

**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР
им. Б. И. Веркина**

На правах рукописи

ШЕШИН Григорий Александрович

УДК 538.941

**КИНЕТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В
СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ И ЕГО ИЗОТОПИЧЕСКИХ РАСТВОРАХ В
УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ**

01.04.09 – физика низких температур

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков – 2017

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ	8
ВВЕДЕНИЕ	11
РАЗДЕЛ 1. КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХТЕКУЧИХ ЖИДКОСТЕЙ. СЛАБАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ	26
1.1. Коэффициент термодиффузии и эффективной теплопроводности сверхтекучих растворов,.....	27
1.1.1. Создание и измерение малых градиентов температуры и концентрации в растворах ^3He - ^4He	30
1.1.2. Стационарные градиенты температуры и концентрации в растворах ^3He – ^4He	32
1.1.3. Эффективная теплопроводность растворов гелия	38
1.2. Вязкость и коэффициент сопротивления сверхтекучей жидкости	40
1.2.1. Современные методы исследования различных механизмов диссипации кинетической энергии потоков в He II	42
1.2.2. Метод колеблющегося кварцевого камертона, погруженного в исследуемую сверхтекучую жидкость	45
1.2.3. Резонансные характеристики камертона и вязкость He II	51
1.2.4. Температурная зависимость вязкости He II	56
1.2.5 Коэффициент сопротивления колеблющихся тел погруженных в сверхтекучую жидкость	60
1.2.6. Удельный коэффициент сопротивления. Гидродинамический режим	65
1.2.7. Удельный коэффициент сопротивления. Баллистический режим.....	68
Выводы	71

РАЗДЕЛ 2. ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕРХТЕКУЧИХ ЖИДКОСТЕЙ	73
2.1. Звук в сверхтекучем He II и растворах ^3He - ^4He при низких и сверхнизких температурах	73
2.1.1. Специфика методики акустических измерений в сверхтекучих жидкостях при сверхнизких температурах	74
2.1.2. Экспериментальное устройство для исследования акустических свойств He II и сверхтекучих растворов ^3He - ^4He .	79
2.1.3. Измерения скорости и поглощения первого звука в He II	82
2.1.4. Скорость и поглощение первого звука в насыщенном слабом растворе ^3He - ^4He	83
2.2. Основные механизмы диссипации энергии кварцевого камертона в сверхтекучем He II. Акустическое излучение	85
2.2.1. Излучение акустической волны колеблющимся кварцевым камертоном в He II	87
2.2.2. Механизмы диссипации энергии колеблющегося кварцевого камертона в He II при повышенных давлениях	104
2.2.3. Влияние акустического излучения на эффективную массу He II колеблющегося вместе с ножками камертона	110
2.3. Излучения волны второго звука.....	114
Выводы	115
РАЗДЕЛ 3. СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХТЕКУЧИЕ ЖИДКОСТИ	118
3.1. Конвективное течение в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He	118
3.1.1. Конвективная неустойчивость. Механизмы вызывающие конвективную неустойчивость в жидкостях и газах	119
3.1.2. Конвективная неустойчивость, определяющаяся градиентом концентрации.....	122

3.1.3. Конвективное течение при наличии термокапиллярных сил на границе раздела между двумя фазами	123
3.1.4. Конвективное течение в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$, подогреваемом снизу	123
3.1.5. Стационарная конвекция. Критическое температурное число Рэлея	128
3.1.6. Нестационарное конвективное течение	132
3.1.7. Возможность конвективного течения в концентрированной фазе расслоившегося раствора	134
3.2. Влияния границы фазового расслоения на конвективную устойчивость сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$	135
3.2.1. Капиллярные эффекты на границе раздела расслоившихся фаз	136
3.2.2. Возбуждение конвективного течения в нерасслаивающемся сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ (концентрацией 5 % ^3He)	139
3.2.3. Развитие конвективной турбулентности в расслоившемся сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$	142
3.3. Зародышеобразование, пересыщение и расслоение сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$ при наличии теплового потока	147
3.3.1. Исследования релаксация температуры и концентрации	148
3.3.2. Гетерогенное зародышеобразование в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$	153
3.3.3. Пересыщение сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$	154
3.4. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца межфазной границы расслоившихся растворов	155
Выводы	160
РАЗДЕЛ 4. ПОДВИЖНОСТЬ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ РАССЛОИВШЕГОСЯ РАСТВОРА $^3\text{He} - ^4\text{He}$ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ	161

4.1. Коэффициенты прохождения и отражения акустической волны на межфазной границе расслоившихся растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$	163
4.2. Методика проведения эксперимента по исследованию подвижности межфазной границы	165
4.2.1. Управление положением границы расслоения растворов	165
4.2.2. Измерения амплитуд акустического сигнала	167
4.3. Температурная зависимость кинетического коэффициента роста границы фаз при расслоении растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$	170
4.3.1. Коэффициент прохождения волны через границу расслоения	170
4.3.2. Коэффициент отражения акустической волны от границы расслоения	172
4.3.3. Коэффициент роста межфазной границы расслоившихся растворов	173
4.3.4. Диссипативные потери в акустической волне при прохождении границы между фазами расслоившегося раствора	174
Выводы	175
РАЗДЕЛ 5. СВЕРХТЕКУЧАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ^4He	177
5.1. Квантовая турбулентность, вызванная колеблющимся телом, погруженным в сверхтекучий He II	183
5.1.1. Возбуждение турбулентного течения в He II	186
5.1.2. Зависимость критической скорости течения от температуры сверхтекучей жидкости	188
5.1.3. Промежуточный режим	189
5.1.4. Коэффициент лобового сопротивления	193
5.1.5. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от эффективного числа Рейнольдса	197
5.1.6. Влияние квантованных вихрей на возникновение турбулентного течения в He II	202

5.2. Влияние акустической волны на возбуждение сверхтекучей турбулентности	206
5.2.1. Методика проведения исследований с переменной мощностью акустического излучения	208
5.2.2. Критическая скорость возникновения турбулентного течения. Роль акустического излучения	209
5.2.3. Зависимость критической скорости от температуры и мощности возбуждающей колебания камертона	212
5.2.4. Влияние акустического излучения на коэффициент лобового сопротивления	216
Выводы.....	218
РАЗДЕЛ 6. ОСОБЕННОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРАХ ^3He - ^4He	219
6.1. Особенности возбуждения турбулентного течения в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He	221
6.1.1. Исследование течения жидкости в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He методом кварцевого камертона	221
6.1.2. Температурная зависимость критической скорости потока сверхтекучего раствора с концентрацией 5% ^3He в ^4He	225
6.2. Адсорбция атомов ^3He в корах квантованных вихрей	227
6.2.1. Конденсация ^3He и квантованные вихри в 5 % растворе ^3He - ^4He	228
6.2.2. Структура квантованного вихря в сверхтекучем растворе ^3He - ^4He	231
Выводы	232
РАЗДЕЛ 7. ДВУМЕРНАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ ^4He В ПОЛЕ СИЛ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА	233
7.1. Методика торсионного осциллятора исследований атомарных пленок, адсорбированных на поверхности графойла	239

7.2. Адсорбция и рост атомных пленок HD и ^4He	242
7.2.1. Приготовление двух и трех дополнительных атомных слоев HD на графойле	242
7.2.2. Приготовление и измерение плотности пленок ^4He	242
7.3. Сверхтекучесть в жидких слоях ^4He	244
7.3.1. Первый жидкий слой гелия	246
7.3.2. Второй атомный жидкий слой	251
7.4. Возбуждение коллективных колебаний в пленках ^4He	255
Выводы	258
ВЫВОДЫ	260
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	265

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

- D_m — коэффициент массовой диффузии
 c — массовая концентрация ^3He в растворе
 x — молярная концентрация ^3He в растворе
 κ_{eff} — эффективный коэффициент теплопроводности
 κ_3 — коэффициента теплопроводности примесного газа
 \dot{Q} — полный поток тепла
 ρ — плотность жидкого гелия
 ρ_n — плотность нормальной компоненты сверхтекучего гелия
 ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты гелия
 τ_{phi} — время фонон-примесной релаксации
 τ_{ii} — время примесь-примесной релаксации
 $\tau_{||}$ — время продольной релаксации
 C_3 — примесная часть теплоёмкости раствора
 T_s — температура расслоения раствора
 x_s — концентрация расслоения раствора
 μ_3 — химический потенциал ^3He
 μ_4 — химический потенциал ^4He
 P_3 — осмотическое давление
 P_T — термомеханическое давление
 k_T — термодиффузионное отношение
 F_{mp} — сила трения
 ν — скорость колебаний ножек камертона
 ν_c — критическая скорость колебаний ножек камертона
 Λ — коэффициент пропорциональности между F_{mp} и ν
 a — пьезоэлектрическая постоянная камертона
 m_q — эффективная масса ножки камертона

m_0	— присоединенная масса
Δf	— ширину резонансной кривой
f_0	— резонансная частота колебаний
δ	— глубиной проникновения вязкой волны
η_{eff}	— эффективная вязкость
η_n	— вязкость нормальной компоненты
η_{ph}	— фононная часть вязкости
η_r	— ротонная часть вязкости
ℓ_{ph}	— длина свободного пробега фононов
c_1	— скорость первого звука
c_2	— скорость второго звука
ν	— кинематическая вязкость
α	— поглощение первого звука
λ	— длина волны первого звука
χ	— температуропроводность жидкости
β_T	— коэффициент теплового расширения
Ra_c	— критическое число Рэлея
Ma	— число Марангони
Nu	— число Нуссельта
Pr	— число Прандтля
Re	— число Рейнольдса
γ	— коэффициент аккомодации
ξ_ω	— кинетический коэффициент роста
r	— коэффициент отражения звука от межфазной границы
τ	— коэффициент прохождения звука через межфазную границу
Y_c	— акустический импеданс концентрированной фазы раствора
Y_d	— акустический импеданс разбавленной фазы раствора

