

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
«ВЫСШАЯ ШКОЛА ЭКОНОМИКИ»

Факультет физики

Иванов Артём Алексеевич

**ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ТВЁРДЫМ ТЕЛОМ И  
СВЕРХТЕКУЧИМ ГЕЛИЕМ**

Выпускная квалификационная работа  
по направлению подготовки 03.03.02 Физика  
образовательная программа «Физика»

Руководитель

К.ф.-м.н., доцент базовой  
кафедры физики низких  
температур при Институте  
физических проблем РАН  
им. П.Л. Капицы

В.В. Завьялов

Рецензент

Приглашенный преподава-  
тель МИЭМ НИУ ВШЭ,  
младший научный сотруд-  
ник отдела "Центр высоко-  
температурной сверхпрово-  
димости и квантовых мате-  
риалов им. В.Л. Гинзбурга"  
Физического института име-  
ни П. Н. Лебедева РАН

Е.А. Седов

Москва, 2021 год

# Оглавление

Введение .....	3
<b>Глава 1. Теоретическая часть.....</b>	<b>5</b>
1.1 Режимы теплопереноса в He I . . . . .	5
1.1.1 Пузырьковое кипение . . . . .	7
1.2 Режимы теплопереноса в He II . . . . .	9
1.2.1 Плёночное кипение . . . . .	11
1.2.2 Градиент температур в He II	
13	
<b>Глава 2. Экспериментальная часть.....</b>	<b>14</b>
2.1 Экспериментальная установка . . . . .	14
2.2 Ход работы . . . . .	16
2.2.1 Подготовка . . . . .	16
2.2.2 Измерения . . . . .	20
<b>Глава 3. Заключение.....</b>	<b>26</b>
Библиографический список.....	27

# Введение

Для экспериментального изучения электронного транспорта в жидком гелии необходимо сначала внедрить в него электроны, преодолев при этом потенциальный барьер в  $\sim 1$  эВ. Применяемые с этой целью традиционные методы, использующие радиоактивные источники, газовый разряд или автоэлектронную эмиссию, создают электроны с избыточной, существенно превышающей порог ионизации атома гелия, энергией. В результате вся экспериментальная ячейка заполняется резонансными фотонами (сопровождающими процессы ионизации-рекомбинации атомов гелия) и возбужденными нестационарными двухатомными молекулами – гелиевыми димерами. Наличие последних приводит к тому, что в оптическом спектре прозрачного до этого гелия появляются многочисленные спектральные линии колебательно-вращательного спектра димеров. Избыточная энергия исходных электронов приводит также и к возникновению неравновесных тепловых фононных и ротонных потоков. Вследствие данных фактов, интерпретация экспериментальных результатов становится сложной и ненадежной.

Изучавшаяся в нашей лаборатории методика фотоэмиссионного внедрения низкоэнергичных электронов при УФ-освещении погруженного в конденсированный гелий фотокатода более пригодна для проведения деликатных транспортных измерений [**Photoemission**]. Практически удобное для доставки излучения к фотокатоду кварцевое оптоволокно определяет коротковолновую границу УФ излучения в  $\sim 240$  нм, что соответствует энергии фотона в 5 эВ. Более короткие волны ( $< 200$  нм) с энергией в 6 эВ, попадают, к тому же, в область так называемого вакуумного ультрафиолета и сильно поглощаются кислородом воздуха. К сожалению, выход фотоэлектронов в жидкий гелий, который при этом удавалось зарегистрировать, был малым и не превышал 100 фА, что объясняется двумя причинами:

1. дополнительной к работе выхода фотокатода энергией в 1 эВ, необходимой для внедрения электрона в жидкий гелий;

2. малой длиной пробега электронов в жидком гелии, что не позволяет основной массе фотоэлектронов удалиться от поверхности фотокатода на расстояние, достаточное для преодоления возвращающих их обратно сил изображения.

В этой связи кажется многообещающим проводить фотоэмиссию с нагреваемого фотокатода, при котором ближайший к нему слой жидкого гелия окажется перегрет относительно температуры термодинамического равновесия жидкость-пар. Как известно, в случае классической жидкости (и HeI к этому случаю относится) в перегретом объеме возникают флуктуационные зародыши паровой фазы, и если радиус такого зародыша превышает критический размер, то он начинает расти и всплывать, а его дальнейшая судьба (исчезновение или рост) зависит от градиента температуры над нагретой поверхностью. При локализации фотоэлектрона внутри такого зародыша последний уже не сможет исчезнуть, а фотоэлектрону не потребуются дополнительная энергия в 1 эВ к работе его выхода из фотоэмиттера.

Особый интерес представляет случай, когда нагреваемый фотокатод расположен в свертекучем гелии, а прикатодный слой гелия перегрет и попадает на фазовой диаграмме  $P(T)$  в область температур насыщенного пара. Флуктуационные зародыши вблизи поверхности нагреваемого фотокатода в HeII не возникают. Однако, при достаточно большом тепловом потоке над его поверхностью появляется сплошная тонкая газовая прослойка и, возможно, также образуется прикрывающий её слой HeI. Заселенная фотоэлектронами газовая прослойка будет источником образования (вследствие неустойчивости Рэлея-Тэйлора) многоэлектронных баблонов, не коллапсирующих при попадании в область с HeII, как следовало бы ожидать в случае незаряженных газовых зародышей.

В результате можно ожидать облегчения условий фотоэмиссии и повышения фототока в жидком гелии, однако сначала необходимо изучить возможность реализации нужных для этого температурных градиентов вблизи поверхности погруженного в жидкий гелий нагретого фотокатода. Данная задача и является целью настоящей работы.

# Глава 1. Теоретическая часть

## 1.1. Режимы теплопереноса в He I

Нормальный гелий (He I) это обычная жидкость, свойства состояния которой могут быть достаточно хорошо описаны классическими моделями. Существует несколько характеристик He I, которые стоит упомянуть, говоря о теплопереносе. Это малая теплопроводность и очень большая удельная теплоёмкость, обуславливающие тот факт, что процесс теплопроводности вносит довольно скромный вклад в общую картину передачи тепла. В частности, в стационарном режиме в переносе тепла преобладают механизмы конвекции.

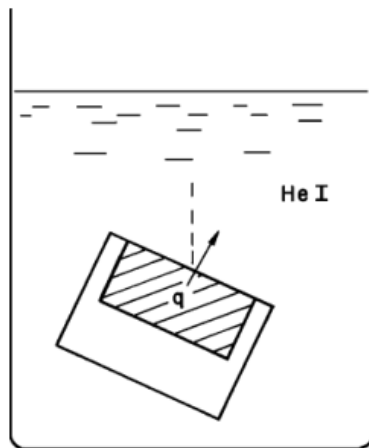
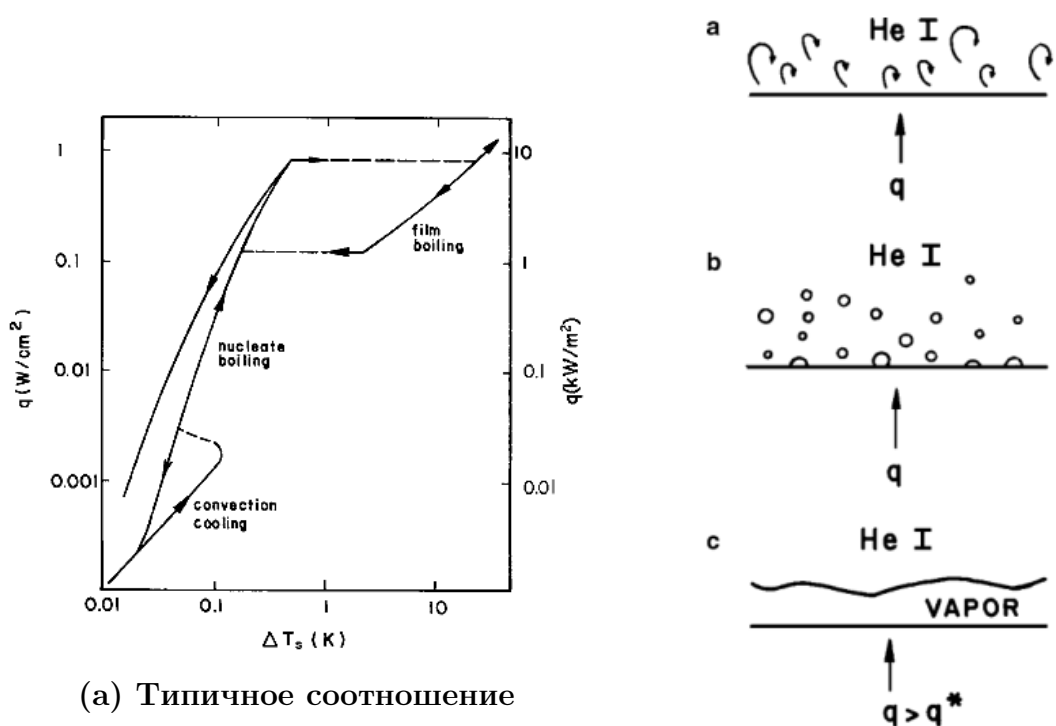


Рис. 1.1. Нагреватель в ванне с He I

Чтобы понять различия между существующими режимами кипения, рассмотрим гипотетическую экспериментальную систему, состоящую из ванны с жидкостью, в которую погружен пренебрежимо малый по размеру нагреватель. Эксперимент состоит в нагреве образца изнутри и измерении разницы температур  $\Delta T_s$  между окружающим объёмом жидкости и поверхностью нагревателя при изменении величины теплового потока  $q$  (Рис. 1.1)[Sciver]. Стоит отметить, что на результаты эксперимента влияют такие параметры, как давление в ванне и её температура, пространственная ориентация образца, физи-

ческие свойства нагреваемой поверхности, а также частота теплового потока.

