравнение запишется в следующем виде:

$\vartheta = \frac{T - T_s}{T_0 - T_s}$ - безразмерная температура;

$Fo = \frac{at}{R_{uu}^2}$ - безразмерное время;

$R = \frac{r}{R_{uu}}$ - безразмерный радиус.

После подстановки получим:

$$\rho c \frac{(T_0 - T_s)a}{R_{uu}^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial Fo} = \frac{1}{R_{uu}^3} \frac{\lambda(T_0 - T_s)}{R_{uu}} R_{uu}^2 \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial R} \right) + \frac{\lambda(T_0 - T_s)}{R_{uu}^2} \frac{1}{R^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial \vartheta}{\partial \Theta} \right)$$

Произведя сокращение и зная, что $a = \frac{\lambda_0}{\rho_0 c_{p0}}$ ($\lambda_0, \rho_0, c_{p0}$ взяты при начальной температуре T_0) в итоге получаем:

$$\frac{\rho c_p}{\rho_0 c_{p0}} \frac{\partial \vartheta}{\partial Fo} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} R^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \sin \Theta \frac{\partial \vartheta}{\partial \Theta} \right)$$

Начальные и граничные условия в безразмерном виде:

Начальное условие: $Fo=0 \quad \vartheta = 1$

Граничное условие: $Fo>0 \quad \vartheta = \vartheta(Fo, \Theta)$

Для получения распределения температуры в шаре, для последующего определения тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи, было осуществлено приближенное решение ОЗТ, основанное на подборе аналитической функции, описывающей опытные термограммы процесса охлаждения в различных точках поверхности шара. Нашей научной группой были подобраны аналитические зависимости, которые достаточно хорошо описывают изменение температуры поверхности шара в процессе охлаждения.

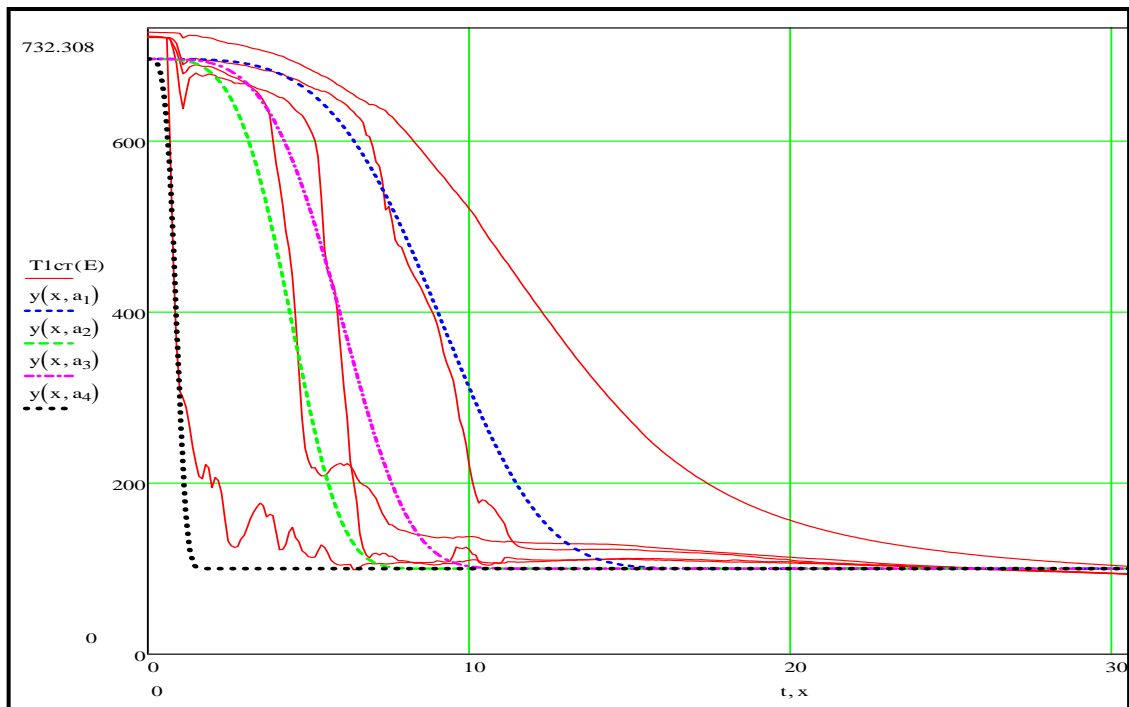


Рис.2.21. Зависимость температуры от времени. Сплошная линия-эксперимент, пунктирная – аналитическая функция.

Первый вариант, имеет вид экспоненты:

$$\vartheta(\tau) = e^{-(a \cdot Fo)^4}$$

$$a(\varphi) = 0,064 + 0,0009\theta^7 - 0,01\theta^5 + 0,042\theta^3$$

$a(\varphi)$ – степенная функция полярного угла.

Сравнение экспоненциальной аналитической и экспериментальной температурной зависимости представлено на рис.2.21.

Второй вариант имеет вид гиперболического тангенса, который обеспечивает адекватные начальные и конечные пределы:

$$F(Fo, \theta) = \frac{1}{\exp\left(2 \cdot Y_{11}(\theta)(Fo - Y_2(\theta) \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right))\right) + 1}$$

При этом было реализовано интересное предположение, заключающееся в том, что избыточная температура в верхней точке шара равняется нулю. При этом замечалось очень хорошее согласие экспериментальной и расчетной температуры в центре шара.

$$F(Fo, \theta) = \begin{cases} 0, & \text{при } \theta \leq \frac{\pi}{16} \\ \frac{1}{\exp\left(2 \cdot Y_{11}(\theta)(Fo - Y_2(\theta) \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right))\right) + 1}, & \text{при } \theta > \frac{\pi}{16}. \end{cases}$$

В функции $F(Fo, \theta)$, как видно, нет плавного перехода от вида одной функции к другой. Поэтому была рассмотрена линейная аппроксимация на небольшом участке полярных углов $(\pi/16, \pi/8]$, на которую накладывалось условие по Fo . В итоге была использована кусочная функция:

$$F(Fo, \theta) = \begin{cases} 0, & \text{при } \theta \leq \frac{\pi}{16} \text{ и } Fo < 0 \\ C(\theta) + D(\theta) * Fo, & \text{при } \frac{\pi}{16} < \theta \leq \frac{\pi}{8} \text{ и } Fo > 0 \\ \frac{1}{\exp\left(2 \cdot Y_{11}(\theta)(Fo - Y_2(\theta) \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right))\right) + 1}, & \text{при } \theta > \frac{\pi}{8}. \end{cases}$$

Это имеет физический смысл, так как действительно, шар закреплен на державке, которая представляет собой полую трубку. Эту трубку можно принять за ребро, играющее роль эффективного теплоотвода. Понятно, что державка быстро охлаждается и её температура стремится к температуре насыщения. Именно поэтому, мы принимаем избыточную температуру в районе «северного» полюса шара равной нулю. Сравнение гиперболической аналитической и экспериментальной температурной зависимости представлено на рис.2.22.

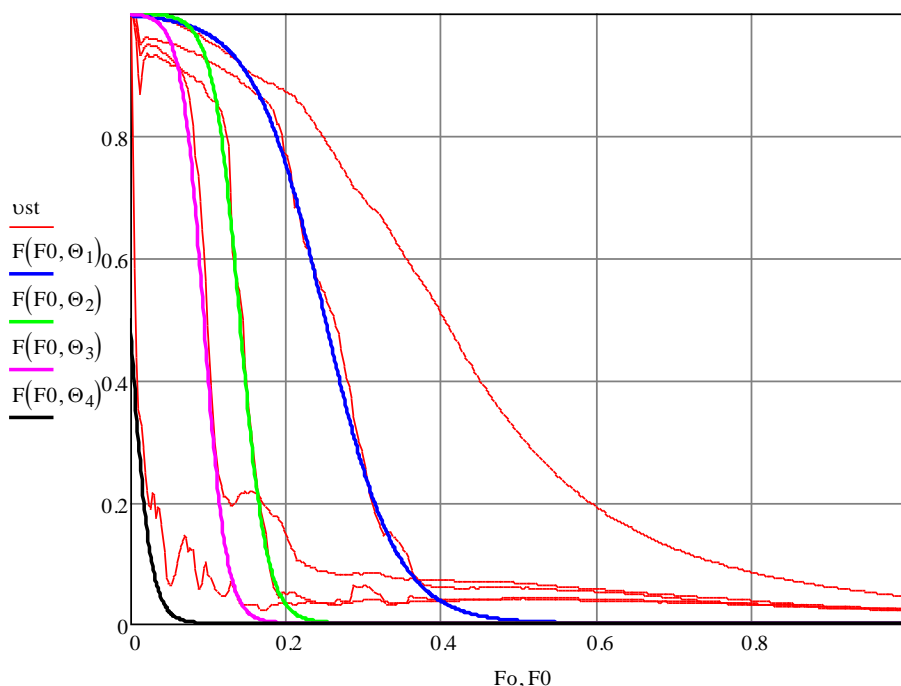


Рис.2.22. Зависимость температуры шара от времени в безразмерном виде. Сплошная линия-эксперимент, цветная – аналитическая функция.

В принципе, для описания экспериментальной температурной зависимости можно пользоваться любой из этих функций. Руководствоваться здесь нужно удобством описания и конечным сравнением температур центра образца (экспериментальной и расчетной).

Описанные выше способы расчета граничных условий на поверхности образца, позволяют рассчитывать КТО и тепловые потоки как для мало интенсивного пленочного кипения, так и для микропузырькового режима кипения.

Выводы по 2 главе

Подведем далее краткие выводы по 2 главе:

- создана лаборатория со всем необходимым для выполнения научных исследований
- создан экспериментальный стенд, позволяющий проводить эксперименты по изучению процессов охлаждения высокотемпературных тел в жидкостях. Диапазон давлений 0,1 – 1,0МПа, диапазон температур охлаждающей жидкости -80 - +100°С, диапазон температур рабочих участков до 1000°С.
- созданы рабочие участки из нержавеющей стали, никеля и меди
- приобретены новые охлаждающие жидкости, в том числе спирты и фторуглероды
- проведен методический эксперимент, наглядно демонстрирующий ошибочность «внешнего» крепления термопар к исследуемому образцу.
- опробованы надежные методики расчета КТО и тепловых потоков даже в режиме интенсивного охлаждения

В итоге, к настоящему моменту мы обладаем мощной экспериментальной базой, для проведения комплексных исследований по пленочному кипению сильно недогретых жидкостей на горячих поверхностях. Также, имеются надежные методики необходимой для верной интерпретации экспериментальных данных.

Глава 3. Устойчивое пленочное кипение

Из обзора следует, что кипение жидкостей, нагретых до температуры насыщения, в принципе, является хорошо изученной областью теплообмена. Для этого режима кипения имеются надежные расчетные зависимости и теоретические модели, которые в целом, неплохо отражают физику этого процесса. Однако, если жидкость недогрета до температуры насыщения, то характер кипения может в корне измениться. Как показали работы английских авторов [15-17], и наши публикации [59-71], для воды, недогрев всего в 22 К, приводит к увеличению КТО на порядок. Однако на сегодняшний день существует ограниченное число исследований о влиянии температуры жидкости, и, следовательно, недогревов, на характер пленочного режима кипения. В этой главе приводятся уникальные данные о пленочном кипении сильно недогретых жидкостей, таких, как спирты и перфторуглерод. В некоторых экспериментах недогревы достигали рекордных значений в 160К. Автором осуществлены уникальные эксперименты при различных избыточных давлениях охлаждающей жидкости, что также позволило расширить диапазон недогревов до температуры насыщения.

3.1. Влияние недогрева

На экспериментальном стенде, в первую очередь, были проведены контрольные эксперименты по охлаждению в насыщенной и слабо недогретой жидкости. Эксперименты проводились на 30 и 38 мм шарике из нержавеющей стали марки Aisi316 и на 45 мм шарике из никеля марки НП-1.

Рассмотрим более подробно охлаждение 30мм шарика из нержавеющей стали в воде с температурой 90°C. На рис.3.1 представлена характерная термограмма охлаждения в воде с температурой 90°C. Как и ожидалось,

большая часть процесса охлаждения проходила в устойчивом режиме пленочного кипения, который сменялся переходным, а затем пузырьковым кипением. Переходное кипение всегда начиналось примерно при одинаковой температуре, близкой к температуре предельного перегрева жидкости. Из термограмм видно, что режим пленочного кипения продолжается около 70 секунд; при $t = 75-80$ с температура в центре шара оказалась ниже, чем температура, регистрируемая поверхностными термопарами (135° и 180°), но выше температуры, регистрируемой экваториальной термопарой (90°). Это объясняется тем, что развитие областей переходного и пузырькового кипения начинается с верхней части шара из-за отвода тепла по державке. Ее влияние на нарушение симметрии процесса охлаждения на шаре малого диаметра из малотеплопроводного материала заметно сильнее, чем в ранее выполненных экспериментах с никелевым шаром диаметром 45мм [54, 55].

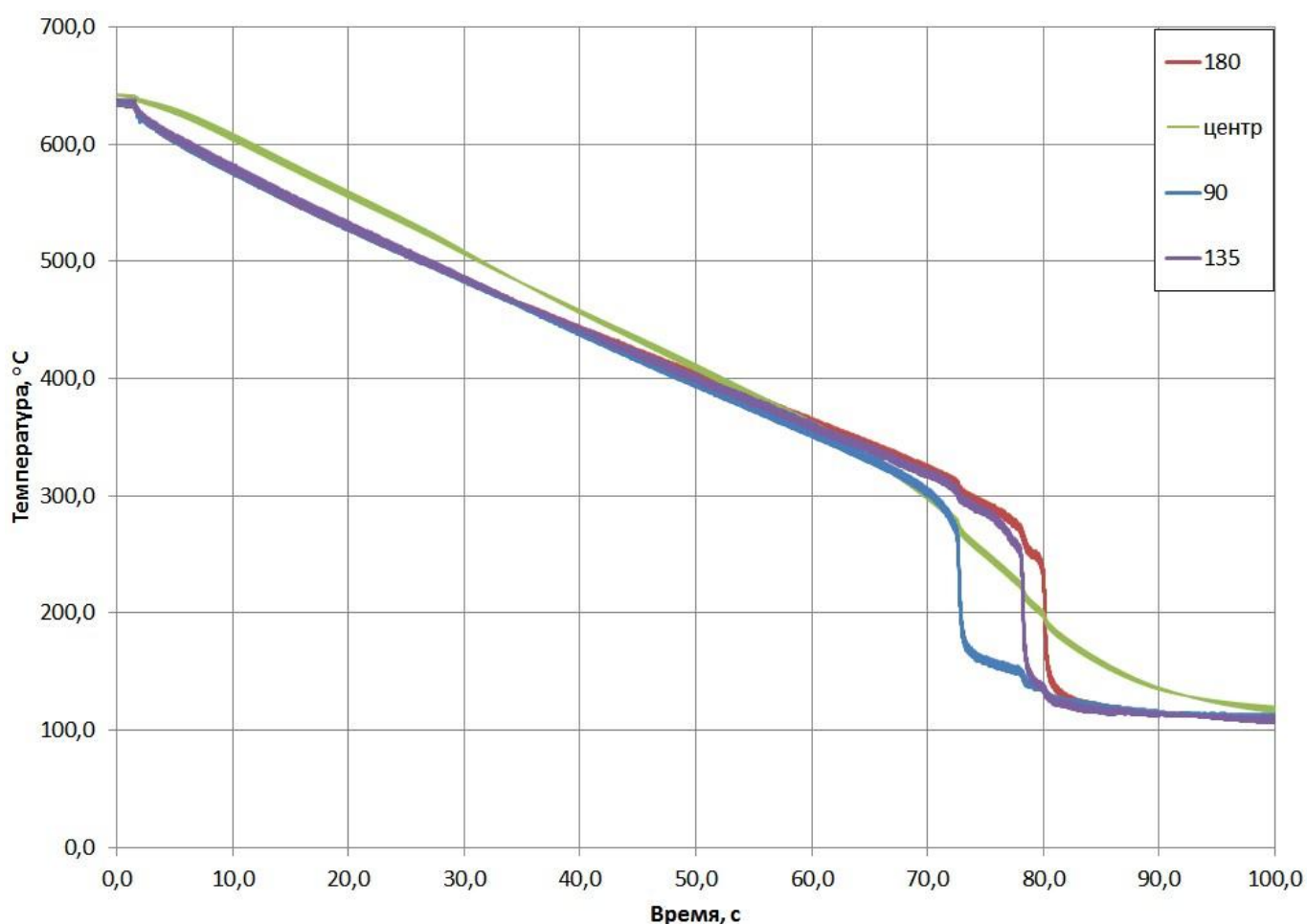


Рис.3.1. Охлаждение шара из нержавеющей стали AISI316 диаметром 30мм в воде с температурой 90°C.

В режиме устойчивого пленочного кипения, как это ясно из рис.3.1, показания поверхностных термопар отличаются друг от друга незначительно, что позволяло производить осреднение температуры по всей поверхности шара. На основе осредненных термограмм рассчитывался КТО и тепловой поток. Посчитанная таким путем опытная зависимость $q(\Delta T)$ хорошо согласуется с теоретической зависимостью для стационарного пленочного кипения с поправкой на недогрев жидкости до T_s согласно [56]. Сферическая симметрия поля температур приблизительно сохранялась для всего периода охлаждения. Это позволило получить кривые $q(\Delta T)$ и для переходного, и для пузырькового режимов кипения, которые оказались в разумном согласии с расчетными рекомендациями для стационарного теплообмена в соответствующих режимах [57, 58].

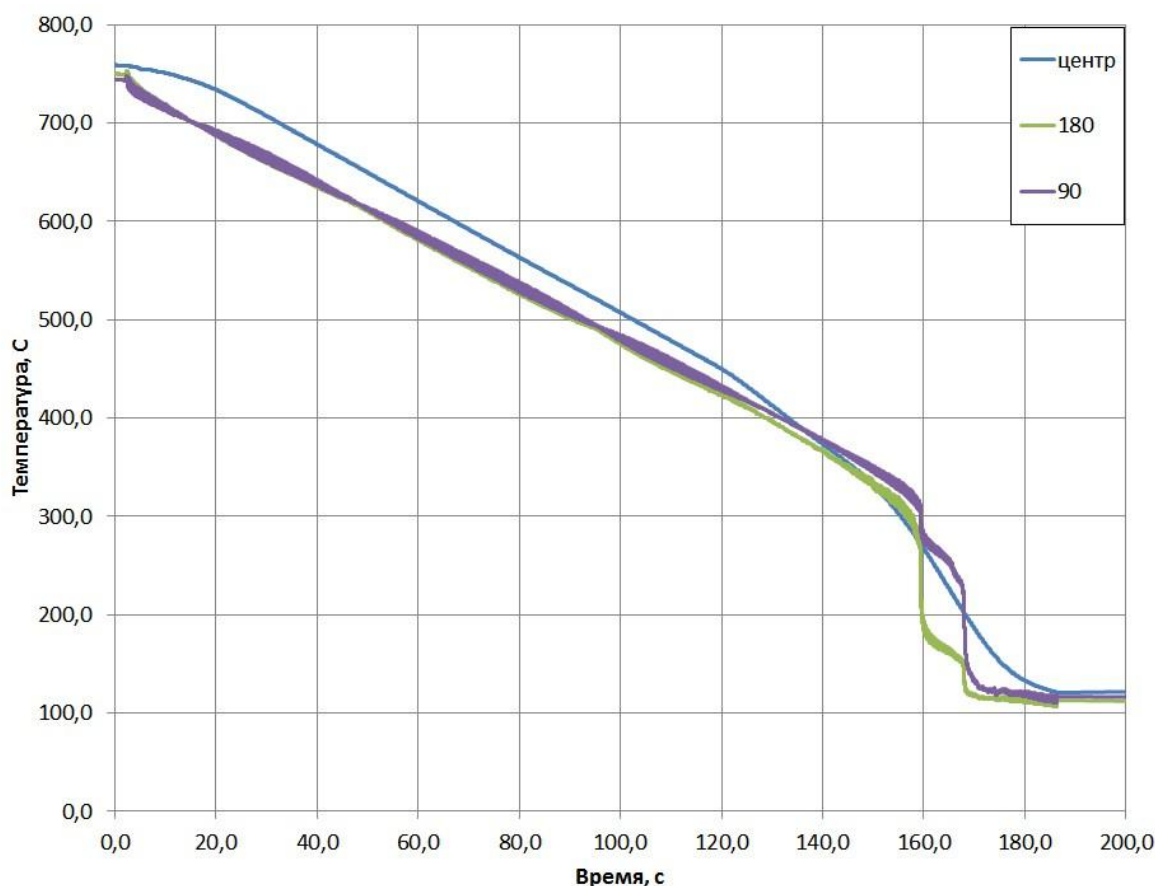


Рис.3.2. Охлаждение шара из нержавеющей стали AISI316 диаметром 38мм в воде с температурой 100°C .

На рис.3.2 представлен график охлаждения шара из нержавеющей стали, диаметром 38мм. Температура воды составляет 100°C. Видно, что охлаждение занимает большее время, что связано с двумя причинами. Во-первых, диаметр шара больше, а значит больше и его масса, и запасенное внутреннее тепло. Во-вторых, недогрев даже в 10К для воды, увеличивает интенсивность теплоотдачи, поэтому 30мм шар в воде 90°C охлаждается быстрее.

При проведении экспериментов на воде была выявлена сильная чувствительность темпа охлаждения к величине недогрева. В интервале температур от 100 до 75°C охлаждение все ещё проходит в режиме устойчивого пленочного кипения. Рисунок 3.3 дает наглядное представление об увеличении интенсивности теплоотдачи, даже при незначительном изменении недогрева.

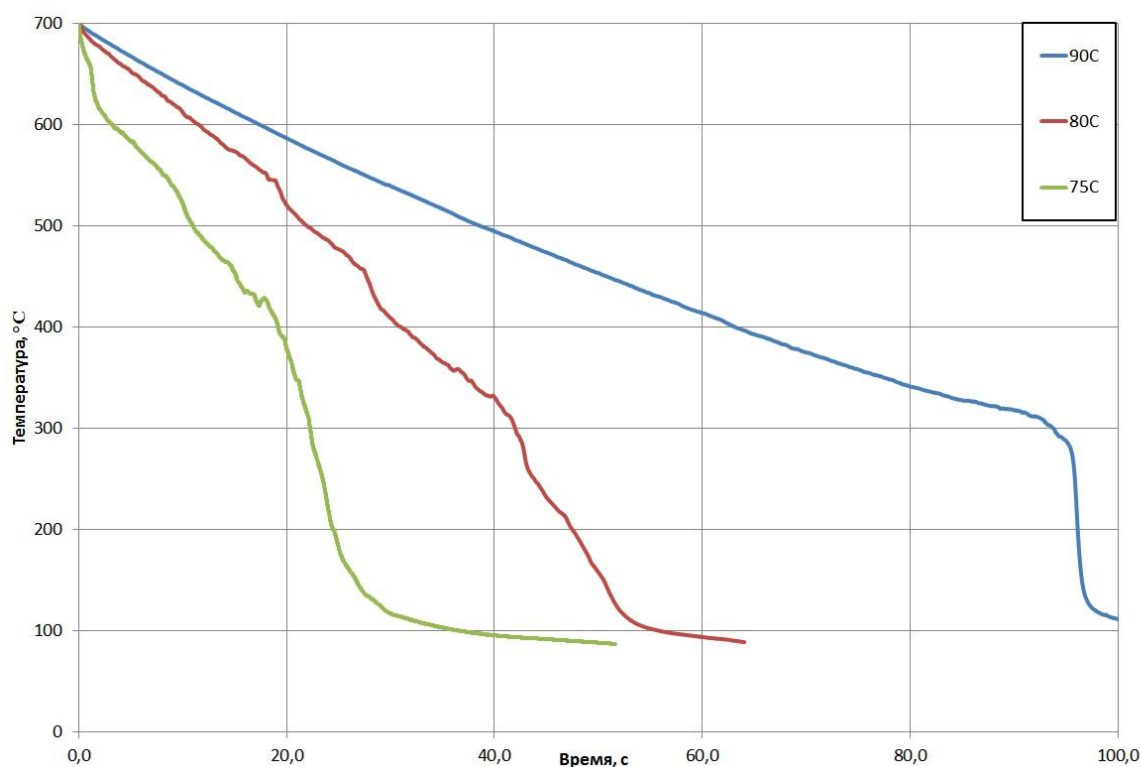


Рис.3.3. Охлаждения шара из никеля диаметром 45мм в воде с разными температурами.

На рисунке приведены кривые охлаждения для центральной термопары 45 мм никелевого шара при трех различных температурах воды – 75, 80 и

90°C. Увеличение недогрева на 10К приводит к почти двукратному уменьшению времени охлаждения шара от начальной температуры 700°C до температуры насыщения. Недогрев в 25К, судя по всему, является переходным значением между устойчивым и неустойчивым (микропузырьковым) режимом кипения. С помощью решения одномерной ОЗТ были получены значения КТО и плотности теплового потока для участка пленочного кипения.

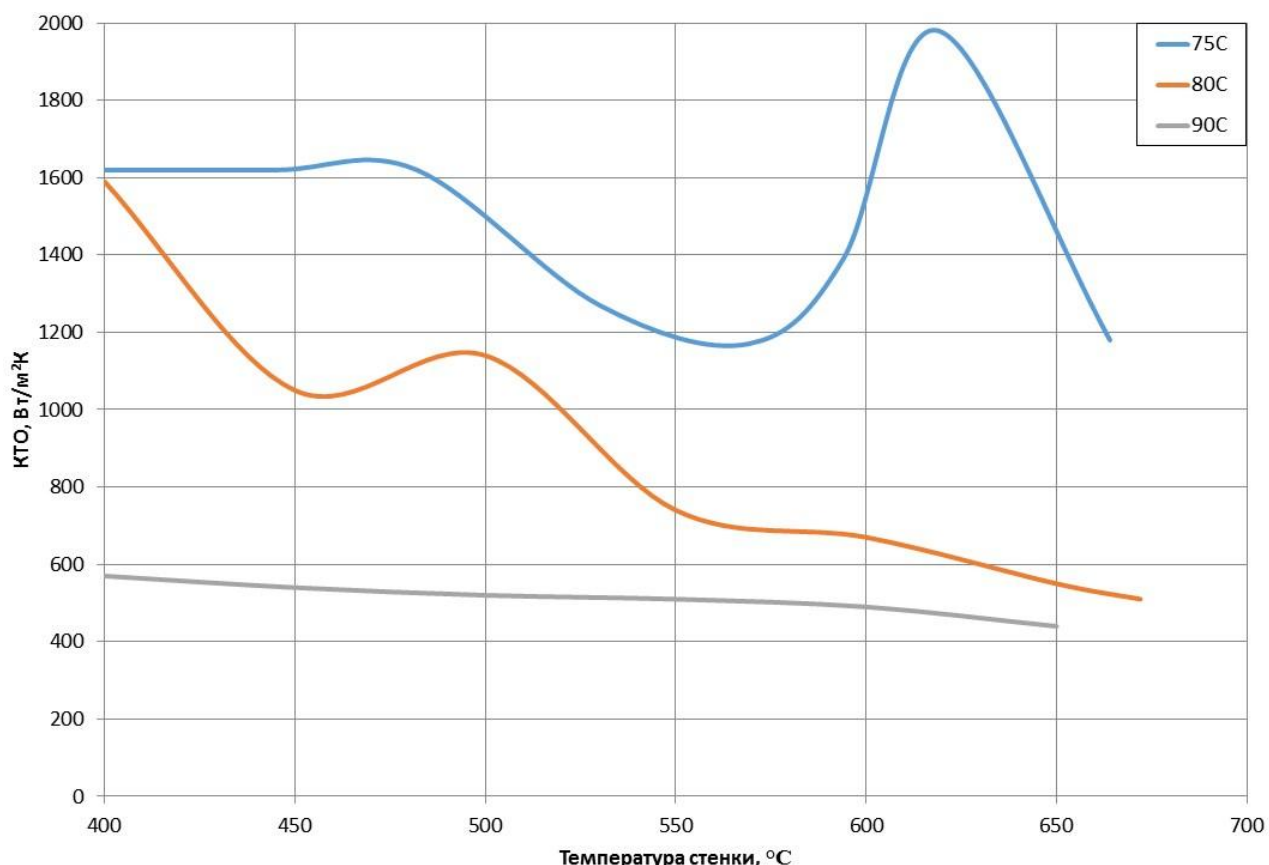


Рис.3.4. Изменение коэффициента теплоотдачи с температурой стенки для разных температур воды (75,80 и 90°C).

Из рис. 3.4 видно, что КТО растет с ростом недогрева жидкости. При увеличении недогрева на 15К (от 90 до 75°C) средний КТО увеличивается втрое. Скорее всего, это вызвано увеличением скорости жидкости на межфазной границе из-за развития свободно-конвективных течений в жидкости при наличии градиента температур, а также кратковременными потерями устойчивости паровой пленки, что вызывает пики на кривых КТО и q . Дальнейший недогрев приводит к коренным изменениям режима кипения.

Новый режим уже не может характеризоваться устойчивой паровой пленкой и подробно описывается в следующей главе.

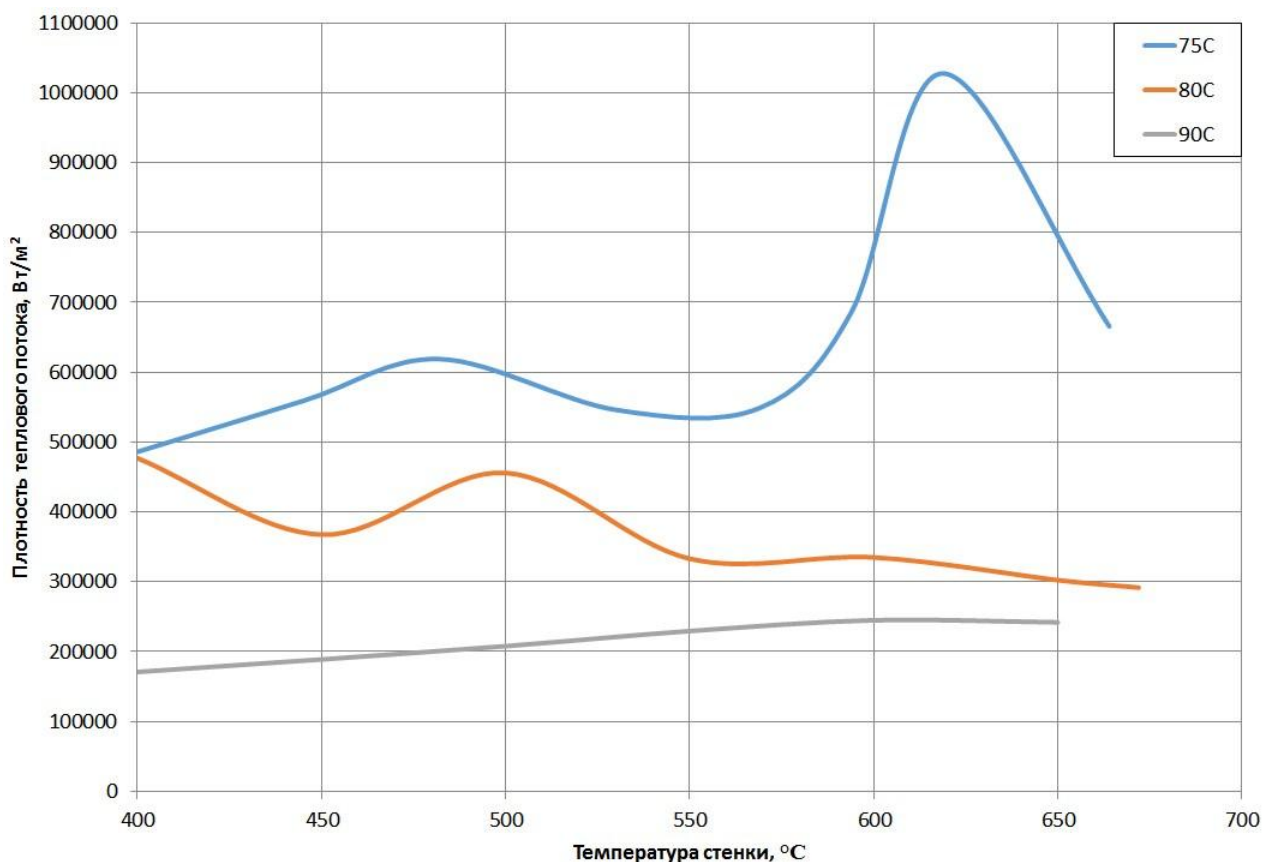


Рис.3.5. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных температур воды.

На рис.3.5 построена зависимость плотности теплового потока как функция температуры стенки. Видно, что при приближении к недогреву $\Delta T > 25\text{K}$, тепловой поток локально достигает мегаваттных значений.

Как видно из приведенных выше рассуждений, для воды, недогрев имеет ключевое значение. Было интересно проанализировать влияние недогрева на другие жидкости. Для этого была проведена масштабная экспериментальная работа по изучению пленочного кипения высокотемпературных сфер в сильно недогретых жидкостях. В качестве исследуемых жидкостей были использованы этиловый и изопропиловый спирты и перфторгексан. Свойства этих жидкостей подробно обсуждаются во второй главе данной работы.

Приведем результаты экспериментов в хронологическом порядке. Почти семь лет назад, нашим научным коллективом были поставлены эксперименты по охлаждению никелевого образца в изопропиловом спирте [59]. Максимальные недогревы, которые мы технически могли достичь в то время, составили 96К, что соответствует температуре изопропилового спирта -14°C . Было обнаружено, что в режиме устойчивого плёночного кипения плотность теплового потока не зависит от недогрева. Кроме того, весь процесс идёт аналогично кипению в насыщенной жидкости и не обнаруживает режимов интенсивного охлаждения, которые наблюдаются при кипении недогретой воды.

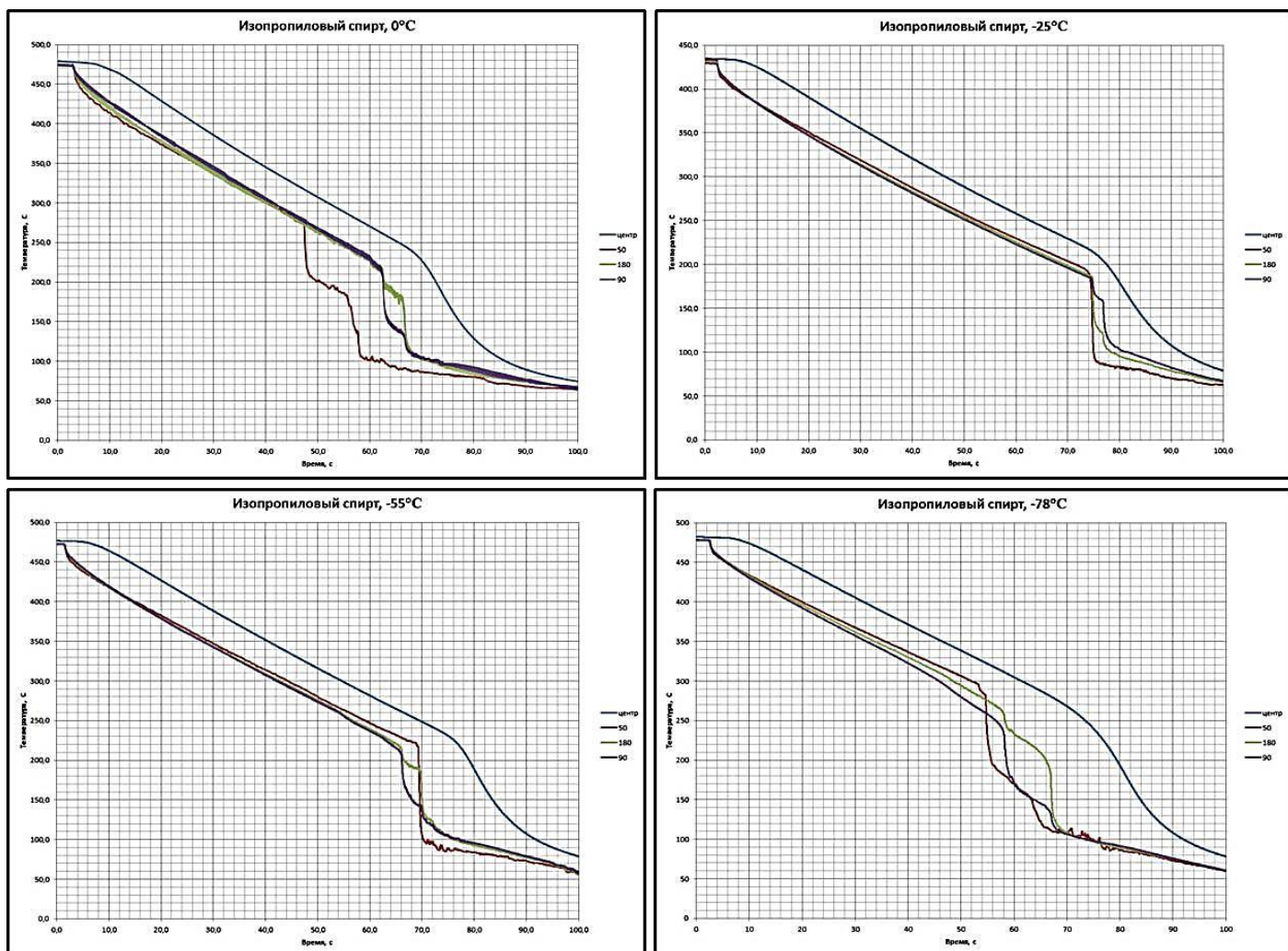


Рис.3.6. Термограммы охлаждения 38 мм шара из нержавеющей стали в изопропиловом спирте разной температуры ($0, -25, -55$ и -78°C).