- C_a — лобовое сопротивление
- Ω — эффективным числом Рейнольдса
- κ — квант циркуляции
- W — мощность затрачиваемая на акустическое излучение
- J_1 — интенсивность первого звука
- J_2 — интенсивность второго звука
- АЧХ — амплитудно частотная характеристика
- Φ — химический потенциал на единицу массы
- $\Delta\Phi$ — разность химический потенциалов между слабой и концентрированной фазами на единицу массы
- $U(R)$ — энергия вихря на единицу его длины
- ΔP — скачок периода колебаний торсионного осциллятора
- n — плотность атомного слоя ${}^4\text{He}$
- C_n — теплоемкость протонов в TiH_2

ВВЕДЕНИЕ

Свойства реальных физических систем сильно отличаются от свойств идеализированных модельных систем, которые обычно подразумеваются находящимися в равновесных или слабо отличающихся от равновесных условиях, считаются однородными и, как правило, описываются линейными уравнениями (линейные системы). Одним из наиболее известных примеров неоднородного и нелинейного поведения могут служить конвективные или турбулентные течения, особенно ярко проявляющиеся в атмосфере, мировом океане и даже в недрах Земли (мантии). Понимание физических процессов, происходящих при этом, может дать возможность управлять ими, воздействуя на неоднородность системы, в которой явление происходит.

В последние годы при исследовании конвекции, турбулентности и ряда нелинейных явлений всё большее внимание привлекают жидкие изотопы гелия – ^4He , ^3He и растворы ^3He – ^4He . Свойства этих жидкостей таковы, что позволяют, изменяя температуру и концентрацию ^3He в растворе, проводить исследования как в обычных нормальных, так и в сверхтекучих жидкостях в диапазоне температур от $T_\lambda = 2,17$ К вплоть до долей милликельвина. При этом кинетические коэффициенты, такие как коэффициенты теплопроводности, термодиффузии, диффузии, вязкость и др. могут изменяться на 4 - 6 порядков. Это обстоятельство позволяет с помощью гелия моделировать практически любую среду, встречающуюся в природе. В жидких фазах гелия достаточно просто создавать неравновесные и неоднородные условия, которые могут привести к появлению замкнутых течений (конвекция, турбулентность), к разрыву жидкости и/или фазовым переходам (кавитация, расслоение раствора ^3He – ^4He , сопровождающееся образованием и ростом зародышей ^3He), а при температуре ниже температуры расслоения легко

управлять движением фазовой границы. Так как сверхтекучая жидкость подчиняется квантовым закономерностям, то оказывается возможным наблюдать и изучать квантовые эффекты - исследовать Бозе- и Ферми-жидкости, квантовое зародышеобразование и формирование квантованных вихрей. Более того, если в нормальной жидкости при $T > T_\lambda$ при возбуждении гидродинамического течения имеется классическая турбулентность, то для $T < T_\lambda$ можно наблюдать квазиклассическую турбулентность, которая обусловлена возникновением жгута почти параллельных квантованных вихрей, имитирующих классический вихрь. В области температур $T < 0,5$ К, когда плотность тепловых возбуждений сверхтекучей жидкости (He II) становится пренебрежимо малой, проявляется квантовая турбулентность, которая определяется взаимодействием между квантованными вихрями и связана с образованием клубка квантованных вихрей.

Одними из первых экспериментальных исследований вихреобразования и развития турбулентности при наличии сильной неоднородности и при сильном отклонении от равновесия в сверхтекучей жидкости, являются работы [1-3], выполненные еще в середине прошлого века. К сожалению, ввиду трудности экспериментального исследования, отсутствия высокотехнологичного измерительного и счётного оборудования, а также проблем, связанных с достижением низких и сверхнизких температур, такого рода исследования не получили в то время продолжения. Однако в последние два десятилетия интенсивное развитие новых методов исследований, создание соответствующей аппаратуры и развитие криогенной техники привели к новому подъёму интереса к данной проблеме, которая в настоящее время интенсивно исследуется как экспериментально, так и

теоретически в ряде ведущих низкотемпературных лабораторий во всём мире.

Методы, позволяющие достичь сильного отклонения от равновесия и создания неоднородности в объёме исследуемой жидкости, а также возбуждение нелинейных процессов в ней, сравнительно несложны. Достаточно создать, например, контролируемые градиенты температуры или давления, что приведёт к возникновению потоков в жидкости, причём в сверхтекучей жидкости оказывается возможным возбудить независимые течения нормальной и сверхтекучей компонент, направленные навстречу друг другу [4]. Этому уникальному явлению нет аналога в других средах, хотя считается, что такие течения могут существовать на нейтронных звездах. Можно вращать сверхтекучую жидкость, вызывая при этом рождение квантованных вихрей [3]. Погрузив колеблющееся пробное тело в исследуемую сверхтекучую жидкость и создавая тем самым относительное переменное течение компонент вблизи поверхности тела, можно исследовать кинетические процессы при ламинарном течении [5] или опять-таки возбуждать турбулентное течение [6]. Кроме того, появляется возможность изучения новых эффектов, связанных с обнаруженным недавно [7,8] квазиустойчивым ламинарным течением сверхтекучего He II и преобразованием такого метастабильного ламинарного течения в турбулентное при формировании клубка взаимодействующих между собой квантованных вихрей. Это явление во многом напоминает зародышеобразование в ходе фазового перехода первого рода.

Неоднородности системы можно добиться также, изменяя её размерность, что приводит к различным физическим свойствам в различных пространственных направлениях. Интересным примером являются плёнки ^4He различной толщины, свойства которых сильно отличаются от свойств объёмной жидкости. Причём толщину плёнки можно варьировать непосредственно в эксперименте в широком

интервале, от субатомной и атомной толщины до насыщенных плёнок [9]. При таком увеличении толщины плёнки температура сверхтекучего перехода в ней изменяется от $T < 0,1$ К до T_{λ} . Далее, нанося на поверхность твердотельной подложки промежуточный атомарный слой водорода, можно изменять силы Ван-дер-Ваальса, действующие на плёнку гелия со стороны подложки, что существенно изменяет условие возникновения сверхтекучести в ^4He .

Несмотря на то, что к настоящему времени свойства жидких изотопов ^3He , ^4He и его растворов, находящихся в равновесных условиях, достаточно хорошо известны, поведение этого класса жидкостей вдали от равновесия, в присутствии больших градиентов температуры, давления или концентрации, при наличии межфазной границы и гидродинамических течений до сих пор слабо изучено. В частности, к моменту начала выполнения данной диссертационной работы практически отсутствовали исследования конвективных течений, устойчивости межфазной границы расслоения растворов, гетерогенного зародышеобразования, квантовой турбулентности в сверхтекучих растворах и в сверхтекучем ^4He (He II), подавления сверхтекучести в атомарных пленках гелия.

Наличие большого числа нерешенных проблем делает **актуальным** проведение экспериментальных исследований конвективных и турбулентных течений в сверхтекучих растворах и He II, гетерогенного зародышеобразования на квантованных вихрях, подвижности и устойчивости межфазной границы сверхтекучей жидкости и двумерной сверхтекучести. Перечисленные проблемы и их решение составляют содержание настоящей работы.

Связь работы с научными программами, направлениями, темами. Исследования, входящие в диссертационную работу, выполнена в отделе квантовых жидкостей и кристаллов Физико-

технического института низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины. Исследования, лёгшие в основу настоящей работы, выполнены согласно следующим темам:

– «Кинетические и релаксационные процессы в квантовых жидкостях и кристаллах при сверхнизких температурах», (номер гос. регистрации 0196U002949; термин выполнения 1995 – 1999 гг.)

– «Исследование новых квантовых систем в жидком и твердом гелии при сверхнизких температурах», (номер гос. регистрации 0100U004483; термин выполнения 2000 – 2002 гг.)