Существуют три принципиально различных режима переноса тепла. На Рис. 1.2а, показывающем связь между тепловым потоком и величиной перегрева примыкающего к образцу слоя типичной жидкости, они легко различимы по наклону кривой  $q(\Delta T_s)$ . При минимальных тепловых потоках, величиной до нескольких Вт/м<sup>2</sup>, тепло переносится при помощи конвекционных потоков (Рис. 1.2б).



(a) Типичное соотношение переноса тепла для кипящей жидкости

(b) Схематичное изображение режимов передачи тепла: а - конвекция, б - пузырьковое кипение, с - плёночное кипение

Рис. 1.2

По мере роста потока тепла на дефектах поверхности начинают образовываться пузырьки газообразного гелия. Гистерезис кривой коэффициента теплопереноса в области конвекции связан с активацией и деактивацией мест появления зародышей пузырьков. При дальнейшем увеличении  $q$  скорость образования и роста пузырьков также возрастает, у поверхности нагревателя образуется слой перегретой жидкости.

Когда пузырёк отделяется, на его место устремляется поток холодной жидкости сверху, тем самым охлаждая поверхность и вызывая макроскопическую турбуленцию.

При величине  $q$  больше некоторого критического значения  $q^*$  пузырьки становятся настолько крупными и отделяются так быстро, что становятся неустойчивыми и схлопываются в единую газовую плёнку. В данном режиме, называемом плёночным кипением, разность поверхностных температур обычно на порядок выше, чем при пузырьковом кипении.

Кроме того, стоит отметить наличие температурного скачка Капицы при потоке тепла через границу соприкосновения любых тел. И хотя вклад данного эффекта, связанного с отражением фононов от границы раздела двух веществ с различной плотностью, оказывается пренебрежимо мал на фоне более эффективных механизмов теплопереноса, в температурном диапазоне нескольких Кельвинов он начинает играть существенную, а порой и определяющую роль в общей картине переноса тепла.

### 1.1.1. Пузырьковое кипение

Рассмотрим подробнее диапазон тепловых потоков от нескольких Вт/м<sup>2</sup> и выше, при котором начинают образовываться флуктуационные пузырьки, необходимые для заселения их электронами в перспективном исследовании электронного транспорта в жидком гелии. Для образования этих пузырьков требуется выполнение следующих условий:

1. приграничный слой жидкости должен находиться в перегретом состоянии;
2. необходимо наличие поверхностных дефектов, в которых могли бы начать появляться зародыши газа (Рис. 1.3).

Есть две основные причины, по которым перегретый пограничный слой должен сформироваться вблизи границы раздела, прежде чем

может произойти существенная нуклеация пара. Во-первых, жидкость около границы раздела переохлаждена гидростатическим давлением  $\Delta p = \rho gh$ , так что локальная температура должна повыситься выше температуры окружающей среды, прежде чем можно будет достичь состояния насыщения. Во-вторых, что, вероятно, более важно, для получения пузырьков пара с положительным радиусом кривизны необходимо преодолеть поверхностное натяжение жидкости.

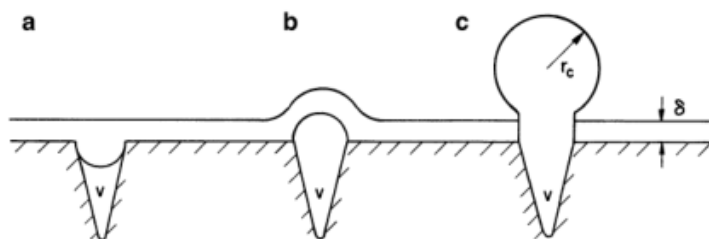


Рис. 1.3. Этапы формирования зародыша на поверхностном дефекте

Пользуясь формулой 1.1 для расчёта критического радиуса газового пузырька [Sciver], можно оценить величину ожидаемых эффектов при различных рабочих температурах.

$$r_c = \frac{2\sigma}{p_s} \left( e^{h_{fg}\Delta T_s / RT_s} - 1 \right)^{-1}, \quad (1.1)$$

где  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения,

$p_s$  - местное давление насыщенных паров,

$h_{fg}$  - скрытая теплота испарения жидкости,

$\Delta T_s$  - разница между температурой насыщения и температурой внутри пузырька.

Так, вблизи точки кипения жидкого гелия при нормальном давлении ( $T = 4.2$  К,  $P = 100$  кПа) и перегреве пара на 0.3 К, критический радиус составит  $r_c \approx 16.4$  нм. (При данных условиях  $h_{fg} = 82$  Дж/моль,  $\sigma = 0.15$  мДж/м<sup>2</sup>).

## 1.2. Режимы теплопереноса в He II

Если рассматривать характер переноса тепла в сверхтекучем гелии (He II), то окажется, что качественно он весьма похож на традиционные жидкости. Однако, количественные отличия весьма существенны. На Рис. 1.4 представлена типичная кривая теплопереноса для металлической поверхности в сверхтекучем гелии. На данном графике не приведены точные значения величин, так как эти режимы сильно зависят от геометрии образца, температуры, давления и состояния нагреваемой поверхности.

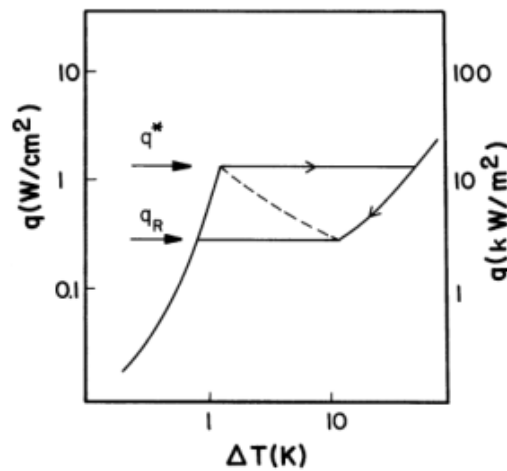


Рис. 1.4. Типичная кривая теплопереноса для металлической поверхности в He II

Для малых  $q$  до  $q^*$ , при так называемом режиме Капицы, поверхностная разность температур  $\Delta T_s$  зависит от пограничных эффектов и обуславливается в большей степени свойствами твёрдого тела, чем жидкого гелия [AM]. При этом величина температурного скачка Капицы, экспериментальные графики которого приведены на Рис. 1.5 [Pollack], пропорциональна величине теплового потока до тех пор, пока он не превысит критическое значение, связанное с возникновением вихрей ( $T_1 - T_2 = q/\sigma_K$ , где  $\sigma_K$  - величина теплосопrotivления, возрастающая с убыванием температуры по кубическому закону [Kapitza]). Согласно предложенной Халатниковым модели акустического рассогласования данное явление связано с частичным отражением переносящих тепло фононов при прохождении границы разде-

ла двух сред, обладающих отличающимся акустическим импедансом [Khalatnikov]. При этом режиме переноса тепла кипение на поверхности отсутствует, а разница температур является следствием выше-названного теплового сопротивления между двумя различными материалами, металлом и сверхтекучим гелием.