В новом цикле экспериментальных работ [60-62], проведенных в 2015г., мы смогли достичь недогревов до 160К, понизив температуру изопропанола до рекордных -78°C . Результаты, полученные при использовании 38мм шара из нержавеющей стали Aisi316, представлены на рис.3.6. Температуры составляли 0, -25 , -55 , -78°C , что соответствовало недогревам $\Delta T = 82, 107, 137$ и 160 К соответственно. Как показали предыдущие эксперименты, проведенные на воде, с ростом недогрева интенсивность охлаждения сильно возрастала. Однако, что справедливо для воды, становится не так очевидно на спирте. Дело конечно не в том, что свободная конвекция возникает только на воде (естественно, законы природы справедливы для любых жидкостей). Ответ кроется в том, что при таких низких температурах, вязкость спирта достигает огромных значений, что мешает возникнуть свободно-конвективному движению жидкости. Как видно из графиков, температура центра падает от 470°C до 200°C за 70 с при температуре спирта 0°C , за 77с при температуре спирта -25°C , за 78 с при температуре спирта -55°C и, наконец, за 79 с при температуре спирта -78°C . То есть, с увеличением недогрева темп охлаждения не только не возрастает, а наоборот, наблюдается слабая тенденция к падению.

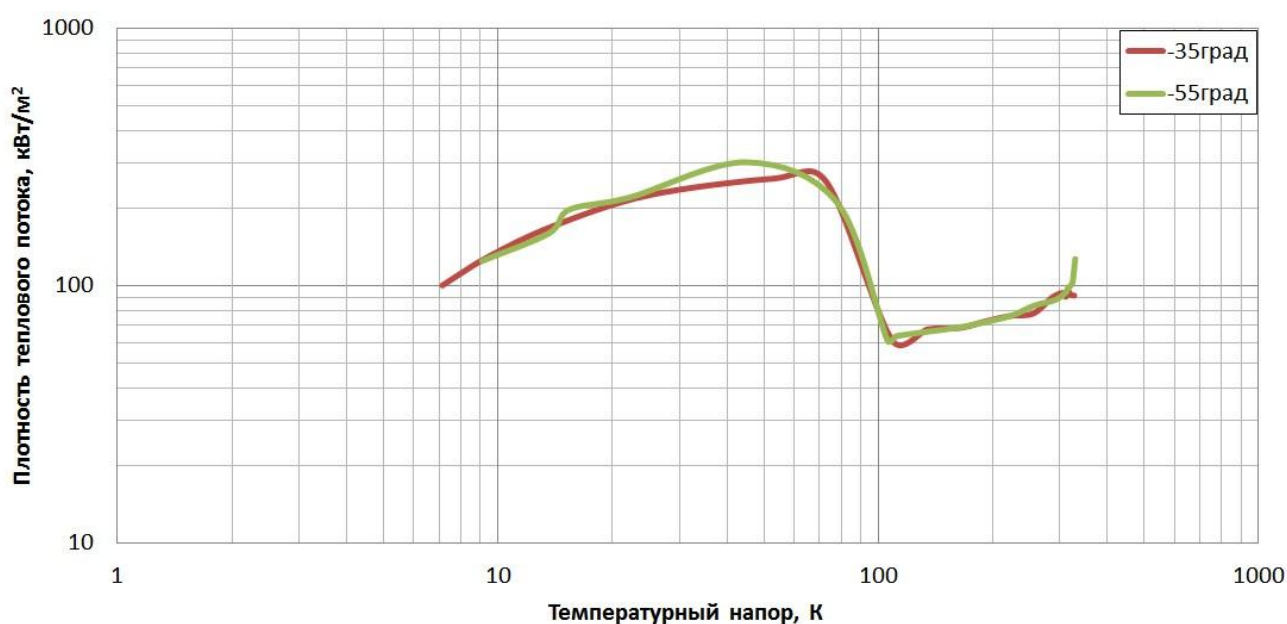


Рис.3.7. Термограммы охлаждения центра 38 мм шара из нержавеющей стали в изопропиловом спирте с температурой -35 и -55°C .

При этом паровая пленка сохраняла свою стабильность на всем протяжении пленочного режима кипения. В противоположность этому, на воде, как отмечалось ранее, уже при недогревах в 25°C паровая пленка теряла свою стабильность, предвзяя начало интенсивного «микро-пузырькового» кипения.

Для расчета плотности теплового потока по одномерной программе «Rteta» мы выбрали два температурных режима, соответствующих -35 и -55°C . Термограммы для центра 38мм нержавеющей шара представлены на рис. 3.7. Из рисунка видно насколько близко, практически сливаясь, располагаются температурные кривые для двух различных недогревов. В то время как увеличение недогрева на 15K для воды приводит к трехкратному увеличению плотности теплового потока, увеличение недогрева в 20K в области низких температур, практически никак не сказывается на теплообмене в режиме устойчивого пленочного кипения. Справедливость этого заключения демонстрирует график зависимости плотности теплового потока от температурного напора, приведенный на рис.3.8.

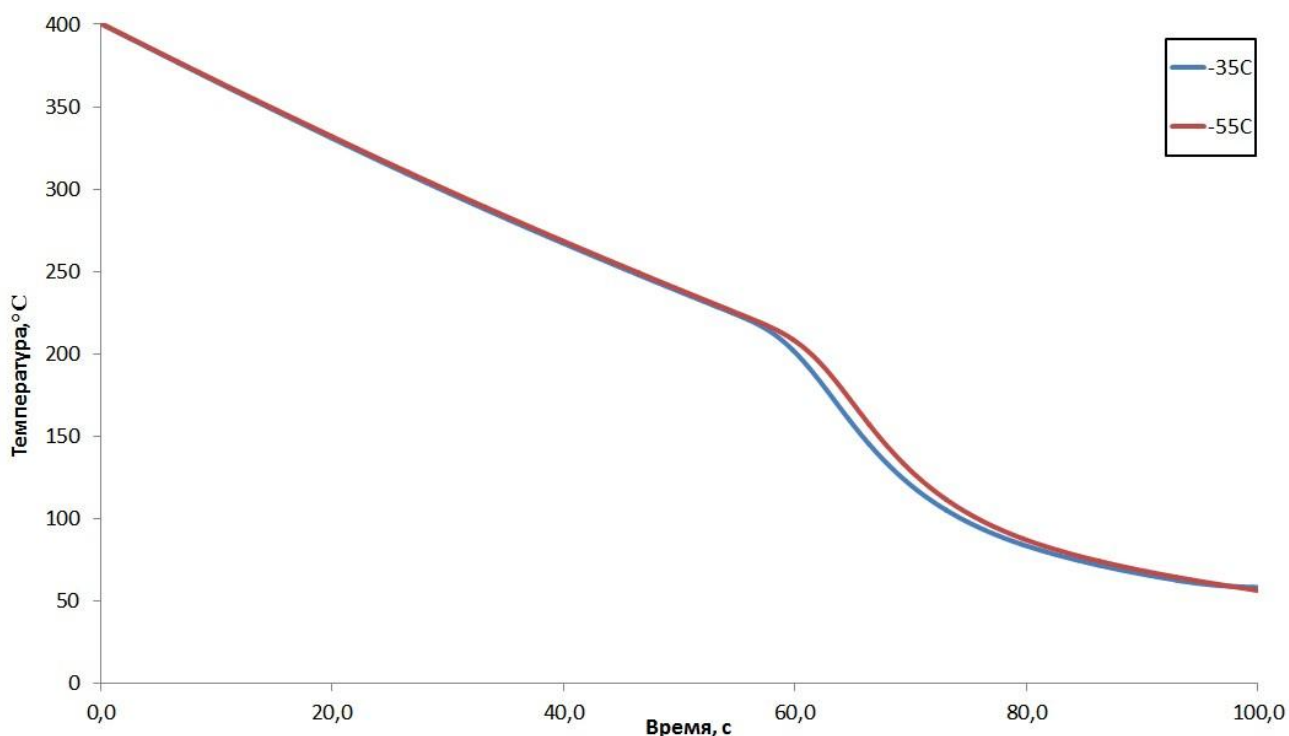


Рис.3.8. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора для разных температур спирта.

В режиме устойчивого пленочного кипения, значения теплового потока не превышают 100КВт и практически совпадают для двух разных температур спирта (-35 и -55°C). Разница в недогреве составила 20К. Сравнение значений плотности тепловых потоков для двух температур изопропилового спирта проиллюстрировано на рис.3.9.

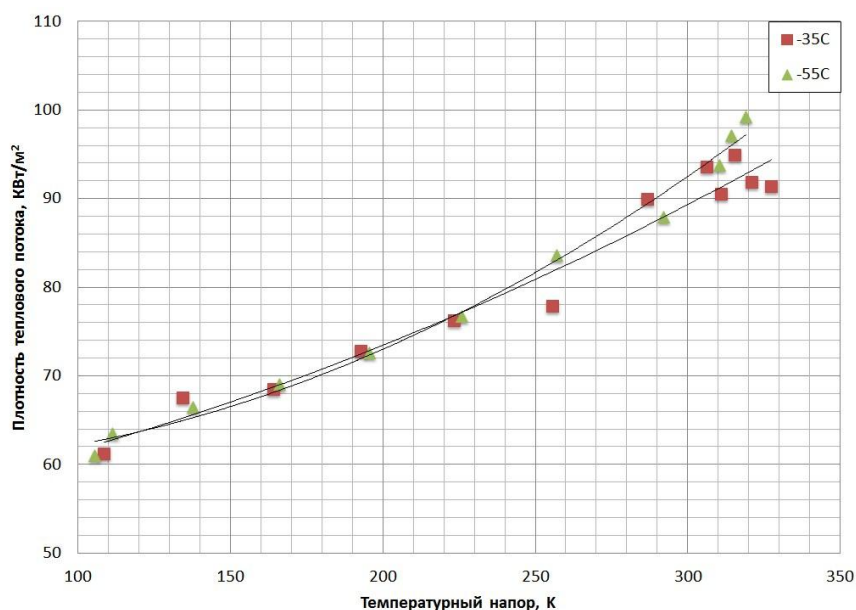


Рис.3.9. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора для разных температур спирта в режиме устойчивого пленочного кипения.

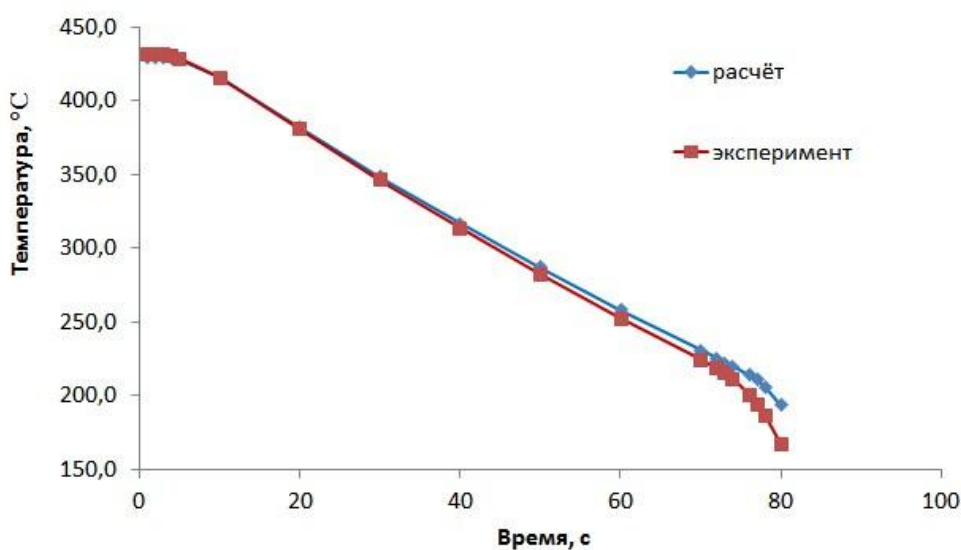


Рис.3.10. Сравнение экспериментальной и расчетной температур центра шара.

Правомерность выполненного расчета подтверждалась сравнением расчетной и измеренной в процессе эксперимента температурой центра шара. Как видно из рис.3.10, согласие измеренной и расчетной температур очень хорошее, особенно в режиме пленочного кипения.

На рис.3.11 изображены характерные осредненные по поверхности термограммы охлаждения 45 мм никелевого шара в изопропиловом спирте при разных температурах. Давление во время экспериментов поддерживалось постоянным и равным атмосферному. Инертной средой служил газ аргон. Начальная температура шара составляла 440°C , что более чем на 200K выше критической. Температура изопропилового спирта изменялась от -15°C до $+70^{\circ}\text{C}$, что соответствовало недогревам до температуры насыщения в 97 и 12К.

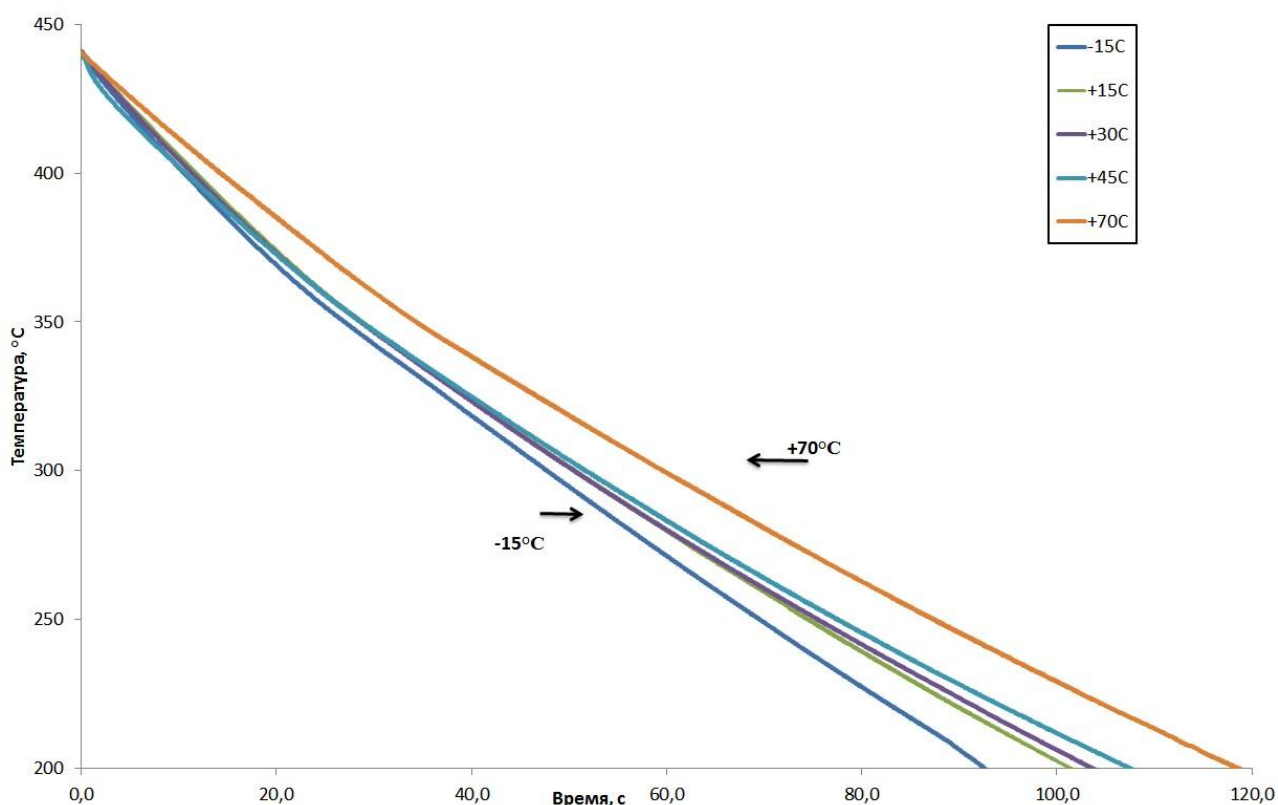


Рис.3.11. Термограммы охлаждения 45мм шара из никеля в изопропанолe различной температуры при атмосферном давлении.

Как видно из приведённых термограмм, недогрев не сильно влияет на темп охлаждения. Видно незначительное увеличение темпа охлаждения с

ростом недогрева. Так, шар охлаждается от 440°C до 200°C за 90с при температуре изопропанола -15°C, и за 118с при температуре +70°C. Однако, даже при столь высоких недогревах не наблюдается переход к интенсивному «микропузырьковому» режиму кипения. Из визуальных наблюдений следует, что пленочное кипение во всех случаях характеризуется стабильной и гладкой паровой пленкой с периодическими волновыми возмущениями, поднимающимися снизу вверх. По достижении поверхностью сферы температуры примерно 200°C пленочный режим сменяется переходным, а затем пузырьковым кипением. Значения плотности теплового потока, полученные при решении одномерной ОЗТ (рис.3.12.) для охлаждения в изопропиловом спирте с температурой -15°C, не превышают 140кВт/м² и разумно согласуются со значениями тепловых потоков, полученных при пленочном кипении на нержавеющей 38мм шаре.

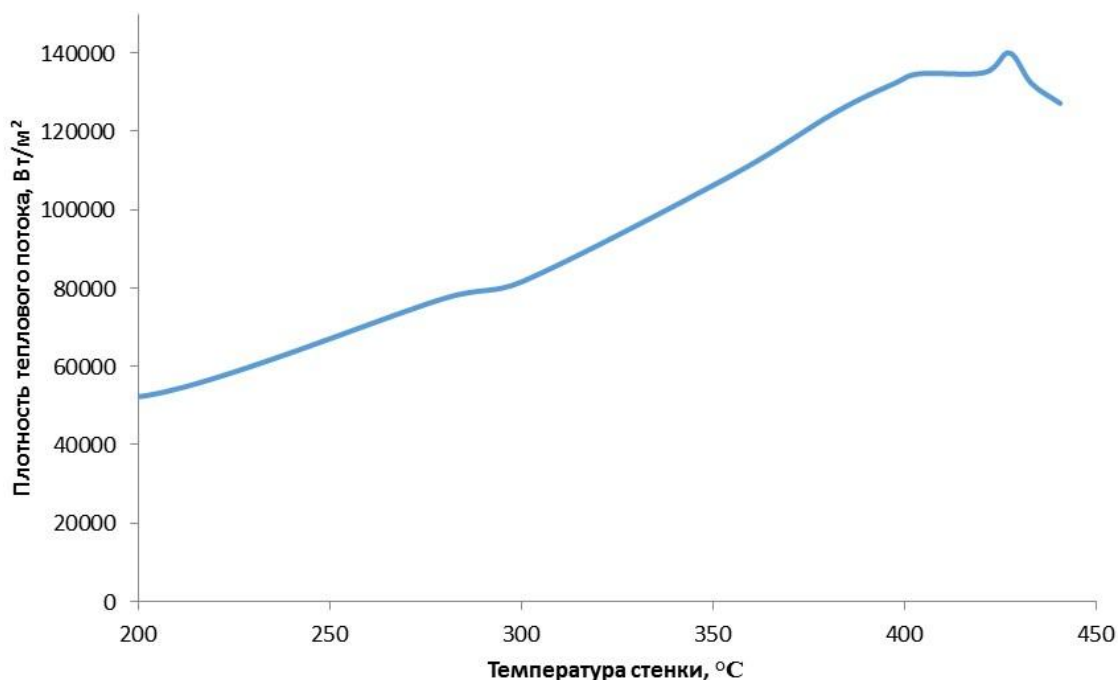


Рис.3.12. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для 45мм никелевого шара в изопропаноле с температурой -15°C.

Далее мы провели серию экспериментов на 95% этиловом спирте. В этом случае начальная температура того же рабочего участка составляла 400°C. Критическая температура для этилового спирта составляет 241°C, температура кипения 78°C. Эксперименты проводились в широком

температурном интервале охлаждающей жидкости от -75°C до $+45^{\circ}\text{C}$, что соответствовало недогревам до температуры насыщения в 153 и 33К. Как видно из термограмм, представленных на рис.3.13 недогрев, как и в случае с изопропиловым спиртом, несильно влияет на темп охлаждения. Заметно лишь небольшое увеличение темпа охлаждения с ростом недогрева. Так, шар охлаждается от 400°C до 220°C за 57с при температуре этанола -75°C , и за 87с при температуре $+45^{\circ}\text{C}$. Отметим, что и на этой жидкости не наблюдается переход к интенсивному «микропузырьковому» режиму кипения. Из рис.3.13 видно, что термограммы охлаждения раскрываются «веером», что говорит о преобладающей роли уровня недогрева спирта в интенсификации теплообмена. Для температур жидкости, ниже -45°C термограммы расположены кучнее и с меньшими различиями. Это вызвано, судя по всему, сильным увеличением вязкости при таких низких температурах, которая не позволяет развиваться свободной конвекции у межфазной границы жидкость-пар.

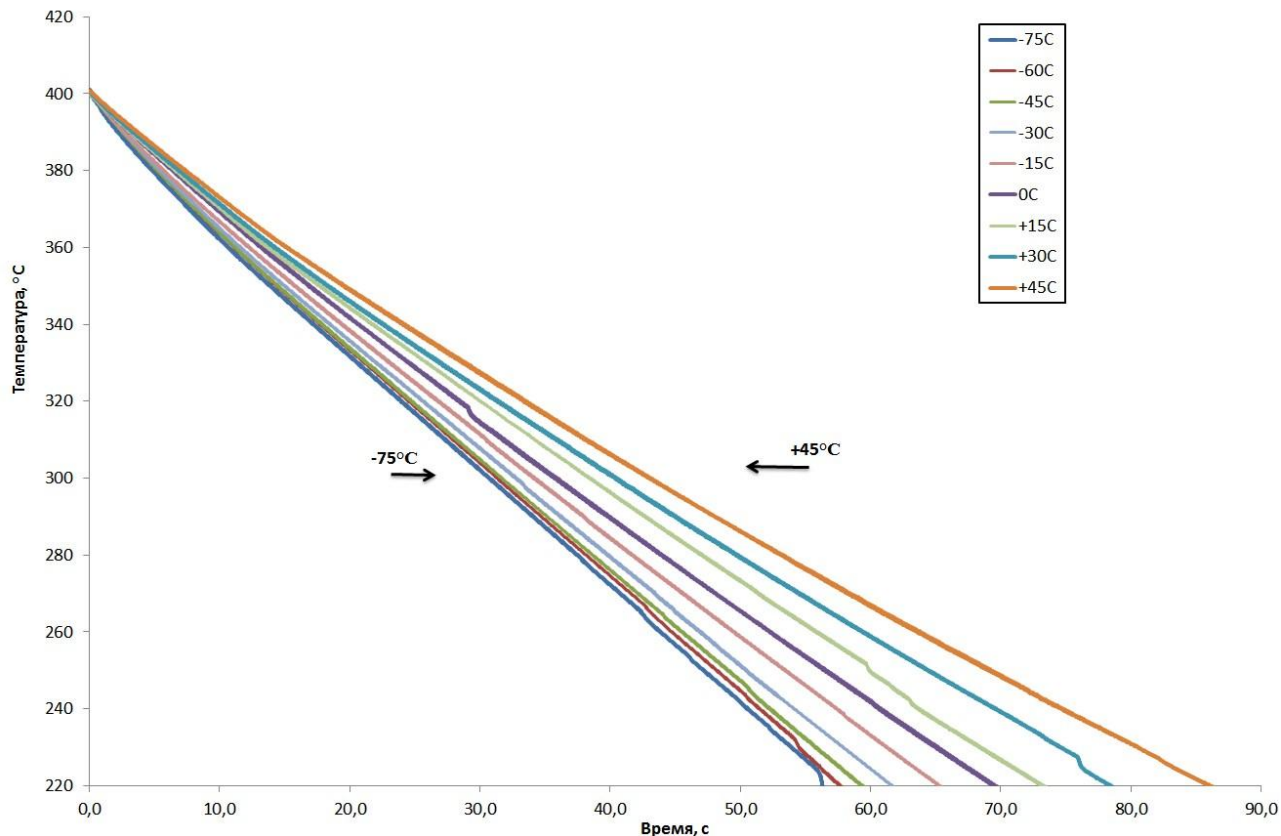


Рис.3.13. Термограммы охлаждения 45мм шара из никеля в этаноле различной температуры при атмосферном давлении.

Плотность теплового потока и КТО, вычисленные по одномерной ОЗТ, соответствует типичным значениям характерным для пленочного кипения, что видно из рис.3.14 и 3.15.

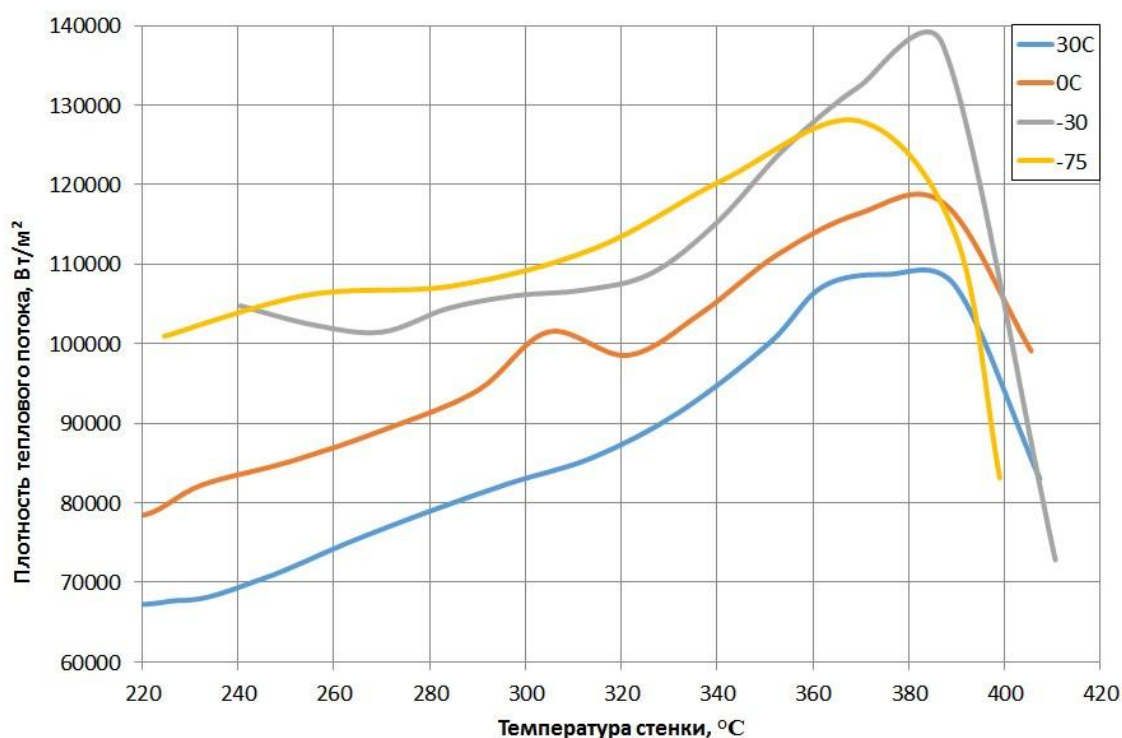


Рис.3.14. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных температур этилового спирта.

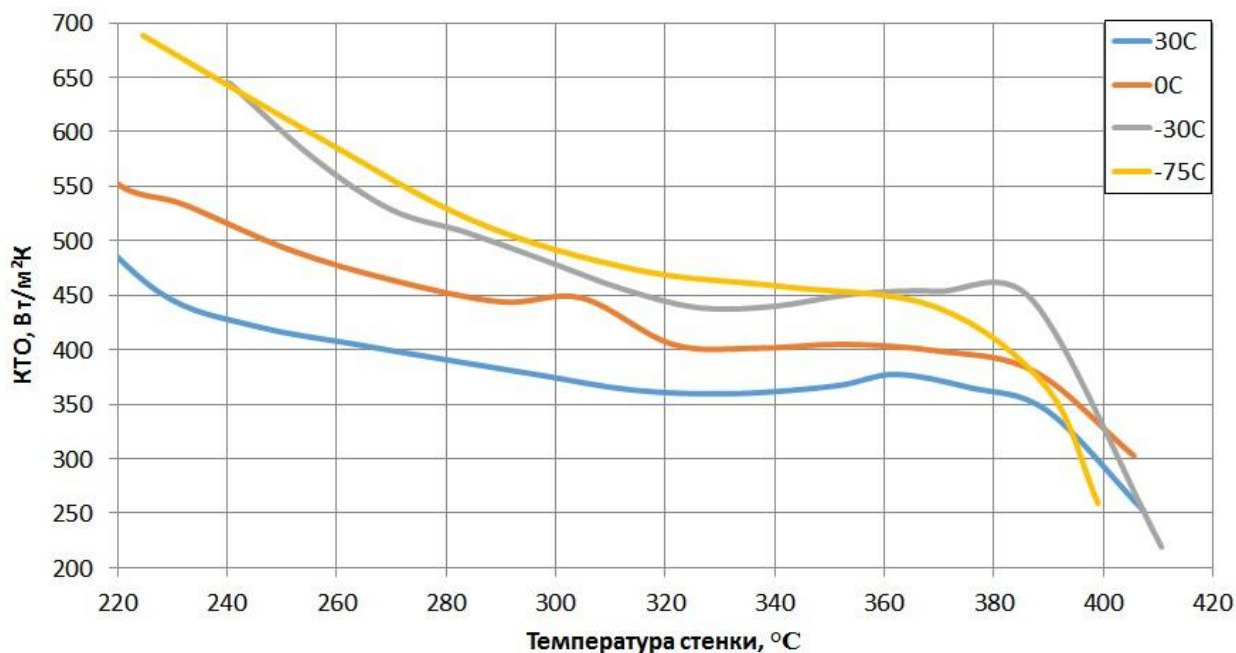


Рис.3.15. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры стенки для разных температур этилового спирта.

В сравнении с изопропиловым спиртом, хорошо заметно, что значения плотности теплового потока увеличиваются с ростом недогрева этилового спирта. Вязкость этилового спирта с падением температуры растет не так сильно, как у изопропилового спирта, поэтому влияние недогрева здесь более выражено.

Нами были проведены уникальные комплексные исследования на достаточно экзотической жидкости, относящейся к классу фторводородов, - перфторгексане. На рис.3.16 скомпонованы 4 термограммы охлаждения 38 мм нержавеющей шара в перфторгексане с температурами -10°C , -30°C , -50°C , -70°C . Недогревы при этом составляли 70, 90, 110 и 130 К соответственно. В отличие от охлаждения в изопропиловом спирте, здесь влияние недогрева более чувствительно. Температура центра шара опускается до 200°C за 110 с, когда $T_{\text{FC}} = -10^{\circ}\text{C}$, и за 90 с, при $T_{\text{FC}} = -70^{\circ}\text{C}$.

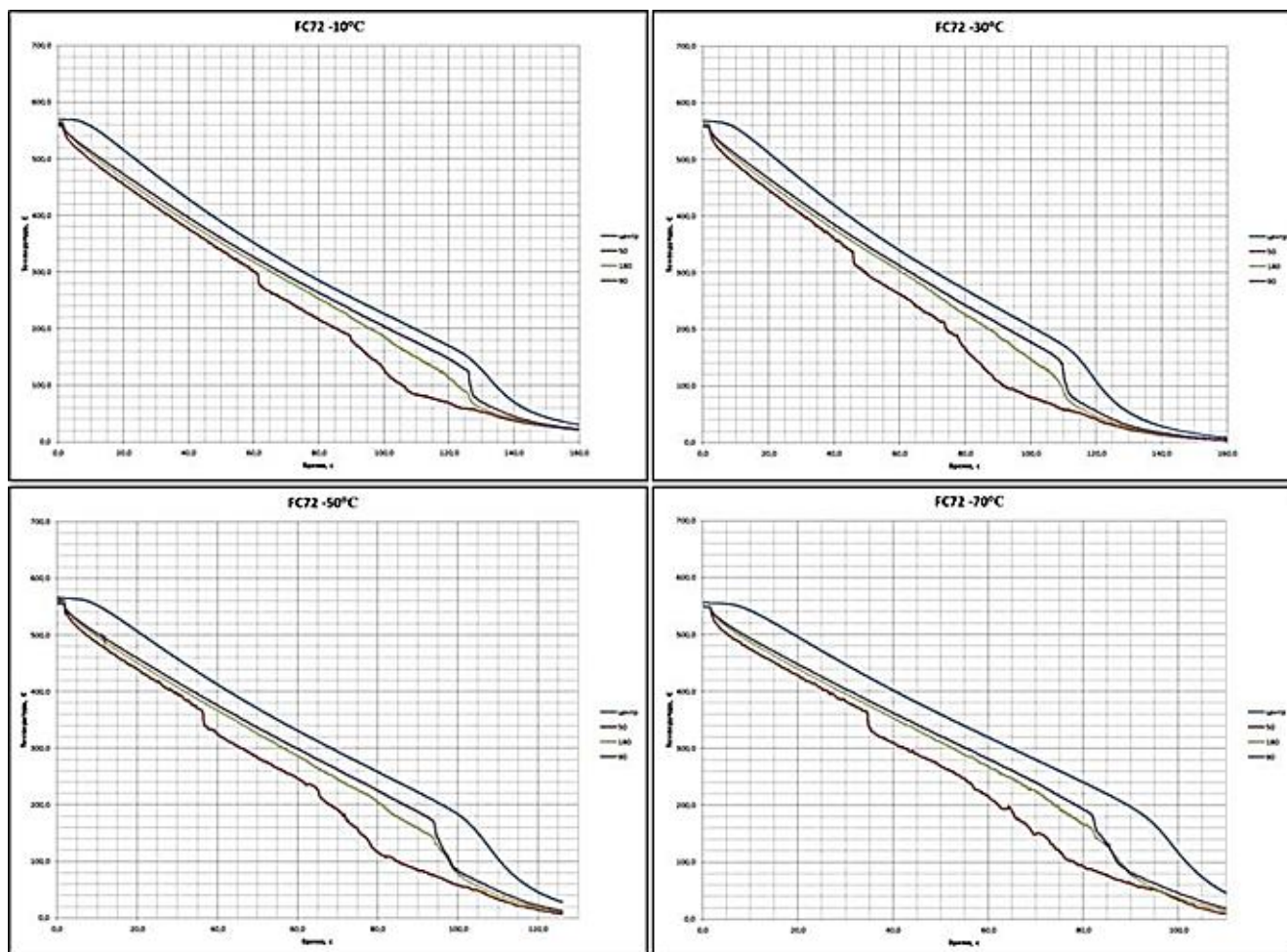


Рис.3.16. Термограммы охлаждения 38 мм шара из нержавеющей стали в перфторгексане разной температуры (-10°C , -30°C , -50°C и -70°C).

При решении одномерной ОЗТ были получены зависимости плотности теплового потока от температурного напора. Из рис. 3.17 видно, что с ростом недогрева жидкости, плотность теплового потока увеличивается. Максимальные значения соответствуют температуре перфторгексана в -70°C .

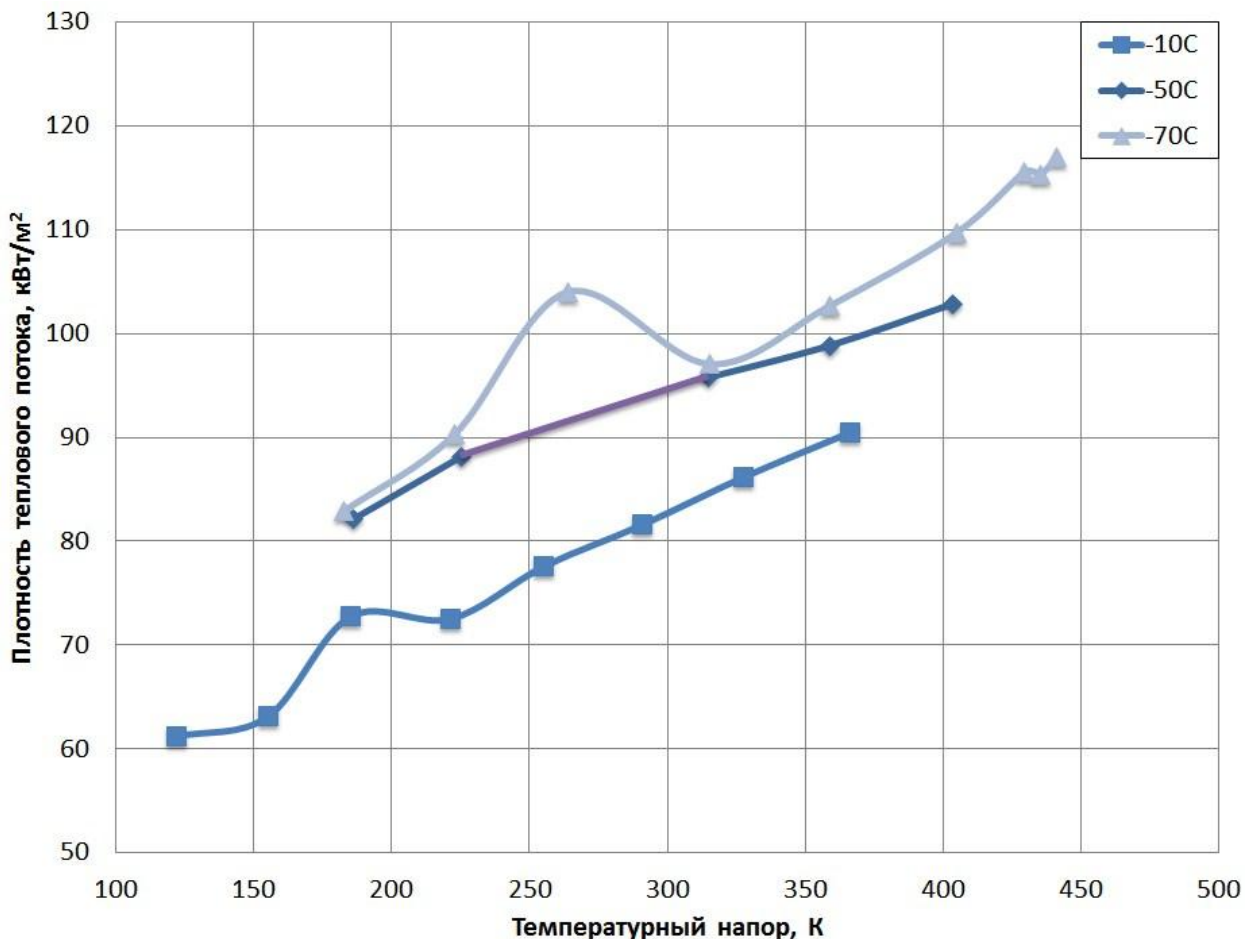


Рис.3.17. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных температур перфторгексана.