– «Неоднородные и низкоразмерные системы в жидком и твёрдом гелии», (номер державної реєстрації 0103U000331, термин выполнения 2003–2005 гг.)

– «Нові ефекти в квантових рідинах та кристалах при низьких та наднизьких температурах» (номер гос. регистрации 0106U002557, термин выполнения 2006 – 2010 гг.)

– «Объёмные и поверхностные наносистемы в квантовых жидкостях и кристаллах», (номер гос. регистрации 0110U007894, термин выполнения 2011-2015 гг.).

– Работа также частично проводилась в рамках проектов Украинского научно-технологического центра (УНТЦ) «Пошук та моделювання нових наносистем у конденсованому гелії» (номер гос. регистрации 0110U004800, термин выполнения, 2010-2012 гг.).

Цель и задача исследования. Целью проводимых исследований является установление закономерностей кинетических и динамических процессов в жидком гелии и его изотопических растворах под влиянием градиентов температуры и давления и изменения концентрации раствора.

Для достижения цели необходимо было решить следующие задачи:

- определить основные механизмы диссипации кинетической энергии осциллирующей тела, погруженного в сверхтекучий гелий;
- исследовать конвективное течение в растворах ^3He в ^4He с различной концентрации примеси ^3He и определить влияние такого течения на устойчивость фазовой границы расслоенного раствора;
- определить подвижности межфазной границы раствора ^3He - ^4He и механизмов диссипативных потерь акустической волны на границе фазового расслоения раствора;
- изучить гетерогенное зародышеобразование в растворах ^3He - ^4He в присутствии конвективной течения и идентифицировать возможные механизмы гетерогенного зародышеобразования;
- исследовать особенности возбуждения турбулентного течения в сверхтекучести и выяснения роли нормальной компоненты при создании и развитии турбулентного течения;
- исследовать влияние излучения акустической волны источником монохроматического излучения, погруженным в сверхтекучее гелий, на диссипативные процессы и величину критической скорости перехода от ламинарного к турбулентного течения;
- изучить турбулентное течение в растворах ^3He в ^4He и условий конденсации ^3He на квантованных вихрях;
- исследовать сверхтекучести в двумерных пленках ^4He , адсорбированного на графойли, и выяснить влияние сил Ван-дер-Ваальса со стороны подложка на температуру сверхтекучего перехода.

Объект исследования – является исследование кинетических процессов при неравновесных условиях в квантовых жидкостях при сверхнизких температурах.

Предмет исследований диссертационной работы является диссипативные процессы в сверхтекучих жидкостях при конвективных и

турбулентных течениях при формировании границе фаз в расслоенных растворах ^3He - ^4He , которая сопровождается гетерогенным зародышеобразованием в сверхтекучих растворах, а также переход к сверхтекучего состояния в двумерных пленках гелия.

Методы исследования. В работе применялись усовершенствованные и новые методы исследования, такие как:

- прецизионные измерения давления, концентрации сверхтекучей жидкости и давления пара над атомарными пленками ^4He непосредственно в измерительной ячейке с помощью ёмкостного датчика;
- высокочастотный акустический импульсный метод измерения скорости и поглощения первого звука;
- высокочувствительные измерения амплитуды колебаний, частоты и ширины резонанса кварцевого камертона, погружённого в сверхтекучую жидкость;
- одновременные прецизионные измерения градиентов температур и концентраций при измерении коэффициентов термодиффузии и теплопроводности сверхтекучей жидкости при наличии теплового потока;
- выращивание атомарных плёнок ^4He и HD на графойле с помощью метода БЭТ;
- измерение температуры перехода в сверхтекучее состояние атомарных плёнок ^4He с помощью торсионного осциллятора.

Научная новизна полученных результатов. В ходе выполнения работы получен ряд новых оригинальных научных результатов, имеющих принципиально важное и существенное значение для понимания кинетических явлений как в однородных и находящихся в равновесии, так и сильно неравновесных, неоднородных сверхтекучих жидкостях. Основные из них перечислены ниже:

1. Впервые экспериментально обнаружено, что в сверхтекучем растворе ^3He - ^4He при термодиффузии соотношение между стационарными градиентами концентрации и температуры определяется только парциальным давлением примесных возбуждений ^3He , в то время как при сверхнизких температурах вкладом фононов и ротонов можно пренебречь.
2. Впервые установлено, что расслоение сверхтекучего раствора ^3He - ^4He при наличии теплового потока начинается с гетерогенного зародышеобразования на квантованных вихрях, при этом образовавшаяся граница между этими фазами становится неустойчивой с ростом мощности потока и в объеме раствора возбуждается конвективная турбулентность.
3. Впервые обнаружено, что с уменьшением температуры коэффициент прохождения акустической волны через границу расслоения раствора ^3He - ^4He существенно убывает, а коэффициент отражения становится близким к единице. Установлено, что рассчитанная с помощью полученных коэффициентов прохождения и отражения температурная зависимость коэффициента подвижности фазовой границы является функцией, обратно пропорциональной квадрату температуры.
4. Впервые установлено, что в сверхтекучем растворе ^3He в ^4He увеличение плотности нормальной компоненты повышает критическую скорость перехода к турбулентного течения. Показано, что при сверхтекучем течение раствора гелия примеси ^3He конденсируются в коре квантованного вихря при условии, что скорость течения превышает соответствующую критической скорости чистого сверхтекучего гелия.
5. Впервые обнаружено, что переход от ламинарного к турбулентного течения в сверхтекучем гелии при сверхнизких температурах происходит через промежуточный режим течения, характеризующийся ростом плотность квантовых вихрей и рассеянием на них тепловых

возбуждений. При $T > 0,7$ К переход к турбулентного течения происходит так же, как в обычных жидкостях или газах, и сопровождается изменением линейной зависимости силы трения от скорости на квадратичную.

6. Впервые определены температурная зависимость диссипации кинетической энергии колебаний камертона, погруженного в сверхтекучий гелий, и предложено эмпирическое выражение, которое описывает температурное поведение коэффициента удельного сопротивления камертона как в гидродинамическом, так и баллистическом режимах рассеяния тепловых возбуждений.

7. Впервые исследовано влияние сил Ван-дер-Ваальса на температуру сверхтекучего перехода в моноатомарных пленках ^4He на графойле с промежуточными моноатомными слоями дейтериеводорода. Установлено, что увеличение количества промежуточных атомарных слоев дейтериеводорода приводит к увеличению температуры, при которой наблюдается переход в сверхтекучее состояние в моноатомарных пленках ^4He .

8. Впервые обнаружено, что заполнение второго атомарного слоя гелия, конденсированного на поверхности двух атомарных слоев дейтериеводорода, сопровождается двумерной конденсацией. В то же время на трех атомарных слоях дейтериеводорода гелий равномерно распределяется по поверхности в процессе заполнения атомарных слоев.

Достоверность результатов работы подтверждается следующим:

- результаты, полученные в ходе выполнения настоящей работы, достигнуты с использованием методов измерений, надёжность и обоснованность которых многократно подтверждены работами других групп исследователей;

- надёжность экспериментальных методов подтверждается тем, что для каждого отдельно взятого измерения данные вначале получались

при равновесных или близких к равновесным условиям. Затем результаты измерений сравнивались с уже имеющимися данными других авторов, и только после этого, в том же эксперименте, измерения проводились при сильно неоднородных и неравновесных условиях;

- полученные результаты проанализированы с точки зрения устранения влияния возможных экспериментальных ошибок, хорошо воспроизводятся и согласуются с опубликованными результатами других авторов;

- обоснованность полученных результатов, составивших содержание работы, подтверждается хорошим согласием, как с экспериментальными данными полученными другими методами, так и с известными теоретическими предсказаниями.

Практическое значение полученных результатов заключается в том, что они существенно расширяют представления о свойствах сверхтекучих ^4He и растворов ^3He - ^4He как в однородных, так и неоднородных условиях и позволяют использовать эти системы как модельные для исследований различных течений газов и жидкостей. Исследуемый в данной работе сверхтекучий переход в двумерных пленках гелия, конденсация и рост его атомных слоев имеют фундаментальное значение в физике низкоразмерных систем. Проведенные в условиях низких температур исследования обнаружили ряд эффектов, связанных с фундаментальными характеристиками жидкого сверхтекучего гелия и его растворов, понимание природы которых позволит прогнозировать процессы расслоения и физические свойства конвективных и турбулентных течений в широком температурном интервале. Основные результаты диссертации могут стимулировать дальнейшее развитие актуальных направлений физики конденсированного состояния при низких и сверхнизких температурах: физики нелинейных явлений в гидродинамике сверхтекучей жидкости, процессов гетерогенного зародышеобразования новой фазы в растворах,

физики двумерных наносистем и сверхтекучих пленок. Впервые экспериментально полученные данные о коэффициенте подвижности межфазной границы в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He расширяют представления о процессах зародышеобразования новой фазы в физических системах различной природы. Выполненные экспериментальные исследования термодиффузии в сверхтекучих растворах имеют научное и практическое значение для понимания кинетических процессов при конструировании рефрижераторов растворения. При разработке рефрижераторов особое значение имеют полученные в работе данные о возбуждении конвективной течения в условиях появления границы между фазами расслоившегося раствора. Полученные данные о гетерогенном зародышеобразовании новой фазы на квантованных вихрях позволяют использовать аналогичный экспериментальный и теоретический подход при исследовании гетерогенного зародышеобразования в других системах, содержащих неоднородность в виде вихрей. Разработанная автором методика кварцевого камертона позволяет исследовать различные диссипативные процессы малой мощности, меньше чем 10^{-14} Вт, а предложенные им способы устранения акустического излучения имеют практическое значение при конструировании миниатюрных термометров, ареометров и датчиков измерения вязкости.