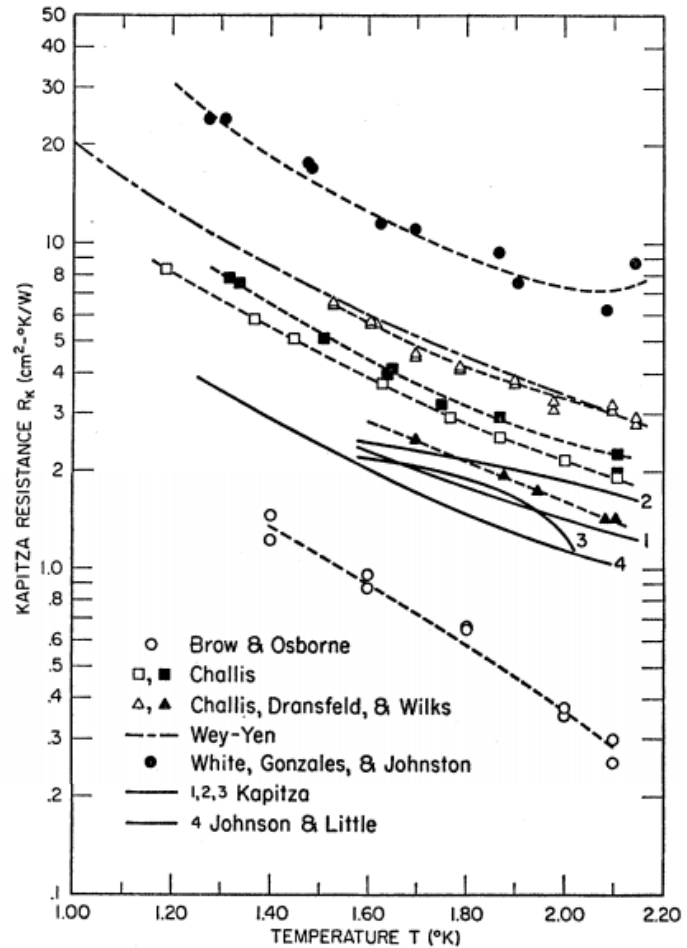
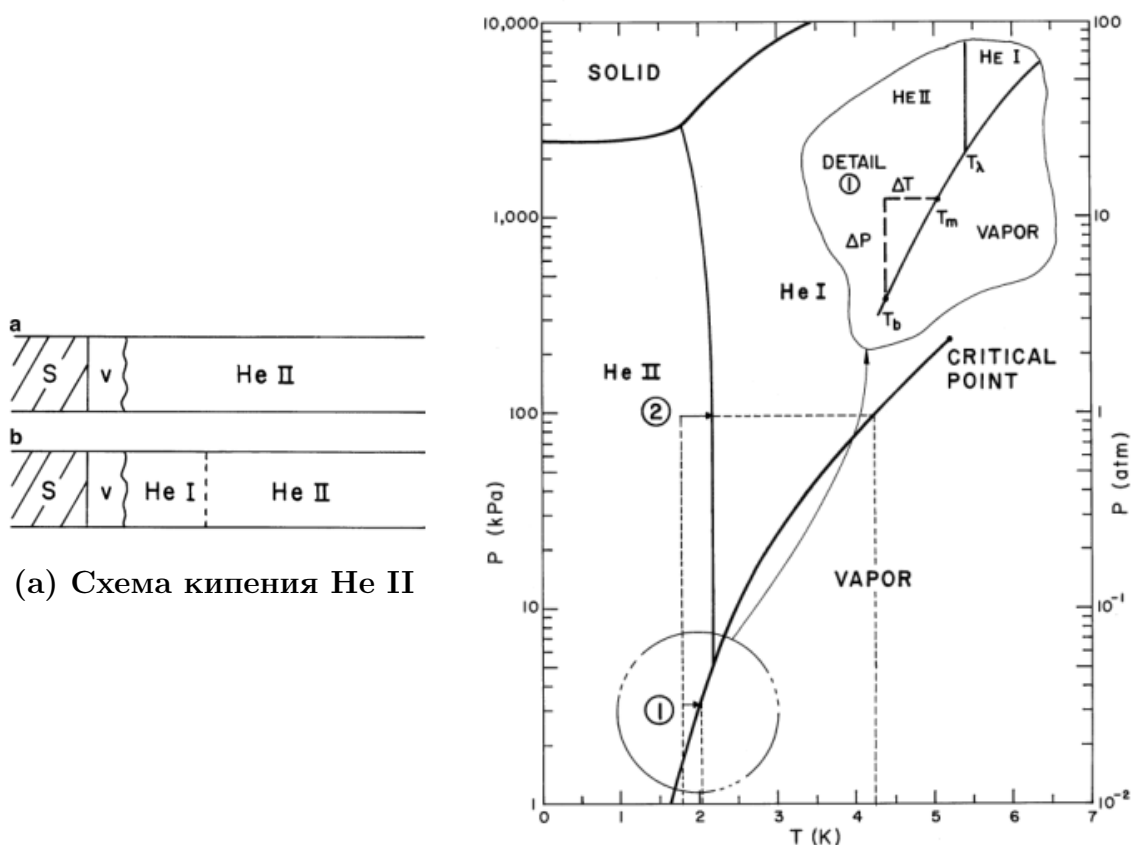


Рис. 1.5. Экспериментальные данные для температурного скачка Капицы для границы Cu-He II при  $T$  от 1.0 К до  $T_\lambda$  [Pollack]

Также, максимальный тепловой поток  $q^*$  характеризуется моментом, когда примыкающий к границе гелий превышает локальную точку кипения. Как только этот максимум превышает, происходит переход к плёночному кипению, при котором плёнка нормального жидкого гелия, его пара или их обоих покрывает поверхность твёрдого тела. Гистерезис, наблюдаемый на графике кривой теплопереноса, связан со стабильностью газовой плёнки и, вследствие этого, необходимостью уменьшить  $q$  ниже  $q^*$  для перехода обратно к режиму Капицы.

### 1.2.1. Плѐночное кипение

На Рис. 1.6а схематически изображены два варианта формирования пленки над поверхностью нагреваемого тела. Наличие примыкающего к пару слоя He I зависит от условий, при которых происходит нагрев, а именно от температуры и давления окружающего He II (Рис. 1.6b).



(a) Схема кипения He II

(b) Фазовая диаграмма P(T) гелия [Sciver]

Рис. 1.6

В целом, возможны два сценария. Состоянию насыщения, отмеченному на фазовой диаграмме цифрой 1, соответствует случай *a* на Рис. 1.6а, при котором между твердым телом и сверхтекучим гелием образуется газовая прослойка. Граница газообразной и жидкой фаз четко определена, так как переход He II-пар является переходом первого рода.

Альтернативный вариант *b* плѐночного кипения случается при превышении  $q^*$  в переохлажденном состоянии, таком, как под цифрой

2 на фазовой диаграмме. При наличии высокого столба жидкости и, следовательно, повышенного гидростатического давления на поверхности теплопередачи, возникает состояние переохлажденной жидкости. Такая ситуация возможна, например, в замкнутом объёме He II, охлаждаемом теплообменником с насыщенной ванной. Данные условия соответствуют переходу He I-He II. Однако, ввиду того факта, что тепловые потоки в He I существенно меньше, чем в He II, выделение тепла на нагревателе неизменно приводит к возникновению двойного перехода пар-He I-He II, сначала создавая плёнку нормального гелия, которая впоследствии, вскипая, образует уже газовую плёнку. В таком случае, He I, обладая по сравнению с He II очень низкой теплопроводностью, можно сказать, изолирует образец от объема сверхтекучего гелия, позволяя достичь очень высоких величин перегрева.

В [Sciver] приведена формула (1.2) для расчёта максимальной возможной величины перегрева в толще жидкого гелия при наличии теплового потока. При её достижении наступает состояние насыщения и начинается локальное закипание.

$$\Delta T_m \cong \frac{RT^2}{h_{fg}} \ln \left( 1 + \frac{\rho gh}{p_0} \right), \quad (1.2)$$

где  $\rho gh$  - гидростатическое давление, создаваемое столбом жидкого гелия в данной точке.

Так, при наличии теплового потока на дне вертикального столба высотой 0.1 м (Рис. 1.7) с He II, кипящим при 1.638 кПа (давлении, соответствующим давлению насыщенных паров при 1.8 К), максимальная температура сверхтекучего гелия может составить

$$T_m = T + \Delta T_m = 1.8K + 0.025K = 1.825K,$$

при  $h_{fg} = 23$  кДж/кг,  $\rho = 145$  кг/м<sup>3</sup>



Рис. 1.7

### 1.2.2. Градиент температур в He II

В рамках двухжидкостной модели тепло передается не переносом вещества, а возникающими при противотоке нормальной и сверхтекучей компонент жидкости колебаниями температуры, называемыми вторым звуком. Поэтому, при малых тепловых потоках градиента температур не возникает. Он появляется только при превышении критической скорости относительного движения компонент гелия. Однако, если жидкость располагается в тонкой трубке а не в свободном пространстве, на стенках канала происходит рассеяние второго звука, из-за чего температурный градиент возникает уже при совсем слабых тепловых потоках. Однако, планируемое в данной работе исследование не подразумевает наличие трубок, то есть измерения проводятся в гелии, находящимся в открытом пространстве.