На рис.3.18 приведены характерные термограммы, полученные при охлаждении 45 мм никелевого шара в перфторгексане. Представленная температура, является осредненной по 4 поверхностным термопарам. Начальная температура шара - 450°C . Температура перфторгексана менялась от -15 до $+30^{\circ}\text{C}$. Недогревы составили от 71 до 26К соответственно. Температура кипения перфторгексана 56°C , критическая 176°C . При температуре перфторгексана -15°C шар охладился от начальной температуры

в 450°C до 150°C за 135с, а при $+30$ за 170с. С увеличением недогрева увеличивается темп охлаждения.

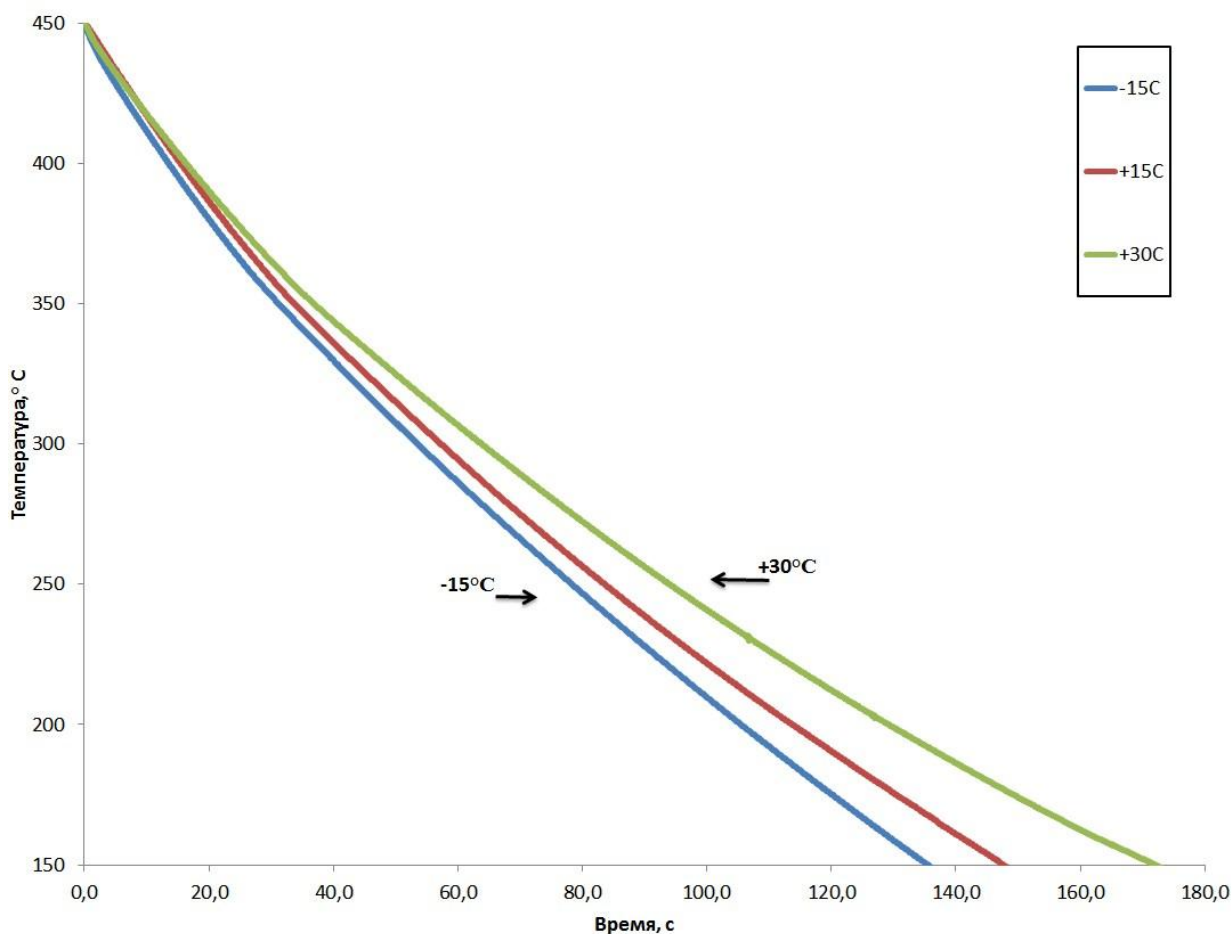


Рис.3.18. Термограммы охлаждения 45мм шара из никеля в перфторгексане различной температуры при атмосферном давлении.

Подсчитанные значения КТО и плотности теплового потока, изображенные на рис.3.19 и 3.20, показывают более сильную зависимость от величины недогрева стенки. Из графиков хорошо видно, что с ростом недогрева увеличивается интенсивность теплоотдачи. Но всё равно, КТО полученные даже при очень больших недогревах, намного ниже, чем при неустойчивом пленочном кипении воды. Таким образом, можно заключить, что влияние недогрева на характер пленочного кипения, таких жидкостей, как изопропиловый и этиловый спирт, а также перфторгексан, незначительно. Влияние недогрева на интенсивность теплоотдачи коррелирует с вязкостью жидкости. Однако для воды, роль недогрева очень

сильная, и в режиме устойчивого пленочного кипения приводит к кратному увеличению КТО. По достижению некоторого критического значения $\Delta T_{\text{sub}} \approx 25\text{K}$, пленочное кипение становится неустойчивым, что приводит к резкой интенсификации процесса.

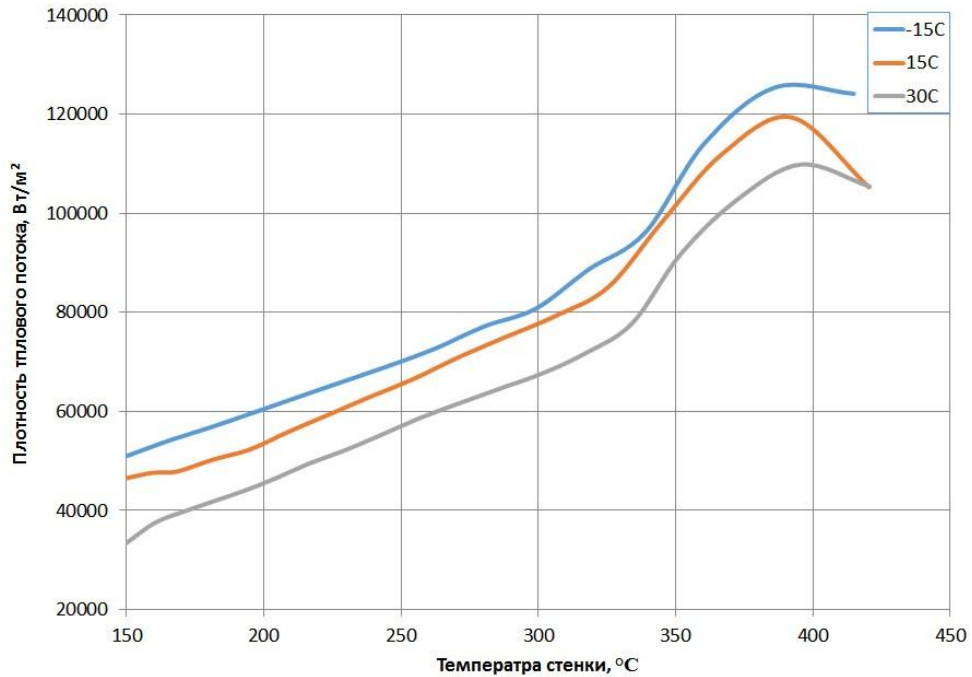


Рис.3.19. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных температур перфторгексана.

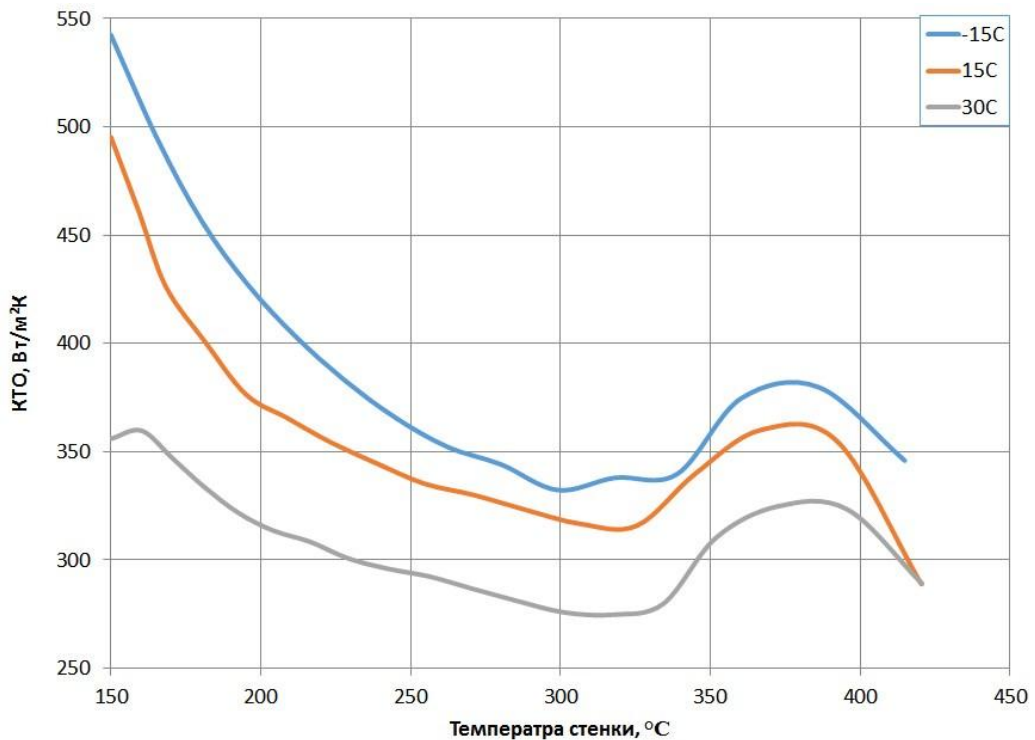


Рис.3.20. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры стенки для разных температур перфторгексана.

3.2. Влияние давления

Существуют два способа увеличения недогрева жидкости. Первый заключается в понижении температуры жидкости при постоянном давлении. При этом с изменением недогрева неизбежно меняются свойства жидкости. Например, как было показано выше, в случае с изопропиловым спиртом, увеличивая недогрев, мы сильно увеличиваем вязкость жидкости. Второй способ заключается в создании избыточного давления при фиксированной температуре. При этом в недогрев будут вносить вклад как, собственно, недогрев жидкости при атмосферном давлении, так и увеличение недогрева, за счет увеличения температуры насыщения, которая является функцией давления. Интересно, что таким способом можно проанализировать влияние на механизм теплообмена именно недогрева жидкости ΔT_{sub} , сохраняя основные свойства жидкости практически постоянными. Таким образом, увеличение избыточного давления открывает широкий простор для изучения влияния недогрева на теплообмен при пленочном кипении.

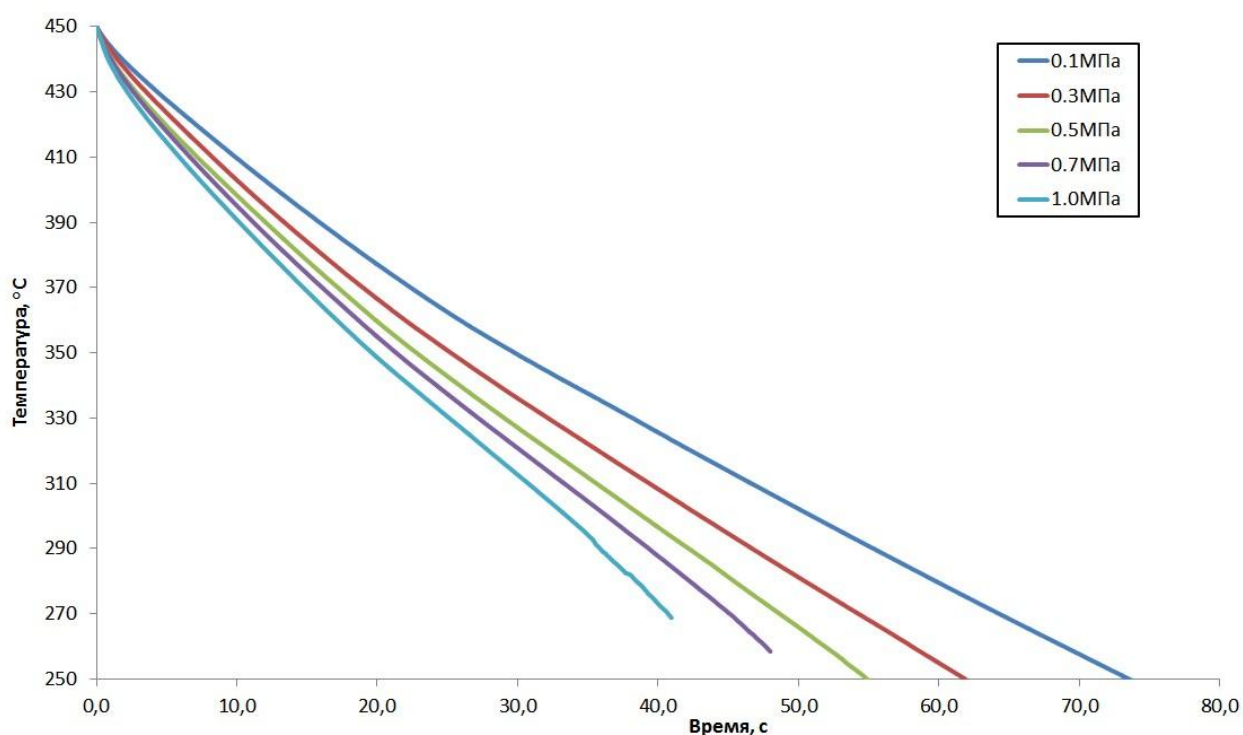


Рис.3.21. Термограммы охлаждения 45мм шара из никеля в изопропиловом спирте с температурой -15°C при различных давлениях.

Эксперименты на изопропанолe были проведены при фиксированной температуре жидкости $T_{liq} = -15^{\circ}\text{C}$ и пяти значениях избыточного давления: 0.1, 0.3, 0.5, 0.7 и 1.0 МПа. Эти давления соответствуют диапазону температур насыщения от 82 до 155 $^{\circ}\text{C}$. Недогревы составили от 97 до 170К. В экспериментах использовался 45мм никелевый шар. Процесс охлаждения проходил в основном в режиме стабильного пленочного кипения, при этом термограммы разных точек на поверхности шара располагались очень близко друг к другу. Это позволило осреднить значения поверхностных термопар. На рис.3.21 представлены осредненные по поверхности термограммы, полученные при охлаждении 45мм никелевого шара в изопропанолe при температуре -15°C и разных давлениях. Из рисунка видно, что с увеличением давления растет темп охлаждения. При увеличении давления от 0.1 до 1.0МПа шар охлаждается до температуры 250 $^{\circ}\text{C}$ на 30с быстрее, что практически вдвое быстрее от общего времени охлаждения шара. Из термограмм видно, что пленочное кипение протекает в устойчивом режиме, без резких изменений температур.

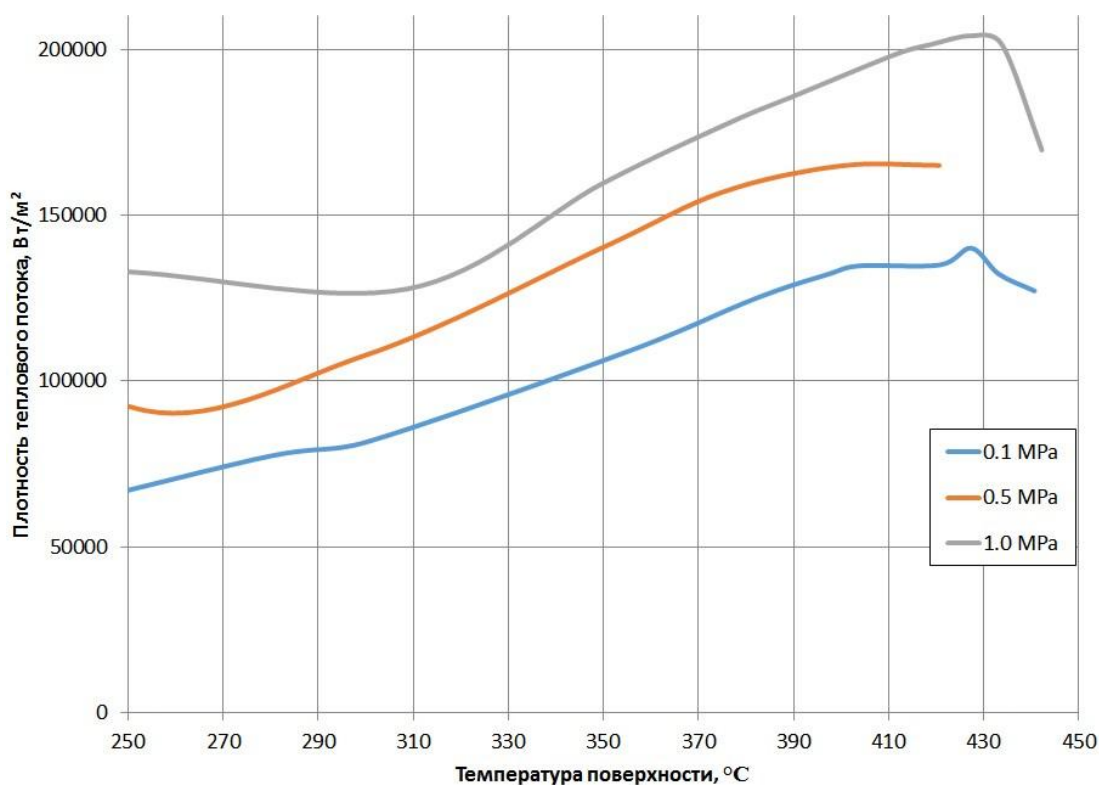


Рис.3.22. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных давлений изопропилового спирта.

Для расчета КТО и плотности теплового потока, как и ранее, мы воспользовались решением одномерной ОЗТ. Результаты приведены на рис.3.22 и 3.23. Из рисунков становится понятным, что плотность теплового потока увеличивается примерно в 1,5 раза при увеличении давления в 10 раз.

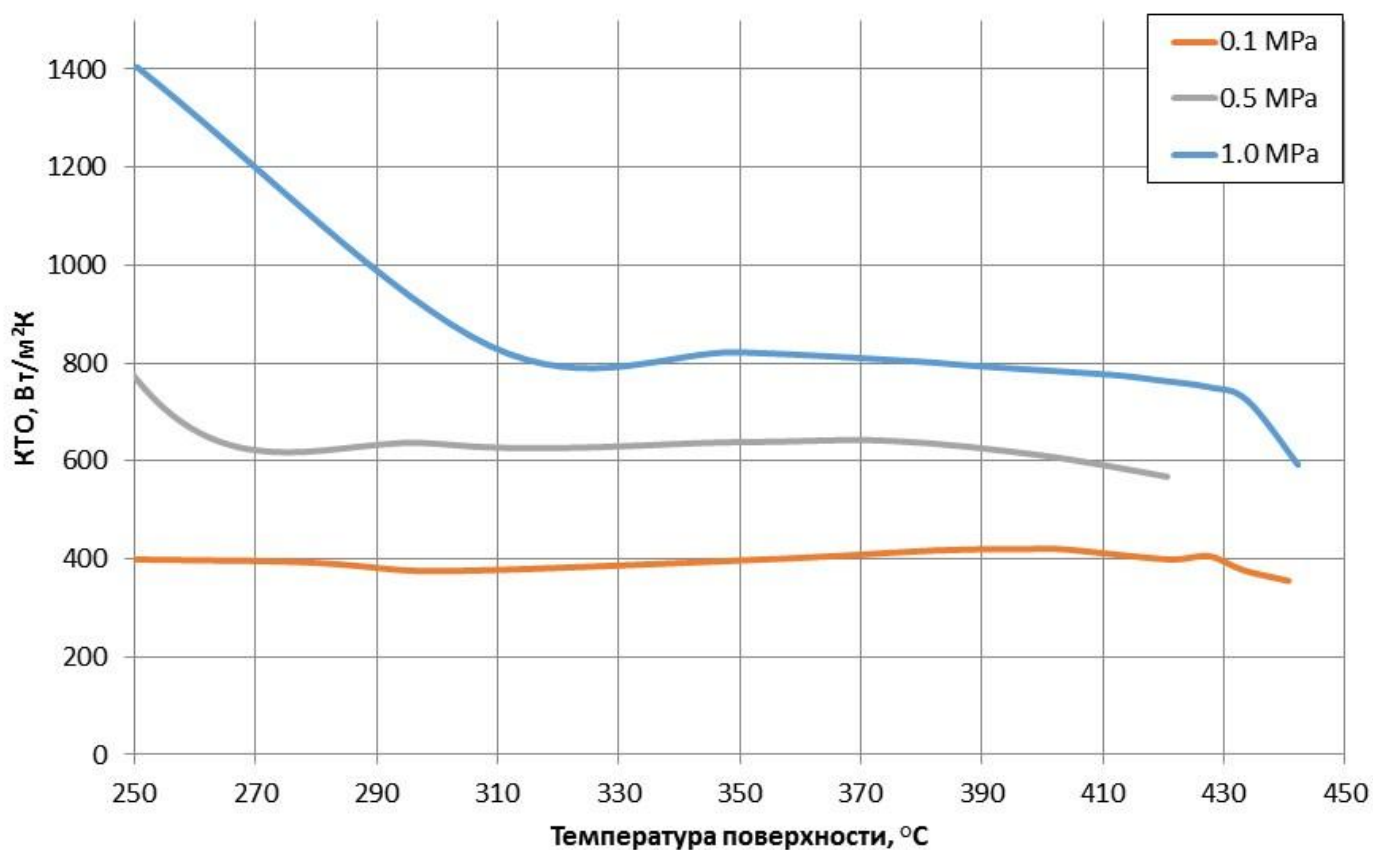


Рис.3.23. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры стенки для разных давлений изопропилового спирта.

КТО меняется от 400 Вт/м²К при атмосферном давлении, до 800 Вт/м²К при давлении 1МПа. Налицо значительный, двукратный рост КТО, однако он все еще намного ниже, чем при неустойчивом пленочном кипении воды.

Эксперименты, проведенные на перфторгексан, показали аналогичные результаты, что и на изопропиловом спирте. При этом свойства этих жидкостей сильно отличаются (смотри главу 2). Температура жидкости поддерживалась постоянной и равной -15°C. Давление задавалось следующим: 0.1, 0.5 и 1.0МПа, что соответствовало температурам

насыщения 56, 114 и 145°C соответственно. Недогревы при этом составили 71, 129 и 160К. Осредненные по поверхности термограммы охлаждения, ограниченные областью устойчивого пленочного кипения, приведены на рис.3.24. Шар охлаждается от 450 до 200°C за 105с при атмосферном давлении, и за 50с при давлении 1МПа. То есть мы получили двукратное увеличение скорости охлаждения.

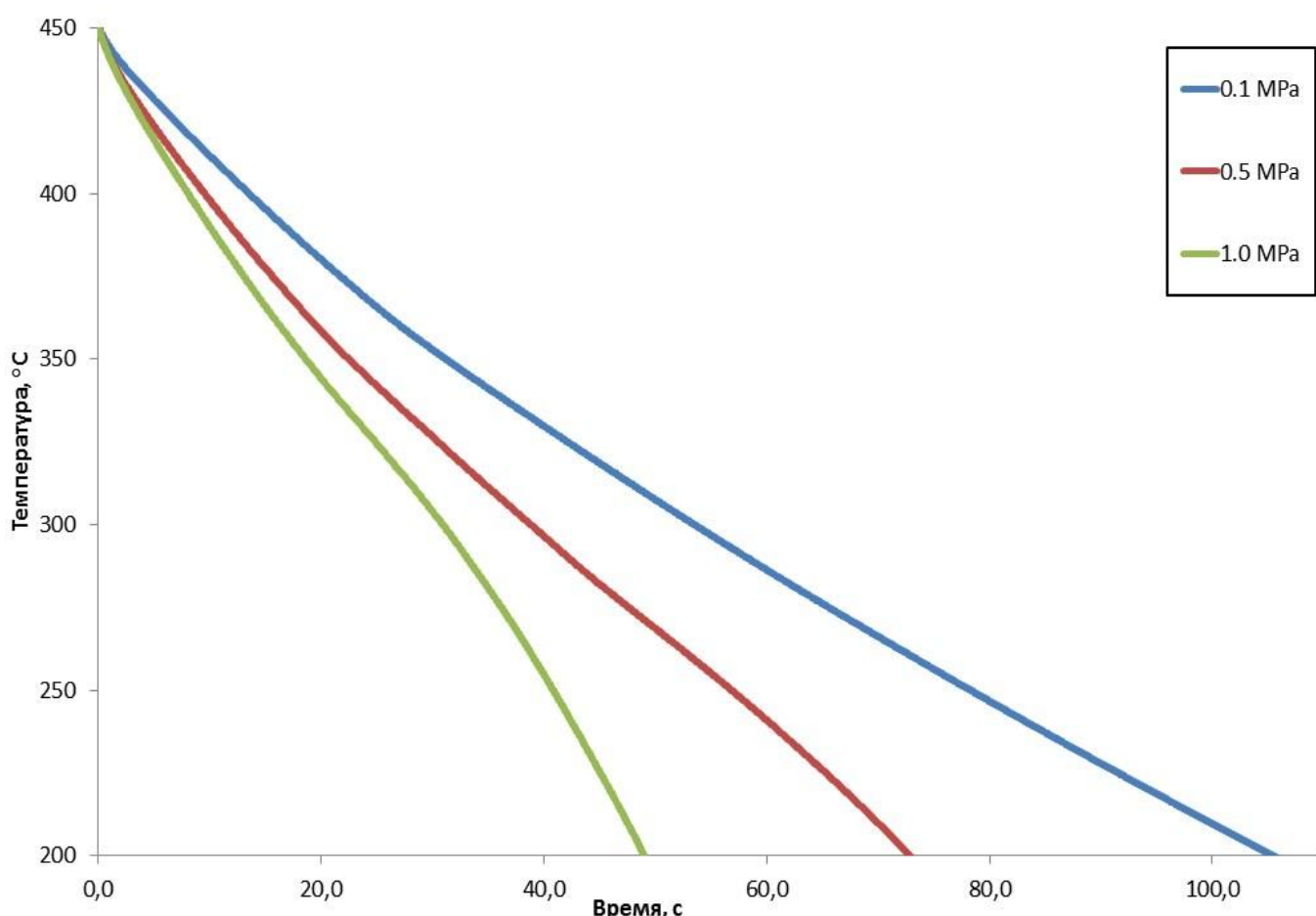


Рис.3.24. Термограммы охлаждения 45мм шара из никеля в перфторгексане с температурой -15°C при разных давлениях.

На рис.3.25 и 3.26 показаны рассчитанные значения КТО и плотности теплового потока, для охлаждения 45мм никелевого шара в перфторгексане, при условиях, описанных выше. Мы опять видим, что КТО и плотность теплового потока растут с увеличением приведенного давления. Но рост на перфторгексане более ощутим, чем на изопропанолем, что связано, скорее всего, с меньшей кинематической вязкостью перфторгексана при этой

температуре. При давлении в 10атм плотность теплового потока достигает значений $200\text{кВт}/\text{м}^2$, а КТО $800\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}$.

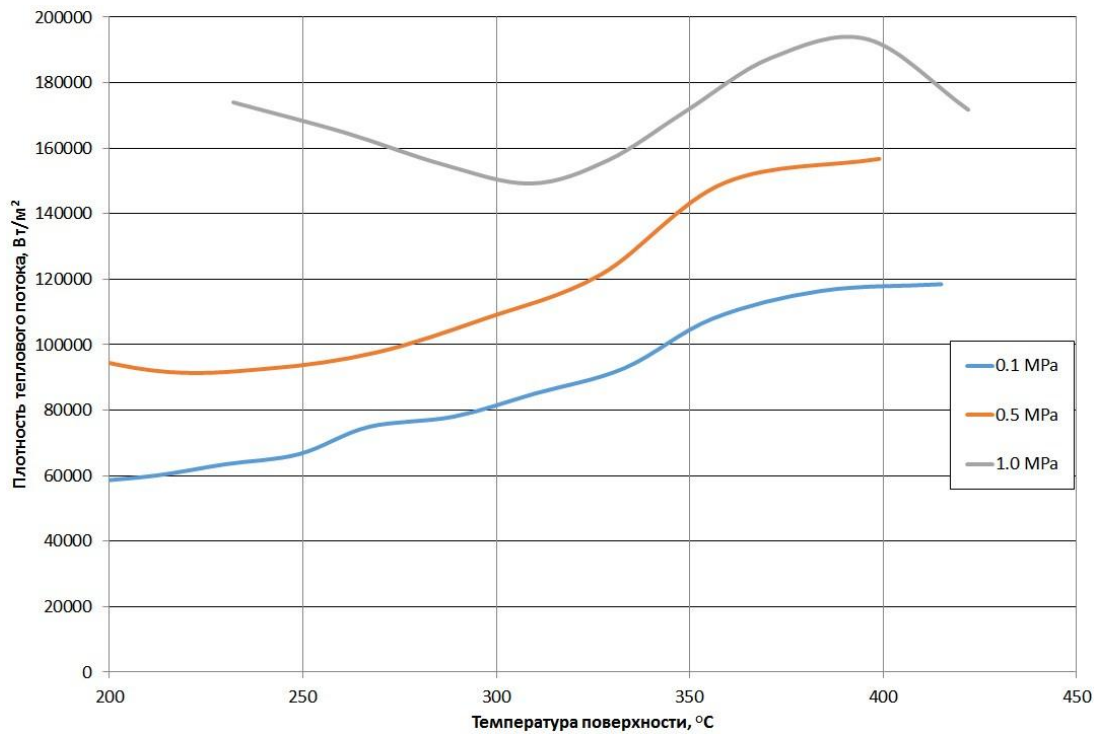


Рис.3.25. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для разных давлений перфторгексана.

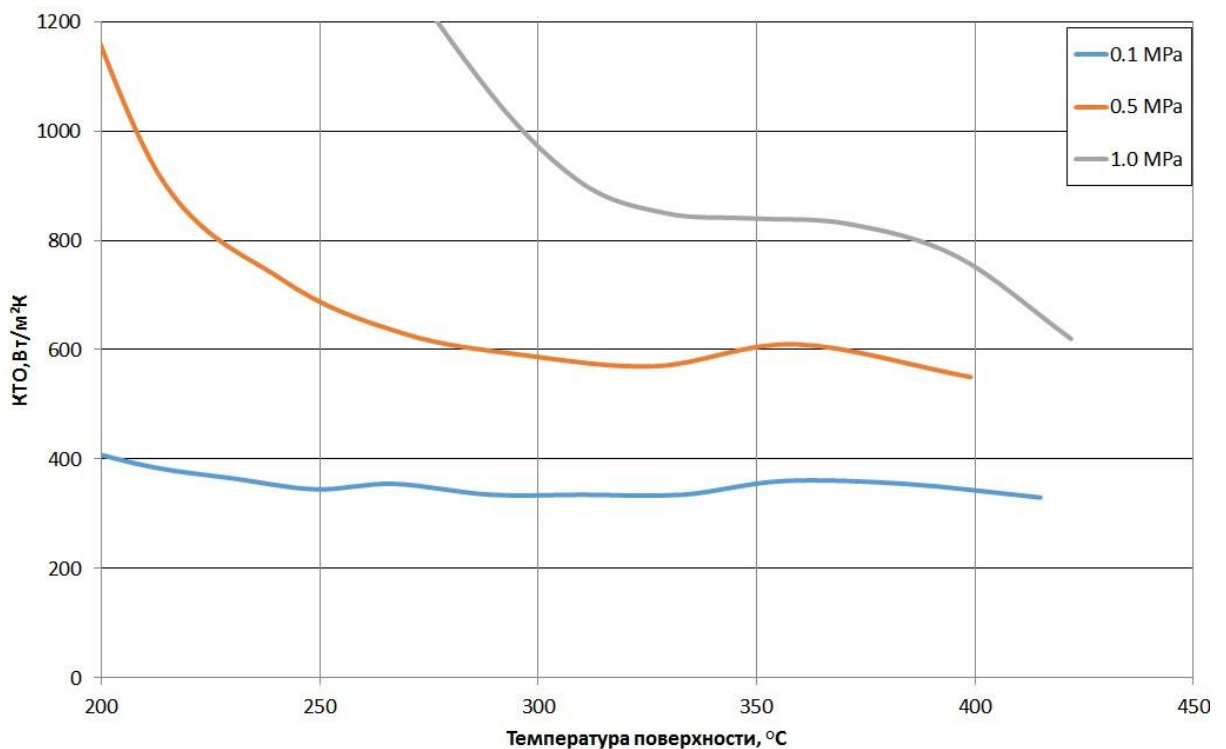


Рис.3.26. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры стенки для разных давлений изопропилового спирта.

Таким образом, были впервые проведены опытные исследования по охлаждению высокотемпературных сфер при пленочном кипении в сильно недогретых жидкостях под избыточным давлением. Показано увеличение темпа охлаждения с ростом давления из-за роста КТО. Рассчитанные значения КТО и тепловых потоков соответствуют значениям, характерным для устойчивого пленочного кипения.

3.3. Модель устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости.

Приведенные выше эксперименты показали, что пленочное кипение недогретой жидкости отличается от пленочного кипения насыщенной. С ростом недогрева, значения КТО могут увеличиваться в разы. Понятно, что кипение недогретых жидкостей нельзя описывать расчетными зависимостями, предназначенными для пленочного кипения насыщенной жидкости.

Визуальные наблюдения показывают, что поверхность паровой пленки в режиме устойчивого пленочного кипения остается гладкой. Течение пара в паровой пленке ламинарное. Отметим, что толщина пленки в недогретой жидкости меньше, чем в насыщенной. Когда жидкость недогрета, неизбежно возникает свободная конвекция, вызванная разницей температур объема жидкости и насыщения, что и приводит к увеличению скорости пара в пленке.

В 2009 г. В.В. Яговым и М.А. Лексиным был разработан приближенный полуэмпирический подход к этой проблеме, включающий в себя эмпирические числовые множители.

Рассмотрим схематическое изображение пленочного кипения на вертикальной поверхности (рис.3.27). По виду геометрии поверхности, эта схема весьма похожа на схему, используемую в работе [63]. Отметим, что переход от плоской геометрии к сферической выполняется в работах [1, 47] и

не представляет серьезной проблемы. От классической работы [1] этот подход отличается учетом конечной скорости жидкости и пара на границе раздела. Скорость жидкости обусловлена в большей степени наличием свободной конвекции, и в меньшей наличии трением между паром и жидкостью.

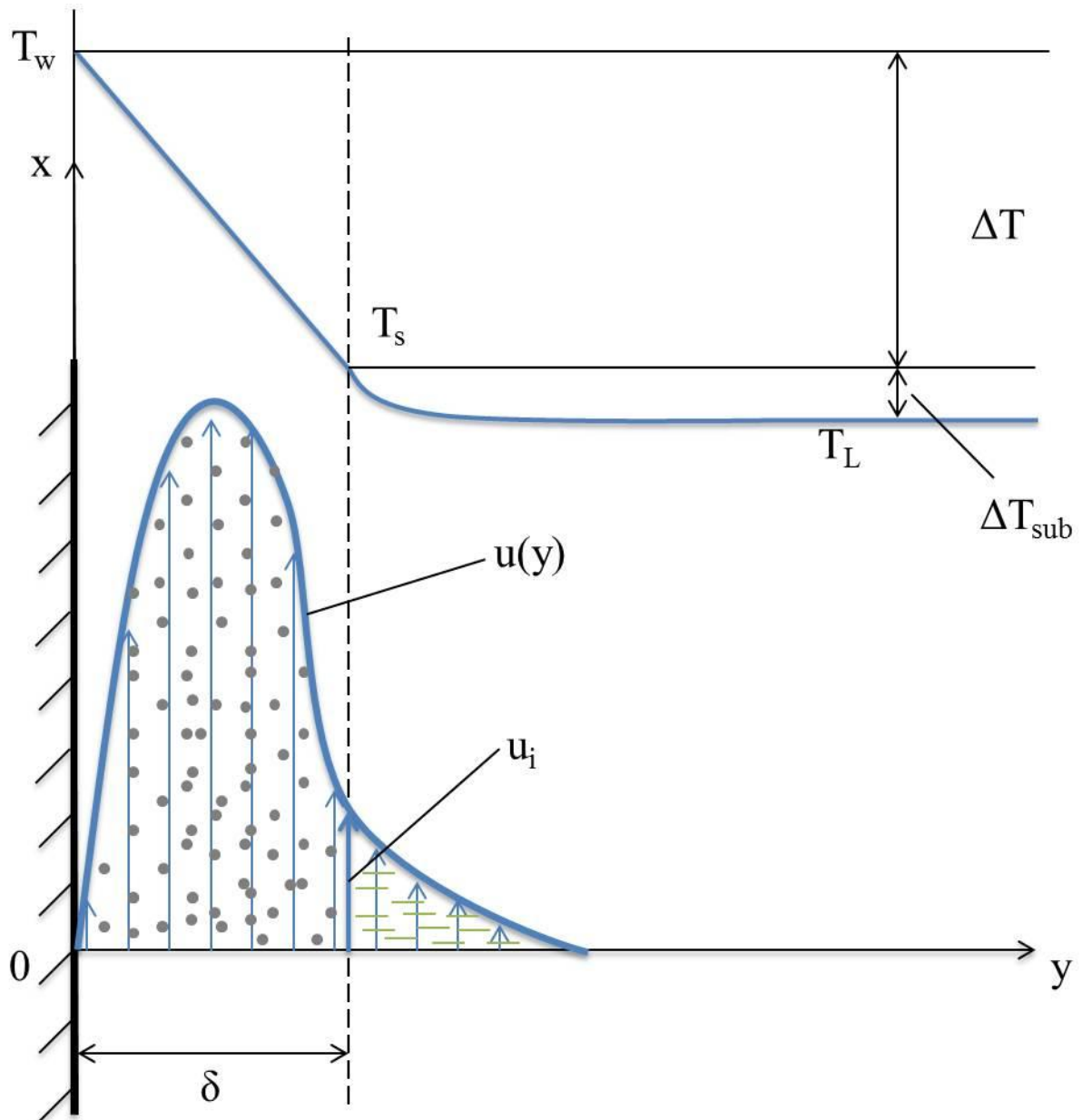


Рис.3.27. Модель устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости.