Личный вклад автора. Научные статьи, в которых представлены основные результаты диссертационной работы, опубликованные в соавторстве. Диссертанту принадлежат выбор и обоснование направлений исследований, постановка конкретных задач, ведущая роль в проведении экспериментальных исследований, главный вклад в написании статей, анализ и интерпретацию результатов. Автором лично обнаружено эффекты расслоения фаз, вызванные тепловым потоком, зародышеобразования новой фазы и появление конвективно

турбулентного течения в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He в работах [13, 16-23]. Диссертантом впервые установлено температурную зависимость коэффициента подвижности фазовой границы расслоенного раствора ^3He в ^4He в работах [14,15]. Автором лично обнаружено промежуточный режим турбулентного течения гелия при температурах ниже 1К в работах [24-26]. Диссертантом лично обнаружено, что уменьшение плотности нормальной компоненты в сверхтекучем гелии увеличивает устойчивость его ламинарного течения, и этот эффект существенно увеличивается в растворах ^3He в ^4He в работах [25, 26, 35]. Соискателем экспериментально показано, что осциллирующий камертон, погруженный в сверхтекучий гелий, является излучателем акустической волны в работах [28-34]. Непосредственно автором предложен способ определения и описания различных диссипативных процессов, вызванных колебаниями тела, погруженного в гелий [27]. Автором установлено влияние сил Ван-дер-Ваальса на переход в сверхтекучее состояние атомарных слоев гелия на графойли [11, 12]. Диссертантом модернизировано уникальное научное оборудование для исследования низкотемпературного кинетических процессов в сверхтекучей жидкости, и созданы новые экспериментальные методики, что может быть использовано при исследованиях неоднородных сверхтекучих жидкостей. Таким образом, личный вклад автора в эти работы являются определяющими.

Апробация результатов работы. Полученные результаты докладывались автором лично на международных профильных конференциях. Основные результаты были апробированы на:

- 21th International Conference on Low Temperature Physics, (August 8-14, 1996, Prague, Czech Republic);
- 2nd Workshop on «New Phenomena of Helium in the Low Dimensional Situation» (December 20-22, 1999, Atami, Japan);

- Conference Physical Society of Japan, (May 1-5, 2000, Osaka, Japan);
- International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, (May 28-31, 2001, Kyiv, Ukraine);
- International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, (May 28-31, 2003, Kyiv, Ukraine);
- 33^е Всероссийское совещание по физике низких температур, (17-20 июня, 2003, Екатеринбург, Российская Федерация);
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 3-8, 2003, Albuquerque, USA);
- International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, (May 28-31, 2005, Kyiv, Ukraine);
- 20th General Conference Condensed Matter Division EPS. (August 7-13, 2004, Prague, Czech Republic).
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 1-6, 2006, Kyoto, Japan);
- International Conference in Ukraine “Condensed Matter: Theory and Applications” (25-28 May, 2007, Kiev, Ukraine);
- 35^е Совещание по физике низких температур, (29 сентября – 2 октября, 2009, Черноголовка, Российская Федерация).
- International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, (May 28-31, 2010, Kyiv, Ukraine);
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 1-7, 2010, Grenoble, France);
- International Conference on Low Temperature Physics, (August 10-17, 2011, Beijing, China);
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 15-21, 2012, Lancaster, United Kingdom);
- 9th International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals, (September 2-8, 2012, Odessa, Ukraine);

- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 1-6, 2013, Matsue, Japan);
- 11th International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, May 23-27, 2014 (Kyiv, Ukraine);
- 37th Meeting on Low Temperature Physics, (June 29-July 3, 2015, Kazan, Russian Federation);
- 7th Int. Conf. «Physics of liquid matter: Modern problems», (May 28-29, 2016, Kyiv, Ukraine).
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, (August 10-16, 2016, Prague, Czech Republic).

Публикации. Основные результаты работы изложены в 47 работах. Из них - 25 статей, яки опубликованы в ведущих профессиональных изданиях [11-19, 21-36], а также 22 тезисов докладов на профильных научных конференций.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, семи разделов, заключения и списка использованной литературы. Общий объем работы составляет 290 страниц. Она содержит 101 рисунков, 3 таблицы и список использованных источников из 289 наименований на 27 страницах. Первые два раздела описывают результаты, относящиеся к равновесным или слабым отклоняющимся от равновесия процессам в сверхтекучих жидкостях, исследуемых в данной работе. В этих разделах описаны все экспериментальные устройства, использующиеся в исследованиях, а также приведены результаты исследований, полученные впервые. В разделе 3 описаны исследования растворов ^3He - ^4He , проведенные в условиях больших тепловых потоков, которые приводят к конвективной неустойчивости и появлению конвективной турбулентности. В разделе 4 изучено влияние градиентов давления на межфазную границу в жидких расслоившихся растворах ^3He - ^4He . В разделе 5 речь идёт о возбуждении и исследовании двух типов

турбулентности в He II: квазиклассической и квантовой. В разделе 6 приведены результаты исследования турбулентных течений в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He и адсорбции атомов ^3He в корях квантованных вихрей. В разделе 7 исследовано влияние силы Ван-дер-Ваальса на температуру перехода в сверхтекучее состояние пленок He II.

РАЗДЕЛ 1

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХТЕКУЧИХ ЖИДКОСТЕЙ. СЛАБАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ

Особенностью исследований кинетических свойств сверхтекучей жидкости является то, что для проведения соответствующих измерений в изучаемую систему вносятся возмущения. При этом в некоторых случаях даже при относительно малых возмущениях, исследуемая сверхтекучая жидкость проявляет новые неожиданные свойства, затрудняющие интерпретацию экспериментальных данных. В качестве примеров можно привести явление конвективной неустойчивости при измерениях тепло- или массопереноса в сверхтекучей жидкости, рождение квантованных вихрей в присутствии сверхтекучих потоков, возбуждение сверхтекучего турбулентного течения. Если в жидкости распространяется акустическая волна или волна давления - первый звук, пространственная неоднородность исследуемой системы – наличие зародышей новой фазы или границы раздела двух фаз - может привести к нелинейным эффектам в распространении акустической волны.

Для проведения исследований кинетических свойств в неоднородных сверхтекучих растворах ^3He - ^4He или He II необходимо было создать методики, позволяющие правильно измерять в слабо неоднородной сверхтекучей жидкости соответствующие величины, такие как коэффициент теплопроводности, коэффициент термодиффузии сверхтекучих растворов, вязкость, а также характеристики акустических свойств. Такие методики применяются в том числе и для проведения калибровочных измерений и сравнения их результатов с результатами измерений, ранее описанных в литературе. Данный раздел посвящен новым оригинальным методикам, позволяющим проводить исследования кинетических свойств сверхтекучих жидкостей при сверхнизких температурах. Кроме этого, в

разделе приведены новые данные о коэффициентах теплопроводности, термодиффузии в растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$, а также вязкости и коэффициенте сопротивления колеблющегося тела, погруженного в He II.

1.1. Коэффициент термодиффузии и эффективной теплопроводности сверхтекучих растворов

Одной из особенностей сверхтекучих растворов ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, отличающей их от чистого He II, является возможность одновременного создания градиентов температуры и концентрации при постоянном давлении. В сверхтекучем ${}^4\text{He}$ стационарный градиент температуры можно создать лишь с помощью сверхщели, непроницаемой для нормальной компоненты. В этом случае возникает термомеханическое давление, которое можно трактовать как осмотическое давление тепловых возбуждений — фононов и ротонов.

В сверхтекучих растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ в нормальном движении, кроме тепловых возбуждений, участвуют примесные возбуждения (квазичастицы ${}^3\text{He}$). При этом выражение для потока примесей записывается в виде [4]:

$$\mathbf{i} = -\rho D_m \left[\nabla c + \frac{k_T}{T} \nabla T + \frac{k_P}{P} \nabla P \right], \quad (1.1)$$

где ρ - плотность жидкости, D_m - коэффициент массовой диффузии, c - массовая концентрация ${}^3\text{He}$ в растворе. Заметим, что $k_T D_m = D_T$ - коэффициент термодиффузии, а $k_P D_m = D_P$ - коэффициент бародиффузии.