## Глава 2. Экспериментальная часть

Целью проведенного эксперимента ставилась реализация в существующих лабораторных условиях определенных температурных градиентов вблизи поверхности нагреваемого в жидком (в частности, сверхтекучем) гелии твёрдого тела. Особый интерес представляла возможность создания тепловых потоков, достаточных для начала пузырькового и плёночного кипений гелия. Для этой задачи была разработана и смонтирована экспериментальная установка следующей конструкции.

### 2.1. Экспериментальная установка

На Рис. 2.1 схематично изображены компоненты, приборы и их расположение в использованной экспериментальной конфигурации. Внутри охлаждаемого жидким азотом гелиевого дьюара находится He I или He II (в зависимости от температуры) в равновесии со своим насыщенным паром. Образец ( $\text{RuO}_2$  термометр), который в дальнейшем будет подвержен нагреву, подвешен на сверхпроводящих проволочках в нижней части полый штанги, через которую подводящие провода выходят наружу вакуумной установки. Внутри штанги также проходит кварцевый световод, доставляющий излучение лазера непосредственно на образец. Используемый для нагрева лазер Laser Compact LCS-DTL-318 обладает по паспорту максимальной мощностью 200 мВт и испускает свет длиной волны 532 нм. Температура ванны гелия определялась по давлению насыщенных паров мембранным вакуумметром Baratron, а также, калиброванным резистивным термометром, сигналы с которых измерялись с помощью мультиметра Keithley 2000. Сопротивление нагреваемого  $\text{RuO}_2$  термометра считывается источником-измерителем Keithley 2401. Данные с обоих приборов поступают для обработки в программу, написанную в среде разработки LabView, для дальнейшего анализа, отображения и записи. Для регулирования тем-

пературы гелия в дьюаре используется контроллер давления фирмы MKS, изменяющий степень закрытия крана и, следовательно, скорость откачки паров гелия, что непосредственным образом влияет на температуру жидкости.

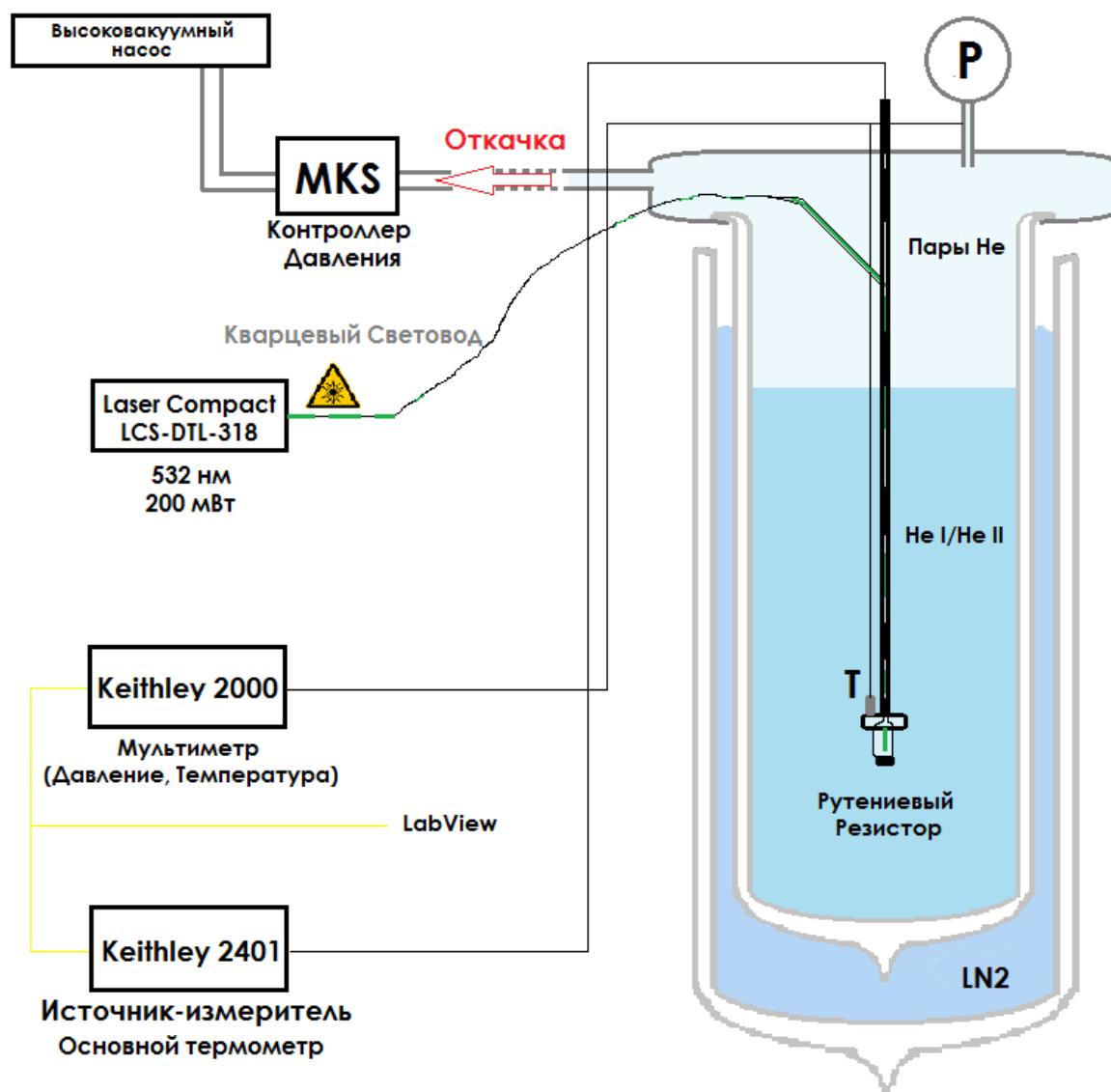


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки

## 2.2. Ход работы

### 2.2.1. Подготовка

При подготовке к проведению измерений был произведён ряд работ, которым хотелось бы уделить отдельное внимание.

Первостепенной задачей была калибровка  $\text{RuO}_2$  резистора, то есть получение уравнения, задающего поверхность  $R(T,U)$  данного образца. Им был выбран чип резистор (SMD) номиналом 275 Ом и размерами 1.0x0.5x0.35 мм (Рис. 2.2а, б).

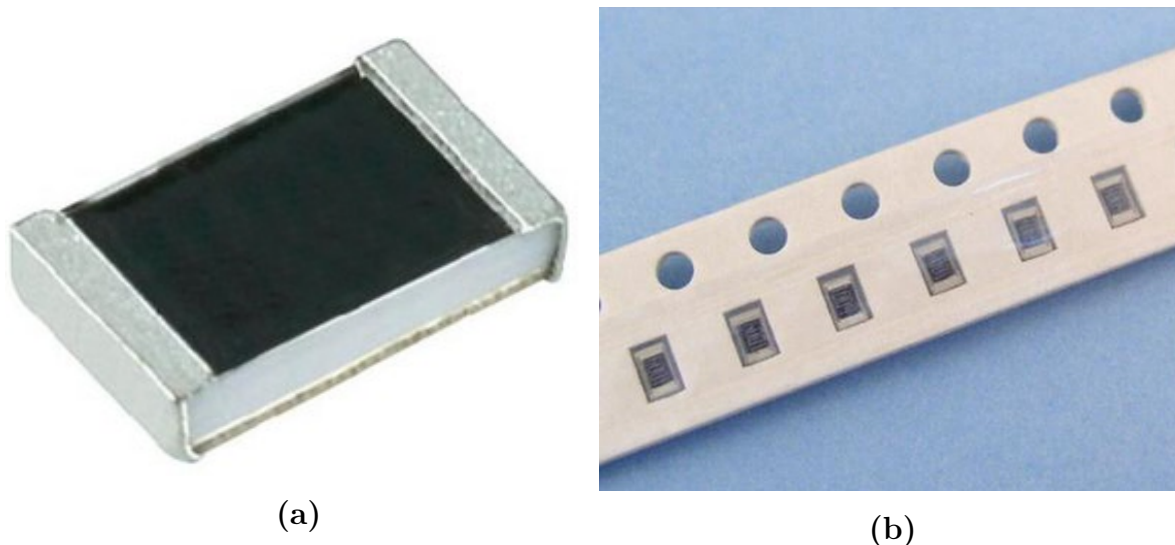
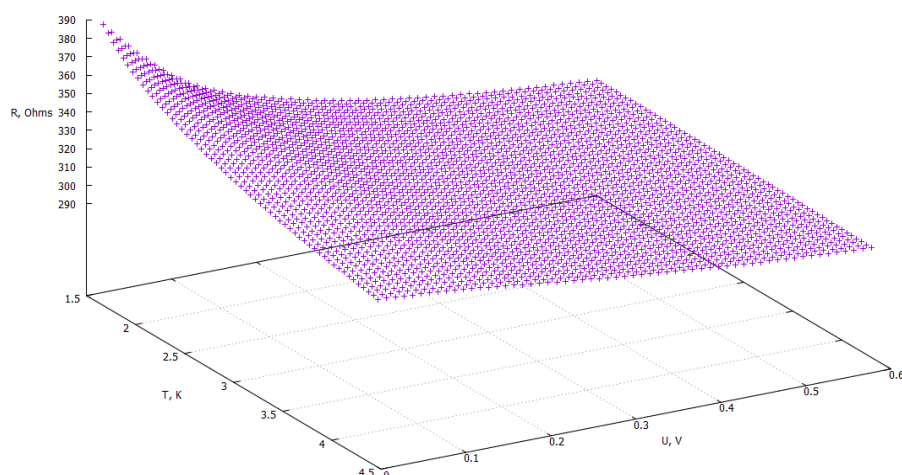