Передача тепла через паровую пленку принимается, как и в работе [1], со следующими упрощениями: поток пара считается ламинарным, конвективный перенос пренебрежимо мал и свойства считаются

постоянными. Таким образом, поток тепла от нагретой стенки определяется следующим образом:

$$q = \lambda_G (T_w - T_s) / \delta \equiv \alpha \Delta T. \quad (1)$$

Как и в классическом подходе коэффициент теплоотдачи (КТО) определяется толщиной пленки, но теперь последняя зависит не только от гидродинамики потока пара, но также от термогравитационной конвекции в жидкости. Пренебрегая конвективной передачей импульса, уравнение движения для пара запишется в следующем виде:

$$\frac{dp}{dx} = \mu_G \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - g \rho_G. \quad (2)$$

Так как давление p не меняется вдоль оси y , и $\rho = \rho_L$ при $y = \infty$, уравнение (2) принимает следующую форму:

$$\mu_G \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \Delta \rho = 0, \quad (2a)$$

где $\Delta \rho = \rho_L - \rho_G$. Уравнение (2) легко интегрируется при следующих граничных условиях:

$$y=0, u=0;$$

$$y=\delta, u = u_i.$$

Профиль скорости, соответствующий формуле 2 и указанным выше граничным условиям, принимает вид:

$$u = u_i \frac{y}{\delta} + \frac{g \Delta \rho}{2 \mu_G} (\delta y - y^2). \quad (3)$$

Осредненная скорость пара:

$$\bar{u} = \frac{u_i}{2} + \frac{g \Delta \rho \delta^2}{12 \mu_G}$$

отличается от результата [11] первым членом в уравнении (3).

Баланс массы и энергии на границе раздела фаз позволяют соединить гидродинамические и теплообменные параметры. Массовый расход на единицу ширины паровой пленки:

$$G_l = \rho_G \bar{u} \delta. \quad (4)$$

Его увеличение связано с массовым потоком пара на границе раздела следующим образом:

$$dG_i = \dot{m} dx. \quad (5)$$

Используя условие совместности для энергии на границе раздела получаем:

$$\dot{m} h_{LG}^* = q - q_L, \quad (6)$$

где эффективная теплота парообразования:

$$h_{LG}^* = h_{LG} + c_{pG} \Delta T / 2,$$

q_L это тепловой поток от границы к недогретой жидкости. Его значение зависит от КТО свободной конвекции и недогрева жидкости как $q_L = \alpha_L \Delta T_{sub}$. КТО должен быть примерно такой же, как для стандартной свободной конвекции жидкости на вертикальной поверхности при перегреве ΔT_{sub} .

Используя в балансовом уравнении (5) приведенное выше определение q_L и уравнения (1, 3, 4 и 6) получим обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{g \Delta \rho h_{LG}^* \delta^3 d\delta}{4\nu_G} + \frac{1}{2} h_{LG}^* \rho_G u_i \delta d\delta = (\lambda_G \Delta T - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta) dx. \quad (7)$$

Приближенное решение этого уравнения становится возможным, при допущении о постоянстве выражения в скобках. В пользу такого допущения является зависимость α_L и δ от x : $\alpha_L \sim x^{-1/4}$, и $\delta \sim x^{1/4}$.

Используя приведенное выше допущение, получим решение уравнения (7) в форме биквадратного уравнения относительно толщины пленки δ . В преобразованиях были введены следующие обозначения:

$$A = \mu_G u_i / (g \Delta \rho); \quad B^{1/4} = 2 \left(\frac{(\lambda_G \Delta T - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta) \nu_G x}{g \Delta \rho h_{LG}^*} \right)^{1/4}. \quad (8)$$

Принимая во внимание, что для типичных условий пленочного кипения недогретых жидкостей $2A/B^{1/2} \ll 1$, решение биквадратного уравнения имеет следующий вид:

$$\delta = B^{1/4} (1 - 2A/B^{1/2})^{1/2}. \quad (9)$$

Как видно, комплексный параметр B включает два внутренних параметра α_L и δ , так что уравнение (9) не определяет толщину паровой пленки и КТО в явном виде. Уравнение (9) возможно решить численно для некоторых конкретных условий (свойства жидкости, давление, ΔT , ΔT_{sub}). Однако наша основная цель заключается в получении приближенного уравнения теплопередачи при устойчивом пленочном кипении недогретой жидкости на поверхности сферы. Принимая $2A/B^{1/2} \ll 1$, $(1 - 2A/B^{1/2})^{1/2} \approx 1 - A/B^{1/2}$, приближенное уравнение для КТО на плоской поверхности в соответствии с (1), (8) и (9) может быть представлено в такой форме:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_G^3 h_{LG}^* g \Delta \rho}{\nu_G \Delta T x} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{\alpha_L \Delta T_{sub} \delta}{\lambda_G \Delta T} \right)^{1/4} \frac{1}{1 - A/B^{1/2}}. \quad (10)$$

Это уравнение отличается от известной формулы Бромли [1] двумя последними сомножителями. Первый из сомножителей может быть приравнен к единице, так как при пленочном кипении $\Delta T \gg \Delta T_{sub}$, и $\alpha_L \approx \alpha = \lambda_G / \delta$. Последний сомножитель отражает эффект недогрева жидкости на теплообмен; очевидно, что этот множитель больше, чем единица.

Два дополнительных преобразования могут быть сделаны с этим последним множителем. Первое из них позволяет привести его в более удобную форму: $A/B^{1/2} \ll 1$, $1/(1 - A/B^{1/2}) \approx 1 + A/B^{1/2}$. Второе определяет соотношение $A/B^{1/2}$ более конкретно. Скорость жидкости на межфазной границе должна быть пропорциональна максимальной скорости свободной конвекции:

$$u_i \approx k (g \beta \Delta T_{sub} x / \text{Pr}_L)^{1/2},$$

Где коэффициент пропорциональности k имеет порядок единицы, а β коэффициент термического расширения жидкости. Теперь мы можем записать:

$$\frac{A}{B^{1/2}} = k_1 \left(\frac{\rho_G \mu_G h_{LG}^* \beta \Delta T_{sub}}{\Delta \rho (\lambda_G \Delta T - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta)} \right)^{1/2}$$

Теперь уравнение (10) для КТО при пленочном кипении недогретой жидкости на вертикальной поверхности принимает форму, в которой явно представлены два основных эффекта: теплопроводность паровой пленки и передача тепла к холодной жидкости свободной конвекцией:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_G^3 h_{LG}^* g \Delta \rho}{\nu_G \Delta T x} \right)^{1/4} \left(1 + k_1 \left(\frac{\rho_G \mu_G h_{LG}^* \beta \Delta T_{sub}}{\Delta \rho \text{Pr}_L (\lambda_G \Delta T - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta)} \right)^{1/2} \right). \quad (11)$$

Численный коэффициент k_1 определяется по опытным данным, для лучшего описания экспериментальных данных. Как видно, уравнение (11) в пределе переходит в формулу Бромли для насыщенной жидкости ($\Delta T_{sub}=0$). Насколько нам известно, в литературе не встречаются экспериментальные данные по пленочному кипению недогретых жидкостей на вертикальной поверхности. Тем не менее, для средней теплоотдачи при устойчивом пленочном кипении недогретой жидкости на поверхности сферы, можно считать, что аналогичное уравнение может быть использовано с заменой x на диаметр сферы и с использованием другого численного множителя. Кроме того, для практического применения уравнения необходимо исключить внутренние параметры α_L и δ . Как уже обсуждалось ранее, обычно при пленочном кипении $\alpha_L \Delta T_{sub} \delta \ll \lambda_G \Delta T$. Таким образом возможны следующие преобразования:

$$\frac{1}{\lambda_G \Delta T - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta} = \frac{1}{\lambda_G \Delta T (1 - \alpha_L \Delta T_{sub} \delta / (\alpha \Delta T))} \approx \frac{1}{\lambda_G \Delta T} \left(1 + \frac{\alpha_L \Delta T_{sub}}{\alpha \Delta T} \right)$$

Для последующих преобразований мы примем, что $\alpha_L / \alpha \approx 1$. Это справедливо, поскольку оба значения КТО имеют один и тот же порядок величины, и в конечном уравнении используется квадратный корень из уравнения в скобках. Конечно, такие преобразования основываются на качественных соображениях и являются полуэмпирическими. Как

обсуждалось ранее, в [47] также были привлечены некоторые эмпирические функции для аппроксимации экспериментальных данных для разных жидкостей.

В результате предложено следующее уравнение для определения среднего КТО при пленочном кипении недогретой жидкости на поверхности сферы:

$$\alpha = C_0 \left(\frac{\lambda_G^3 h_{LG}^* g \Delta \rho}{\nu_G \Delta T D} \right)^{1/4} \left(1 + C_1 \left(\frac{\rho_G \mu_G h_{LG}^* \beta \Delta T_{sub}}{\Delta \rho \lambda_G \Delta T \cdot \text{Pr}_L} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T} \right)^{1/2} \right) \quad (12)$$

Численные множители в (12) были выбраны как наиболее подходящие для описания наших экспериментальных данных. C_0 должна быть близка к численным множителям широко используемых корреляций для пленочного кипения насыщенных жидкостей на поверхности сферы (0,5-0,8). Мы используем $C_0=0.59$, что соответствует хорошо известному уравнению [8]. Что касается C_1 , его значение должно быть $\gg 1$, для того чтобы учесть эффект от недогрева жидкости на теплообмен, так как численное значение последнего безразмерного комплекса в уравнении (12) является величиной намного меньше единицы.

Для оценки надежности уравнения (12) и определения наиболее подходящего значения константы C_1 мы использовали собственный экспериментальный банк по более чем 80 реализациям процесса охлаждения высокотемпературных металлических шаров в недогретых жидкостях. К тому же, мы привлекли экспериментальные результаты [19], полученные при охлаждении алюминиевых и стальных шаров в недогретой воде. Выше описана процедура решения одномерной нестационарной ОЗТ, с помощью которой мы получили температурные поля в 38мм нержавеющей шаре и, как следствие, средние значения теплового потока и КТО на поверхности. Цель этой главы – изучение устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости, так что далее мы обсуждаем только данные, относящиеся к этой части процесса охлаждения.

Например, для режима охлаждения 38мм нержавеющей шарика в изопропиловом спирте с температурой -55°C ($\Delta T_{sub}=137\text{K}$), изображенного на рис. 3.6 плотность теплового потока уменьшилась с 97 до $66\text{кВт}/\text{м}^2$ в процессе пленочного охлаждения; соответствующие коэффициенты теплоотдачи располагались в промежутке между 320 и $480\text{Вт}/\text{м}^2\text{K}$. Среди изображенных на рис.3.28 типичных результатов расчетов плотности тепловых потоков на поверхности шара в процессе охлаждения в недогретом изопропанол, кривая 2 соответствует этому режиму.

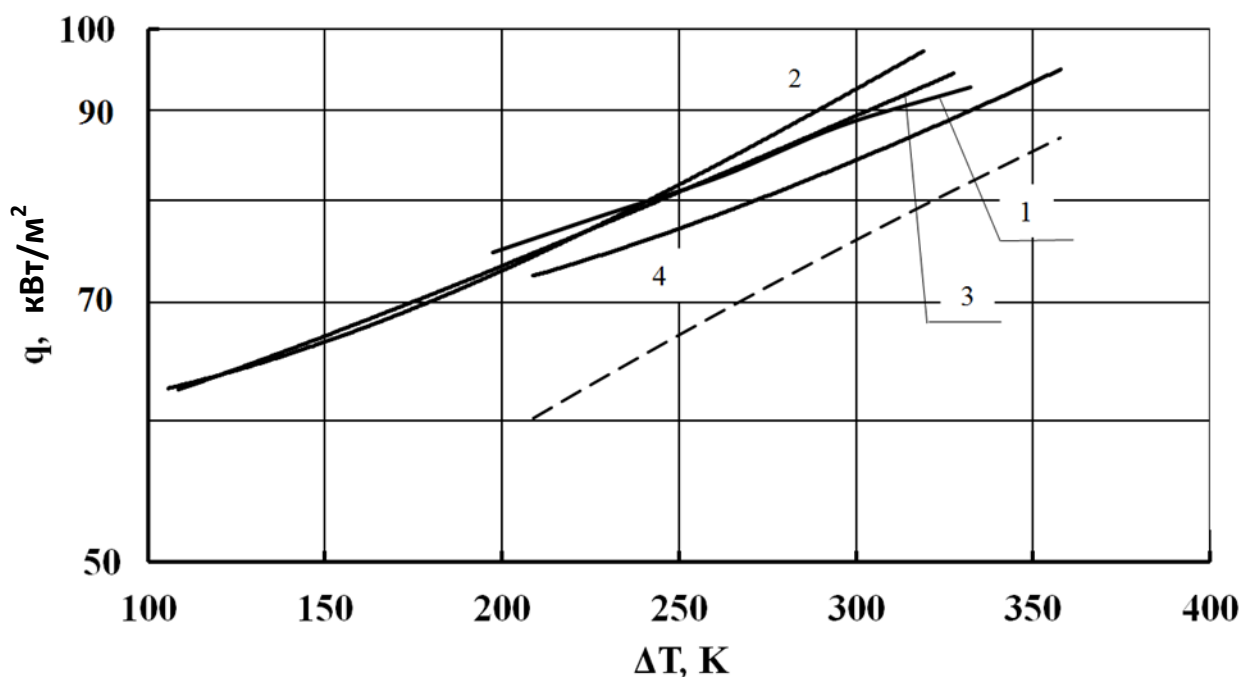


Рис.3.28. Изменение плотности теплового потока на поверхности сферы при устойчивом пленочном кипении изопропанола при недогреве, соответственно: 1 - $\Delta T_{sub} = 117\text{K}$, 2 - 137K , 3 - 152K , 4 - 160K . Сплошные линии соответствуют решению нестационарной одномерной ОЗТ, а пунктирная линия соответствует расчету по формуле (13) для $\Delta T_{sub} = 160\text{K}$.

Ещё раз подчеркнем, что все зависимости, показанные на рис.3.28 для изопропанола, а также кривые, относящиеся к охлаждению в недогретом перфторгексане, изображенные на рис.3.29, являются результатом решения нестационарного одномерного уравнения энергии.

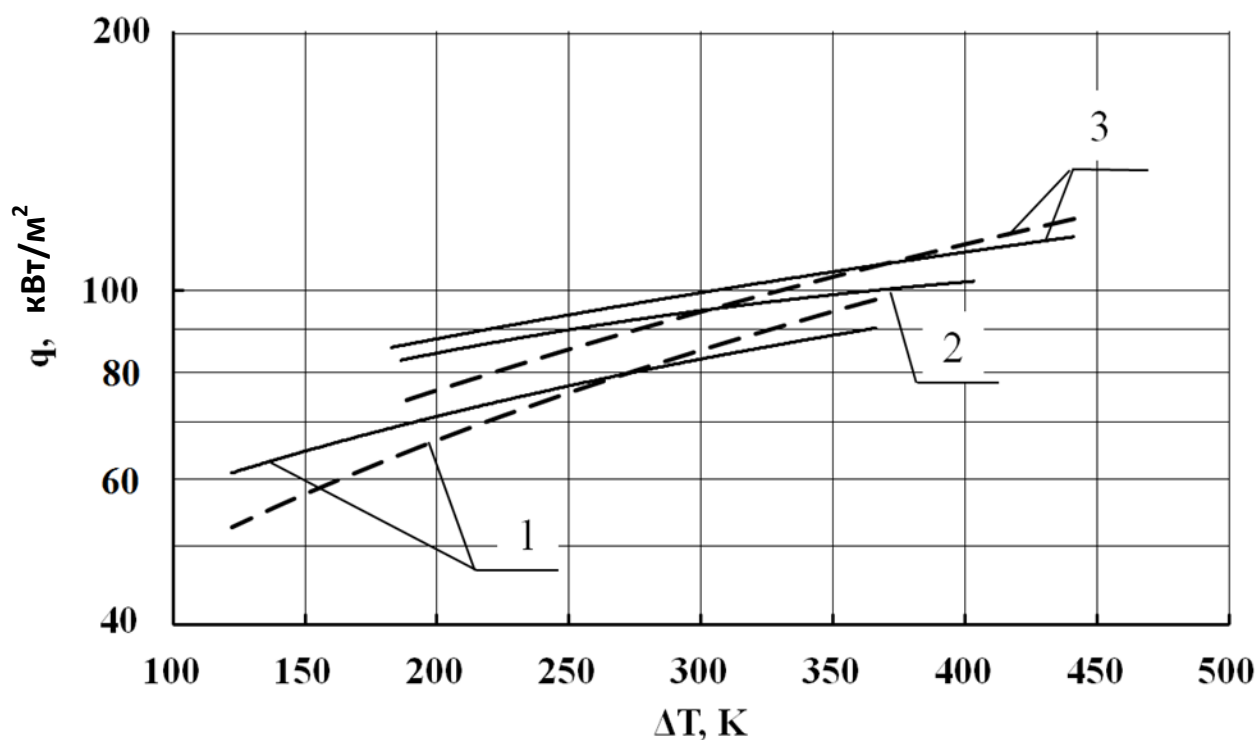


Рис.3.29. Изменение плотности теплового потока на поверхности шара при устойчивом пленочном кипении перфторгексана при недогревах, соответственно: 1 - $\Delta T_{\text{sub}} = 66\text{K}$, 2 - 106K , 3 - 126K . Сплошные линии соответствуют решению нестационарной одномерной ОЗТ, а пунктирные линии соответствуют расчету по формуле (13).

Итоговое уравнение включает две эмпирические константы: обсуждаемую ранее $C_0=0.59$ и $C_I=330$. Мы включили в уравнение дополнительный множитель, обычно используемый для учета влияния на теплопередачу изменения вязкости жидкости свободно конвективном погранслое. Отношение вязкостей жидкости при средней температуре погранслоя и при температуре насыщения фактически совпадает с отношением чисел Прандтля при тех же температурах (Pr_L/Pr_s). К тому же, скрытая теплота парообразования h_{LG} используется вместо эффективной теплоты парообразования в безразмерном члене, который учитывает влияние недогрева жидкости на теплообмен. Использование эффективной теплоты парообразования в первом множителе уравнений (1) и (12) вполне естественно, так как этот множитель соответствует теплопередаче через

пленку пара. Её присутствие в выражении, которое относится к эффекту свободной конвекции, является результатом формальных преобразований. Нетипичная зависимость между значениями энтальпии перегрева пара и скрытой теплоты парообразования для перфторгексана приводят к аномальному влиянию недогрева жидкости на теплообмен.

$$\alpha = 0.59 \cdot \left(\frac{\lambda_G^3 h_{LG}^* g \Delta \rho}{\nu_G \Delta T D} \right)^{1/4} \left(1 + 330 \cdot \left(\frac{\rho_G \mu_G h_{LG} \beta \Delta T_{sub}}{\Delta \rho \lambda_G \Delta T \cdot Pr_L} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_L}{\mu_s} \right)^{1/6} \right) \quad (13)$$

На рис.3.28 для 4 режима и на рис.3.29 для 1 и 3 режимов проведено сравнение зависимостей, рассчитанных по нестационарному уравнению энергии (сплошная линия) и по уравнению (13), построенного как $q = \alpha \cdot \Delta T$. Численные множители, используемые в уравнении (13): $C_0 = 0.59$, $C_I = 330$. Согласие является достаточно хорошим, а максимальное отклонение составляет менее 15% при охлаждении в перфторгексана и около 20% при охлаждении в изопропанол. Остальные режимы проявляют аналогичное согласие между экспериментальными значениями теплового потока, т.е. построенными на основе экспериментальных термограмм, и, рассчитанными в соответствии с уравнением (13). Все кривые q_w , рассчитанные по уравнению (13), не показаны на графиках, чтобы не перегружать изображение. Реальный процесс охлаждения соответствует движению справа налево на рисунках 3.28 и 3.29; в некоторых случаях, на конечной стадии пленочного кипения, в области заделки верхней термопары ($\theta = 50^\circ$), локальный теплообмен был более интенсивным, чем средний по поверхности. Возможно, это является дополнительной причиной сравнительно большого расхождения рассчитанного и измеренного значений q_w на конечной стадии пленочного кипения в процессе охлаждения (низкие ΔT). Среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек от расчетных значений для трех жидкостей составило: для воды 12.4-25.4%; для этанола 19.3-22.4% (рис.3.30), для изопропилового спирта 13.0-19.4%; для перфторгексана 9.7-19.2%.

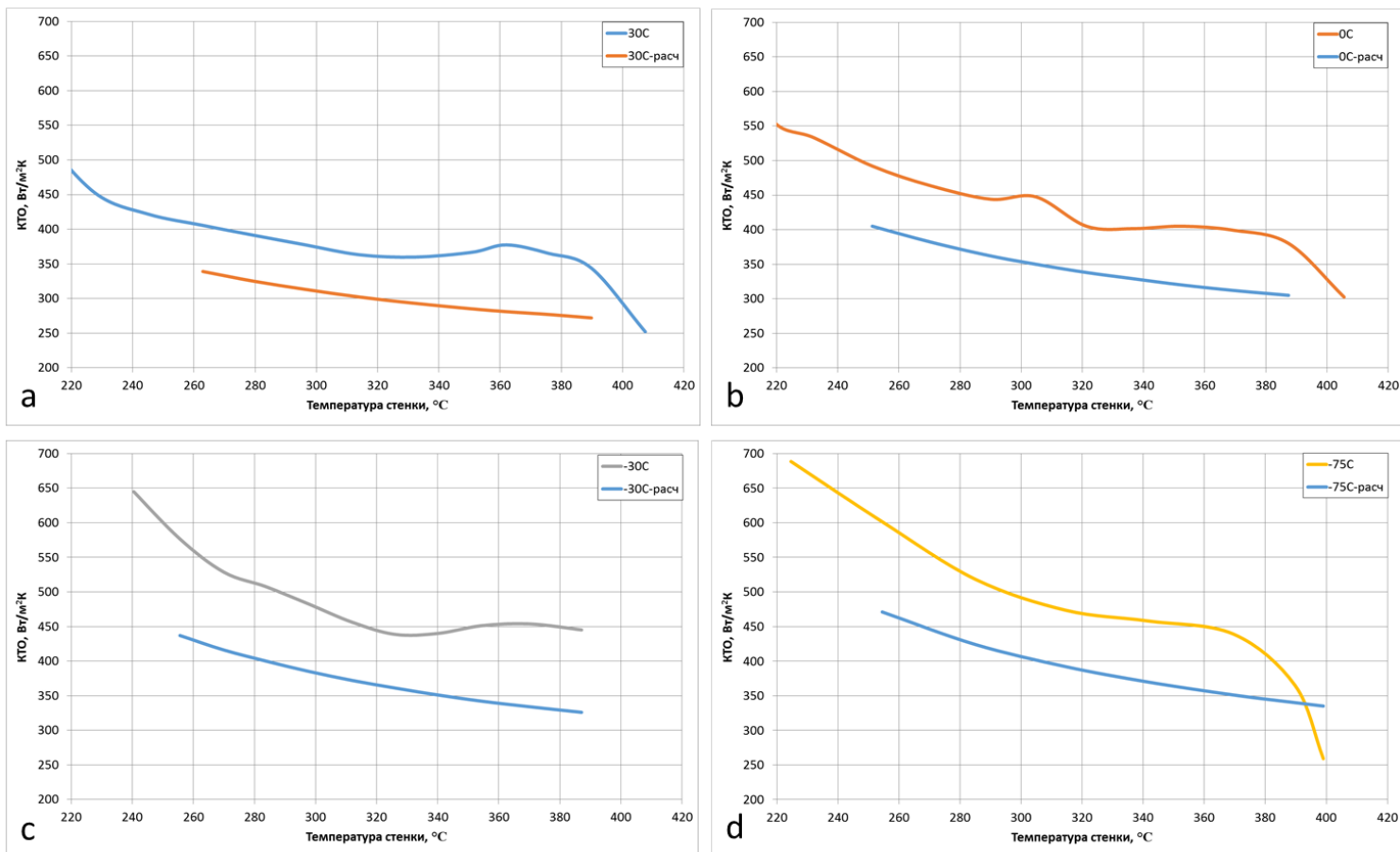
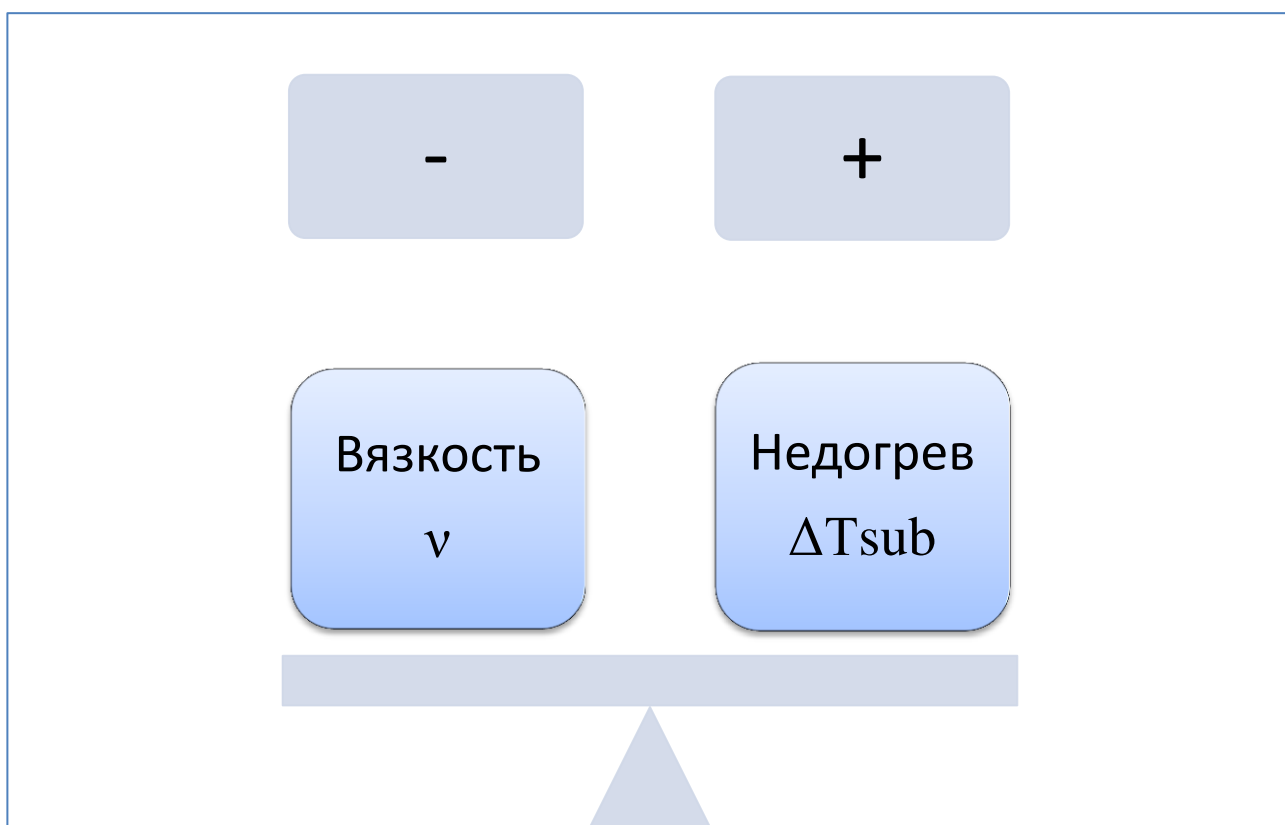


Рис.3.30. Изменение плотности теплового потока на поверхности 45мм шара из никеля при устойчивом пленочном кипении этанола при температуре жидкости : а)30°C, б)0°C, в)-30°C, д)-70°C.

Важно отметить, что при обработке данных [19] мы получили значения КТО путем анализа рисунков, и точность такой процедуры, конечно же, не высокая. Кроме того, авторы [19] не сообщают о марке стали, из которой выполнены опытные образцы; мы предположили, что они сделаны из углеродистой стали, и использовали ее свойства, при расчете плотности теплового потока. Как видно, уровень плотности теплового потока и КТО в обсуждаемых режимах являются типичными для пленочного кипения.

Из вывода уравнения (13) следует, что влияние недогрева жидкости на интенсивность теплообмена определяется безразмерным членом в скобках. Ввиду низких значений недогревов, соответствующих стабильному пленочному кипению воды ($\Delta T_{sub} \leq 20\text{K}$), его влияние не очень большое. Тем не менее, в предельном случае насыщенной жидкости рассчитанный КТО

умножается на коэффициент 2,4. Можно было бы предположить существенное влияние большого недогрева при кипении изопропанола. Однако огромная вязкость жидкости при низких температурах снижает интенсивность термогравитационной конвекции в противовес влиянию недогрева (рис.3.31). В результате, максимальное значение множителя в скобках уравнения (13), т.е. максимальное относительное увеличение общего КТО за счет вклада недогрева в теплообмен при пленочном кипении изопропанола, составляет 1,85. Рис.3.28 показывает, что зависимости для различных недогревов совсем незначительно отличаются друг от друга. Эксперименты и расчеты для пленочного кипения перфторгексана показывают более сильный эффект недогрева. Суммарный КТО увеличивается от своего минимального значения для насыщенной жидкости



по сравнению с недогретой ($\Delta T_{sub} \sim 66-126\text{K}$) в 2,7-3,3 раза.

Рис.3.31. Положительное влияние недогрева и отрицательное вязкости на интенсивность теплоотдачи.

Выводы по 3 главе

1. Выполнено большое число (~100) экспериментов по охлаждению высокотемпературных шаров из никеля и нержавеющей стали в перфторгексане, изопропиловом и этиловом спирте в огромном диапазоне недогревов (до 160К) при атмосферном давлении. Эти эксперименты не выявили наличие интенсивного переноса тепла, обнаруженного ранее в опытах на недогретой воде [15-17].

2. Проведены уникальные эксперименты по охлаждению рабочего участка из никеля в изопропиловом спирте и перфторгексане под избыточным давлением (~1.0МПа). Эти эксперименты также не выявили наличия, так называемого микропузырькового режима кипения.

3. Устойчивое пленочное кипение является основным режимом кипения при охлаждении высокотемпературных тел в недогретых спиртах и перфторгексане. Его длительность для изопропанола составляет 50-80с, а для FC-72 может быть больше 100с. Интенсивность теплообмена в этих режимах практически в два раза выше, чем при пленочном кипении при температуре насыщения.

4. Проведено уточнение полученного ранее приближенного уравнения теплообмена при пленочном кипении недогретой жидкости с двумя эмпирическими численными коэффициентами. Уравнение показывает хорошее согласие с экспериментальными данными авторов и с имеющимися результатами других исследователей.

5. Эксперименты показали, что пленочное кипение недогретых жидкостей очень чувствительно к состоянию поверхности теплообмена. Некоторые поверхностные дефекты, даже визуально незаметные, могут способствовать интенсификации локального теплообмена.

6. Результаты, полученные в этой главе, показывают сложность объяснения происхождения режима интенсивного охлаждения при

пленочном кипении недогретой воды. Автор показал, что на настоящий момент, микропузырьковый режим возникает исключительно на воде. Изучению этого вопроса посвящена 4 глава данной диссертации.

Глава 4. Неустойчивое пленочное кипение

На основе анализа имеющейся опытной информации, включая предшествующие исследования авторов, делается вывод о существовании особого режима интенсивного теплообмена при пленочном кипении сильно недогретой воды. В этой главе, для выявления закономерностей и механизмов интенсивного переноса энергии в микропузырьковом режиме кипения, автор провел систематизированные исследования охлаждения высокотемпературных шаров из различных металлов (нержавеющая сталь, медь и никель) в воде с температурой от 10 до 90°C [64-71]. Впервые были проведены эксперименты по оценке влияния на интенсивный режим охлаждения избыточного давления (до 1.0МПа). Приведена качественная модель, способная качественно объяснить причину возникновения таких режимов. Обсуждается механизм, позволяющий отводить огромные тепловые потоки (3-7 МВт/м²) в режиме пленочного кипения, когда температура поверхности шара существенно превосходит критическую для воды и прямой контакт жидкости со стенкой невозможен.

4.1. Влияние недогрева

Первая серия экспериментов была проведена на 30мм нержавеющей шаре марки Aisi316. Основная часть опытов была направлена на выявление роли температуры охлаждающей жидкости на процесс охлаждения. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 30 до 65°C. Рис. 4.1 представляет термограммы для поверхностной термопары при $\theta=90^\circ$ для разных значений температуры охлаждающей жидкости. С увеличением недогрева воды устойчивость паровой пленки теряется при более высокой температуре стенки и за более короткий отрезок времени после погружения шара. Эта общая тенденция в некоторых опытах нарушалась из-за случайных

возмущений, вероятно, связанных с влиянием державки. Но во всех случаях, представленных на рисунке, наблюдается режим с очень высоким темпом охлаждения поверхности (до 1000K/c). Из рисунка видно, что шар охлаждается от $\approx 650^{\circ}\text{C}$ до $\approx 300^{\circ}\text{C}$ менее, чем за 1 с. Если сравнивать охлаждение при температуре 90°C с охлаждением при 30°C , то можно заметить, что недогрев в 60°C вызывает 70 кратное ускорение времени охлаждения (70 с при 90°C , против 1с при 30°C). Режим интенсивного охлаждения начинается при температуре, значительно превышающей температуру Лейденфроста, и наблюдается некоторая тенденция к уменьшению этой температуры с уменьшением недогрева охлаждающей жидкости (при воде 30°C , $T_{\text{start}} \approx 700^{\circ}\text{C}$, а при воде 65°C , $T_{\text{start}} \approx 550^{\circ}\text{C}$).

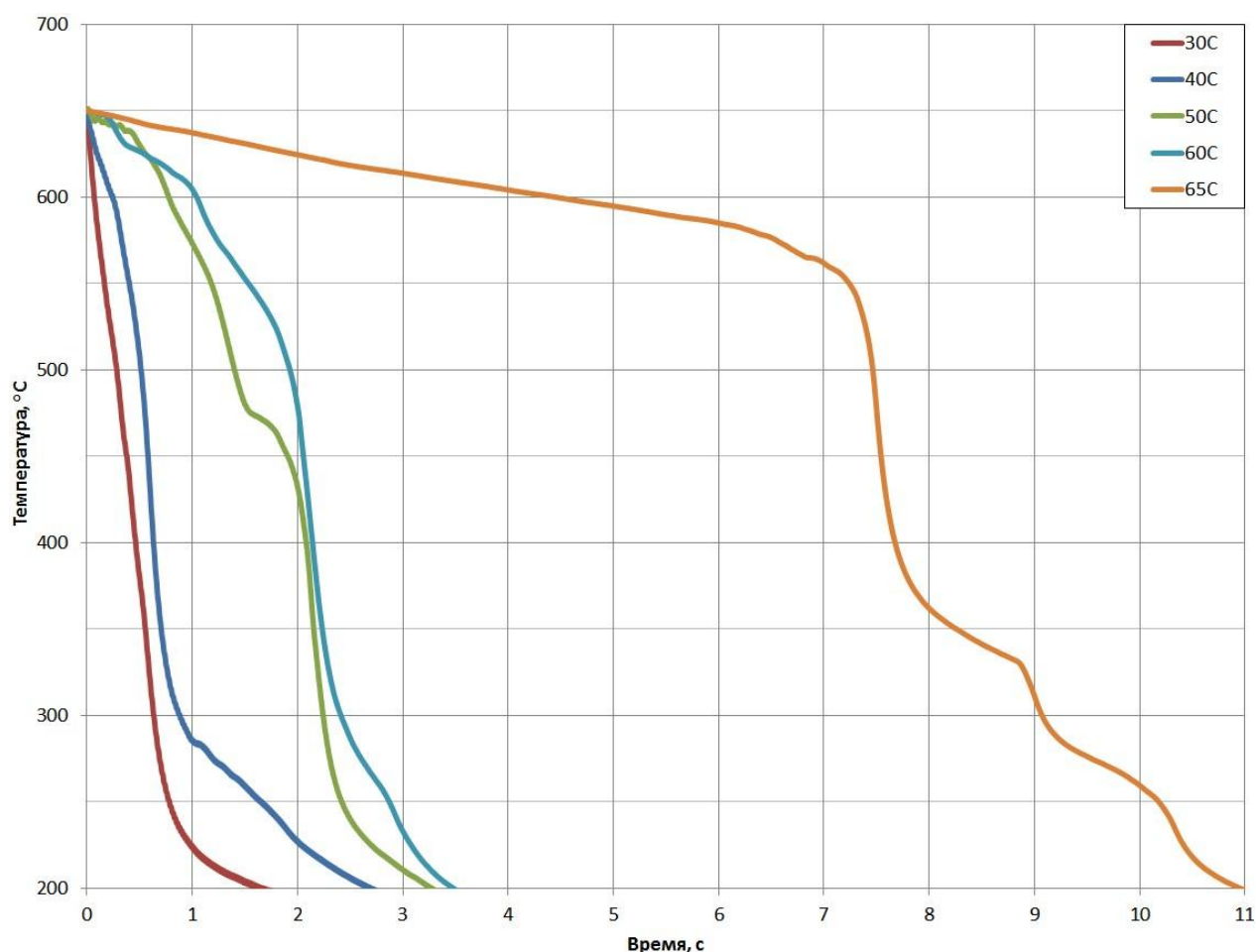


Рис.4.1. Термограммы охлаждения боковой поверхностной термопары 30мм нержавеющей шарика. Температура воды варьируется от 30 до 65°C.

Прежде чем описывать дальнейшие исследования, сделаем одно замечание. Как видно из кадров, полученных скоростной видеокамерой, фронт охлаждения движется не всегда снизу вверх. На рис.4.2 приведены качественные последовательные кадры охлаждения шара в воде с температурой 70°C. Режим интенсивного охлаждения начинался в диаметрально противоположных точках (в нижней и верхней части шара) и двигался к экватору с двух сторон. Охлаждение при этом не симметрично относительно оси шара.