При условии, когда градиент давления равен нулю и бездиссипативным потоком примесей можно пренебречь, $\mathbf{i} \rightarrow 0$, как видно из (1.1), имеется следующее соотношение между градиентами температуры и концентрации:

$$\nabla c = -\frac{k_T}{T} \nabla T. \quad (1.2)$$

В случае достаточно низких температур, когда можно пренебречь влиянием ротонов и фононов, соотношение между градиентами температуры и концентрации в растворе определяется лишь парциальным давлением примесных возбуждений P_f в растворе [37,38]:

$$\frac{|\nabla x|}{|\nabla T|} = \frac{\left(\frac{\partial P_f}{\partial T}\right)_{xP}}{\left(\frac{\partial P_f}{\partial x}\right)_{TP}}. \quad (1.3)$$

здесь x - молярная концентрация ${}^3\text{He}$ в растворе, которая связана с массовой концентрацией соотношением $x=4c/(3+c)$.

Экспериментальное исследование соотношения между ∇T и ∇x в растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ проведено лишь при высоких температурах в сильно концентрированных растворах [39].

Процесс переноса тепла в сверхтекучих растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ также оказывается более сложным и многообразным, чем в чистом He II , поскольку и в этом процессе участвуют не только тепловые возбуждения (фононы и ротоны), а и примесные возбуждения (квазичастицы ${}^3\text{He}$). При наличии стационарного теплового потока в растворе возникает не только градиент температуры, но и градиент концентрации. В такой ситуации коэффициенты теплопроводности, массовой диффузии D_m и термодиффузии D_T оказываются взаимосвязанными. На это впервые обратили внимание Халатников и Жарков [40], которые ввели эффективный коэффициент теплопроводности:

$$\kappa_{eff} = \kappa_3 + \kappa_D \quad (1.4)$$

где κ_3 и κ_D коэффициенты теплопроводности, обусловленные диффузией и термодиффузией. Коэффициент κ_{eff} определяется через полный потто

к тепла в сверхтекучем растворе:

$$\dot{Q} = -\kappa_{eff} \nabla T . \quad (1.5)$$

Экспериментальное изучение эффективной теплопроводности сверхтекучих растворов было начато Птухой [41] в начале 60-х годов для слабых растворов ($x < 1,36\% \text{ } ^3\text{He}$) в высокотемпературной области, где необходимо учитывать все три типа квазичастиц. Полученные результаты интерпретировались в рамках кинетической теории Халатникова и Жаркова [40].

В низкотемпературной области, где можно пренебречь влиянием ротонов, процессы теплопроводности были исследованы теоретически в 1968 году Беймом и Эбнером [42]. При расчёте эффективной теплопроводности они считали вклад истинной теплопроводности примесной подсистемы κ_3 малым, а величину κ_D выразили через время фонон-примесной релаксации τ_{phi} , фононную теплоёмкость C_{ph} и энтропию s на единицу массы:

$$\kappa_D \equiv \kappa_{phi} = \frac{1}{3} C_{ph} s^2 \tau_{phi} . \quad (1.6)$$

При расчете τ_{phi} были учтены весьма сложные и многообразные механизмы установления равновесия в фононной подсистеме при наличии примесей ^3He [43-46].

Примесная часть эффективной теплопроводности κ_3 может быть рассчитана в обычном газокинетическом приближении и для вырожденного случая равна

$$\kappa_3 = \frac{1}{3} C_3 v_F^2 \tau_{ii} , \quad (1.7)$$

где C_3 - примесная часть теплоёмкости раствора, v_F - фермиевская скорость примесных возбуждений.

До выполнения настоящей работы экспериментальное

исследование соотношения между ∇T и ∇x в растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ проведено лишь при высоких температурах выше 1 К в сильно концентрированных растворах [41,47].

1.1.1. Создание и измерение малых градиентов температуры и концентрации. В экспериментах использовались два типа измерительных ячеек, отличающиеся местом расположения датчиков температуры и концентрации и способом создания однородного теплового потока. На рис. 1.1 приведена конструкция ячеек. В обоих случаях они представляли собой цилиндр диаметром 24 мм, но ячейка *a* имела общую длину 47 мм, а ячейка *б* была длиной 29,5 мм. Стенки ячейки (3) были изготовлены из тонкостенной нержавеющей стали (толщиной 0.1 мм), так что теплопроводность стенок была намного меньше эффективной теплопроводности жидкости.

Для создания теплового потока в конструкции *a* использовался нагреватель (4), навитый из манганинового провода диаметром 0,06 мм с расстоянием между проводами 0,3 мм. В то же время в конструкции *б* для улучшения однородности теплового потока нагревался весь нижний фланец (5) с помощью навитого на него нагревателя так, что тепловой поток излучался в исследуемую жидкость с верхнего полированного торца фланца, занимавшего всю нижнюю плоскость ячейки.

Концентрация исследуемого раствора определялась при измерениях его диэлектрической проницаемости. Изменение концентрации раствора определялось с помощью формулы Клаузиуса–Моссотти по изменению соответствующей ёмкости. Конструкции датчиков концентрации (7) были различными. Для ячейки *a* датчики выполнены в виде цилиндрических конденсаторов высотой 5 мм, электроды которых представляли собой спираль из фольги латунной и бериллиевой бронзы с зазором между обкладками 0,1 и 0,2 мм соответственно для нижнего и верхнего датчика.

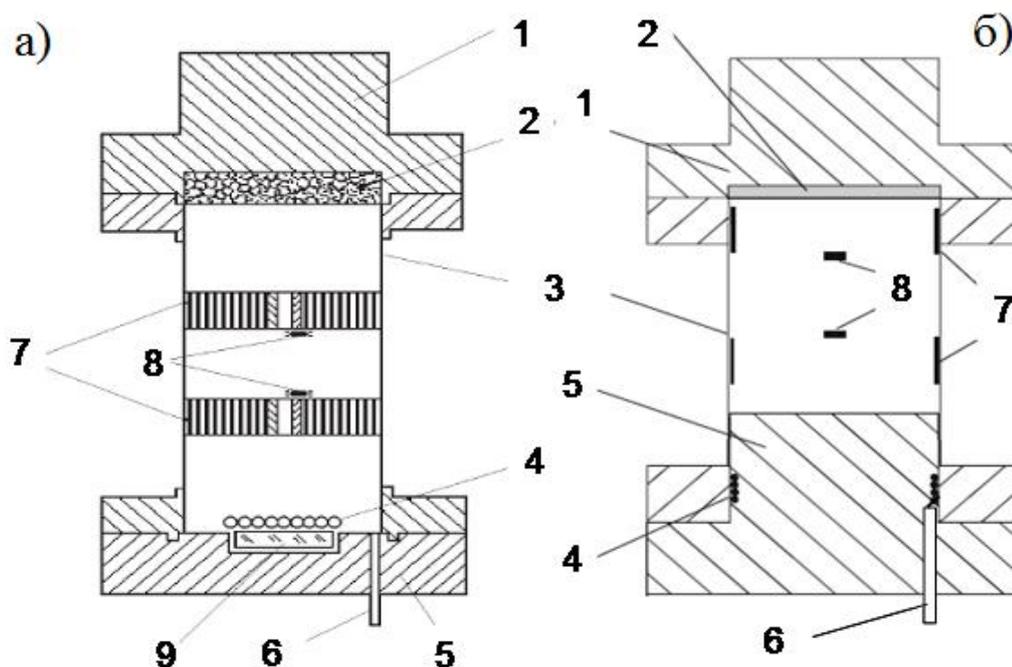


Рис. 1.1. Конструкция ячеек для измерения градиентов температуры и концентрации, создаваемых тепловым потоком в сверхтекучем растворе при сверхнизких температурах. 1 – верхний фланец ячейки; 2 – теплообменник; 3 – стенка ячейки из нержавеющей стали; 4 – нагревательный элемент; 5 – нижний фланец ячейки, 6 – капилляр заполнения; 7 – ёмкостные датчики концентрации; 8 – датчики температуры; 9 – датчик давления.

Номинальная ёмкость датчиков составляла соответственно 750 пФ и 300 пФ. Точность определения концентрации для нижнего датчика составляла 0,05 % ^3He и для верхнего датчика - 0,1 % ^3He . В начальных экспериментах расстояние между датчиками концентрации составляло 10 мм. Позднее для уменьшения ошибки в определении градиентов концентрации расстояние между датчиками было увеличено до 27 мм.

В ячейке б концентрационные датчики представляли собой цилиндрическую однослойную катушку диаметром чуть меньше внутреннего диаметра ячейки, намотанную двумя медными проводами диаметром 100 мкм. Номинальная ёмкость датчиков составляла 72 пФ и

69 пФ соответственно. В обеих конструкциях точность определения концентрации ^3He составляла около 0,05 %. Расстояние между ближайшими торцами ёмкостных датчиков составляло 11,2 мм.