Рис. 2.2.  $\text{RuO}_2$  резистор (SMD)

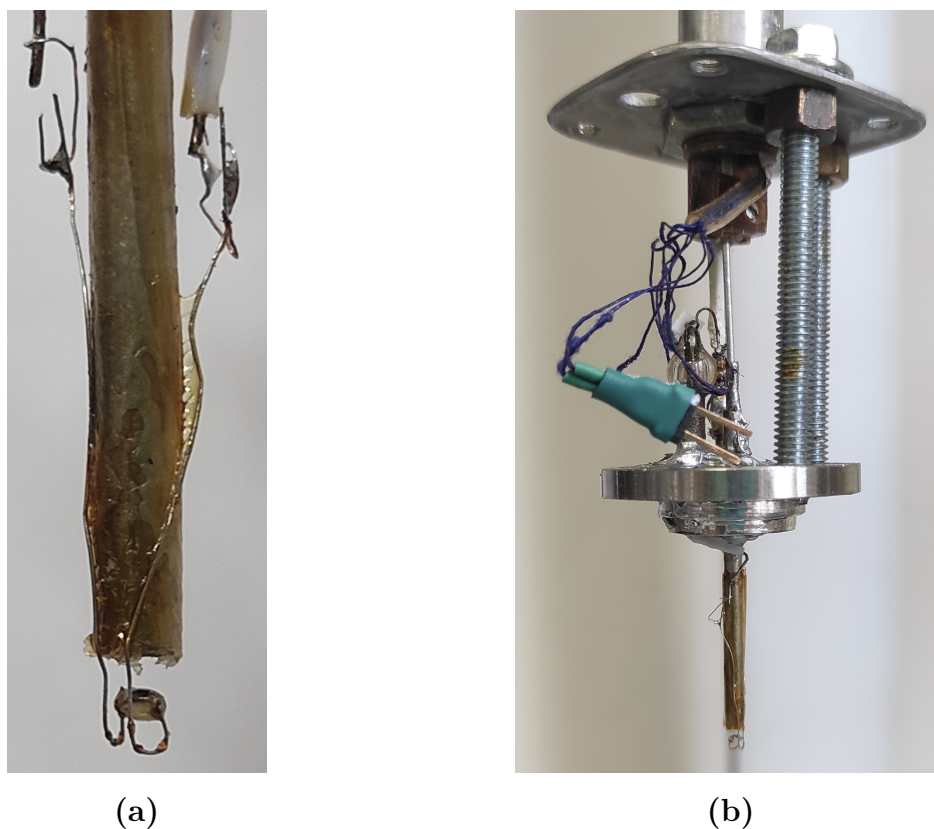
Получение калибровки было осуществлено в два этапа. Сначала был снят ряд кривых  $R(T)$  при различных значениях подаваемого напряжения по известным точкам (таким, как температуры кипения криогенных жидкостей). После этого, для покрытия всей поверхности  $R(T,U)$  известными точками был произведен бикубический сплайн (Рис. 2.3). Данный метод был выбран ввиду того факта, что получаемая поверхность является гладкой функцией на границе соседних квадратов в отличие от поверхностей, получаемых путем билинейной интерполяции или методом ближайшего соседа. Кроме того, имея в качестве интерполянта кусочно-заданные полиномы, сплайн избегает проблем, связанных с эффектом нежелательных осцилляций, возникающих при интерполяции полиномами высоких степеней.



**Рис. 2.3. Поверхность  $R(T,U)$ , полученная в результате бикубического сплайна**

Следующим шагом был записан калибровочный файл, в который с определенной периодичностью были отобраны точки полученной поверхности. Это было сделано для того, чтобы в режиме реальных измерений сократить период пересчета значения температуры, пользуясь самым эффективным по времени методом ближайшего соседа. Количество отобранных точек было продиктовано достаточной для эксперимента точностью. Таким образом, удалось достигнуть желаемого быстродействия, не проиграв при этом в достоверности получаемых данных. Закрепление резистора на сверхпроводящих проволочках (Рис. 2.4а), обладающих очень низкой теплопроводностью, позволило избежать искажений тепловой картины - они не отбирали от образца тепло, оставляя его "наедине" с гелием.

также позволило исключить сопротивление подводящих проводов во время измерений при температурах жидкого гелия, регистрируя прибором максимально приближенные к действительности значения сопротивления образца.



**Рис. 2.4. Резистор, подвешенный на сверхпроводящих проволочках.  
Прямо к нему сверху подходит световод**

Другой важной задачей был выбор способа создания теплового потока в гелии. Ввиду нелинейности вольт-амперной характеристики резистивного термометра, токового нагрева хотелось избежать. Поэтому выбор пал на нагрев лазером, подводя луч к образцу с помощью световода. Для этих целей решено было использовать самый мощный лазер, имеющийся в лаборатории, чтобы можно было исследовать максимально широкий диапазон создаваемых перегревов. Номинальная мощность выбранного лазера составляла 200 мВт. Однако, ввиду наличия невыясненного дефекта, реально достигаемая во время измерений мощность составила 16 мВт на выходе из лазера, 3 мВт ( $\sim 20\%$ ) из которой доходила до образца в дьюаре.

Для крепления лазера был смонтирован столик с держателем линзы световода, который можно было было перемещать с малым шагом в двух плоскостях для юстировки (Рис. 2.5а, б). Контролировалась мощность лазера при помощи блока управления, идущего с ним в комплекте. Возможность удаленного управления при помощи подключае-

мого источника напряжения также была опробована, но показала себя с худшей стороны, так как при таком способе максимальная выдаваемая мощность уменьшалась еще больше. Поэтому, после отказа от данного метода и возвращения к ручной регулировке, значение мощности лазера заносились в файл в виде количества нажатий клавиш "выше"/"ниже" на блоке управления, программно пересчитываемого в выдаваемую мощность.