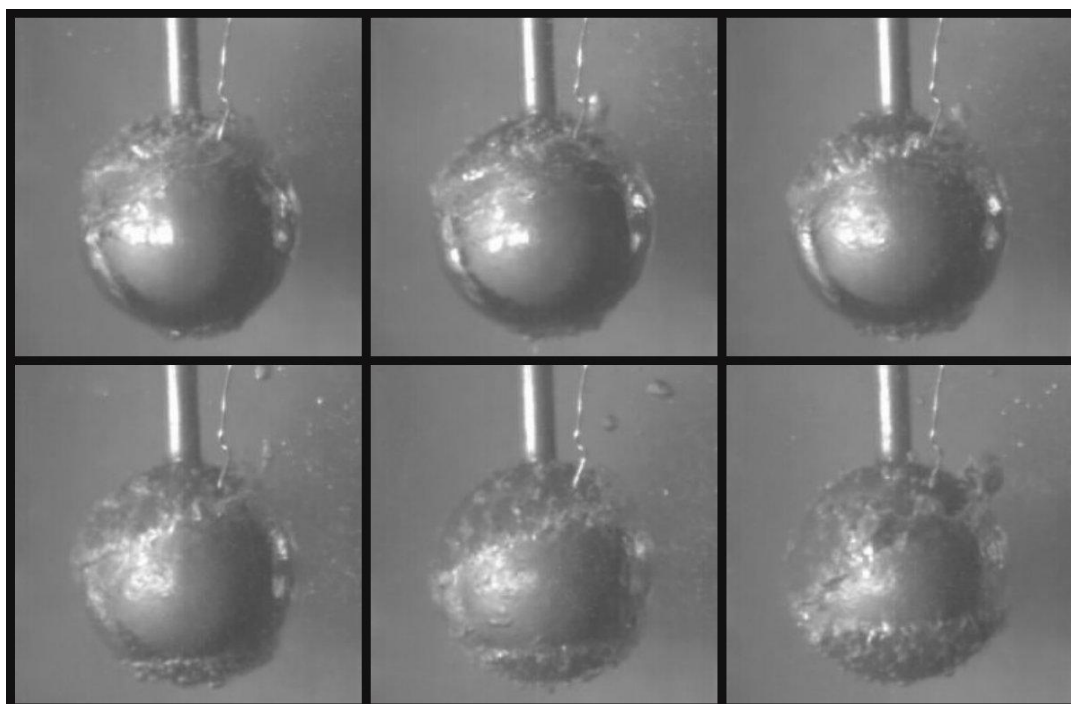


Рис.4.2. Визуализация процесса схода паровой пленки на шаре из нержавеющей стали диаметром 30мм при температуре воды 70°C. Нарушение устойчивости паровой пленки в нижней части шара и в окрестности трубки-державки, с последующим распространением по всей поверхности шара.

Но, уже при температуре воды 50°C фронт охлаждения почти всегда продвигался от нижней точки шара к верхней, как это видно из рис.4.3. Температура шара в процессе охлаждения сильно неоднородна: там, где еще сохраняется пленочное кипение температура высокая, а за фронтом охлаждения уже низкая.

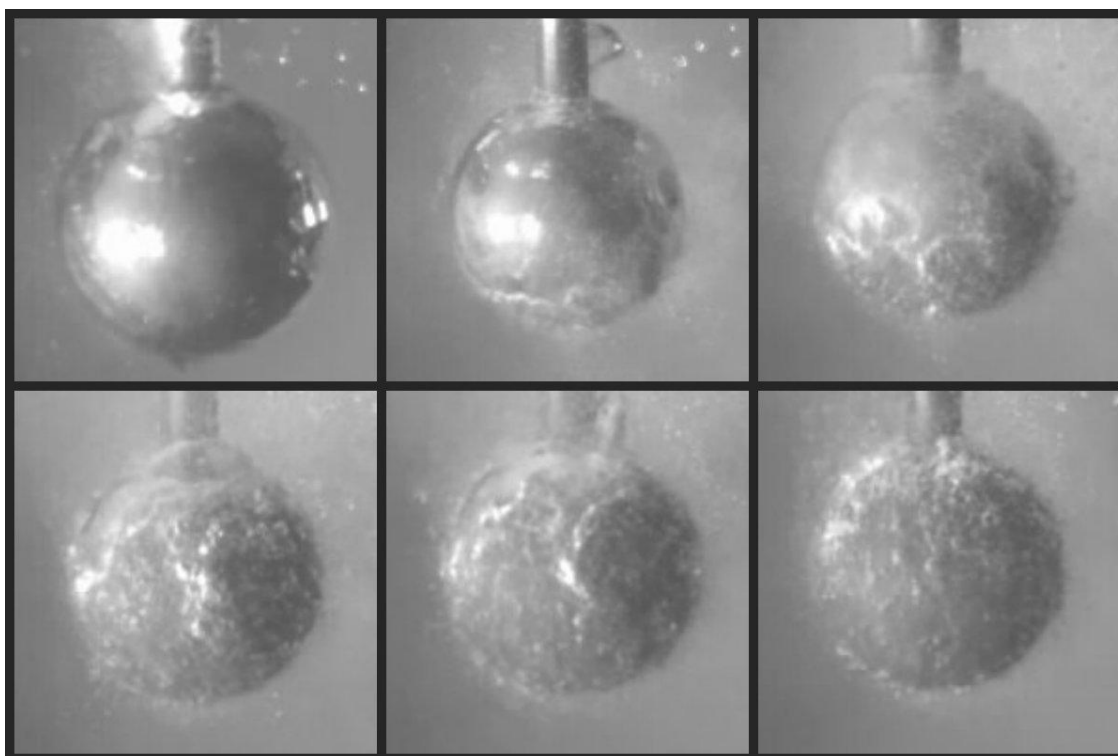


Рис.4.3. Визуализация процесса схода паровой пленки на шаре из нержавеющей стали диаметром 30мм при температуре воды 50°C. Нарушение устойчивости паровой пленки в нижней части шара, с последующим распространением по всей поверхности вверх.

При недогревах воды до 70°C процесс охлаждения носит взрывообразный характер. Фронт охлаждения все же отчетливо наблюдается и движется снизу вверх. Скорость движения границы интенсивного охлаждения очень высокая, и без использования высокоскоростной съемки не заметная. Скорость фронта интенсивного охлаждения растет с уменьшением температуры охлаждающей жидкости.

На рис.4.4 приведены термограммы охлаждения шара в воде с температурой 30°C; чтобы яснее представить вид термограмм на участке наиболее интенсивного охлаждения использованы разные масштабы по оси абсцисс. За 1с температура поверхности в местах заделки термопар снизилась на 470-500К, тогда как в центре шара только на 50К. В конце этого отрезка времени перепад температур между центром шара и поверхностью

составлял 420-450К. Ясно, что в этих условиях оценка теплового потока на поверхности на основе сосредоточенной теплоемкости невозможна.

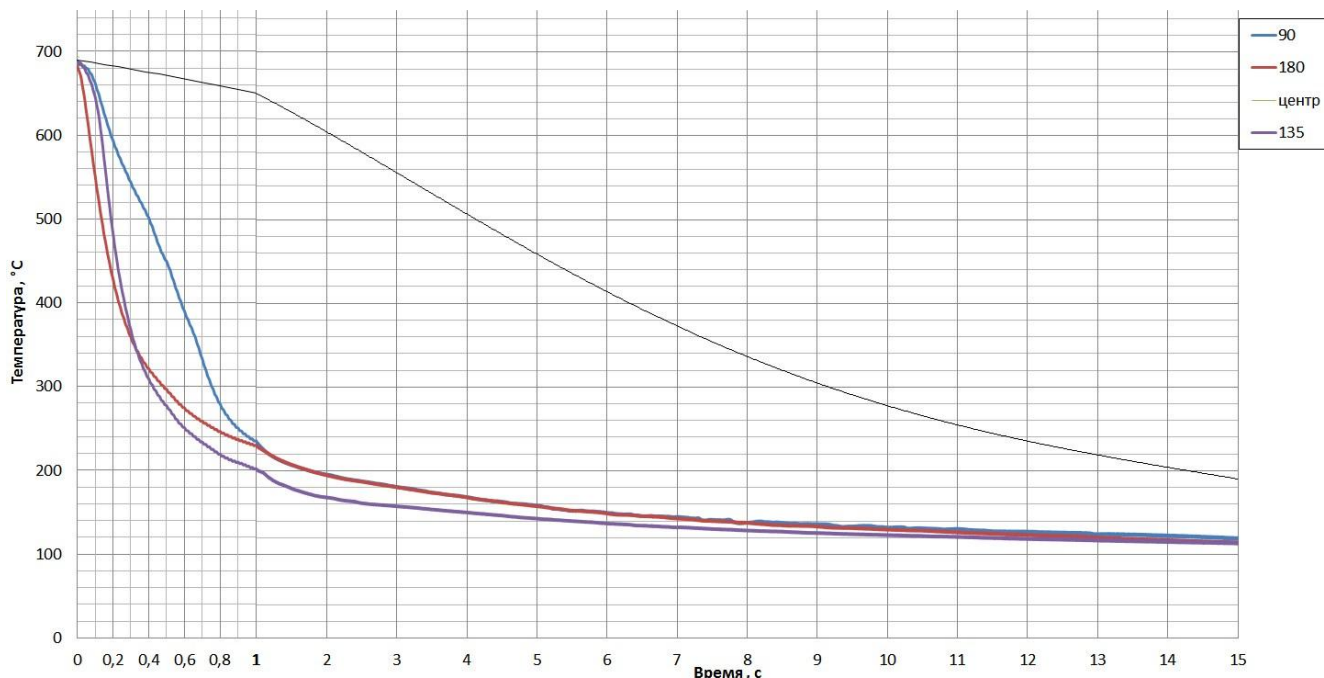


Рис.4.4. Термограмма охлаждения шара 30мм из материала AISI316 в воде с температурой 30°C.

Более внимательный анализ обнаруживает различие в скорости охлаждения разных точек поверхности. Как и в других подобных режимах, фронт интенсивного охлаждения обычно движется снизу вверх; термопары 4 и 3, расположенные на нижней половине поверхности шара, показывают, что в течение первых 0,3с скорость падения температуры равна примерно 1000К/с. Темп охлаждения на «экваторе» шара ($\theta=90^\circ$), фиксируемый термопарой 2, заметно ниже. Строго говоря, в этих условиях использование одномерного уравнения теплопроводности для восстановления условий на охлаждаемой поверхности некорректно. Вместе с тем, в сравнении с ранее полученными термограммами охлаждения никелевого шара диаметром 45мм [8] степень неоднородности охлаждения в обсуждаемом режиме существенно меньше. Главное, режим интенсивного теплообмена («микробульбового кипения») начинается одновременно во всех точках поверхности, оснащенных термопарами, т.е. в них наблюдается качественная

однородность процесса. Поэтому для приближенной оценки плотности теплового потока на поверхности для режима, представленного на рис.4.4, процесс рассматривался как сферически симметричный.

Для осредненного значения температуры поверхности на каждом временном шаге рассчитывался КТО, как это описано в предыдущем разделе. В качестве независимого критерия достоверности решения использовалось сопоставление расчетной и измеренной термограмм для центра шара. Для наиболее важного периода интенсивного охлаждения ($t \leq 1c$) расчетное значение температуры центра шара превышало измеренную в этой точке максимально на 35К, что составляет $\sim 5\%$ от ΔT . Вероятно главная причина опережающего в сравнении с расчетом охлаждения шара – это, обсуждавшееся выше влияние державки. На рис. 4.5 представлено изменение плотности теплового потока на поверхности в зависимости от перегрева стенки $\Delta T = T_w - T_s$. В реальном процессе ΔT уменьшается во времени, т.е. процесс идет справа налево в координатах рис. 4.5. Как видно, плотность теплового потока в режиме интенсивного охлаждения достигает $4\text{МВт}/\text{м}^2$, что почти вчетверо превышает уровень, характерный для пузырькового кипения насыщенной воды в большом объеме.

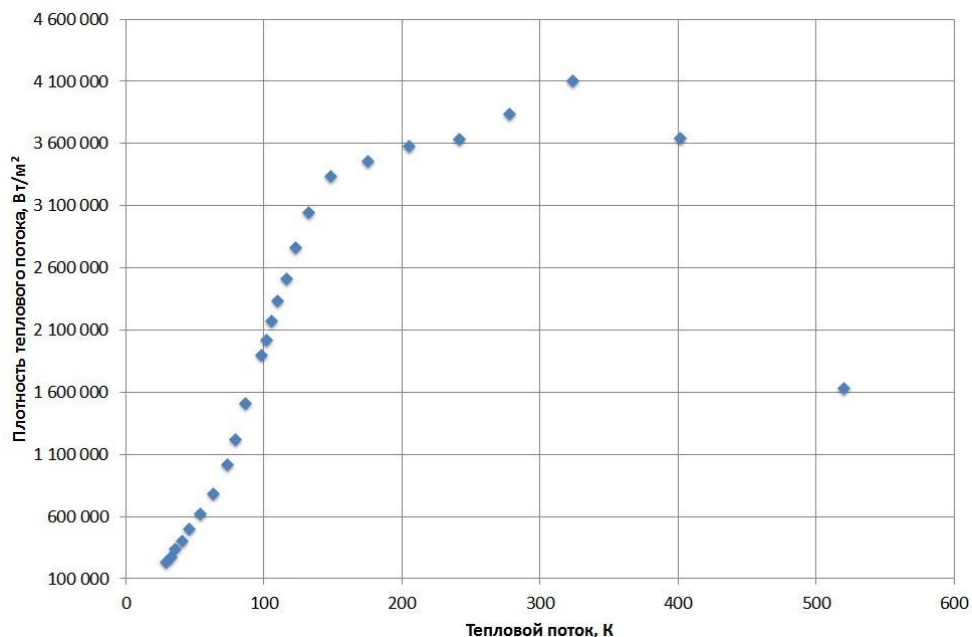


Рис.4.5. Зависимость $q(\Delta T)$ для охлаждения 30мм нержавеющей шарика в воде с недогревом $\Delta T_{sub} = 70^\circ\text{C}$.

На рис.4.6 приведен КТО для рассматриваемого режима. Из графика видно, что максимум приходится на первую секунду охлаждения и достигает значений 23 000 Вт/м²К.

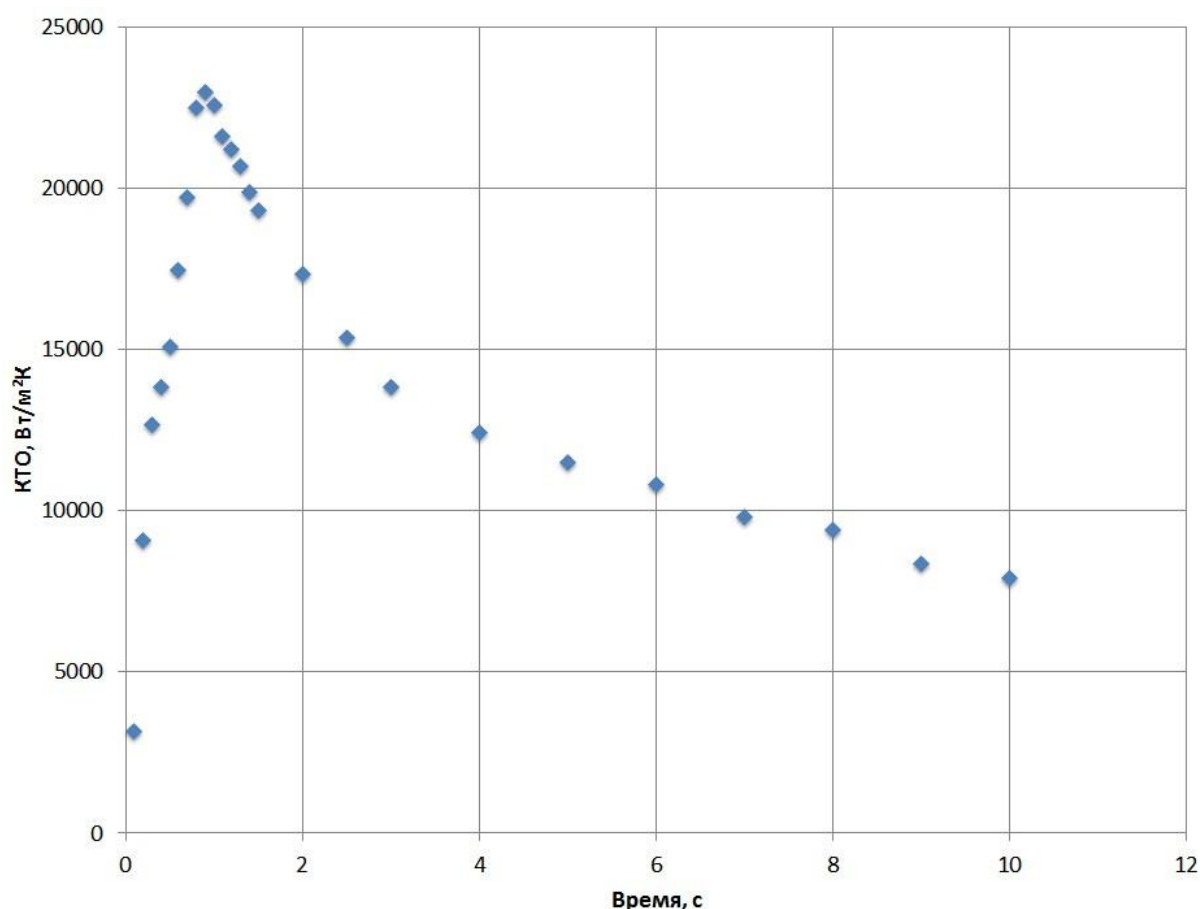


Рис.4.6. Изменение КТО с течением времени при охлаждении 30мм нержавеющей шарика в воде с недогревом $\Delta T_{sub} = 70^\circ\text{C}$.

На рис.4.7 приведены термограммы охлаждения шара в воде с температурой 50°C; Качественно процесс охлаждения проходит аналогично тому, что наблюдалось при температуре воды 30°C. Интенсивное охлаждение поверхности шара начинается с температуры 670-700°C; за 3-4с температура поверхности в местах заделки термопар снижается на 400-500К, тогда как в центре шара только на 60К. В конце этапа интенсивного охлаждения перепад температур между центром шара и поверхностью составляет 400-450К. Из анализа термограмм рис. 6 можно заключить, что в данном случае лишь в течение очень короткого отрезка времени скорость охлаждения южного полюса превышает темп охлаждения в других точках

поверхности; более того, уже через 1с с момента погружения шара более высокий темп охлаждения фиксируют термопары при $\theta=135$ и 90° .

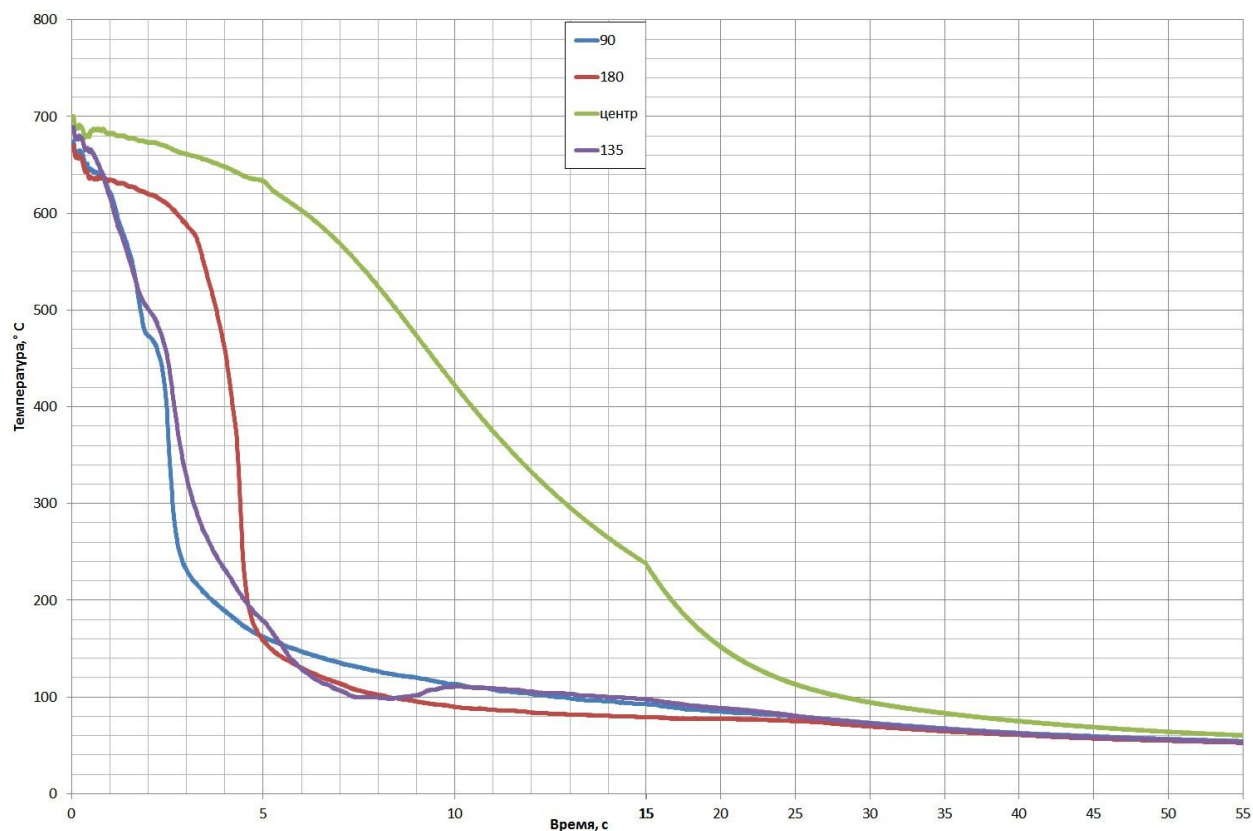


Рис.4.7. Термограмма охлаждения шара 30мм из материала AISI316 в воде с температурой 50°C .

Кривая 2 на рис.4.8 отражает полученное в результате расчетов изменение плотности теплового потока на поверхности шара в зависимости от перегрева стенки $\Delta T = T_w - T_s$ для режима, представленного на рис.4.7. Для рассматриваемого режима интенсивный теплообмен начинается при $\Delta T = 400\text{K}$, плотность теплового потока при этом превышает 1 МВт/м^2 . В дальнейшем q сохраняется на уровне $1.5-2 \text{ МВт/м}^2$ при снижении ΔT до $\sim 100\text{K}$; очевидно, процесс теплообмена, отвечающий этим параметрам – пленочное кипение недогретой жидкости. Для сравнения на том же рисунке дана кривая 1 для режима охлаждения того же шара в воде с температурой 30°C , подробно описанный выше. При большем значении недогрева воды интенсивность теплообмена почти вдвое выше.



Рис.4.8. Расчётные значения усредненной по поверхности плотности теплового потока для 30-миллиметрового шара из стали AISI 316 при охлаждении в воде с температурой: 1 - 30°C, 2 - 50°C.

Эксперименты на шаре из того же материала, но диаметром несколько большим - 38мм, качественно повторяют полученные данные на 30мм шаре[65]. Температура жидкости менялась от 30 до 100°C. Рассмотрим более подробно результаты, полученные в воде с температурой 30°C ($\Delta T_{sub}=70\text{K}$) для последующего сравнения с аналогичными результатами для 30мм шара. Термограмма охлаждения приведена на рис.4.9. К этому моменту на шаре исправно работали только 2 поверхностные термопары (90 и 180°). Как видно, все поверхностные термопары показывают одновременное быстрое падение температуры, с момента погружения шара в жидкость. Цифровые данные, записанные с интервалом 0,01 с показывают, что во время первых 0,2 с температура поверхности в двух точках отклоняется от средней, менее чем на 20К. Средняя температура поверхности составляла 741°C в

начальный момент времени и равнялась 677°C после $0,2\text{c}$. Температура поверхности опускалась до температуры 200°C в течение 2c ., после чего, уже стал возможен прямой контакт жидкость – стенка.

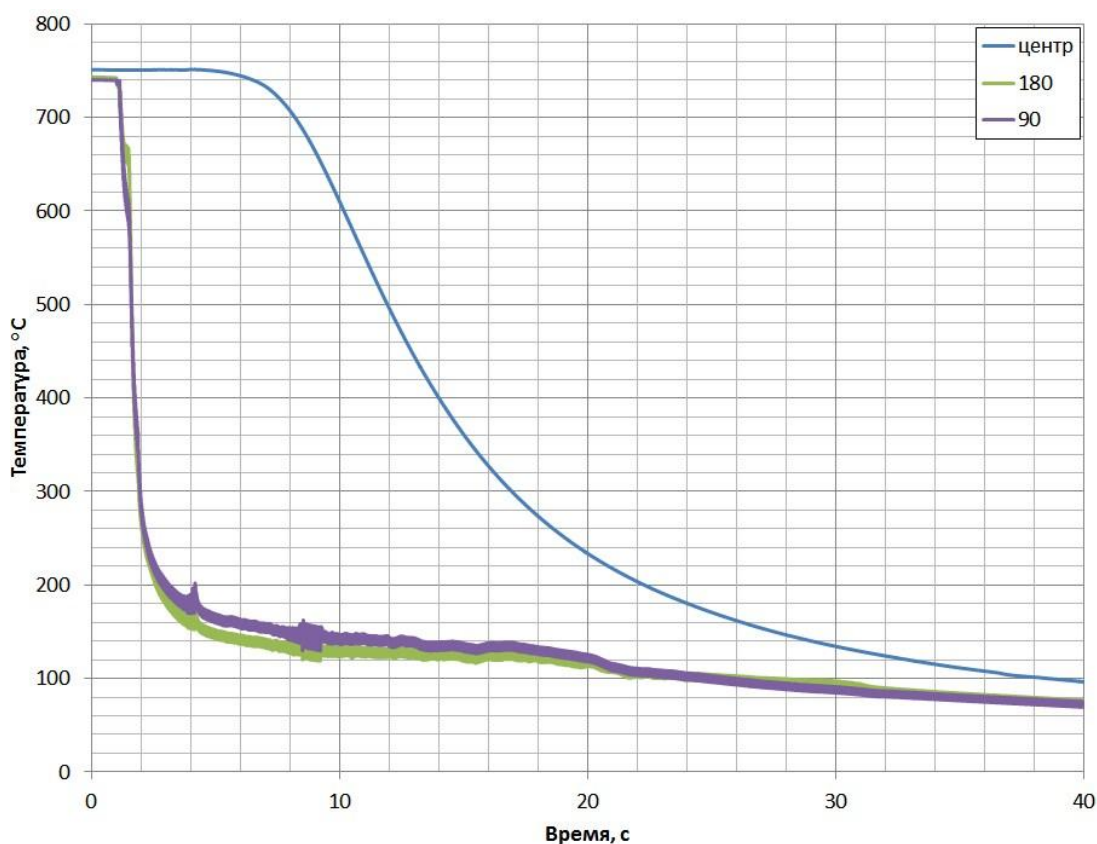


Рис.4.9. Термограмма охлаждения шара 38мм из материала AISI316 в воде с температурой 30°C .

Некоторые результаты расчета представлены рис.4.10. Расчетная температура центра сферы вполне удовлетворительно согласуется со значениями центральной термопары. Разница между измеренным и вычисленным значением температуры в центре шара остается гораздо меньше, чем перегрев стенки ($T_w - T_s$), представленный на рисунке кривой 2. На рисунке представлено изменение плотности теплового потока (кривая 1). Как видно, q_w превышает значение 1 МВт/м^2 в течение всего периода интенсивного процесса охлаждения и достигает очень высокого уровня в 7 МВт/м^2 после $0,35\text{c}$ после начала этого процесса. Таким образом, подтверждено наличие интенсивного кипения на металлах с низкой теплопроводностью.

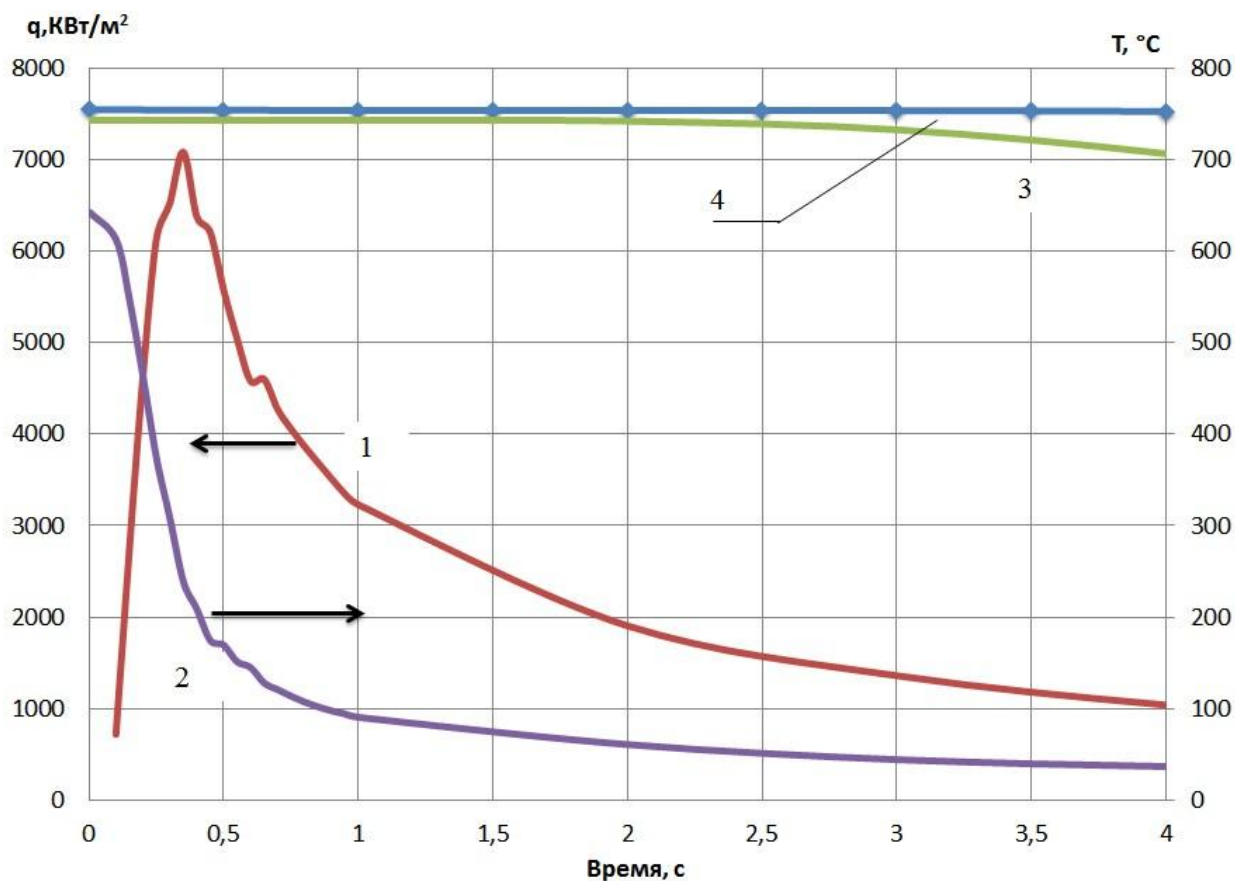


Рис.4.10. Результаты расчета для охлаждения шара 38мм из материала AISI316 в воде с температурой 30°C. 1-плотность теплового потока; 2-осредненный перегрев стенки; 3 и 4 – рассчитанные и измеренные температуры в центре шара.

Очень интересно проанализировать характер интенсивного охлаждения на материале с высокой теплопроводностью. Для этих целей был изготовлен шар из меди марки М-1. Для предотвращения коррозии поверхность шара была покрыта карбидом хрома толщиной примерно 10мкм. Влияние недогрева продемонстрировано на рис.3.11 (представлены значения, полученные центральной термопарой). Шар охлаждался от начальной температуры 700°C в воде с температурами 30, 40 и 50°C. Так как медь обладает высокой теплопроводностью, то различия в показаниях между поверхностными и центральными термопарами невелико, что позволило использовать для качественного анализа влияния недогрева показания центральной термопары. Хорошо видно, что с ростом недогрева,

интенсивность теплоотдачи возрастает. В воде с недогревом 70К центр шара охлаждается от 700 до 200°С за 4с, в то время как при недогреве 50К – за 10с.

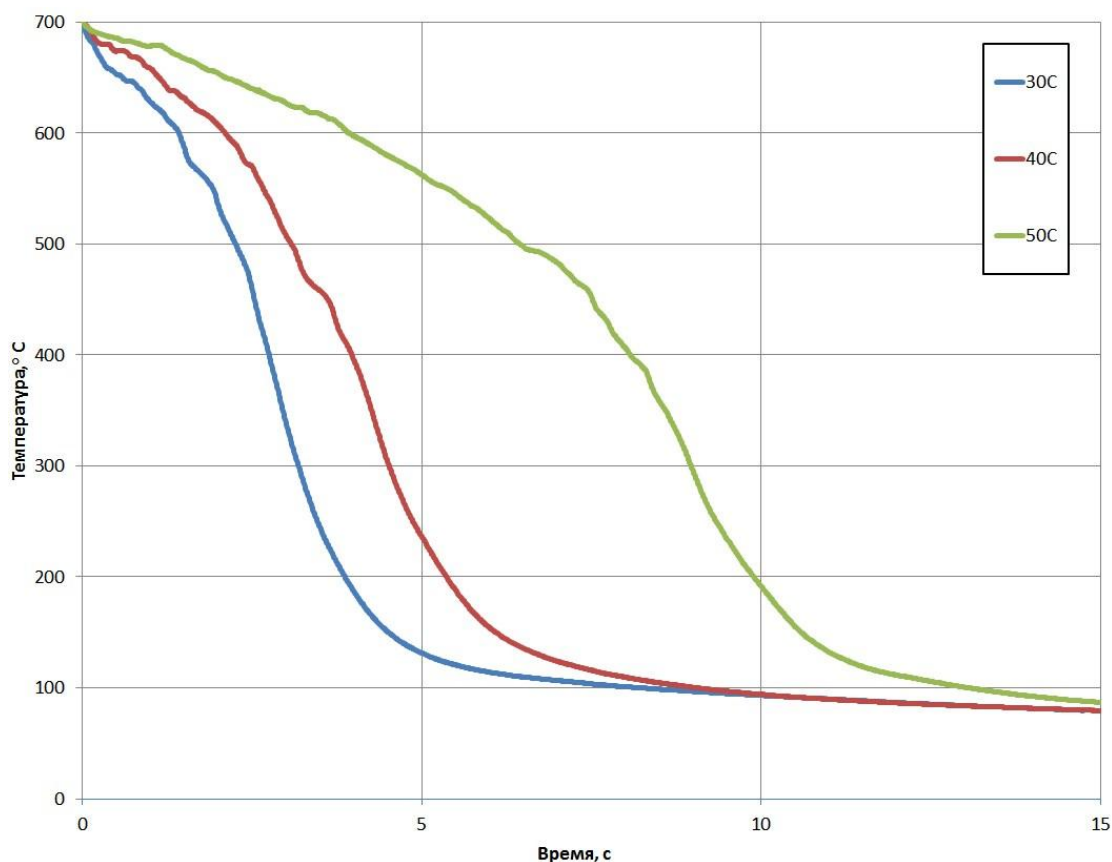


Рис.4.11. Термограммы охлаждения при различных температурах охлаждающей жидкости. Данные приведены для центральной термопары 45мм медного шарика.

Нет сомнения, что и в этом случае процесс охлаждения проходит в режиме интенсивного охлаждения. Охлаждение сопровождается сильными звуковыми эффектами, похожими на сильный треск и свист. Рассчитанный тепловой поток, для охлаждения в воде с температурой 35°С, приведен на рис. 4.12. Мы видим, что плотность теплового потока для медного шара в условиях интенсивного пленочного режима охлаждения не превышает 2,5 МВт/м². Однако это все равно, намного выше, чем типичные значения для пленочного кипения в насыщенной воде и недогретых жидкостях, подробно обсуждаемых в 3 главе. Эксперименты на меди показали, что гипотеза, о влиянии на возникновение режима интенсивного охлаждения локальных

участков поверхности с температурой ниже критической для воды не так очевидна. Трудно предположить наличие таких участков на меди при температуре поверхности выше 600°C. Понятно, что большие температурные градиенты на таких металлах как медь и даже никель невозможны.

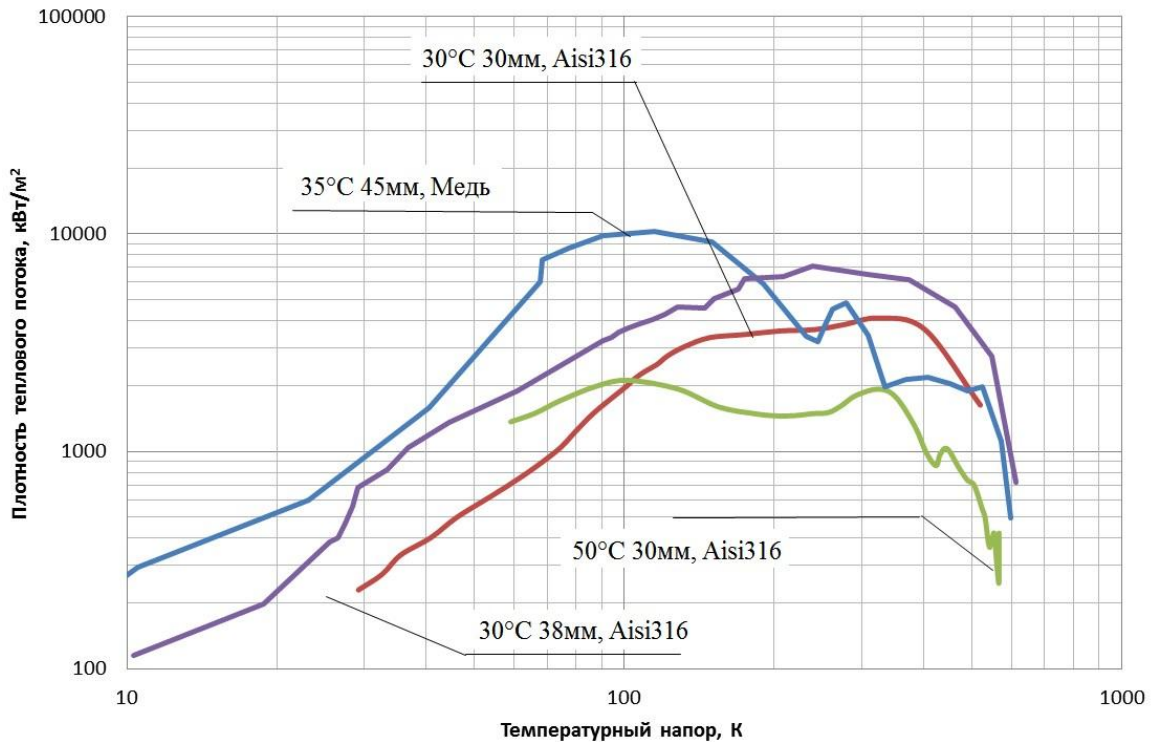


Рис.4.12. Плотности теплового потока для 30-миллиметрового шара из стали AISI 316 при охлаждении в воде с температурой: 1 - 30°C, 2 - 50°C.