Температуру жидкости измеряли двумя идентичными термометрами сопротивления из RuO_2 (8). Термометры калибровались с помощью кристаллизационного термометра, основанного на кривой плавления ^3He . Этот термометр располагался на плите камеры растворения, и с его помощью определяли температуру камеры.

Сопротивление термометров (8) измерялось с помощью моста переменного тока Cryobridge R441, абсолютная погрешность измерения температуры составляла $\pm 0,5$ мК при температуре 250 мК и уменьшалась с понижением температуры. Расстояние между термометрами было такое же, как и у датчиков концентрации для соответствующих ячеек.

Давление исследуемого сверхтекучего раствора определяли с помощью кварцевого датчика давления (9), который калибровался при 1,5 К по образцовому манометру, находящемуся при комнатной температуре.

Ячейка *a* использовалась для измерения термодиффузии k_T , теплопроводности, тепловой неустойчивости расслоившихся растворов и конвективного течения растворов с концентрацией 5 %, 9,5 % и 9,8 % ^3He . Ячейки и результаты экспериментов, выполненных с помощью описанных ячеек, приведены в работах [16, 22].

1.1.2. Стационарные градиенты температуры и концентрации в растворах ^3He - ^4He . Измерения стационарных градиентов температуры ∇T и концентрации ∇x в исследуемом растворе проведены при разных температурах и различных мощностях теплового потока \dot{Q} .

Погрешность в измерениях ∇T и ∇x зависела от вводимой мощности и при $\dot{Q} = 4,5$ мкВт/см² составляла $\sim 2,5$ % для ∇T и ~ 10 % для ∇x . Эта погрешность уменьшалась с ростом \dot{Q} . На рис. 1.2 и 1.3, где приведены типичные температурные зависимости ∇T и ∇x при различных \dot{Q} .

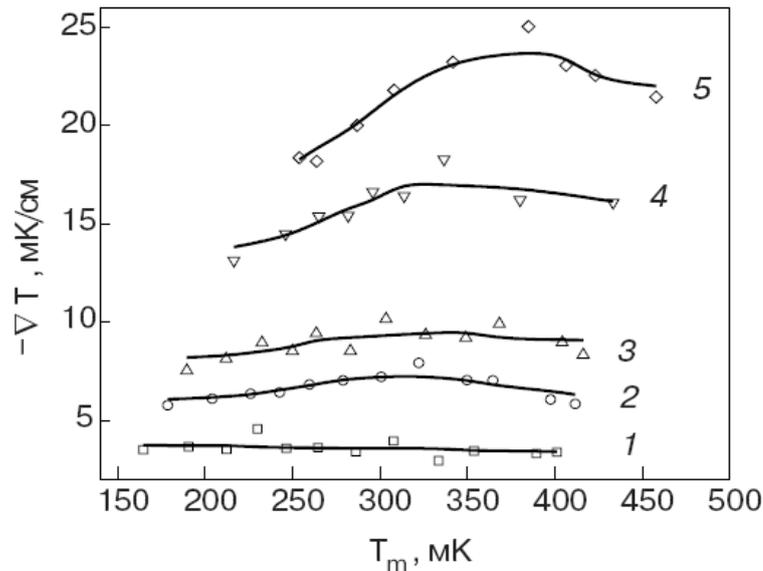


Рис. 1.2. Зависимость стационарных градиентов температуры сверхтекучего раствора с концентрацией 9,8 % ^3He от средней температуры жидкости между температурными датчиками при удельной мощности теплового потока $\dot{Q} = 8; 15; 20; 40$ и 60 мкВт/см² [16].

Распределение концентрации раствора в ячейке иллюстрирует рис.1.4, где приведено распределение концентрации раствора для трёх случаев. Случай *a* – соответствует начальному состоянию $\dot{Q} = 0$, температура ячейки выше температуры расслоения ($T = T_1 > T_s$), при этом концентрация по всему объёму ячейки постоянна (x_0).

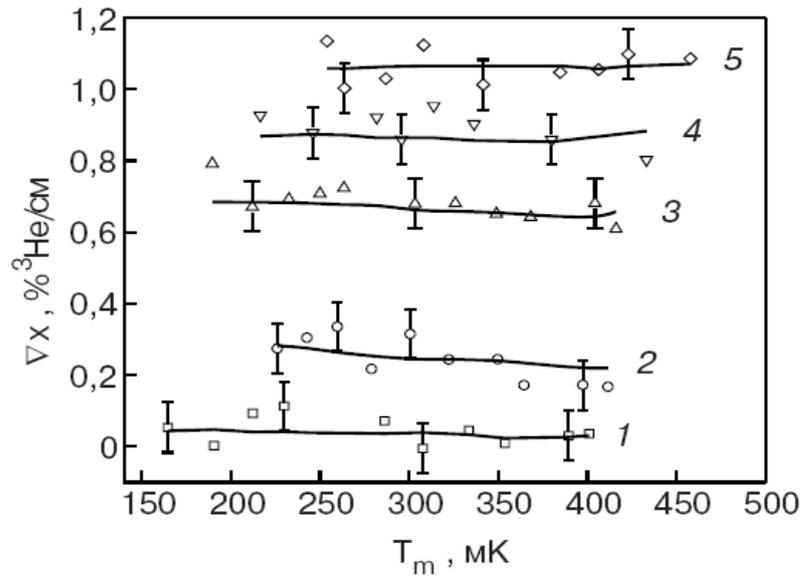


Рис.1.3. Зависимость стационарных градиентов концентрации от средней температуры жидкости между концентрационными датчиками при удельной мощности теплового потока: $\dot{Q} = 8; 15; 20; 40$ и 60 мкВт/см² [16].

В случае *б* присутствует малый стационарный тепловой поток, при этом температура фланца (1) ячейки $T_l > T_s$, а концентрация на середине высоты ячейки (2) осталась $x_0 = x_m$. В верхнем датчике концентрация (3) увеличилась, а в нижнем (4) уменьшилась. Для случая *в* при том же тепловом потоке, но при $T_l < T_s$, концентрация расслоения $x_s < x_0$, и концентрация ³He в датчиках 3 и 4 стала меньше.

Тот факт, что средняя концентрация между датчиками x_m после начала расслоения уменьшалась, в дальнейшем учитывался при теоретических расчетах коэффициента термодиффузии и теплопроводности.

Согласно теории Халатникова [1], связь между ∇c и ∇T можно получить, исходя из выражения (1.2), где параметр k_T в общем случае удовлетворяет следующему условию:

$$\rho D_m k_T = \alpha T \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{Z}{\rho T} \right) + \frac{\beta}{T}. \quad (1.8)$$

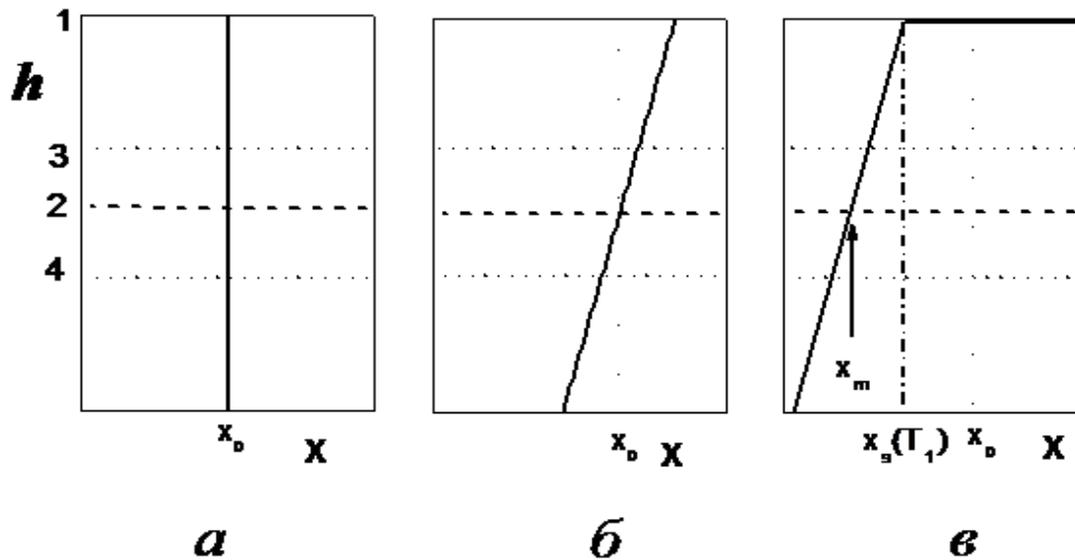


Рис. 1.4. Иллюстрация распределения концентрации раствора по высоте ячейки h : а - $\dot{Q} = 0$ и $T_1 > T_s$; б – малый тепловой поток и $T_1 > T_s$; в – тепловой поток тот же, что и в случае б, а $T_1 < T_s$. Линия 1 – фланец ячейки. Пунктирная линия 2 соответствует середине ячейки, а линии 3 и 4 – верхнему и нижнему датчикам концентрации соответственно (см. объяснения в тексте).