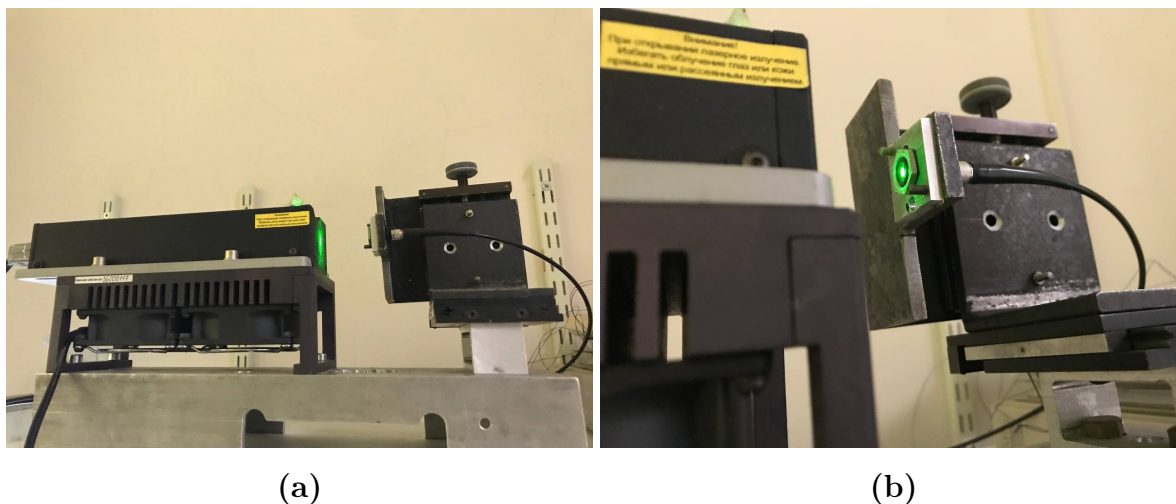


Рис. 2.5. Лазер и линза световода, закрепленные на регулируемом столике

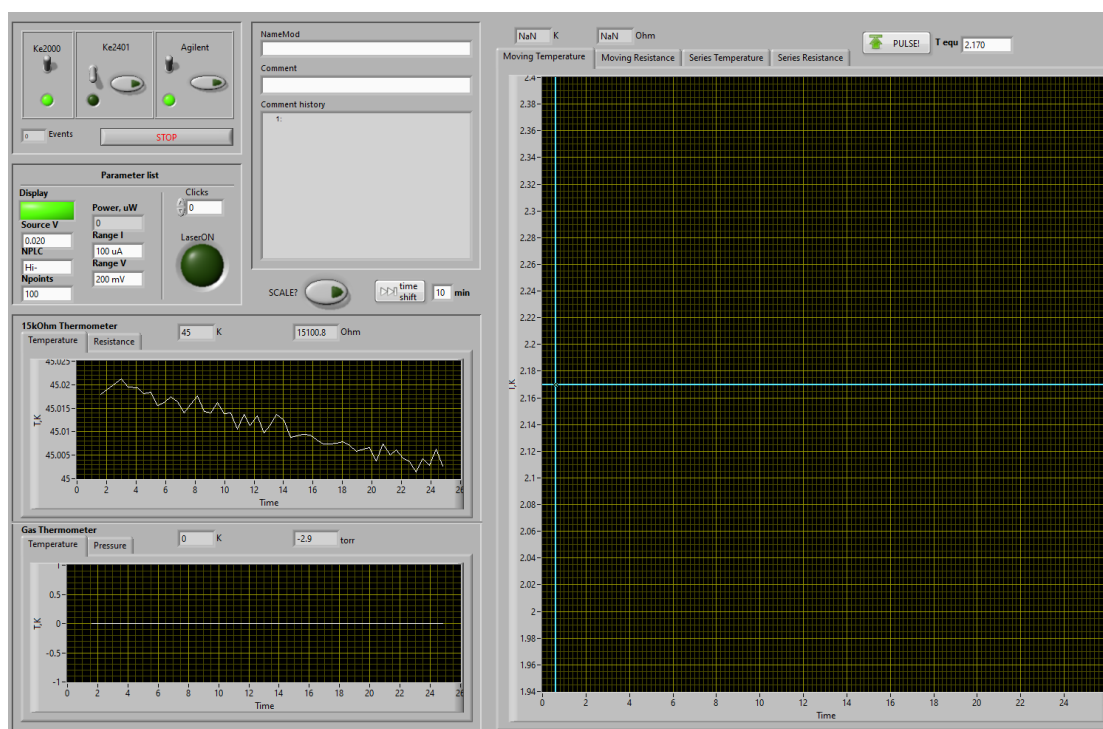


Рис. 2.6. LabView Frontpanel

Для контроля ключевых показателей, таких как температура гелия внизу дьюара, величина перегрева образца и давление насыщенных паров гелия, была написана программа в LabView. С её передней панели (Рис. 2.6) можно отслеживать строящиеся в реальном времени графики соответствующих величин, управлять измерительными приборами, а также добавлять привязанные к времени комментарии в записываемый файл с экспериментальными данными.

### 2.2.2. Измерения

Особый интерес для исследования представлял узкий диапазон температур в окрестности  $\lambda$ -точки. Как было рассмотрено выше, у поверхности источника тепла, находящегося в переохлажденном сверхтекучем гелии может также образовываться и нормальная фаза. Поэтому, несмотря на тематику исследования, температуры выше точки перехода He I-He II также были рассмотрены. Таким образом, были выбраны следующие стартовые температуры гелия: 2.5 К, 2.21 К, 2.1 К, 1.8 К и 1.5 К.

Измерения проводились в условиях минимизации внешнего воздействия на систему. Для этого были использованы отражающие наружное тепловое излучение посеребрённые дьюары с оптической щелью. Время использования источников света вблизи установки максимально сокращалось.

Построенный по результатам измерений график зависимости перегрева образца от величины выделяемой на нём мощности для разных начальных температур представлен на Рис. 2.7.

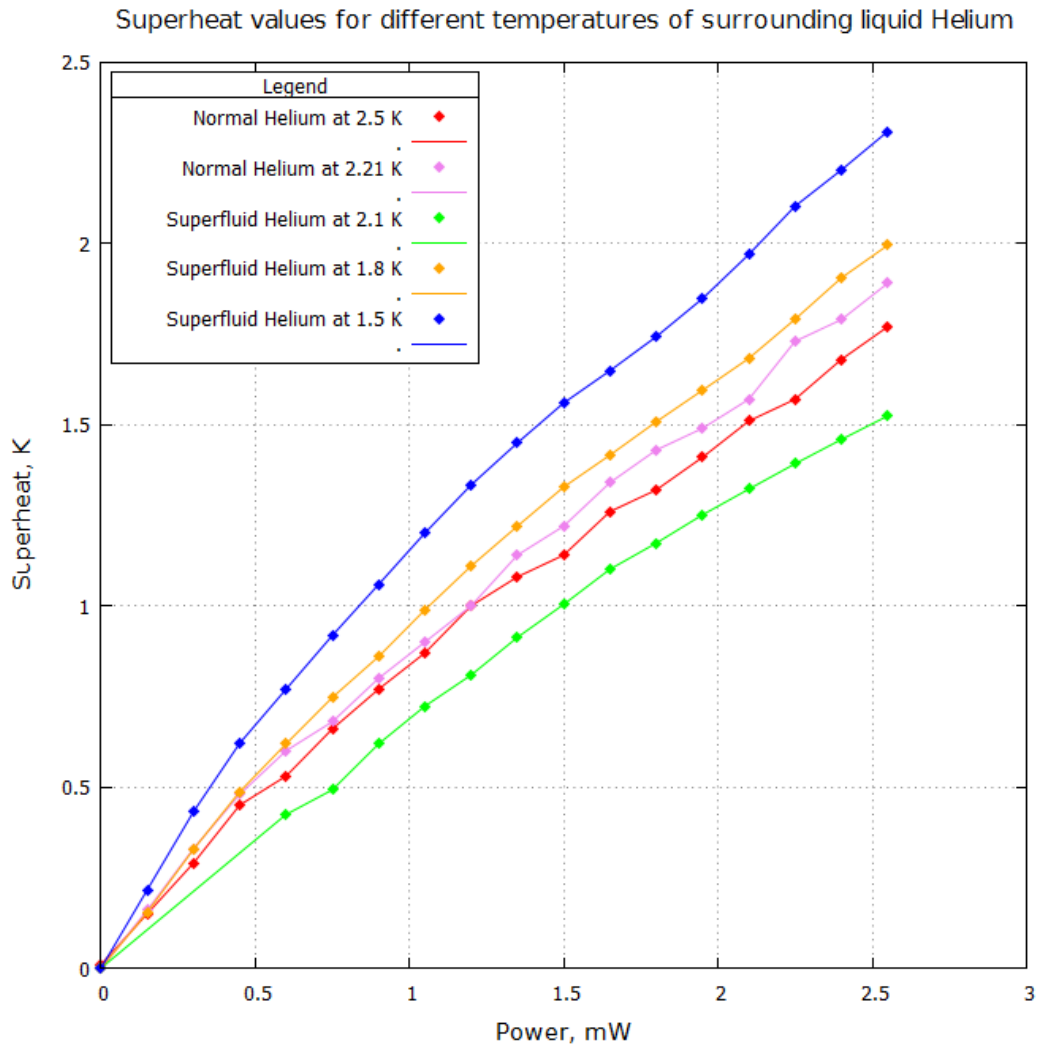


Рис. 2.7.