Основной массив опытных данных был получен на 45мм никелевом шаре. Из всех образцов – этот оказался самым надежным, возможно благодаря новой технологии крепления термопар (подробно обсуждается во 2 главе). На рис.4.13 представлены значения центральной термопары для 5 различных недогревов. Из графика хорошо видно влияние недогрева на интенсивность охлаждения. Так, температура центра шара упала от начальных 685 до 200°C всего за 3 с., при недогреве в 90К; за 11с при недогреве в 70К; и примерно за 12 с при недогревах в 50 и 30К. Дополнительно на графике приведена термограмма охлаждения в воде с температурой 75°C. Можно ориентировочно принять эту температуру граничной между интенсивным и устойчивым пленочным кипением. В виду

быстрого выхода из строя рабочих образцов и достаточно хорошей воспроизводимости режимов охлаждения, нам пришлось проводить эксперименты с единичными (иногда 2 – 3) реализациями. Видно, что при недогреве в 30К температура падала немонотонно. Это связано с периодическим восстановлением паровой пленки в некоторых областях поверхности шара.

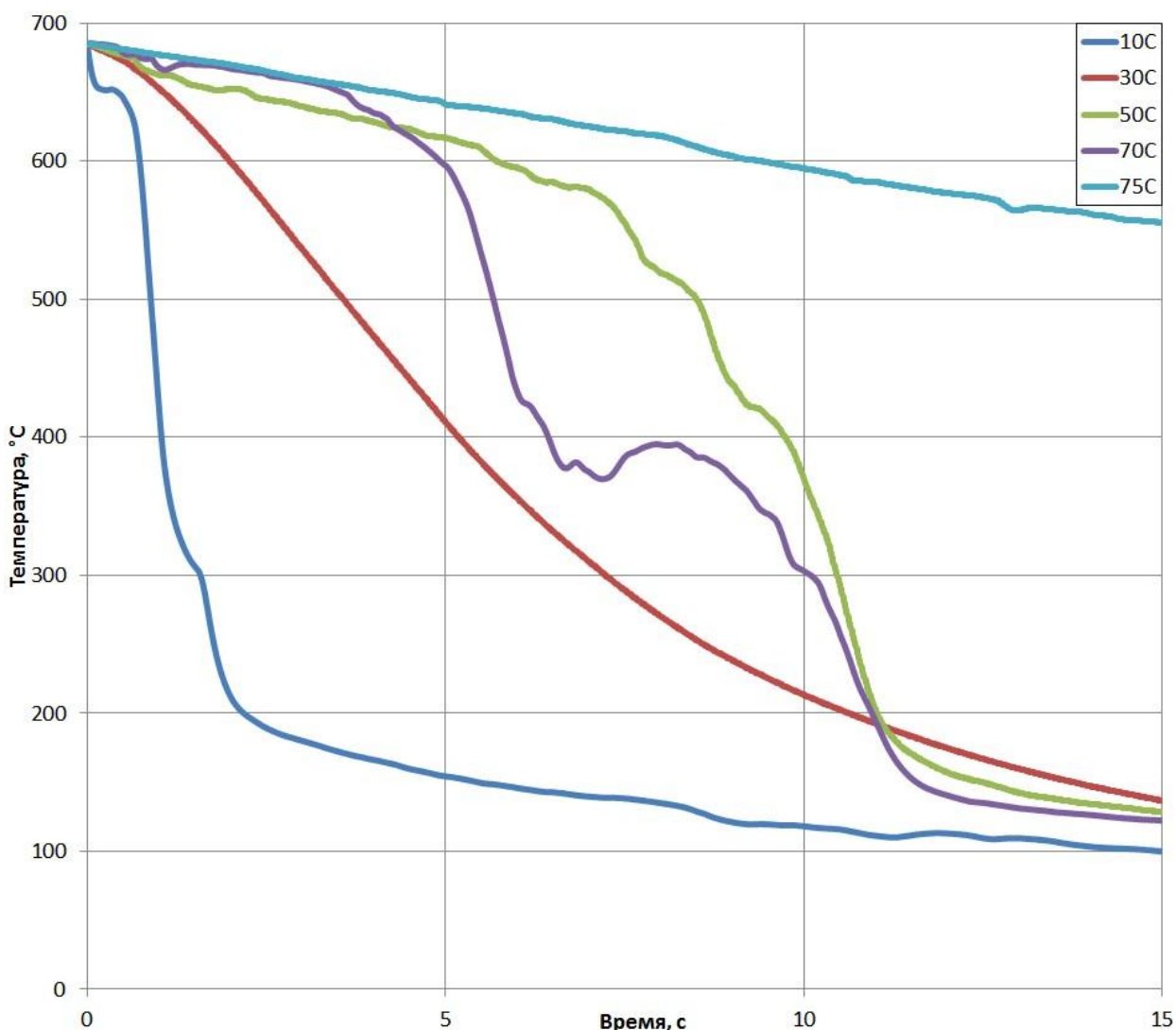


Рис.4.13. Термограммы охлаждения боковой поверхностной термопары 45мм никелевого шарика. Температура воды варьируется от 10 до 75°C.

По методике, неоднократно применяемой выше, мы провели расчет КТО и плотностей теплового потока для оценки влияния недогрева воды до температуры насыщения. Были выбраны три режима интенсивного охлаждения, с недогревами 90, 70 и 50К. На рис.4.14 представлено изменение

плотности теплового потока от температуры поверхности при различных температурах воды. Заметна сильная чувствительность к уровню недогрева. При температуре жидкости 10°C значение плотности теплового потока достигает 7МВт/м². В этот момент температура стенки превышает 500°C, что заведомо исключает наличие прямого контакта жидкости со стенкой. Но и для других температур жидкости (30 и 50°C) значения плотности теплового потока, лежащие в мегаваттных значениях, сильно превышают типичные для пленочного кипения насыщенной жидкости.

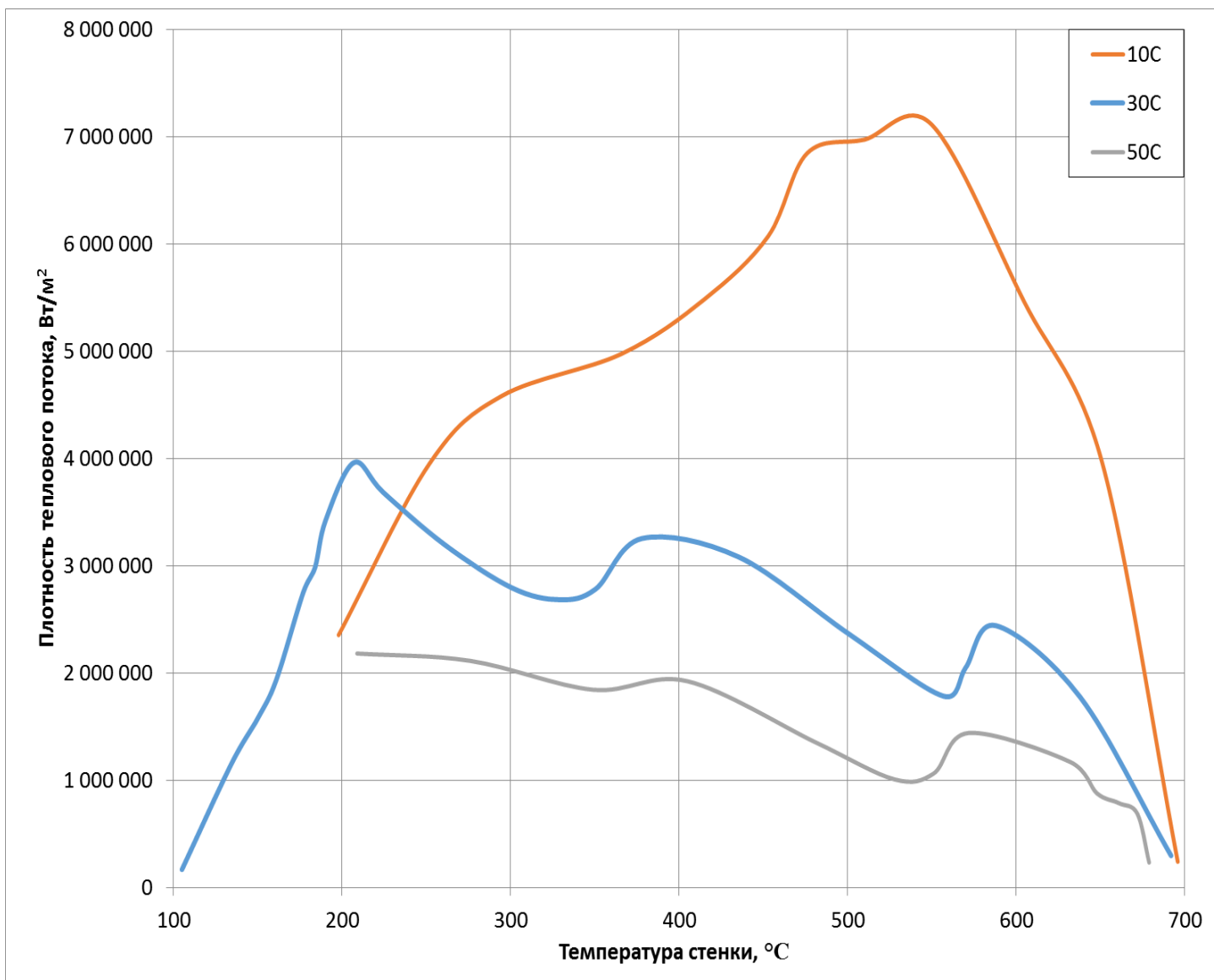


Рис.4.14. Плотность теплового потока для 45 мм никелевого шара в зависимости от температуры стенки, для разных температур воды.

Значения КТО также невероятно велики для пленочного режима кипения. Для максимального недогрева в 90К, при температуре стенки более 450°С, значения КТО составляют 18 кВт/м²К., что сравнимо с типичными значениями КТО для пузырькового кипения при небольших температурных напорах (рис.4.15).

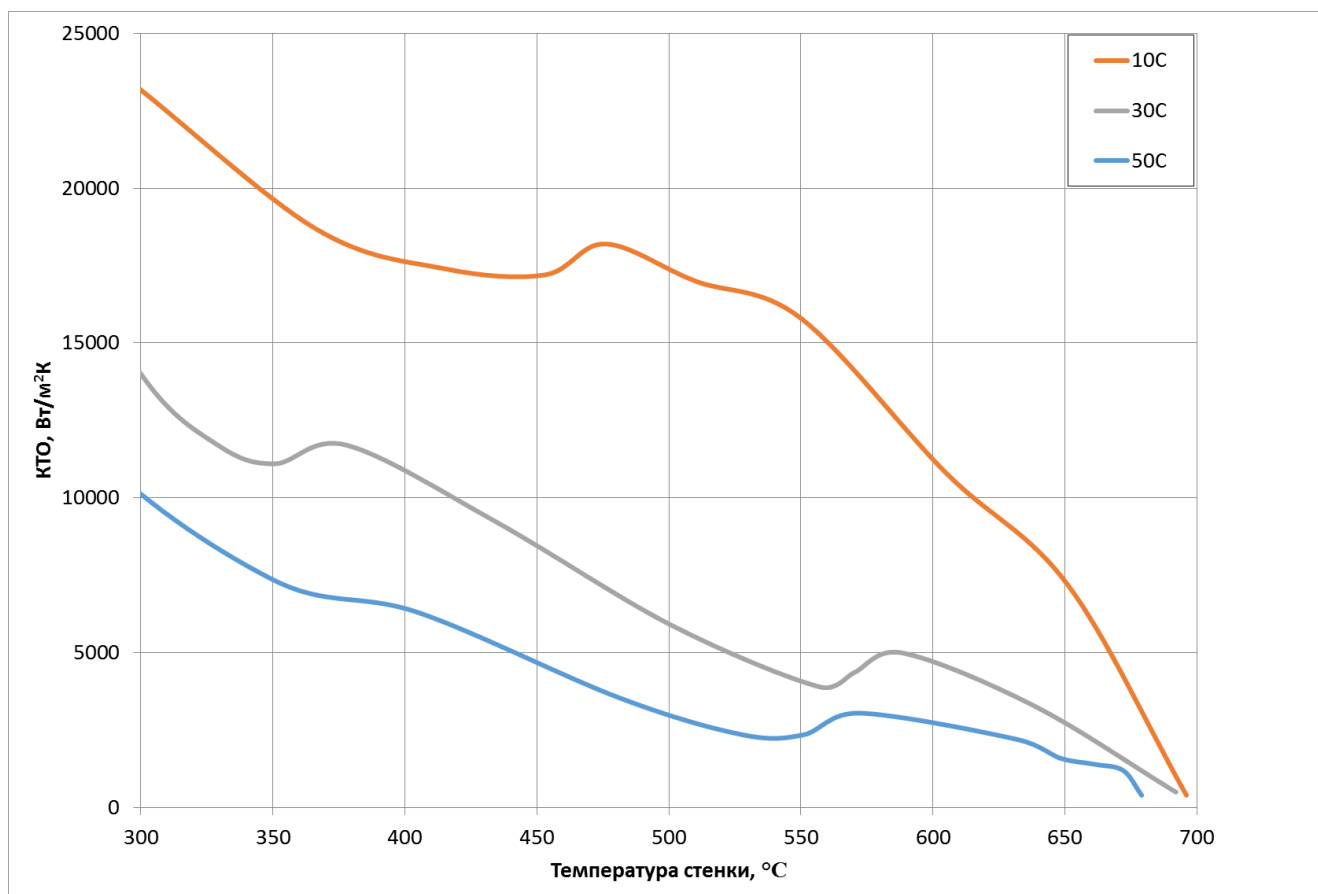


Рис.4.15. Расчётные значения осредненного по поверхности КТО для 45 мм никелевого шара в зависимости от температуры стенки, для разных температур воды.

В заключение отметим огромное влияние недогрева воды на пленочный режим охлаждения образца. При недогревах $\Delta T_{sub} > 25K$ устойчивый пленочный режим резко сменяется высоко интенсивным неустойчивым режимом кипения. Данный режим был получен на трех металлах с сильно отличной теплопроводностью: нержавеющей сталь, никель и медь.

4.2. Влияние давления

При атмосферном давлении, максимальный недогрев доступный для воды составляет $\Delta T_{sub}=100\text{K}$ (эксперименты в воде с тающим льдом). Заманчивая идея заключается в проведении экспериментов при еще больших недогревах. Реализовать это возможно с помощью изменения внешнего давления, что связано с ростом температуры насыщения жидкости.

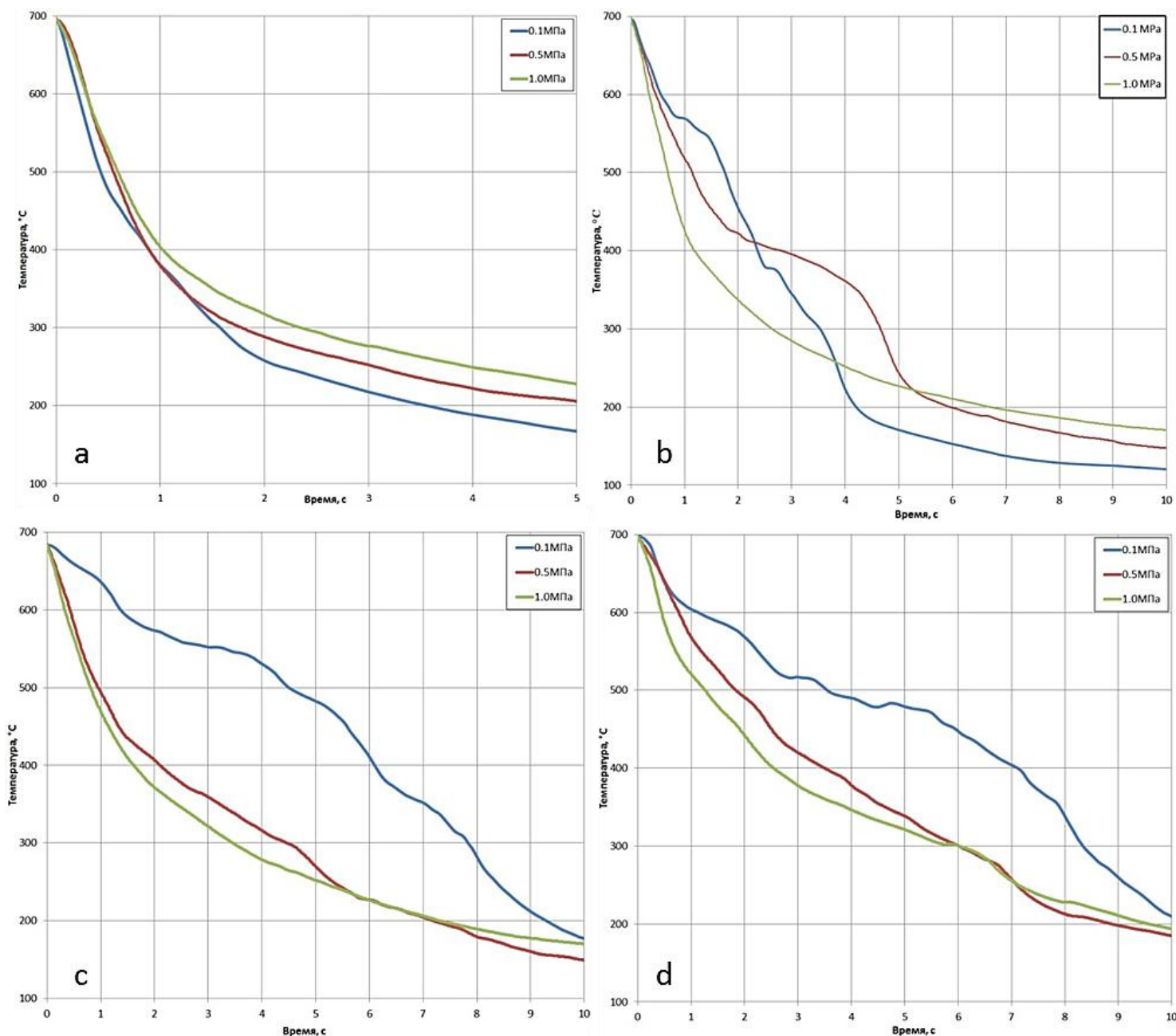


Рис.4.16. Осредненные по поверхности термограммы охлаждения 45мм никелевого шара при разных давлениях. Температура жидкости: а-10°C; б-30°C; в-50°C; г-70°C;

На рис.4.16 представлены осредненные по поверхности термограммы охлаждения 45 мм никелевого шара[66,67]. Значения температуры воды составили 10, 30, 50 и 70°C. Давление, в каждом эксперименте задавалось следующим: 0.1, 0.5 и 1.0 МПа. При температуре воды 10°C (рис.4.16-а) были достигнуты рекордные недогревы в 170К. Однако влияние давления не выглядит сильным. Кривые охлаждения практически повторяют друг друга. Отметим, что при таком большом недогреве интенсивность теплоотдачи очень высокая, может быть, относительное влияние давления не так очевидно. С ростом температуры и уменьшением недогрева, интенсивность теплоотдачи растет с ростом давления. Например, для воды с температурой 50°C (рис.4.16-б), средняя температура поверхности падает от начальной 690 до 300°C за 8с при атмосферном давлении; при увеличении давления до 1.0 МПа такое же падение температуры длится 3,5 с. Также заметно, что с ростом давления кривая охлаждения становится более гладкой. При высоких приведенных давлениях процесс кипения практически не сопровождается видимым наличием пузырьков. Вероятно, это связано с высокой растворимостью газов в жидкостях при таких давлениях.

Для экспериментов в воде при температуре 30°C был рассчитан КТО и тепловой поток для трех разных давлений: 0.1, 0.5 и 1.0 МПа. Недогревы при этом составили 70, 122 и 150К.

На рис.4.17 представлена зависимость КТО от температуры стенки. Значения КТО необычайно велики для режима кипения при отсутствии прямого контакта между жидкостью и стенки и составляют 3-5 кВт/м²К для давления 0.1МПа и 4-12 кВт/м²К для давления 1.0МПа. Заметно увеличение КТО с ростом давления при фиксированной температуре жидкости. При температуре поверхности 500°C КТО на поверхности сферы при давлении 1.0МПа практически в два раза превышает КТО при давлении 0.1МПа. Такое повышение КТО может быть вызвано изменением свойств жидкости и пара, а также увеличением скорости свободной конвекции у межфазной поверхности с ростом давления.

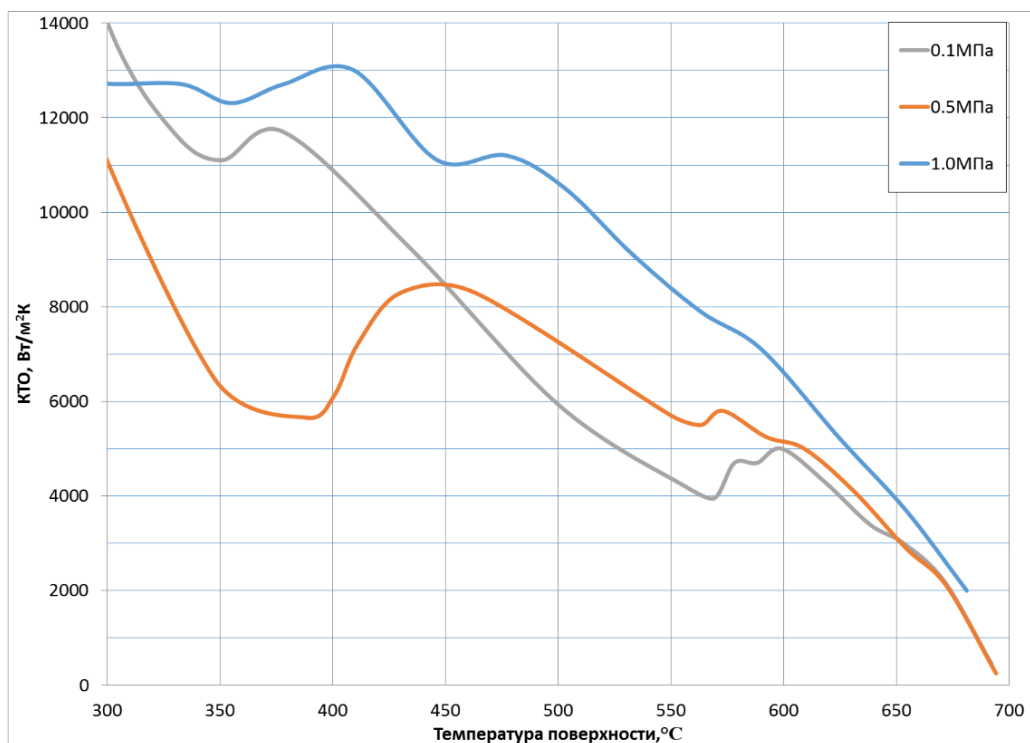


Рис.4.17. Расчётные значения осредненного по поверхности КТО для 45 мм никелевого шара в зависимости от температуры стенки, для разных приведенных давлений. Температура воды 30°C.

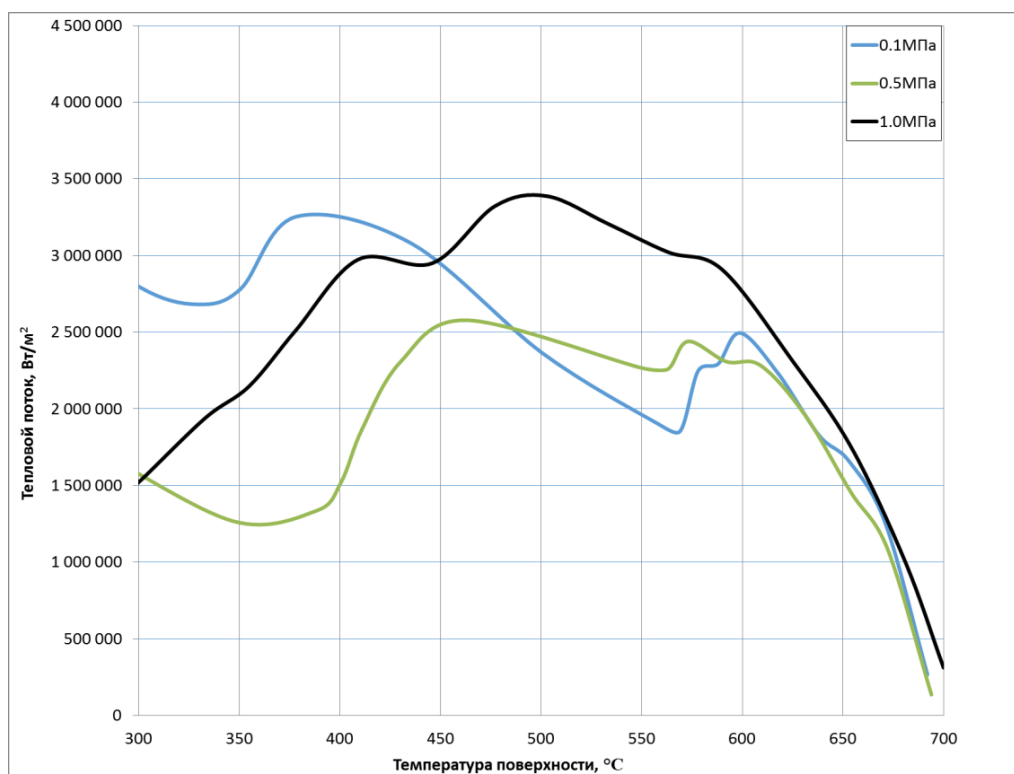


Рис.4.18. Расчётные значения осредненной по поверхности плотности теплового потока для 45 мм никелевого шара в зависимости от температуры стенки, для разных приведенных давлений. Температура воды 30°C.

На рис.4.18 изображена рассчитанная плотность теплового потока на поверхности никелевого шара. И в этом случае заметен рост q с ростом давления. При давлении 1.0МПа плотность теплового потока достигает 3,5 МВт/м², при температуре стенки 500°С., что совершенно нетипично для устойчивого пленочного кипения спиртов, фторуглеродов и воды при малых недогревах.

При температуре воды 80°С наблюдается устойчивое пленочное кипение, с типичными низкими КТО. Однако, повысив давление до 0.5МПа и выше, удалось вызвать интенсивный режим охлаждения при этой температуре. Таким образом, становится более понятна роль недогрева. Важными, для построения теории этого загадочного явления являются не только свойства жидкости, но и недогрев, при котором наблюдается интенсивный режим кипения. Термограммы охлаждения 45мм никелевого шара приведены на рис. 4.19. Видно, что в момент, когда осредненная температура поверхности упала до 200°С при 0.5 и 1.0МПа, поверхность при атмосферном давлении упала лишь до 600°С. Кипение при 0.1 МПа относится к устойчивому пленочному, а при $p > 0.5$ МПа к неустойчивому интенсивному режиму кипения.

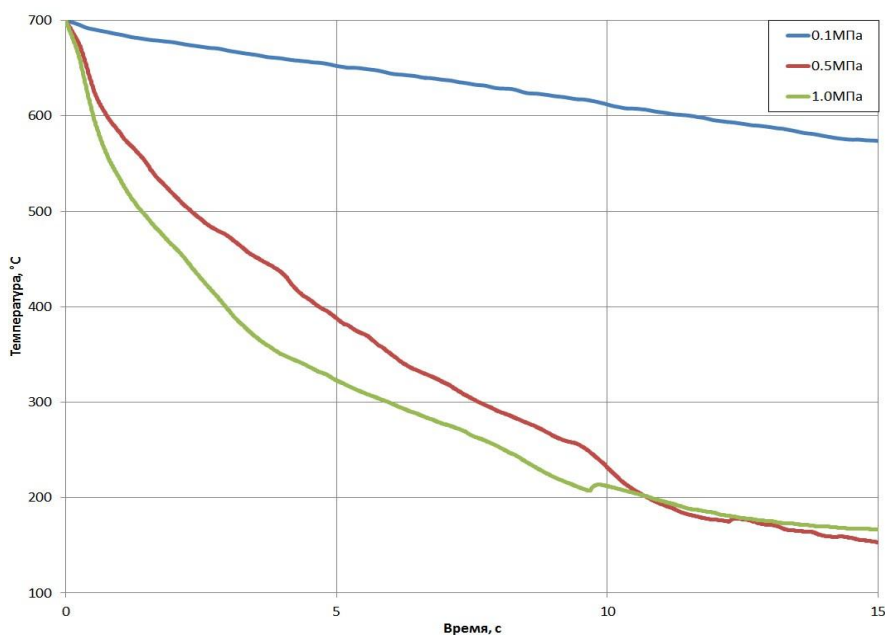


Рис.4.19. Осредненные по поверхности термограммы охлаждения 45мм никелевого шара при разных давлениях. Температура жидкости 80°С.

4.3. Влияние материала

В рамках обширных экспериментальных исследований по изучению закономерностей охлаждения высокотемпературных поверхностей в недогретых жидкостях, удалось провести эксперименты на трех различных металлах с сильно отличными свойствами:

- нержавеющая сталь
- никель
- медь

Главное различие этих металлов заключается в значениях коэффициента теплопроводности. Приведем далее анализ влияния материала образца на характер интенсивного охлаждения в воде. Для удобства приведем кривые охлаждения для шаров примерно одного размера (диаметр никелевого и медного шара 45 мм, стального 38мм) в воде с одинаковой температурой в 30°C. Термограммы для центральной точки шара и осредненной по поверхности приведены на рис. 4.20. Временной интервал для всех трех случаев взят одинаковый $t=10$ с. Начальная температура шара, в момент погружения в воду составляла примерно 700°C для медного и никелевого шара и примерно 750°C для нержавеющей.

В экспериментах с шаром из нержавеющей стали проявились некоторые особенности, обусловленные существенно более низкой теплопроводностью материала и, видимо, меньшим размером в сравнении с медным шаром. Во-первых, за время пребывания на воздухе в большинстве случаев температура поверхности снижалась примерно на 10К в сравнении с температурой центра, и наблюдалось небольшое различие в показаниях поверхностных термопар, чего никогда не было в опытах с медным шаром. (Конечно, этот эффект количественно ничтожен в сравнении с начальным ΔT). Рис.4.20-с показывает, что в условиях низкой теплопроводности металла, начальная стадия высокоинтенсивного охлаждения оказывает влияние в основном на довольно тонкий поверхностный слой шара.

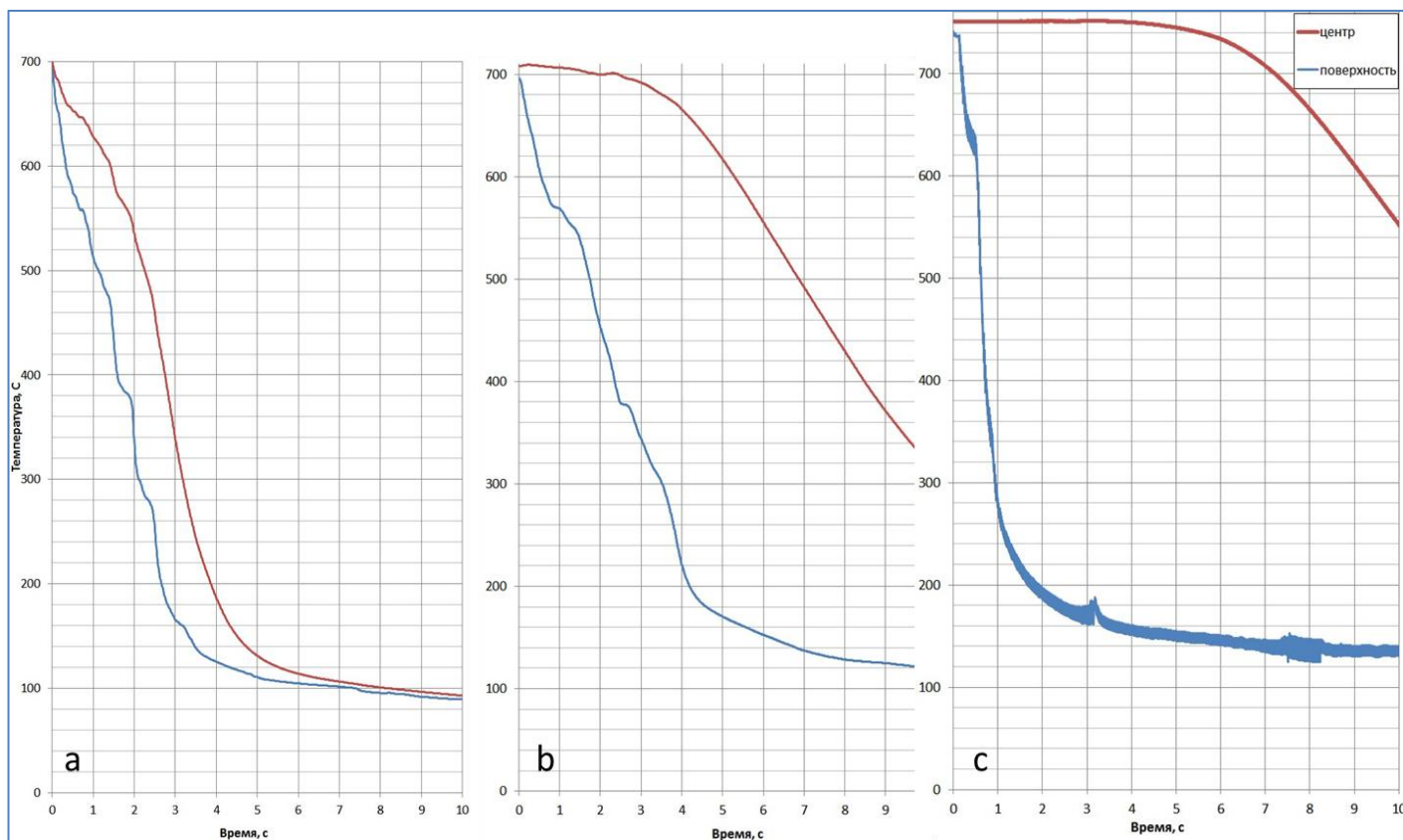


Рис.4.20. Сравнение термограмм охлаждения шаров из различных материалов в воде с температурой 30°C. а-медь 45мм; б-никель 45мм; в-нержавеющая сталь 38мм;

За первые две секунды, после начала интенсивного охлаждения, средняя температура поверхности шара из нержавеющей стали упала до 200°C, в то время как температура центра уменьшилась всего на 4К (от 754 до 750°C). И только через 10с температура центра охладилась до 550°C. Что касается медного шара, то в виду высокой теплопроводности, центральная термопара показывает практически эквидистантное падение по сравнению с осредненной температурой поверхности. Термограммы охлаждения медного шара с 10-микронным покрытием из хрома и карбида хрома качественно ближе к термограммам для никелевого шара. Они также отражают перемещение фронта интенсивного охлаждения снизу вверх по поверхности сферы, однако сдвиг во времени между соседними термограммами составляет в среднем 0.5 с, так что за 2.5 с вся поверхность охлаждается с 700°C до 220°C. Но температура в центре сферы падает до той же отметки

всего за 4 с, в 2.5 раза быстрее, чем при охлаждении никелевого образца. Задержка по времени для центра медной сферы составляет значение не более 1,5с. Радиальные температурные градиенты в медном шаре были существенно ниже, чем в никеле, и особенно, чем в шарах из нержавеющей стали. Тем не менее, даже в медной сфере диаметром 45 мм разница показаний центральной и поверхностных термопар в некоторые моменты времени превышает 300К. Прямая проверка показывает, что оценка плотности теплового потока по методу сосредоточенной теплоемкости на основе показаний центральной термопары дает почти вдвое меньшее значение, чем расчет на основе решения обратной задачи теплопроводности (ОЗТ). Для сферы из никеля, теплопроводность (и температуропроводность) которого примерно впятеро выше, чем у нержавеющей стали, примерно так же быстро охлаждается нижняя точка (южный полюс), а термопары, размещенные в точках поверхности с полярным углом 120, 90 и 60°, дают термограммы со сдвигом во времени на 1-2 с. Центр сферы в этом случае тоже охлаждается с задержкой, но не столь разительной: за первые 4 секунды температура падает примерно на 100К, тогда как для поверхностных термопар это падение составляет почти 550К.

Эти результаты убедительно показывают, что измерение температуры в нескольких точках охлаждаемого тела, дают принципиально новую информацию о процессе охлаждения по сравнению с экспериментами, в которых контролировалась только одна точка шара. Прежде всего, сказанное относится к изучению материалов с низкой теплопроводностью, таких как стали. Очевидно, что в условиях охлаждения шара из стали, использование метода сосредоточенной теплоемкости совершенно неприемлемо. На основе экспериментальных данных о скорости охлаждения центра шара, уравнение:

$$q_w = \frac{R}{3} \rho c \frac{dT}{dt}$$

даёт $q_w \approx 25 \text{ кВт/м}^2$ как среднее значение в течение первых 4-х секунд процесса. В то же время, на основе минимальной средней скорости охлаждения поверхности мы получаем $3,6 \text{ МВт/м}^2$ за тот же временной период. Что касается первой секунды охлаждения, то расчет на основе скорости падения средней температуры поверхности дает около $12,5 \text{ МВт/м}^2$.