Первое слагаемое в правой части (1.8) обусловлено вкладом примесных возбуждений, а второе — фононным вкладом, α и β - весовые множители. Z выражается через разность химических потенциалов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в растворе:

$$Z = \rho(\mu_3 - \mu_4). \quad (1.9)$$

Для использования формулы (1.9) необходимо знать значения химических потенциалов μ_3 и μ_4 , которые обычно рассчитываются [48,51] из экспериментальных данных о теплоемкости и осмотическом давлении.

Но более удобным для анализа является подход, развитый в работах [37,38], где авторы получили общее выражение, описывающее состояния со стационарными градиентами в сверхтекучем растворе ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. При

этом любую термодинамическую величину можно выразить через три других, выбранных в качестве независимых переменных, например, T , x и μ_4 . Тогда полное давление раствора можно записать в виде суммы:

$$P = P_4(\mu_4, 0, 0) + P_T(\mu_4, T, 0) + P_3(\mu_3, T, x), \quad (1.10)$$

где $P_T(\mu_4, T, 0)$ - вклад в давление от сверхтекучего фона при $T = 0$ и $x = 0$; $P_T(\mu_4, T, 0)$ - термомеханическое давление, обусловленное тепловыми возбуждениями – фононами и ротонами; $P_3(\mu_3, T, x)$ осмотическое давление из-за наличия примесных возбуждений.

В стационарном режиме, когда $\mu_{3,4} = \text{const}$, и при отсутствии сверхщели ($P = \text{const}$) выражение (1.10) упрощается:

$$P_T(T) + P_3(T, x) = \text{const}. \quad (1.11)$$

Поскольку в условиях данного эксперимента наличием фононов и ротонов можно пренебречь и $P_T(T) \ll P_3(T, x)$, то уравнение (1.11) упрощается еще сильнее:

$$P_3(T, x) = \text{const}, \quad (1.12)$$

откуда следует, что величина $|\nabla x|/|\nabla T|$ совпадает с выражением (1.3):

$$\frac{|\nabla x|}{|\nabla T|} = \frac{[\partial P_3(T, x) / \partial T]_x}{[\partial P_3(T, x) / \partial T]_T}, \quad (1.13)$$

т. е. уравнение (1.13) является предельным случаем уравнения (1.3) для области низких температур, когда можно пренебречь тепловыми возбуждениями и полагать, что парциальным давлением ^3He в сверхтекучем растворе является осмотическое давление примесных возбуждений $P_3(T, x)$.

Осмотическое давление сверхтекучих растворов ^3He - ^4He было ранее измерено в работах [51-54], а результаты этих измерений были проанализированы в [55], где приведены их сглаженные значения.

Полученные значения отношения $|\nabla x|/|\nabla T|$ позволяют определить важный параметр теории сверхтекучих растворов — термодиффузионное отношение k_T , входящее в выражения (1.1), (1.2) и (1.13). Температурная зависимость этого параметра приведена на рис. 1.5.

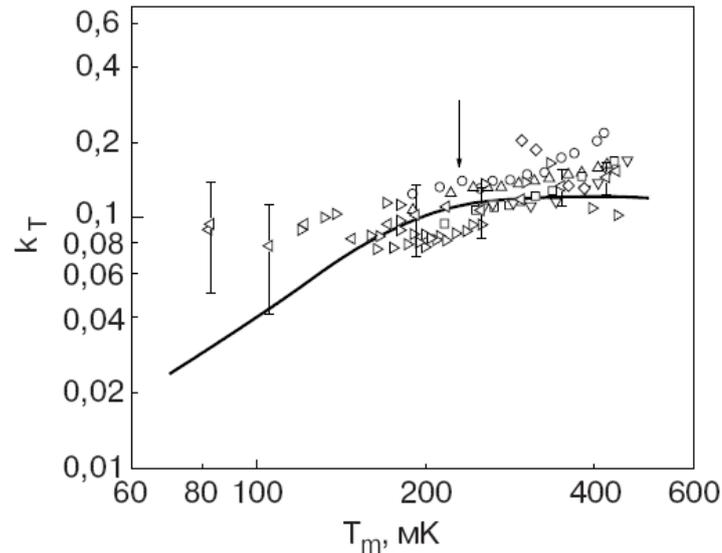


Рис. 1.5. Температурная зависимость термодиффузионного отношения для раствора с начальной концентрацией 9,8 % ^3He [16]. Сплошная линия — расчет по формулам (1.2), (1.21) с использованием данных об осмотическом давлении [55]. Стрелка соответствует температуре фазового расслоения.

Заметное уменьшение расчетной величины k_T (сплошная линия на рис. 1.5) наблюдается лишь при температуре ниже 200 мК, где концентрация сверхтекучей фазы отличается от начальной ($x_0 = 9,8\% \text{ } ^3\text{He}$), потому что в этой области температур наступает расслоение раствора на концентрированную, богатую ^3He , фазу и разбавленную фазу, концентрация которой уменьшается с температурой.

1.1.3. Эффективная теплопроводность растворов изотопов гелия. Из имеющихся экспериментальных данных о градиенте температуры с использованием выражения (1.5) можно определить эффективную теплопроводность сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с

концентрацией 9,8% ^3He [56]. Результаты приведены на рис. 1.6. Кроме этого, на рис. 1.11 показан результат расчета эффективной теплопроводности с использованием выражений (1.6) – фонон-примесная теплопроводность (кривая 1) и (1.12) – теплопроводность, обусловленная примесью в растворе (кривая 2). Сплошной линией показана полная эффективная теплопроводность сверхтекучего раствора. Помимо этого, на рисунке приведены данные работы [47], полученные при более высоких температурах для раствора с той же концентрацией 9,8 % ^3He .

Раствор с концентрацией 9,8 % ^3He согласно фазовой диаграмме расслаивается при температуре ~ 200 мК, но даже при малых тепловых потоках расслоение наступало при более высоких температурах. Начало расслоения, наблюдаемого в эксперименте, показано на рисунке стрелкой. При расчете эффективной теплопроводности раствора учитывался тот факт, что концентрация раствора после расслоения уменьшается (см. подраздел 1.1.3.), тем самым увеличивая эффективную теплопроводность исследуемой жидкости.

Как видно на рис. 1.6, полученные экспериментальные данные для κ_{eff} в пределах экспериментальной погрешности согласуются с расчетом в рамках кинетической теории фонон-примесной системы сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$. При этом доминирующий вклад в κ_{eff} вносит фонон-примесная теплопроводность. Кроме того, видно, что данные настоящего эксперимента хорошо согласуются с высокотемпературными данными [47].

Подобные измерения коэффициента теплопроводности были выполнены и для однородного не расслоившегося раствора с концентрацией 5 % ^3He с использованием ячейки б [22] (см. рис. 1.7.) при нескольких температурах. Результаты измерений приведены на рис. 1.6 вместе с данными работы [57]. Как видно на рис. 1.7, как и в случае

раствора с $x = 9,8\% \text{ } ^3\text{He}$ (рис. 1.6), так и для $x = 5\% \text{ } ^3\text{He}$ имеется хорошее согласие с литературными данными.

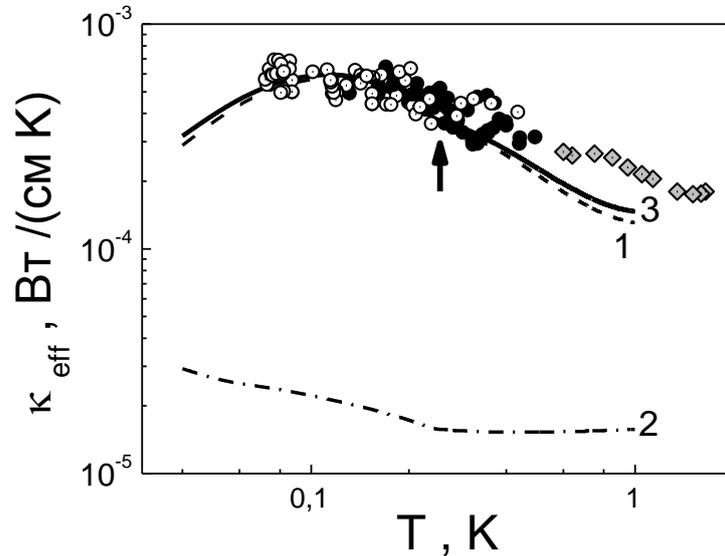


Рис. 1.6. Температурная зависимость эффективной теплопроводности в растворе с начальной концентрацией $9,8\% \text{ } ^3\text{He}$ [16]. \circ - измерения при расстоянии между термометрами $2,7\text{ см}$ и \bullet - 1 см . \blacklozenge - данные работы [47].