Зависимость перегрева образца от выделяемой на нём  
мощности

Как видно, полученные зависимости близки к линейным. Построенный в логарифмическом масштабе график зависимости теплового потока от температуры перегрева при стартовой температуре 2.5 К (Рис. 2.8) согласуется с теоретической моделью на Рис. 1.2а. Полученный диапазон значений теплового потока 0.01 - 0.1 Вт/см<sup>2</sup> соответствует режиму пузырькового кипения в нормальном гелии. Однако, в начальной стадии данного режима кипения пузырьки после образования и отхода от нагревателя на некоторое расстояние охлаждаются и схлопываются. Поэтому визуально зафиксировать их не представлялось возможным. Оценка, произведенная по формуле 1.1 для радиуса критического зародыша при заданных значениях  $T$ ,  $p$  и  $\Delta T_s$ , под-

тверждает, что размеры пузырька (1.3 нм) оказываются много меньше длины волны видимого света.

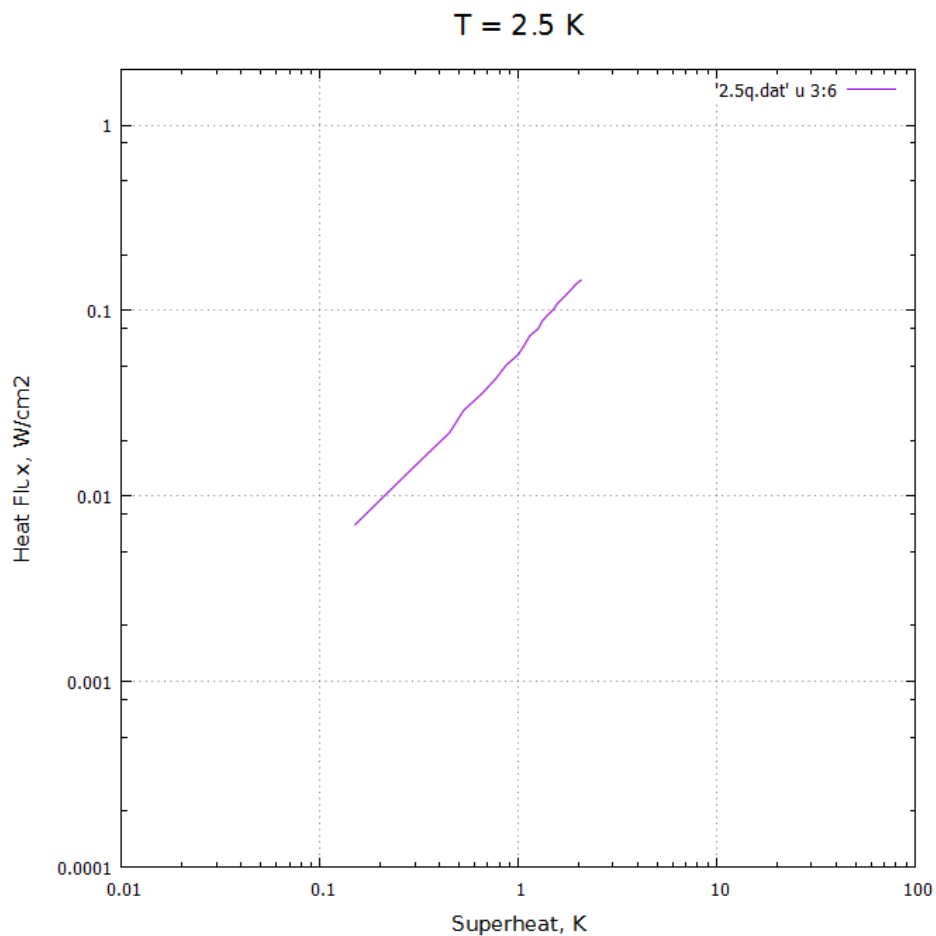


Рис. 2.8. Зависимость теплового потока от величины перегрева (T = 2.5 K)

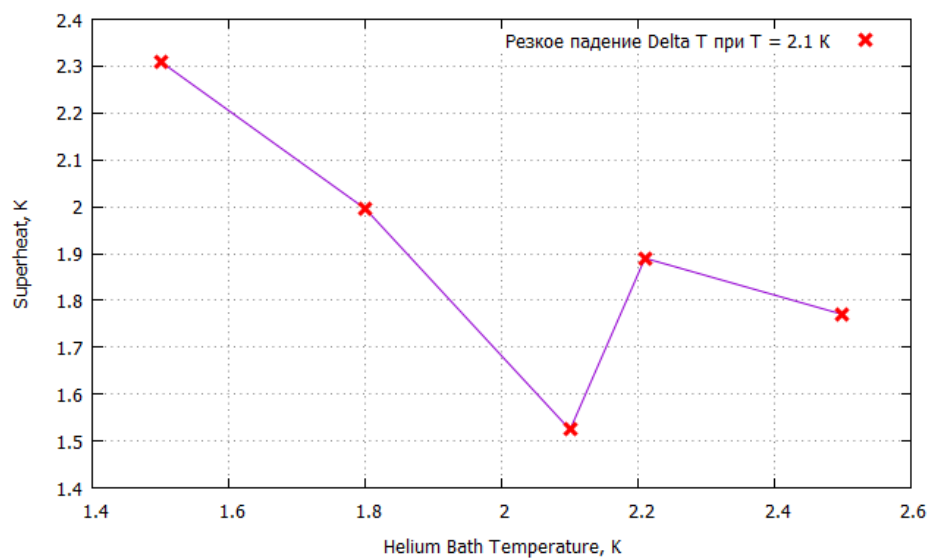


Рис. 2.9. Перегрев при мощности лазера P = 2.5 мВт

Можно заметить, что при температуре 2.1 К, то есть в непосредственной близости от  $\lambda$ -перехода, величина перегрева оказалась минимальной среди всех проведённых измерений (Рис. 2.7, 2.9).