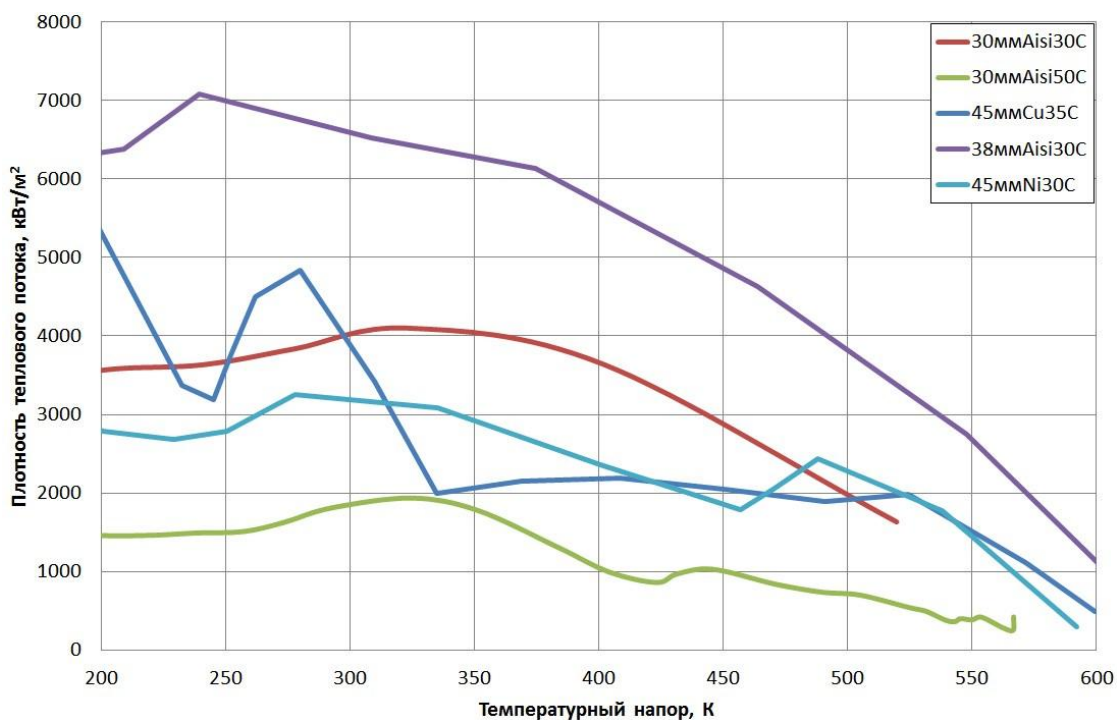


Рис.4.21. Расчётные значения осредненной по поверхности плотности теплового потока для шаров из разных материалов.

Проведем сравнение уровня отводимых тепловых потоков в зависимости от материала образца (рис.4.21). Из него видно, что наибольшая плотность теплового потока в режиме интенсивного пленочного кипения, отводится шаром из нержавеющей стали и составляет примерно $4\text{-}5 \text{ МВт/м}^2$. Наименьшая плотность теплового потока отводится медным и никелевым шаром, и составляет около 2 МВт/м^2 .

Таким образом, при охлаждении в воде с недогревом $\Delta T_{sub} \geq 30 \text{ К}$ независимо от индивидуальных свойств исследованных рабочих участков всегда наблюдался режим интенсивного теплообмена при пленочном кипении, когда температура поверхности существенно превышает критическую для воды.

Стоит отметить, к настоящему моменту малочисленные, но очень любопытные данные о влиянии свойств теплоотдающей поверхности на возникновение режима интенсивного охлаждения.

При проведении экспериментов на 38мм шаре из нержавеющей стали в изопропиловом спирте, автором наблюдалось резкое увеличение интенсивности охлаждения с ростом внешнего давления. На рис. 4.19 приведены термограммы охлаждения шара из нержавеющей стали AISI316 диаметром 38 мм в изопропиловом спирте с температурой 40°C при давлениях 3 и 9 атм.

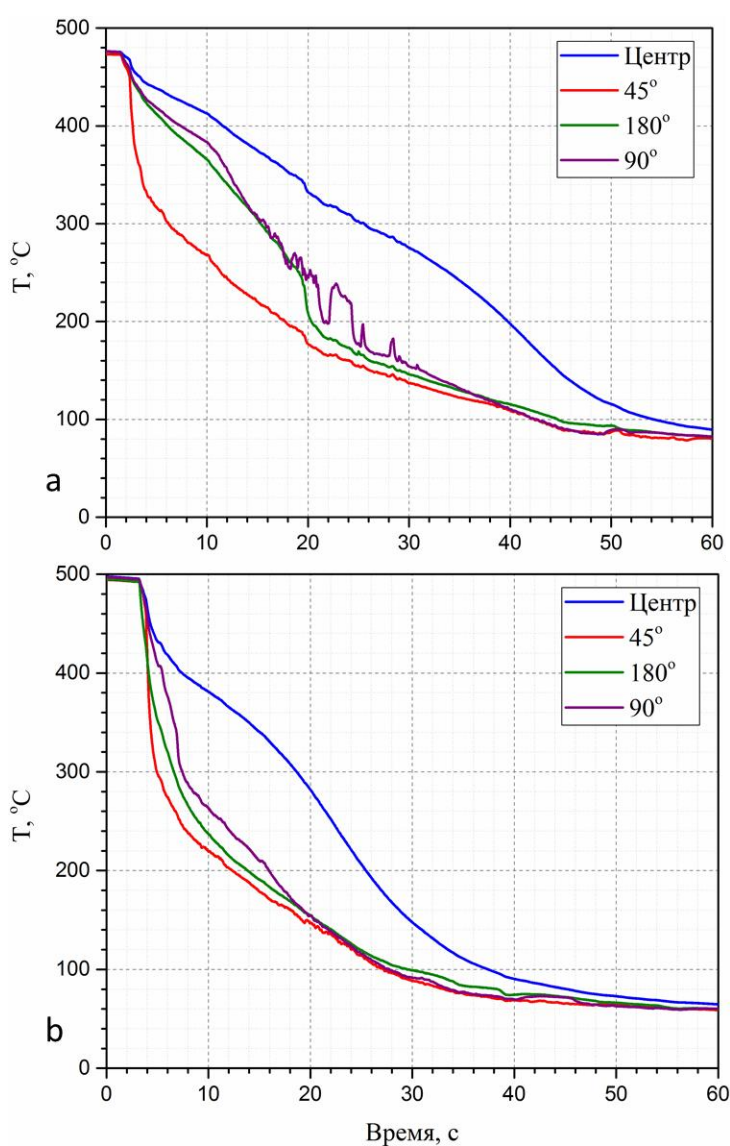


Рис.4.22.Термограмма охлаждения шара из нержавеющей стали AISI316 диаметром 38 мм в изопропаноле с температурой 40°C. При давлении 3 и 9 атм.

Темп охлаждения всё же меньше, чем в экспериментах на том же шаре в воде. Скорость охлаждения не превышает 90К/с при давлении 3атм и 160К/с – при 10атм. Однако, при охлаждении в воде температура поверхности снизилась за одну секунду после погружения примерно на 500К. Отметим также, что при наличии высокого избыточного давления (9атм) устойчивого режима плёночного кипения уже не наблюдается, о чём свидетельствует высокий темп охлаждения. Однако эти эксперименты – только качественные и нуждаются в дальнейших проверках.

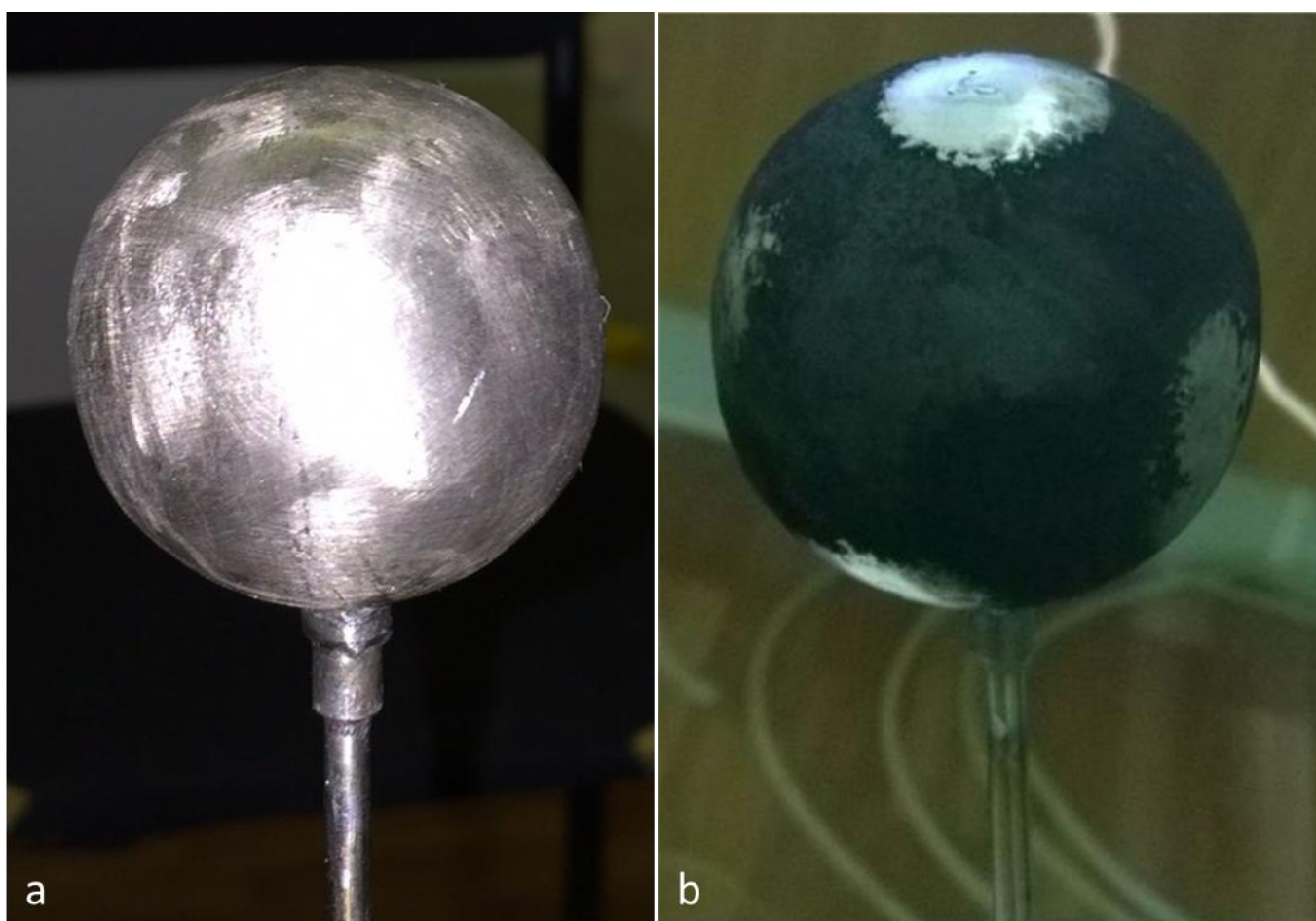


Рис.4.23.Состояние поверхности 45мм никелевого шара. а-полированная поверхность; б-поверхность с сажей.

Очень интересные результаты получены на никелевом шаре с покрытием из сажи (рис.4.23). Сажа образовалась на поверхности шара в процессе его сильного нагрева в атмосфере изопропилового спирта. При этом толщина покрытия не превышала 1мм, состояние отложений было

достаточно плотным (удалось снять только с помощью полировального устройства) и совсем не рыхлым. Интересно отметить, что сажа образовалась в тех местах шарика, на которых существовала оксидная пленка.

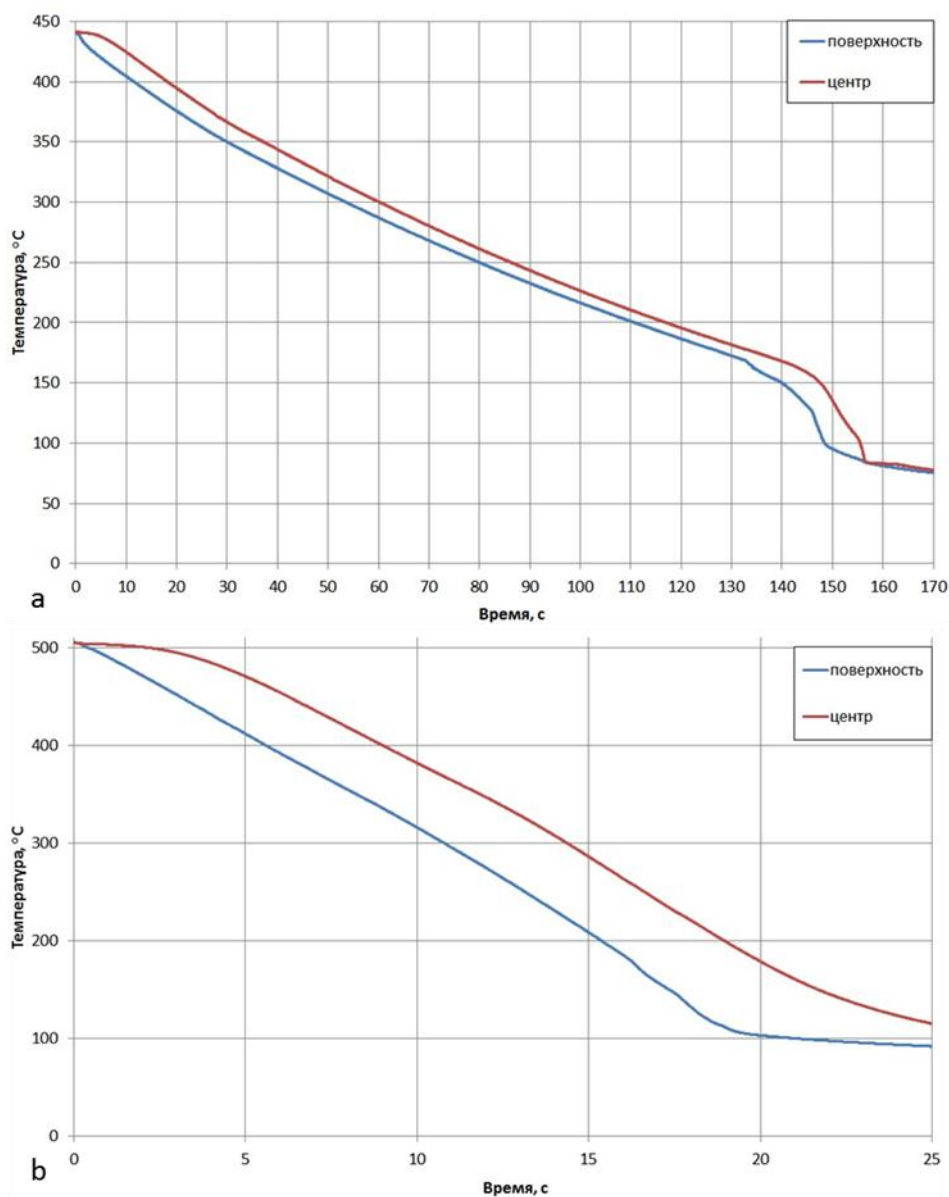


Рис.4.24.Термограмма охлаждения шара из никеля диаметром 45 мм в изопропанолe с температурой 50°С. а-полированная поверхность; б-поверхность с сажей.

Как видно из термограмм, приведенных на рис.4.24, шар с покрытием из тонкого слоя сажи охлаждается в 7 раз быстрее. Причем начальная температура его составляет 500°С, а у полированного 450°С. Кривая охлаждения для осредненной поверхности гладкая, без скачков и без

выраженного перехода к пузырьковому режиму кипения. Подсчитанные по одномерной модели ОЗТ значения плотности теплового потока и КТО приведены на рис.4.25.

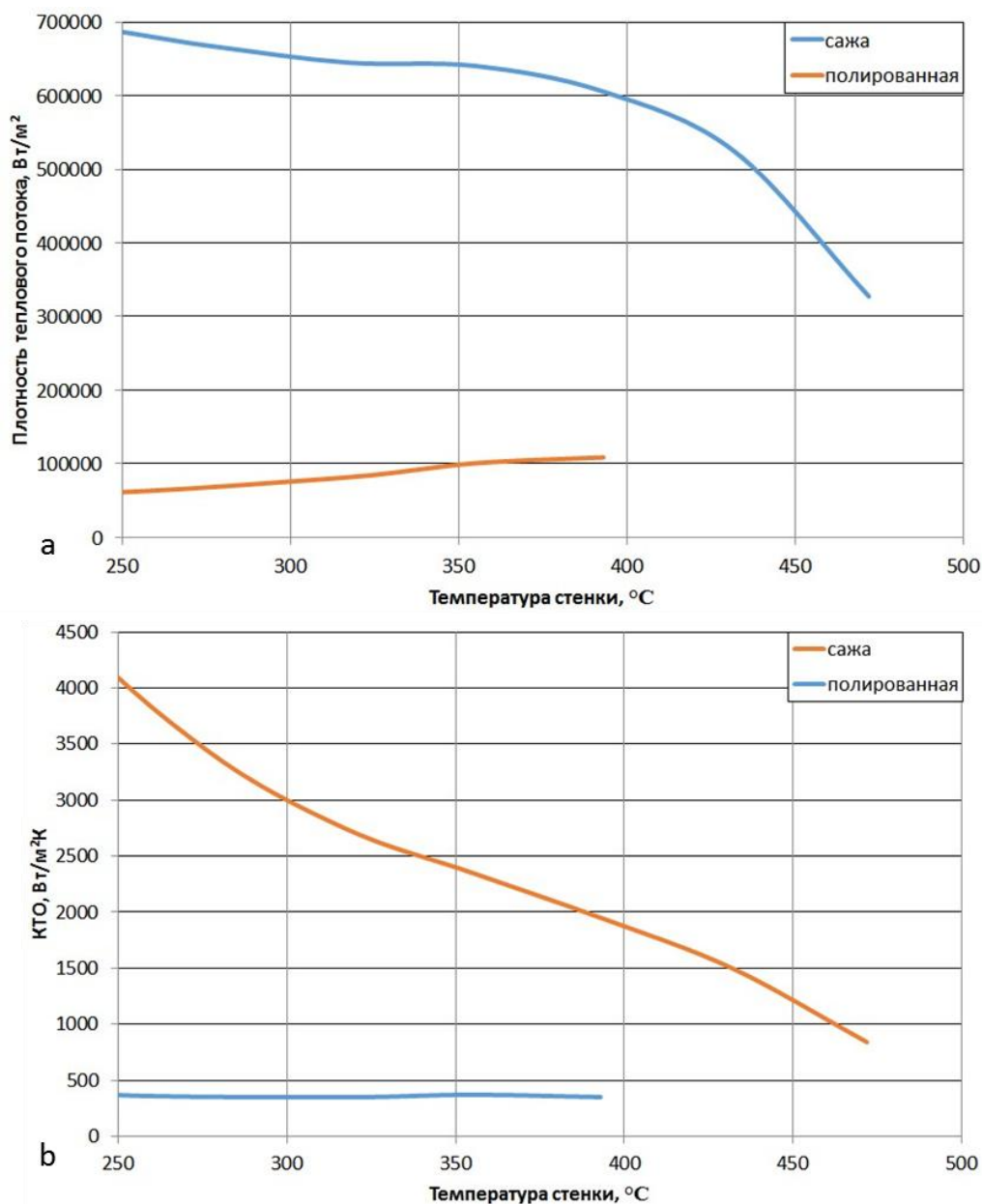


Рис.4.25. Зависимость плотности теплового потока (а) и КТО (б) от температуры стенки в процессе охлаждения полированного и покрытого сажей 45мм никелевого шара.

Из графиков видно очень сильное увеличение КТО и плотности теплового потока для шара, покрытого сажей. На данный момент нет однозначного ответа на вопрос о причине такого многократного роста

интенсивности теплообмена. Однако данное направление достаточно перспективно и может помочь понять возникновение интенсивного пленочного кипения на недогретой воде.

§4.4. Критерий перехода от устойчивого режима кипения к неустойчивому

К настоящему времени не существует физической модели, объясняющей возникновение интенсивного пленочного режима (микропузырькового кипения) на недогретой воде и ее отсутствие на других жидкостях. Нами была предпринята попытка разработки такой модели. Полученная модель не претендует на универсальное и совершенно безошибочное определение параметра устойчивости, однако дает качественное представление, о возможном механизме возникновения этого удивительного явления.

Масштабная серия экспериментальных работ, проведенная на изопропиловом спирте (см. главу 3) показала, что даже в условиях огромных недогревов (до 160К) переход к интенсивному пленочному режиму кипения не наблюдается. Далее был проведен сравнительный анализ свойств спирта и воды, который выявил огромную разницу в вязкостях этих жидкостей (см. главу 2). Отметим, что число Прандтля для изопропилового спирта достигает тысячи в условиях больших недогревов, в то время как для воды не превышает десяти. Влияние вязкости жидкости на процесс пленочного кипения заключается в её воздействии на характер термогравитационной конвекции, возникающей в условиях недогрева; отметим, что именно возникновение свободной конвекции у межфазной границы жидкость-пар отличает пленочное кипение насыщенной от пленочного кипения недогретой жидкости.

Следующий серьезный вопрос, – каким образом наличие конечной скорости жидкости на межфазной границе может вызвать интенсивное

пленочное кипение? Мы предположили, что такой тип пленочного кипения может возникнуть в случае максимального приближения жидкости к твердой греющей поверхности. При этом должны возникнуть стоки тепла на твердой поверхности. В зависимости от теплопроводности металла эти стоки либо просто увеличивают среднюю плотность теплового потока от поверхности шара, либо приводят к появлению на ней «холодных пятен» с локальной температурой ниже T_{lim} .

Теперь осталось понять, за счет какого процесса жидкость может приблизиться к горячей стенке. Наиболее естественным и физически обоснованным процессом является возникновение волн на межфазной границе. При этом в местах «гребней» волн и будут наблюдаться максимальные стоки тепла. Можно предположить, что при определенном сочетании параметров плоская граница межфазной поверхности меняется на волнистую.

Теперь выведем условие перехода течения жидкости с гладкой пленкой к волновой. Анализ проведем, основываясь на работе выдающегося советского физика П.Л.Капицы [72].

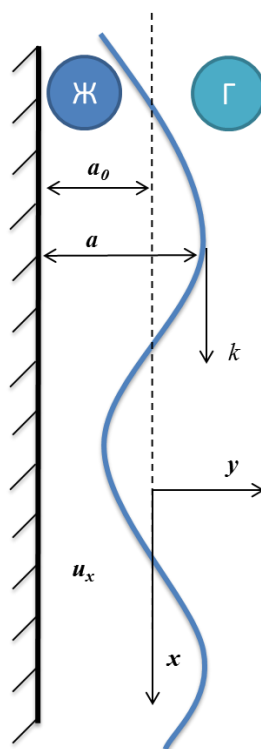


Рис.4.26.Схема волнового течения тонкой пленки жидкости.

Рассмотрим течение тонкого слоя вязкой жидкости под влиянием постоянной объемной силы с учетом поверхностного натяжения (рис.4.26). Материальный баланс потока через элемент dx :

$$\frac{\partial va}{\partial x} = \frac{\partial a}{\partial t},$$

где $a = a_0(1+\varphi)$ - толщина слоя. Величина φ - это функция x и t . Для удобства, примем, что профиль свободной поверхности движется с постоянной фазовой скоростью k , тогда φ станет функцией одной переменной $x-kt$. Тогда, произведя необходимые замены, получаем:

$$\frac{\partial a(k-v)}{\partial x} = 0,$$

Расход жидкости при установившемся течении:

$$G = v_0 a_0,$$

где v_0 - скорость в среднем сечении потока a_0 .

Когда длина волн превосходит толщину слоя жидкости, вязкостные силы будут играть основную роль, поэтому можно принять, что квадратичное распределение скорости будет характеризовать течение и при волновом режиме. Заменяя производную по времени производной по координате получаем уравнение Навье-Стокса:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{3}{5} v^2 - kv \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g - 3\nu \frac{v}{a^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

После введения в это уравнение функции φ , получаем:

$$\frac{\sigma}{\rho} a_0 \ddot{\varphi} + v_0^2 (z-1)(z-1,2) \dot{\varphi} + 3 \left(g - z \frac{\nu v_0}{a_0^2} \right) \varphi + \left(g - 3 \frac{\nu v_0}{a_0^2} \right) = 0$$

Заметим, что когда $\varphi=0$ мы имеем простое ламинарное течение. В этом случае уравнение для расхода будет следующим: $g=3\nu Gm^{-3}$. Когда φ не равно нулю имеет линейное уравнение третьего порядка, которое имеет установившееся периодическое решение, когда постоянный член и член с φ равны нулю: $g=z\nu v_0 a_0^{-2}$. В первом приближении искомое периодическое решение имеет вид:

$$\varphi = \alpha \sin nx$$

Обозначив длину волны через λ получим:

$$n = 2\pi/\lambda$$

Определим величину n как

$$n^2 = (z - 1)(z - 1,2)v_0^2 \frac{\sigma}{\rho} a_0^{-1}$$

Используя второе приближение введя члены с φ второго порядка малости, получим:

$$\varphi = \alpha \sin nx + 0,28\alpha^2 \cos 2nx - \frac{\rho g}{4a_0 n^3 \sigma} \alpha^2 \sin 2nx + \dots$$

Предельное значение возникновения волнового режима устанавливается из следующего физического предположения. Средняя по единице длины потока потенциальная энергия поверхностного натяжения, равная поверхности волн помноженная на σ :

$$\overline{E_\sigma} = \overline{\sigma(1 + (a_0 \varphi)^2)^{0,5}}$$

Подставляя значение φ , выпишем только наибольшие зависящие от n члены:

$$\overline{E_\sigma} = 0,25\sigma a_0^2 \alpha^2 n^2 (1 + 4 \left(\frac{\rho g \alpha}{4a_0 \sigma}\right)^2 n^{-6} + \dots)$$

Из выражения видно, что с ростом длины волны и, следовательно, уменьшением n , поверхностная энергия $\overline{E_\sigma}$ тоже будет уменьшаться. Однако, когда член в скобках станет велик, при некоторой λ_k знак производной $\frac{\partial \overline{E_\sigma}}{\partial n}$ изменится и энергия станет возрастать. С точки зрения физики это будет соответствовать дроблению волн. Если предположить, что такие формы волн будут неустойчивы и, тогда, предельная длина волны найдется из:

$$\frac{\partial \overline{E_\sigma}}{\partial n} = 0$$

В итоге получим для границы волнового режима:

$$Re_k = 0,61 \left(\frac{\sigma^3}{g\nu^4 \rho^3}\right)^{\frac{1}{11}}$$

Где $\left(\frac{\sigma^3}{g\nu^4 \rho^3}\right) = Ka$, так называемое число Капицы.

На этом анализ, который провел П.Л.Капица почти 70 лет назад, заканчивается. Следующая задача заключается в попытке применить параметр устойчивости к нашей задаче.

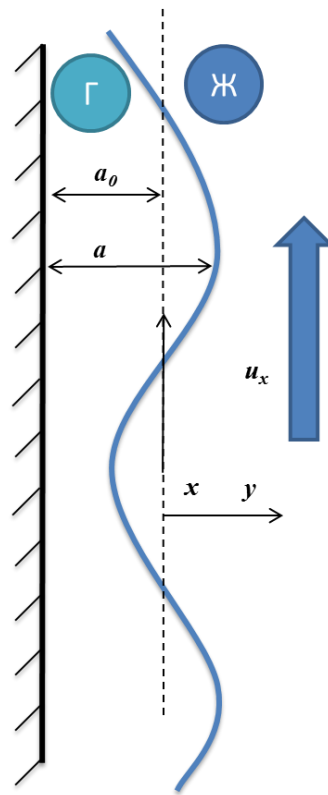


Рис.4.27.Схема волнового течения жидкости при пленочном кипении.

В нашем случае жидкая фаза движется за счет сил плавучести из-за неоднородности плотности, вызванной градиентом температуры (рис.4.27). Запишем число Рейнольдса в общем виде:

$$Re = \frac{U_0 \delta}{\nu}$$

Скорость U_0 в пределах пограничного слоя имеет следующий вид:

$$U_0 = C \frac{x}{\delta^2}$$

В условиях термогравитационной конвекции толщина пограничного слоя пропорциональна числу Рэлея:

$$\delta \sim \frac{x}{Ra_x^{1/4}}$$

Переходя от числа Рэлея к числу Грасгофа, получим число Рейнольдса для свободной конвекции:

$$KRe = \frac{Gr_D^{1/4}}{Pr^{3/4}}$$

Теперь введем безразмерное число K_0 , которое будет определяющим для границы устойчивости ламинарного и волнового течения жидкости:

$$\frac{Re}{Ka^{1/11}} = K_0 = \frac{Gr_D^{1/4}}{Ka^{1/11}Pr^{3/4}}$$

Подберем число K_0 , основываясь на наших данных и данных [16]. Недогрев, при котором начинается интенсивный режим кипения, соответствует значениям $\Delta T_{sub} \approx 22\text{K}$. Диаметр шарика $D=32\text{мм}$. Свойства жидкости, входящие в выражение для безразмерного числа K_0 берем по определяющей температуре $T_{\text{опр}} = (T_{\text{sat}} - T_{\text{liq}})/2$. Получаем, что граничное число $K_0 \approx 4$.

Теперь приведем значения чисел K_0 для других жидкостей.

| Перфторгексан P=0.1МПа | Pr | Ka | Gr | K₀ |
|-----------------------------------|-----------|-----------------------|--------------------|----------------------|
| T=30°C | 9.0 | $1.525 \cdot 10^9$ | $3.013 \cdot 10^8$ | 3.69 |
| T=0°C | 10.6 | $1.284 \cdot 10^9$ | $4.199 \cdot 10^8$ | 3.62 |
| T= -30°C | 12.7 | $7.474 \cdot 10^8$ | $4.09 \cdot 10^8$ | 3.3 |
| T= -60°C | 15.6 | $3.548 \cdot 10^8$ | $3.357 \cdot 10^8$ | 2.9 |
| Изопропанол P=0.1МПа | Pr | Ka | Gr | K₀ |
| T=30°C | 20.9 | $7.299 \cdot 10^9$ | $2.575 \cdot 10^8$ | 1.137 |
| T=0°C | 27.8 | $1.623 \cdot 10^8$ | $1.806 \cdot 10^7$ | 0.966 |
| T= -30°C | 38.3 | $3.064 \cdot 10^7$ | $1.029 \cdot 10^7$ | 0.767 |
| T= -60°C | 55.5 | $4.777 \cdot 10^6$ | $5.022 \cdot 10^6$ | 0.575 |
| Вода P=0.1МПа | Pr | Ka | Gr | K₀ |
| T=80°C | 1.9 | $2.141 \cdot 10^{12}$ | $7.492 \cdot 10^7$ | 4.3 |
| T=60°C | 2.2 | $1.328 \cdot 10^{12}$ | $1.064 \cdot 10^8$ | 4.5 |
| T= 40°C | 2.5 | $7.869 \cdot 10^{11}$ | $1.093 \cdot 10^8$ | 4.2 |
| T= 20°C | 2.9 | $4.451 \cdot 10^{11}$ | $9.592 \cdot 10^7$ | 3.8 |

Табл.4.1. Характерные значения параметра K_0 для разных жидкостей

Из табл.4.1. мы видим, что значения параметра K_0 , который отвечает за возникновение волнового течения пленки, для спирта и перфторгексана меньше, чем для воды. Может быть, именно по этой причине, на этих жидкостях не наблюдается переход к интенсивному режиму кипения. Стоит отметить, что для всех приведенных жидкостей этот параметр уменьшается с ростом недогрева, главным образом из-за увеличения значения кинематической вязкости.

Можно предположить, что если удастся подобрать жидкость при таких параметрах, что число K_0 будет равным или больше, чем для воды, то возникнут условия необходимые для возникновения интенсивного режима охлаждения. Стоит отметить, что возникновения волнового режима течения не обязательно должно приводить к возникновению неустойчивого пленочного кипения. Этот переход, судя по всему, должен зависеть от таких параметров, как теплота парообразования и теплопроводность жидкости, а также теплоотдающих свойств материала стенки.

Как видно, данная гипотеза нуждается в дальнейшем, более глубоком изучении.

Выводы по 4 главе

Приведем основные выводы по 4 главе, посвященной неустойчивому пленочному кипению жидкостей:

- Проведена большая серия экспериментов по охлаждению высокотемпературных шаров из нержавеющей стали, никеля и меди в воде при температуре от +10 до +90°C при давлениях от 0.1 до 1.0МПа.
- Доказано возникновение интенсивного режима пленочного кипения для всех материалов и при всех давлениях. Необходимое условие – наличие недогрева воды (~25К для атмосферного давления)

- Рассчитаны значения КТО и q с использованием решения одномерной ОЗТ. Показано, что q достигают мегаваттных значений в условиях пленочного кипения.
- Продемонстрирован рост КТО и q с ростом давления.
- Показано увеличение значений КТО и q с уменьшением теплопроводности образца.
- Выявлена сильная зависимость от свойств поверхности образца на характер пленочного кипения.
- Построена качественная модель, позволяющая определить критерий перехода к волновому течению жидкости на межфазной границе. Выдвинуто предположение, что наличие волнового движения может быть причиной возникновения интенсивного режима пленочного кипения.

Основные результаты

1. Спроектирован и создан экспериментальный стенд «Режимы охлаждения высокотемпературных поверхностей» с системами индукционного нагрева рабочего участка, термостатирования охлаждающей жидкости, поддержания заданного давления в инертной газовой среде над уровнем жидкости, проведения автоматизированных измерений температурного поля в охлаждаемом рабочем участке и скоростной видеосъемки процесса и хранения их результатов в компьютере. Стенд позволяет проводить эксперименты по охлаждению от начальной температуры 450-750°C шаров из нержавеющей стали, меди и никеля в жидкостях с температурой T_{liq} от - 80 до +100°C, при давлениях p от 0.1 до 1.0МПа.
2. Получен массив новых систематизированных опытных данных о теплообмене при охлаждении нагретых до высокой температуры шаров диаметром 30-51 мм в четырех охлаждающих жидкостях с весьма различными свойствами (вода, изопропанол, этанол и перфторгексан) в режиме устойчивого пленочного кипения; достигнуты рекордные недогревы до 160К; впервые проведено исследование пленочного кипения недогретых жидкостей на поверхностях большого (в сравнении с капиллярной постоянной) размера при давлениях до 1.0МПа.
3. С использованием полученных опытных данных осуществлена существенная коррекция ранее разработанной на кафедре ИТФ МЭИ модели устойчивого пленочного кипения недогретых жидкостей.
4. Установлено, что при охлаждении высокотемпературных тел в недогретых спиртах и перфторгексане режим неустойчивого пленочного кипения с высокой интенсивностью теплообмена не возникает даже при высоких недогревах до температуры насыщения во всем изученном диапазоне давлений.

5. Исследования неустойчивого пленочного кипения недогретой до температуры насыщения воды проведены на рабочих участках из трех различных металлов в широком диапазоне изменения недогревов и избыточных давлений; установлено, что возникновение режима интенсивного теплообмена определяется именно степенью недогрева до насыщения, а не абсолютным значением температуры охлаждающей воды.
6. Решение обратной задачи теплопроводности (ОЗТ) позволило на основе первичных термограмм охлаждения рассчитать распределение по поверхности шара теплового потока и КТО в режимах интенсивного охлаждения и при устойчивом пленочном кипении. В режимах интенсивного охлаждения в недогретой воде плотность теплового потока составляет 2-7 МВт/м². Проанализировано влияние недогрева, давления, материала образца и свойств поверхности на теплообмен при неустойчивом пленочном кипении воды.
7. Предложена гипотеза, связывающая возникновение режимов интенсивного пленочного кипения недогретой воды при охлаждении высокотемпературных тел с возникновением волнового движения межфазной поверхности; с использованием результатов анализа волнового движения гравитационных пленок, выполненного П.Л. Капицей, предложен критерий перехода к волновому течению жидкости на поверхности паровой пленки.

Обозначения:

a – температуропроводность, $\frac{м^2}{с}$;

$b = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_{жс} - \rho_n)}}$ – капиллярная (лапласова) постоянная, $м$;

C_p – удельная теплоемкость, $\frac{Дж}{кг \cdot К}$;

D – диаметр, $м$;

f – частота, $\frac{1}{с}$;

g – ускорение массовых сил, $\frac{м}{с^2}$;

H – кривизна поверхности, $\frac{1}{м}$;

h – энтальпия, $\frac{Дж}{кг}$;

h_{LG} – удельная теплота парообразования, $\frac{Дж}{кг}$;

j – плотность потока массы, $\frac{кг}{м^2 \cdot с}$;

k – волновое число;

L – линейный масштаб, $м$;

p – давление, $Па$;

q – плотность теплового потока, $\frac{Вт}{м^2}$;

R – радиус, $м$;

r – радиальная координата в цилиндрической и сферической системах координат, $м$;

T – температура, $К$;

t – время, $с$;

u, v – скорость, $\frac{м}{с}$;

W – масштаб скорости, $\frac{м}{с}$;

x, y, z – координаты ортогональной системы координат, $м$;

α – коэффициент теплоотдачи, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

β – термический коэффициент объемного расширения жидкости, $\frac{1}{К}$;

δ – толщина паровой плёнки, $м$;

Λ – длина волны, $м$;

λ – коэффициент теплопроводности, $\frac{Вт}{м \cdot К}$;

μ – динамический коэффициент вязкости, $Па \cdot с$;

ν – кинематический коэффициент вязкости, $\frac{м^2}{с}$;

ρ – плотность, $\frac{кг}{м^3}$;

σ – коэффициент поверхностного натяжения, $\frac{Н}{м}$;

Числа подобия:

$$Ar = \frac{g \cdot (\rho_{ж} - \rho_n) \cdot L^3}{\nu_n^2 \cdot (\rho_n)} - \text{число Архимеда};$$

$$Bi = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} - \text{число Био};$$

$$Fo = \frac{a \cdot t}{L^2} - \text{число Фурье};$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} - \text{число Нуссельта};$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} - \text{число Прандтля};$$

$$Re = \frac{W \cdot L}{\nu} - \text{число Рейнольдса};$$

Индексы и диакритические знаки:

` - жидкость

`` - газ

v – высокий;

кр – критический;

n – низкий;

нагр – нагрев;

отр – отрывной;

охл – охлаждение;

расч – расчётный;

c – стенка;

стац – стационарный;

ц – центральный;

эксп – экспериментальный;

i – на межфазной границе;

l – на единицу длины/ширины;

lim – предельный;

max – максимальный;

S, sat – насыщенный;

sub – недогрев;

∞ – на удалении от поверхности

\bar{X} – осреднённое значение X ;

\dot{X} – первая производная X по времени;

ЛИТЕРАТУРА

1. Bromley L.A. Heat transfer in stable film boiling// Chemical Eng. Progress. 1950. Vol. 46. №5. P. 221-227
2. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – Изд. 5-е перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979, 416 с.
3. Лабунцов Д.А., Гомелаури А.В. Труды МЭИ, 1976. Вып. 310. С. 50-58
4. Chang Y.P. Wave theory of heat transfer in film boiling. Journal of Heat Transfer. 1959, v.81. №1, p. 1-12.
5. Боришанский В.М., Фокин Б.С. Теплообмен при пленочном кипении жидкостей в условиях свободной конвекции//Труды ЦКТИ. 1965. Вып.57. С.43-54
6. Лабунцов Д.А., Гомелаури А.В. Теплообмен при пленочном кипении криогенных и обычных жидкостей на вертикальных поверхностях. Труды МЭИ. 1976. Вып. 310. С. 41-50
7. Боришанский В.М., Фокин Б.С. Обобщение данных по теплообмену при устойчивом пленочном кипении на вертикальных поверхностях.- ИФЖ, 1965, с. 290-293
8. Frederking T.H.K., Clark J.A. Natural convection film boiling on a sphere// Advanced in Cryogenic Engineering. 1963. Vol. 8. P. 501-506
9. H. Mert and J. Clark, "Heat transfer in the boiling of cryogenic fluids under conditions of normal, reduced, and near-zero gravity," Trans. ASME, 86C, No. 3, 66-78 (1964)
10. Hendricks R.C., Baumeister K. J. Film boiling from submerged spheres// NASA TN D-5124. 1969
11. Hendricks R.C., Baumeister K. J. Similarity and curvature effects in pool film boiling// Proc. of 4th Internat. Heat Mass Transfer Conf., Paris – Versailles. 1970. Vol. 5. B. 3.7
12. Аметистов Е.В., Клименко В.В., Павлов Ю.М. Кипение криогенных жидкостей// Под ред. В.А. Григорьева. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 400 с.