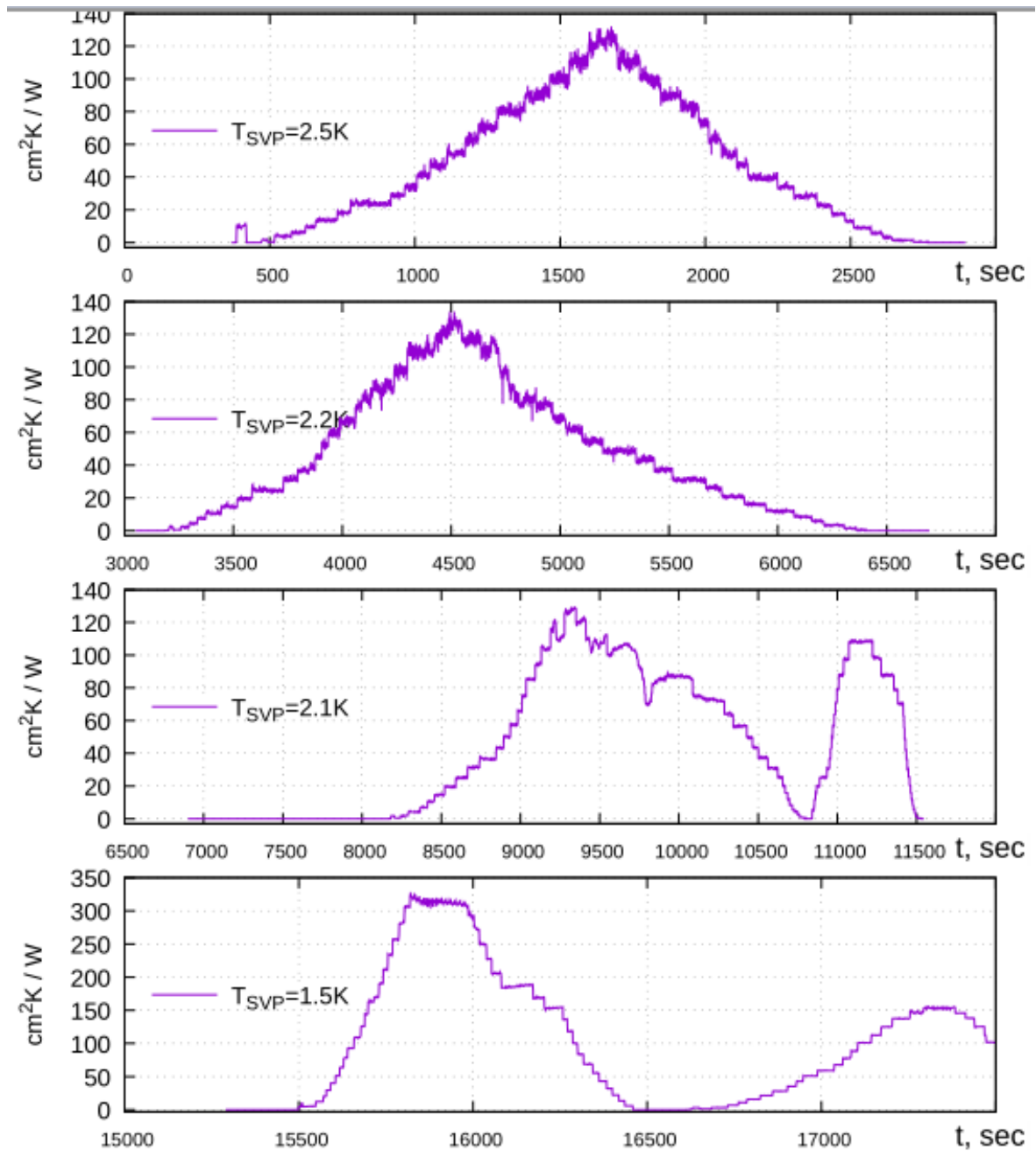
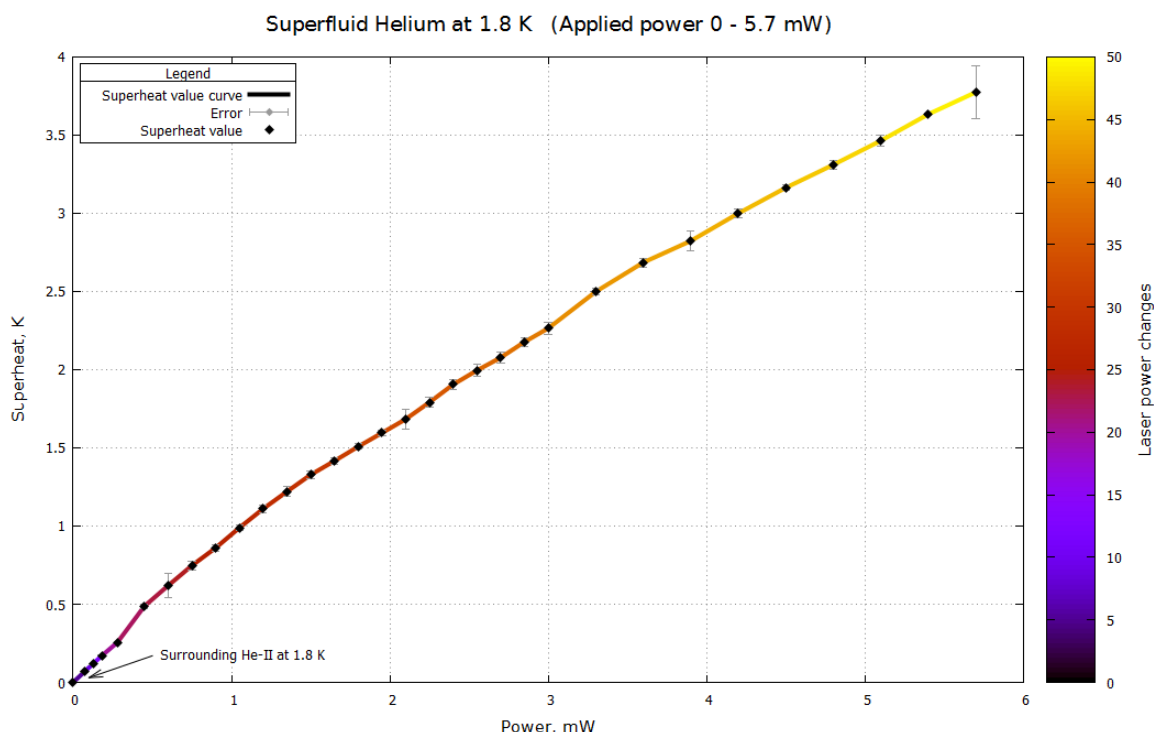


Рис. 2.10. Временные диаграммы термосопротивления образца при пяти температурах гелиевой ванны

Характер зависимости, приведенной на Рис. 2.9, можно объяснить тем, что выше  $\lambda$ -точки ( $T > 2.16\text{ K}$ ) характер кипения носит пузырьковый характер и сопровождается конвекцией, заметной на графиках в виде шума (Рис. 2.10, графики для  $T = 2.2, 2.5\text{ K}$ ). В то же

время при температурах гелиевой ванны ниже  $\lambda$ -точки (графики для  $T = 2.1, 1.5$  К на Рис. 2.10) кривые более гладкие, а термосопротивление существенно возрастает, что характерно для режима пленочного кипения. Учитывая малый размер образца, а также то, что под его  $\text{RuO}_2$  нагреваемым слоем находится корундовая подложка, за которую могут держаться края газовой пленки, делая её стабильной, теплоперенос также оказывается стабильным и может, при используемых мощностях ( $\leq 3$  мВт) не проявлять гистерезисного характера. Таким образом, отмеченное падение перегрева при температуре  $T = 2.1$  К может свидетельствовать о смене режима кипения.



**Рис. 2.11.** Зависимость температуры перегрева от приходящей мощности. Температура сверхтекучего гелия = 1.8 К

При температуре 1.8 К удалось путем изменения приходящей в дьюар мощности лазера с помощью фильтров и фокусирующих линз промерить расширенный диапазон перегревов. Полученные зависимости  $\Delta T_s(P)$  и  $q(\Delta T)$  представлено на Рис. 2.11, 2.12.

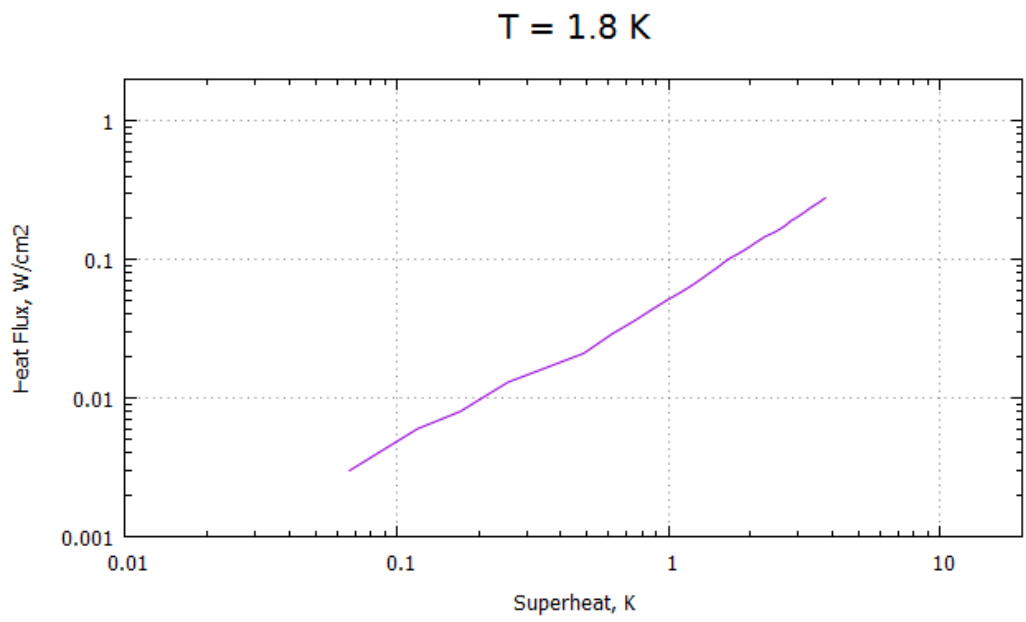


Рис. 2.12. Зависимость теплового потока от величины перегрева  
( $T = 1.8 \text{ K}$ )

## Глава 3. Заключение

В ходе работы были проведены измерения зависимости термосопротивления от мощности при нагревании образца лазерным излучением в диапазоне температур 1.5 - 2.5К и тепловых потоках до 3 мВт. Эти зависимости были монотонными и в процессе нагревания-охлаждения не проявляли сильного гистерезисного характера. Особого поведения кривых при прохождении температуры перегрева через критическое значение (2.16К) не наблюдалось. Однако, было замечено пропадание шума на графиках, свидетельствующее о переходе между пузырьковым и плёночным кипением.

Кроме того, следует подчеркнуть, что в большинстве опытов по исследованию термосопротивления твердых тел, помещенных в открытую ванну жидкого гелия, в качестве нагревателя используется нить, от которой поток тепла расходится цилиндрически. Скорость потока в таком случае спадает обратно пропорционально расстоянию от нити и, когда он падает ниже критического значения, градиент температуры в сверхтекучем гелии исчезает. Таким образом, вблизи нити образуется цилиндрическая область нормального гелия. В данном же опыте был использован квази-точечный источник, поток тепла от которого ослаблялся по квадратичному закону. Поэтому данная нестандартная геометрия эксперимента нуждается в дополнительном изучении.

## Библиографический список