13. Клименко А.В. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния некоторых факторов на теплообмен при кипении криогенных жидкостей. Дисс. канд. техн. наук / Наук. М., 1975
14. В.М. Боришанский. Экспериментальное исследование теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальных и вертикальных трубах в большом объеме жидкости. Вопросы теплообмена и гидродинамики в двухфазных средах. Л.: Госэнергоиздат, 1961. С.128-138
15. S. Aziz, G.F. Hewitt, D.B.R. Kenning, Heat transfer regimes in forced-convection film boiling on spheres, in: Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference, San Francisco, 1986. Vol. 5, pp. 2149-2154.
16. Y. Zvirin, G.F. Hewitt, D.B.R. Kenning, Boiling on free falling spheres: drag and heat transfer coefficient, Experimental Heat Transfer 3 (1990) 185-214.
17. D.B.R. Kenning, Optical studies of boiling heat transfer: insights and limitations, International Journal of Heat and Fluid Flow 25 (2004) 209-222
18. A. Bolukbasi, D. Ciloglu, Investigation of heat transfer by means of pool film boiling on vertical cylinders in gravity, Journal of Heat Mass Transfer 44 (2007) 141-148.
19. I. Sher, R. Harari, R. Reshef, E. Sher, Film boiling collapse in solid spheres immersed in a sub-cooled liquid. Applied Thermal Engineering, 36 (2012), 219-226.
20. S.-H. Hsu, Y.-H. Ho, M.-X. Ho, J.-C. Wang, C. Pan, On the formation of vapor film during quenching in de-ionized water and elimination of film boiling during quenching in natural sea water, International Journal of Heat and Mass Transfer 86 (2015) 65-71.
21. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972
22. Hyungdae Kim, Gregory DeWitt, Thomas McKrell, Jacopo Buongiorno, Linwen Hu. On the quenching of steel and zircaloy spheres in water-based nanofluids with alumina, silica and diamond nanoparticles. International Journal of Multiphase Flow 35 (2009), 427-438.

23. H.I. Jouhara, B.P. Axcell. Forced Convection Film Boiling on Spherical and Plane Geometries. *Trans IChemE*, Vol 80, Part A, April 2002.
24. Гуляев А.П. *Металловедение. Учебник для вузов. 6-е изд., перераб. и доп.* М.: *Металлургия*, 1986.
25. *Quenching Theory and Technology, Second Edition* by B. Liscic, H.M. Tensi, L.C.F. Canale, and G.E. Totten, Published in 2010 by CRC Press Book.
26. R. Jeschar, E. Specht, Chr. Kohler. Heat transfer during cooling of heated metals with vaporizable liquids. *Quenching Theory and Technology, Second Edition* by B. Liscic, H.M. Tensi, L.C.F. Canale, and G.E. Totten, Published in 2010 by CRC Press Book.
27. F. Moreaux, G. Beck, P. Archambault. Effect of workpiece surface properties on cooling behavior. *Quenching Theory and Technology, Second Edition* by B. Liscic, H.M. Tensi, L.C.F. Canale, and G.E. Totten, Published in 2010 by CRC Press Book.
28. C. Kruse, T. Anderson, C. Wilson, C. Zuhlke, D. Alexander, G. Gogos, and S. Ndao, Extraordinary shift of the Leidenfrost temperature from multiscale micro/nanostructured surfaces, *Langmuir* 29 (2013) 9798-9806.
29. D. Quere, Leidenfrost dynamics, *Annual Review in Fluid Mechanics* 45 (2013) 197-215.
30. J.G. Leidenfrost, On the fixation of water in diverse fire, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9 (1966) 1153-1166.
31. Biance A.L., Clanet C., Quere D. 2003. Leidenfrost drops. *Phys. Fluids* 15:1632-37
32. J.D. Bernardin, I. Mudawar, A cavity activation and bubble growth model of the Leidenfrost point, *Trans. ASME. Journal of Heat Transfer*, 124 (2002) 864-874.
33. J.D. Bernardin, I. Mudawar, A Leidenfrost point model for impinging droplets and sprays, *Trans. ASME. Journal of Heat Transfer*, 126 (2004) 272-278.
34. Yuan Tran, Hendrik J.J. Staat, Andrea Prosperetti, Chao Sun, Detlef Lohse Drop Impact on Superheated Surface.. *Physical Review Letters*, 2012

35. Ягов В.В., Дедов А.В. Теплообмен при пленочном кипении в турбулентном потоке недогретой жидкости / Теплоэнергетика, 2009, № 3, стр. 21–29.
36. W.S. Bradfield, Solid-liquid contact in stable film boiling, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 5 (1966), p. 200-204
37. V.G. Zhilin, Yu.A. Zeigarnik, Yu.P. Ivochkin, A.A. Oksman, and K.I. Belov, An experimental investigation of the characteristics of explosive boiling of subcooled water on a hot surface under conditions of change of boiling modes, *High Temperature* 47 (2009), No. 6, 856-863
38. Thermo- and Fluid-Dynamic Principles of Heat Transfer during Cooling. F. Mayinger. Quenching Theory and Technology, Second Edition by B. Liscic, H.M. Tensi, L.C.F. Canale, and G.E. Totten, Published in 2010 by CRC Press Book.
39. Yu.A. Zeigarnik, D.N. Platonov, K.A. Khodakov, and Yu.L. Shehter, The nature of microbubble emission under subcooled water boiling, *High Temperature* 50 (2012), No. 1, 78-83.
40. H. Ohtake, Y. Koizumi, Study on propagative collapse of a vapor film in film boiling (mechanism of vapor-film collapse at wall temperature above the thermodynamic limit of liquid superheat), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004) 1965-1977
41. Leidenfrost vapour layer moderation of the drag crisis and trajectories of superhydrophobic and hydrophilic spheres falling in water. Vakarelski, Chan, Thoroddsen. *Soft Matter*, 2014
42. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature*, 2012
43. Lipset S.G. Explosions from molten materials and water. *Fire Technology*, Springer.1966
44. Dullforce T.E., Buchanan D.J., Perckover R.S. Self-triggering of small-scale fuel-coolant interactions: I. Experiments // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1974. Vol. 9. P. 1295 – 1303

45. Han S.H., Bankoff S.G. Thermal interaction of molten tin drops with water triggered by low-pressure shock // International Journal of Heat Mass Transfer. 1987. Vol. 30, P. 569 – 579
46. Arai T., Abe Y. Thermal Hydraulic Criteria for Base-Triggered Vapor Explosion // Journal of Thermal Science and Technology. 2007. Vol. 2. No 2. P.134-145
47. A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata. A General Correlation for Pool Film Boiling Heat Transfer From a Horizontal Cylinder to Subcooled Liquid: Part 1-A Theoretical Pool Film Boiling Heat Transfer Model Including Radiation Contributions and its Analytical Solution, Journal of Heat Transfer, may 1990, vol.112, 430-440.
48. A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata. A General Correlation for Pool Film Boiling Heat Transfer From a Horizontal Cylinder to Subcooled Liquid: Part 2 – Experimental Data for Various Liquids and Its Correlation, Journal of Heat Transfer, may 1990, vol.112, 441-450
49. Н.И. Кобаско. Закалка сталей в жидких средах под давлением// Наук. думка. – 1980.
50. L.C. Witte, T.J. Vyas, A.A. Gelabert. Heat transfer and fragmentation during molten-metal/water interactions. Journal of Heat Transfer. 1973. Vol. 95 №4, p. 521-527
51. Ивочкин Ю.П. Исследование механизмов термогидродинамических и мгд процессов с жидкометаллическими рабочими телами. Дисс. док. техн. наук / Москва, 2015
52. Ю.П. Ивочкин, С.Н. Вавилов, Ю.А. Зейгарник, К.Г. Кубриков. К вопросу об отсутствии фрагментации горячих капель при малых недогревах охладителя. Теплофизика и аэромеханика, 2012, том 19, №4
53. Жилин В.Г. и др. Экспериментальное исследование характеристик взрывного вскипания недогретой воды на горячей поверхности при смене режимов кипения //ТВТ. 2009. № 6. Т. 47. С. 891 — 898.

54. Лексин М.А., Ягов В.В., Варава А.Н. Экспериментальное исследование теплообмена в условиях интенсивного охлаждения металлического шара //Вестник МЭИ. 2009. № 2. С. 28 — 34.
55. Lexin M.A., Yagov V.V., Pavlov P.A., Zabirov A.R. Experimental study of heat transfer at cooling of high-temperature bodies in subcooled liquids //Proc. 6th Int. Conf. Transport Phenomena in Multiphase Systems. Poland, 2011. P. 301 — 306.
56. В.В. Ягов, М.А. Лексин. Приближенная модель теплообмена при устойчивом пленочном кипении недогретой жидкости. Труды РНКТ5. Т.4. – М.: Издательский дом МЭИ, 2010. С. 177-180.
57. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. М.: Издательский дом МЭИ, 2007.
58. Ягов В.В. Механизм переходного кипения жидкости. ИФЖ. 1993. Т.64. С. 740-751.
59. Лексин М.А. Исследования плёночного режима теплообмена и кризиса при кипении недогретой жидкости. // Дисс. ...канд. техн. наук. Москва, 2009.
60. М.А.Лексин, А.Р.Забиров, В.В.Ягов. Охлаждение металлических тел в недогретой смеси изопропанол-вода. Проблемы газодинамики и теплосаосообмена в новых энергетических технологиях: Тезисы докладов XVIII Школы-семинара молодых учёных и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева 2011, Россия. С. 191-192.
61. М.А.Лексин, А.Р.Забиров, О.В.Шаповал. Условия теплообмена на поверхности металлического шара в процессе охлаждения в недогретой жидкости. Проблемы газодинамики и теплосаосообмена в новых энергетических технологиях: Тезисы докладов XVIII Школы-семинара молодых учёных и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева 2011, Россия. С. 68-71.
62. А.Р. Забиров, В.В. Ягов. Опытное исследование интенсивного охлаждения высокотемпературных тел в жидкости. Радиоэлектроника,

электротехника и энергетика: XVII Межд. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов: Тез. докладов. М.: Изд. дом МЭИ, 2011, Т.3, с.59-60

63. Забиров А.Р., Денисов М.А., Канин П.К., Ягов В.В. Охлаждение высокотемпературных металлических шаров в изопропаноле и перфторгексане в условиях больших недогревов. Инновации в атомной энергетике: Сб. докладов конференции молодых специалистов, Изд-во АО «НИКИЭТ» 2015г. С. 345-355

64. А.Р.Забиров, М.А.Лексин, В.В.Ягов. Охлаждение металлических шаров в холодной жидкости. Труды XX школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И.Леонтьева «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках», 24-29 мая 2015, г.Звенигород, Россия. С. 205-206

65. Zabirov A., Yagov V. and Leksin M. Study of heat transfer mechanism in quenching process. Proc. 11th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 20-23 July 2015, Kruger National Park, South Africa, pp. 665-671

66. V.K. Dhir, G.P. Purohit, Subcooled film-boiling heat transfer from spheres, Nuclear Engineering and Design 47 (1978) 49-66.

67. Забиров А.Р., Лексин М.А., Ягов В.В. Закономерности теплообмена в процессах закалки. Вестник МЭИ. 2015, №1, с. 51-59.

68. Ягов В.В., Забиров А.Р., Лексин М.А. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости. Теплоэнергетика. 2015, №11, с. 70-80.

69. А.Р. Забиров, М.А. Денисов, В.В. Ягов. Исследование охлаждения высокотемпературных шаров в воде. Радиотехника, электротехника и энергетика: XXI Межд. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов: Тез. докладов. М.: Изд. дом МЭИ, 2015, Т.3, с.328

70. А.Р. Забиров, М.А. Денисов, П.К.Канин, В.В. Ягов. Пленочное кипение жидкостей в широком диапазоне недогревов до температуры насыщения XXI

Межд. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов: Тез. докладов. М.: Изд. дом МЭИ, 2015, Т.3,с.300

71. V.V. Yagov, M.A. Lexin, A.R. Zabirov, O.N. Kaban'kov. Film boiling of subcooled liquids. Part I: Leidenfrost phenomenon and experimental results for subcooled water. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016

72. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости//ЖЭТФ. 1948. Т.18 Вып.1 С. 1-28

Приложение П.1

Для работ по экспериментальному изучению процессов теплообмена в условиях интенсивного режима охлаждения кафедра ИТФ выделила помещение, находящееся в подвале корпуса «Т» (рис.П.1).



Рис.П.1. Научная лаборатория: а) до проведения ремонтных работ, б) после проведения ремонтных работ

Перед автором диссертации стала серьезная задача, по полному переоборудованию этой комнаты, используемой последние 20 лет под склад. Работы проводились в два этапа:

1. Расчистка комнаты от старой техники, мусора и хлама. Ремонт по наложению фальш-панелей на старую стену, покраска стен и потолков, укладка нового линолеумного покрытия.

2. Подведение основных коммуникаций: электричество, водопровод и воздуховод с вытяжной системой (в кабинете отсутствуют окна).

После выполнения этих трудоемких, но необходимых работ был проведен монтаж экспериментального стенда, персонального компьютера, профессионального верстака, морозильной камеры и т.д. В сжатые сроки (несколько месяцев) была создана профессиональная и современная научно-исследовательская лаборатория (рис.П.2).




Рис.П.2. Общий вид научная лаборатории.


Приложение П.2

Сведения об используемых термopарax.

| | |
|-------------|-------------------|
| ОКП 42 1150 | ЮНКЖ.400520.001ПС |
|-------------|-------------------|



**ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ на основе
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КАБЕЛЬНОГО**
Паспорт № 4261-1-28



1 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗДЕЛИИ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Номер по Государственному реестру средств измерений № 57177-14. Выпускается по ТУ 4211-002-10854341-2013. Сертификат соответствия требованиям взрывозащиты ТР ТС 012/2011 № ТС RU C-RU.ГБ06.В.00262, действителен до 18.05.2019, выдан органом по сертификации ОС ВСИ «ВНИИФТРИ» РОСС RU.0001.11ГБ06.

Руководство по эксплуатации РЭ 4211-002-10854341-2013

Предприятие-изготовитель: ООО «ПК «ТЕСЕЙ»,
249034, Россия, г. Обнинск, Калужской области, пр. Ленина 144, офис 72
тел./факс (48439) 9-37-41; 9-37-42 e-mail: zakaz@tesey.com <http://www.tesey.com>

Обозначение КТХА 01.02-002-к1-И-Т310-1-2000 №4261-1-28
Исполнение: общепромышленное

| | |
|---------------------------------------------|-----------|
| НСХ и класс первичного преобразователя (ПП) | ХА, 1 |
| Диапазон измерений ПП ¹ , °С | -40 ÷ 700 |

¹ – от минус 200°С с понижением класса допуска до «к2», подробнее см. РЭ

Выходной сигнал **аналоговый согласно НСХ**

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| Допустимые группы условий эксплуатации | см. раздел 3 |
| Материал наружной оболочки | AISI 310 |
| Наружный диаметр рабочей части, мм | 1 |
| Монтажная длина, мм | 2000 |
| Показатель тепловой инерции, τ _{0,63} , с, не более | 0.15 |
| Степень защиты от воздействия воды и пыли по ГОСТ 14254-96 | IP40 |
| Номинальное давление, РН, МПа | 0.1 |
| Устойчивость к механическим воздействиям (группа исполнения по ГОСТ Р 52931-2008)F3 | |

2 КОМПЛЕКТНОСТЬ

Датчик температуры 1шт. Паспорт 1 экз.

3 ПОКАЗАТЕЛИ НАДЕЖНОСТИ И ГАРАНТИИ ИЗГОТОВИТЕЛЯ

| Группа условий эксплуатации | Вероятность безотказной работы | Температура применения, °С | Интервал между поверками | Гарантийный срок эксплуатации |
|-----------------------------|--------------------------------|----------------------------|--------------------------|-------------------------------|
| IV | Не нормирована | -40 ÷ 700 | Не нормирован | Не нормирован |

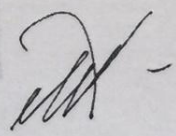
Назначенный срок службы равен интервалу между поверками. Гарантийный срок хранения пять лет с момента изготовления.

Гарантийные обязательства действительны при условии соблюдения потребителем требований и рекомендаций изложенных в РЭ.

4 СВИДЕТЕЛЬСТВО О ПРИЁМКЕ

Характеристики датчика температуры соответствуют заявленным в описании типа, Руководстве по эксплуатации и приведенным в разделе 1.

Пройдены стендовые испытания. Приемку произвел Попов А.А. Дата приемки: 05.12.2014



СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЛУАТАЦИИ ДАТЧИКА ТЕМПЕРАТУРЫ
(заполняется потребителем)

| Дата установки | Место установки | Температура применения, °С | Подпись исполнителя | Примечание |
|----------------|-----------------|----------------------------|---------------------|------------|
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

6. СВИДЕТЕЛЬСТВО О ПОВЕРКЕ

№ СПТ 4261-1-28

| | |
|------------------|-----------------------|
| Действительно до | При работе в условиях |
|------------------|-----------------------|

Средство измерения Датчики температуры
КТХА 01.02-002-к1-И-Т310-1-2000

наименование и тип

Серия и номер клейма предыдущей поверки (если такие серия и номер имеются)
отсутствует

заводской номер (номера) 4261-1-28

принадлежащее ООО "ТРИАДА", ИНН 5002126375
наименование юридического(физического) лица, ИНН(БИН)

поверено в соответствии с ГОСТ 8.338-2002. ГСИ. Преобразователи термоэлектрические. Методика поверки

наименование и номер документа, на методику поверки

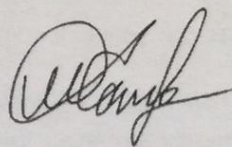
с применением эталонов: термометр сопротивления платиновый эталонный ЭТС-100 3 разряда № 00-12; преобразователь термоэлектрический эталонный ТППО-1000, 2 разряда № 393; измеритель температуры многоканальный прецизионный МИТ 8.15 № 09464 (± 0,05°С);;

наименование, заводской номер, разряд, класс или погрешность

при следующих значениях влияющих факторов: tком=21°С; RH =31%; Pатм=756 мм.рт.ст
приводят перечень влияющих факторов, нормированных в документе на методику поверки, с указанием их значений

и на основании результатов первичной поверки признаны пригодными к применению с характеристиками указанными в разделе 1 (протокол поверки 4261-1-28)

Поверительное клеймо 085967237




Главный метролог
должность руководителя подразделения

подпись

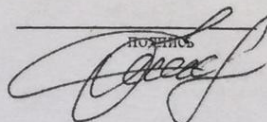
М.В.Хаустов
инициалы, фамилия

Поверитель
должность руководителя подразделения

подпись

Кузка А.В.
инициалы, фамилия

Дата 05.12.2014




Приложение П.3

Сведения о жидкости Перфторгекс №1 (изготовитель ПиМ-Инвест, Москва).



Scientific Industrial Association Ltd.

«P & M-Invest»

Спартаковская площадь, 14-1, Москва, 105082, Россия.

Тел /факс +7 (499) 135 64 94, +7 (499) 135 65 09

E-mail: igumnov@fluorine1.ru / <http://www.fluorine1.ru>

Сертификат качества

| Вещество: | Перфторгексан | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------|
| CAS # | [355-42-0] | |
| Кат. № | 800 | |
| Формула: МВ: | CF₃ (CF₂)₄CF₃ 338.04 | |
| Количество: | 22,6кг | |
| Методы анализа: | ГХ, ЯМР | |
| Свойства | Нормативные данные | Результаты анализа последней партии |
| Внешний вид и цвет | Бесцветная жидкость | Бесцветная жидкость |
| Плотность, г/см ³ | 1,681 | 1,681 |
| Температура кипения, °С | 59-60 | 59-60 |
| Температура плавления, °С | -70 | -70 |
| Температура вспышки, °С | Нет | Нет |
| Показатель преломления n _{D/20} | 1,2510-1,2520 | 1,2520 |
| Содержание основного вещества, % | ≥97 | 97 |
| Содержание примесей, % | ≤3 | 3 |
| <i>Хранить в прохладном, сухом и тёмном месте в герметичной таре. Рекомендуемая температура хранения 2 -8 °С.</i> | | |
| Начальник ОТК: | <u>Николенко Д.В.</u> | Дата анализа: 17.12.2014 |
| Менеджер по отправкам: | <u>Паршикова О.О.</u> | |

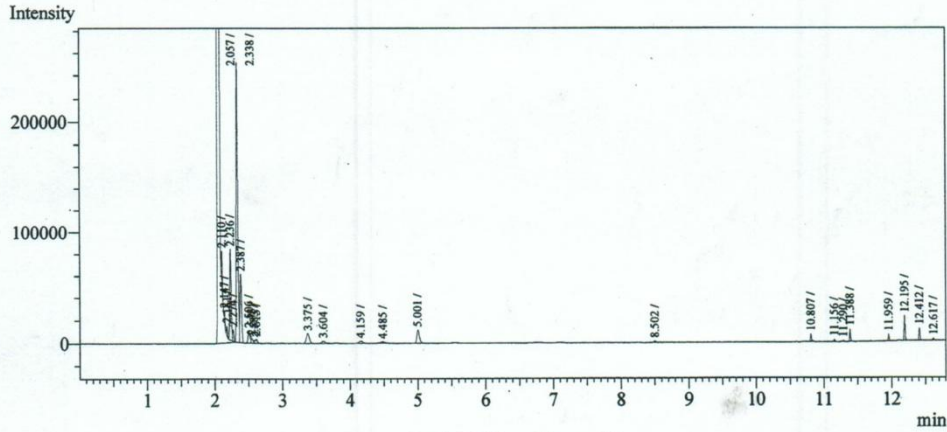
Переторисан

м 800

20,5
nd = 1,2520

Analysis Date & Time : 17.12.2014 13:31:29
ХИМИК : IGNATOVA
НАИМЕНОВАНИЕ : PFGEKSANE
НОМЕР ВИАЛЫ : 1
ОБЪЕМ ВВОДА : 0.40

ФАЙЛ : C:\GCsolution\Data\Project1\Хроматограммы\DEC14\17\PFG.gcd
МЕТОД : C:\GCsolution\Data\Project1\Методы\эфирь\METFUK.gcm

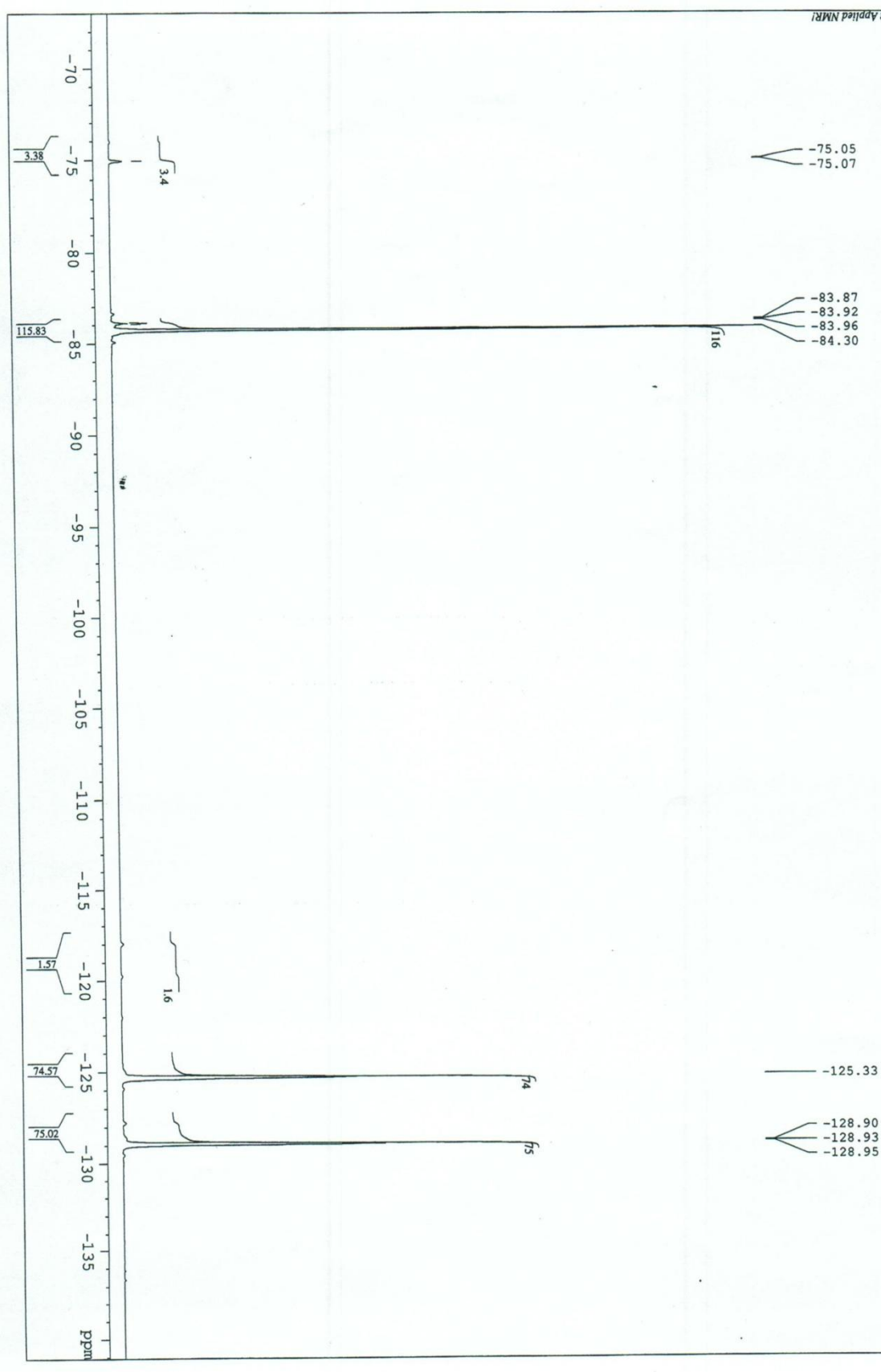


Peak Table - Channel 1

| Peak# | Height | Area | Tailing Factor | Ret. Time | Area% |
|-------|----------|----------|----------------|-----------|----------|
| 1 | 7914896 | 49326564 | 1.403 | 2.057 | 98.3071 |
| 2 | 26821 | 24253 | 1.370 | 2.110 | 0.0483 |
| 3 | 8494 | 7460 | 1.279 | 2.147 | 0.0149 |
| 4 | 7731 | 7951 | 1.211 | 2.181 | 0.0158 |
| 5 | 81460 | 120116 | 0.000 | 2.236 | 0.2394 |
| 6 | 10280 | 12491 | 0.000 | 2.274 | 0.0249 |
| 7 | 250133 | 390457 | 0.000 | 2.338 | 0.7782 |
| 8 | 60807 | 97868 | 0.000 | 2.387 | 0.1950 |
| 9 | 10719 | 21123 | 0.000 | 2.506 | 0.0421 |
| 10 | 4352 | 8054 | 0.000 | 2.543 | 0.0161 |
| 11 | 2448 | 3003 | 0.000 | 2.583 | 0.0060 |
| 12 | 3460 | 7961 | 0.000 | 2.615 | 0.0159 |
| 13 | 8757 | 30132 | 1.006 | 3.375 | 0.0601 |
| 14 | 1924 | 6331 | 1.000 | 3.604 | 0.0126 |
| 15 | 1997 | 7915 | 1.067 | 4.159 | 0.0158 |
| 16 | 1121 | 4307 | 0.988 | 4.485 | 0.0086 |
| 17 | 11769 | 33100 | 1.286 | 5.001 | 0.0660 |
| 18 | 1475 | 2490 | 0.994 | 8.502 | 0.0050 |
| 19 | 6629 | 7467 | 0.906 | 10.807 | 0.0149 |
| 20 | 2163 | 2588 | 0.000 | 11.156 | 0.0052 |
| 21 | 1051 | 1131 | 0.985 | 11.290 | 0.0023 |
| 22 | 11151 | 10349 | 1.032 | 11.388 | 0.0206 |
| 23 | 5840 | 6212 | 0.973 | 11.959 | 0.0124 |
| 24 | 21852 | 22568 | 1.045 | 12.195 | 0.0450 |
| 25 | 10921 | 11783 | 1.049 | 12.412 | 0.0235 |
| 26 | 1822 | 2337 | 1.195 | 12.617 | 0.0047 |
| Total | 18470073 | 50176011 | | | 100.0000 |

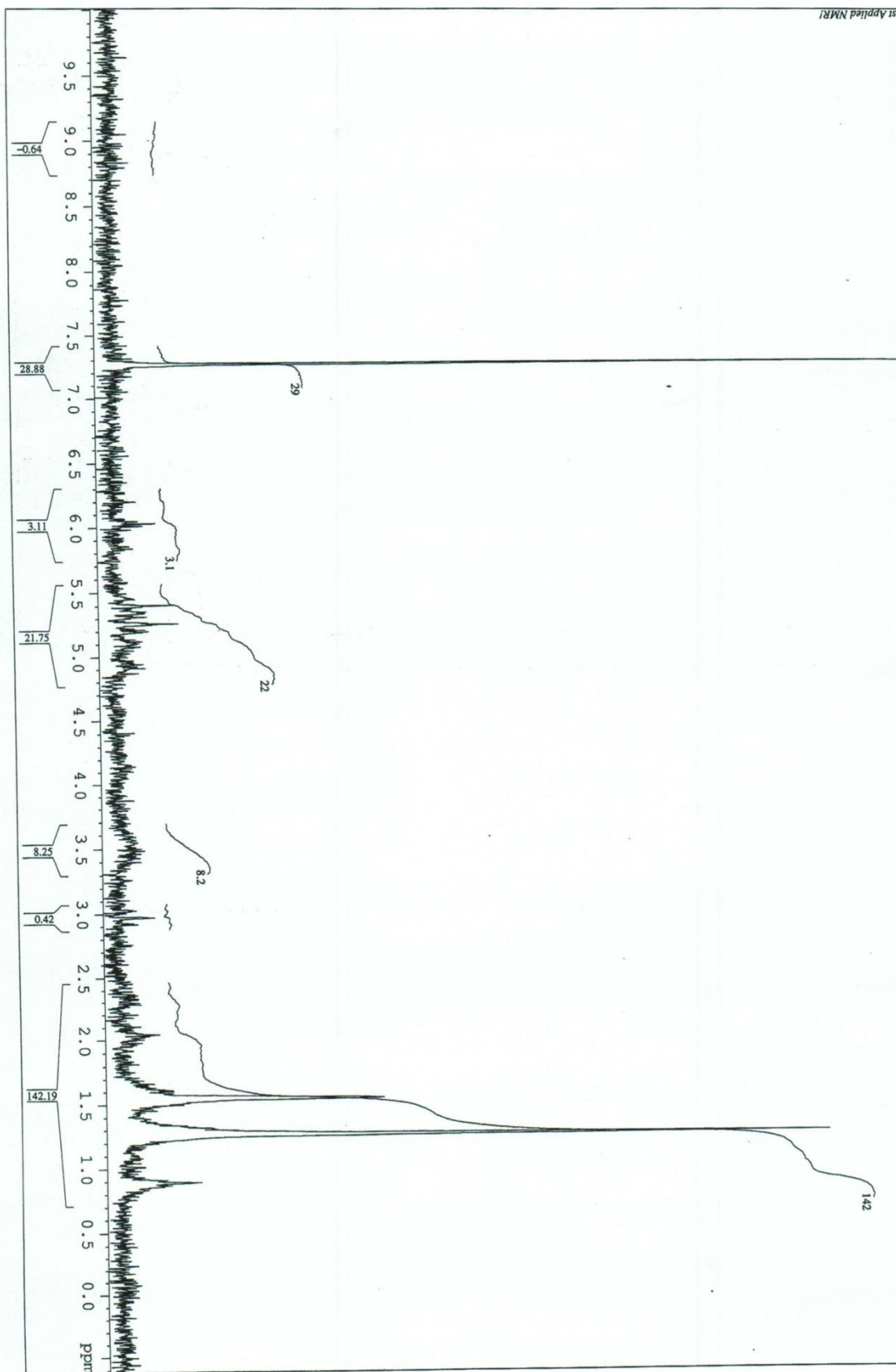
NMR/50572093

© Zaitsevskiy Institute of Organic Chemistry, Moscow; Bruker AMX300 SF=282.40 MHz [19F] SF=60.13 MHz, SW=138896.01=-14120.00, PW=15.0, AQ=0.245, RD=3.00, NS=1, SR=220.66 THz JK 17 December 2014 Opr: Daeva E.D.; Solv: CDCl3; The Best Applied NMR!



NMR/50572092

© The Best Applied NMR!
Zaitsevskiy Institute of Organic Chemistry, Moscow; Bruker AMX500 SF=500.13 MHz [1H] SF=601.01 MHz [13C] IV=601.01=2401 PW=9.0 AQ=1.363 RD=1.00 NS=1 SR=0.01 TE=300K
December 2014 Opr: Darya E.D.; Solv: CDCl3



ПЕРМСКИЙ ФИЛИАЛ ФГУП «РНЦ «ПРИКЛАДНАЯ ХИМИЯ»

ПЕРФТОРГЕКСАН

Химическая формула C_6F_{14}

Выпускается по ТУ 2412-072-00209409-2012.

ВНЕШНИЙ ВИД: перфторгексан представляет собой легколетучую бесцветную прозрачную жидкость без запаха.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ: относительная молекулярная масса – 338,04; температура кипения – плюс 56-57 °С при давлении 101,3 кПа; температура плавления – минус 82,25 °С; плотность – 1689,5 кг/м³.

ИНФОРМАЦИЯ ПО БЕЗОПАСНОСТИ: перфторгексан – трудногорючее, взрывобезопасное вещество. Температура самовоспламенения 605 °С. Перфторгексан не имеет запаха, при вдыхании не вызывает резкого раздражения дыхательных путей, легко проникает через кожу, не обнаруживая при этом прижигающего или раздражающего действия, не обладает способностью к кумуляции; 4-й класс опасности (предельно допустимая концентрация в воздухе рабочей зоны 1000 мг/м³). Под действием открытого пламени и температуры выше 230 °С (накаленная поверхность) разлагается с образованием фторокси углерода (2-й класс опасности). Индивидуальные средства защиты: хлопчатобумажные халаты, резиновые перчатки. Работы проводить при действующей вентиляции.

При вдыхании паров перфторгексана выйти на свежий воздух, выпить теплое молоко. При попадании на кожу и в глаза тщательно смыть обильной струей воды.

ПРИМЕНЕНИЕ: в качестве диэлектрика-теплоносителя в радиоэлектронной и электротехнической промышленности, разделительной, гидравлической, запорной жидкости, как растворитель для фторорганических соединений и инертная среда для ведения химических процессов.

Технические требования

| Наименование показателя | Норма |
|---------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|
| 1 Внешний вид | Прозрачная бесцветная жидкость без механических примесей |
| 2 Массовая доля перфторгексана, %, не менее | 98,5 |
| 3 Суммарная массовая доля гомологов и неидентифицированных примесей, % не более | 1,5 |
| 4 Массовая доля воды, % не более | Отсутствие |
| 5 Водородный показатель (рН) водной вытяжки | 4,0÷7,0 |

УПАКОВКА: перфторгексан фасуют в стеклянные бутылки по ГОСТ Р 51477, в потребительскую полиэтиленовую тару (канистры по ТУ 2297-002-

54011141), в другую тару по согласованию с потребителем или в тару потребителя.

Коэффициент заполнения тары 0,8.

Бутылки помещают в ящики и уплотняют сухой древесной стружкой или другим мягким материалом.

ТРАНСПОРТИРОВАНИЕ: перфторгексан транспортируют мелкими отправками транспортными пакетами в крытых железнодорожных вагонах или универсальных контейнерах и крытым автомобильным транспортом в соответствии с правилами перевозок грузов, действующими на данном виде транспорта.

ХРАНЕНИЕ: перфторгексан хранят в крытых складских помещениях при температуре окружающего воздуха вдали от отопительных батарей и нагревательных приборов. Гарантийный срок хранения перфторгексана – 1 год со дня изготовления.