Приведенные результаты по исследованию температурной зависимости коэффициентов термодиффузии и теплопроводности справедливы только при малых тепловых потоках, в дальнейшем будут использованы для анализа конвективных течений в сверхтекучем растворе ^3He - ^4He . Исследования конвективной неустойчивости описаны в разделе 3.

1.2. Вязкость и коэффициент сопротивления сверхтекучей жидкости

При исследовании вязкости жидкости обычно используется пробное тело, размещённое в потоке исследуемой жидкости. Также возможно перемещать пробное тело в неподвижной жидкости. При этом необходимо измерять силу, действующую на тело со стороны

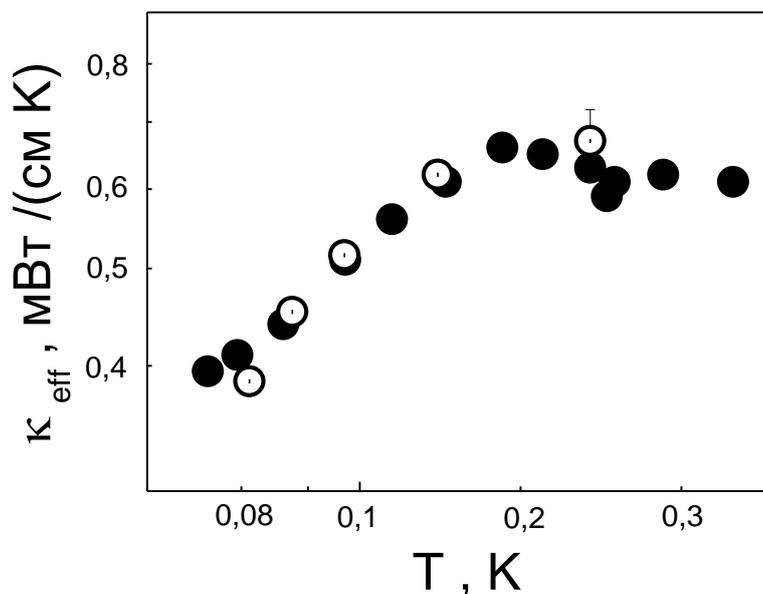


Рис. 1.7. Температурная зависимость эффективной теплопроводности в растворе с начальной концентрацией 5 % ^3He . ○ - экспериментальные данные настоящей работы (измерения проводились с использованием ячейки (б)) и ● - данные работы [57].

однородного ламинарного потока вязкой жидкости, либо силу сопротивления при движении тела в покоящейся жидкости и, кроме того, необходимо измерять скорость тела относительно исследуемой жидкости. Эти две величины определяют так называемый коэффициент сопротивления либо коэффициент трения. Далее, используя решение гидродинамической задачи об обтекании тела с известной геометрией, можно из данных о коэффициенте сопротивления определить коэффициент вязкости жидкости. Обязательным условием корректного определения вязкости должно быть то, что поток жидкости является ламинарным, а это условие при больших скоростях течения может быть нарушено, поскольку при больших скоростях течения в потоке жидкости появляются вихри, приводящие к турбулентности. Другими словами, возмущение, вносимое телом в процессе измерений, становится большим и приводит к неустойчивости ламинарного течения.

Первые измерения вязкости сверхтекучей жидкости были выполнены в 40-50-х годах прошлого столетия [58-61] при исследованиях протекания He II через узкие щели [58] торсионных колебаний диска [59,60], а позднее - колебаний стопки дисков, погруженных в He II [61]. Эти экспериментальные данные послужили основой для построения теории вязкости He II [62,63]. В последующие годы было проведено множество экспериментов по измерению коэффициента вязкости с использованием различных методик [64-76] в широкой температурной области ($T = 0,4 - 2,2$ К). Благодаря полученным экспериментальным данным была развита кинетическая теория вязкости сверхтекучей жидкости [4,76-78], позволяющая описать температурную зависимость коэффициента вязкости, как в гидродинамическом режиме течения, так и при баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений. В то же время переходная область между гидродинамическим и баллистическим режимами теоретически описана не была. Также невыясненной оставалась температурная зависимость коэффициента вязкости в узкой температурной области 1,9 – 2,17 К вблизи T_λ , что связано с невозможностью использования кинетической теории в этом температурном интервале. Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные об эффективном коэффициенте вязкости при температурах, соответствующих баллистическому режиму рассеяния ($T = 0,6$ К и ниже), отличались у разных авторов более, чем на порядок величины.

В последнее десятилетие, благодаря развитию экспериментальной и теоретической базы, произошел новый всплеск экспериментальных исследований течения жидкого гелия в области сверхнизких температур, а именно, нелинейного поведения потоков He II – сверхтекучей или квантовой турбулентности. В связи с этим исследования вязкости вновь становятся актуальными, так как диссипативные процессы в He II, обусловленные вязким трением или баллистическим рассеянием

тепловых возбуждений, при малых скоростях потока He II, определяют критическую скорость перехода к турбулентному режиму течения, возникающему при возрастании скорости потока [79,80]. Важным является измерение вязкого трения и исследование баллистического рассеяния, а также сопоставление экспериментальных данных в низкотемпературной области измерений с теоретическими предсказаниями.

1.2.1. Современные методы исследования различных механизмов диссипации кинетической энергии потока в He II. Для исследования диссипативных процессов и кинетических свойств сверхтекучих жидкостей широкое применение получили методики, использующие колеблющиеся тела разных форм, погруженные в исследуемую жидкость. Так, например, используются колеблющиеся микросферы [75,76], проволочки [80,81], сеточки [82,83], а в последние годы стали всё чаще использоваться промышленные кварцевые камертоны, обладающие высокой добротностью [6,25,84-85]. Высокая чувствительность таких методик обусловлена тем, что измерения проводятся вблизи резонансной частоты колебаний тела, которую можно определить с высокой точностью. Эта частота определяется как массой тела, погруженного в исследуемую среду, так и упругими свойствами колеблющегося тела и вязкостью окружающей среды. Характерные резонансные частоты находятся в диапазоне 100 - 700 Гц для микросферы, 600 Гц – 2 кГц для колеблющихся проволочек и сеточек и 4 – 100 кГц для кварцевых камертонов.

В основе методов измерений лежит определение величины диссипации кинетической энергии тела, колеблющегося в исследуемой жидкости. В He II диссипация энергии может быть связана с вязким трением [4,87], образованием квантованных вихрей [3,88,89], неустойчивостью ламинарного течения и развития турбулентного

течения [4,25,75,76,88-92], рассеянием ротонов и фононов на колеблющемся теле в баллистическом режиме [4,25,76], кавитацией [89], втягиванием ^3He в коры квантованных вихрей в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ [27,93,94] и т. д. Для определения величины диссипации обычно измеряются амплитудно-частотные характеристики колеблющегося тела, из которых определяют силу, вынуждающую колебания, и амплитуду колебаний тела или скорость колеблющегося тела. Эти характеристики позволяют идентифицировать механизмы, ответственные за диссипативные процессы, происходящие в тех или иных условиях. При малых амплитудах колебания тела, когда амплитуда силы трения F_{mp} между жидкостью и колеблющимся телом пропорциональна амплитуде скорости v колебания тела, можно записать

$$F_{mp} = \Lambda v, \quad (1.14)$$

где Λ - коэффициент пропорциональности, связанный с диссипацией энергии в исследуемой системе. Этот коэффициент пропорциональности принято называть коэффициентом сопротивления.

Одной из проблем, которая возникает при анализе экспериментальных данных о диссипации, полученных разными методами, является зависимость этих результатов от размеров и формы колеблющегося тела, а в некоторых случаях и от частоты колебаний. Попытка учёта этих факторов была предпринята в работах [72,76] для колеблющейся микросферы. Заметим, что точное решение гидродинамической задачи для колеблющегося тела имеется лишь для сферы и бесконечного цилиндра [87]. Отсутствие такого решения для камертона и ряда других колеблющихся тел затрудняет анализ и интерпретацию результатов и требует использования приближенных моделей. Кроме того, экспериментальные данные различных авторов приводятся в терминах различных физических величин. Так, например, в

работах [59-61,64-73] используется коэффициент динамической вязкости, в то же время в работах [75,76,83-85,90,92] данные приведены в терминах коэффициента сопротивления. Такая ситуация затрудняет анализ экспериментальных данных, полученных в работах различных авторов. В некоторых случаях отсутствие в статьях первичных экспериментальных данных не давало возможности провести сравнение результатов различных экспериментов и привести их к одним и тем же физическим величинам.

Поэтому необходимо было создать методику с использованием колеблющегося кварцевого камертона для проведения независимых измерений, найти связь между коэффициентом вязкости и коэффициентом сопротивления, проанализировать экспериментальные данные и сравнить их с данными, описанными в литературе в терминах динамической вязкости, а также в терминах коэффициента сопротивления колеблющегося камертона, погруженного в ^4He , и сопоставить с измерениями, проведенными с использованием колеблющихся тел, отличающихся геометрической формой (сфера, проволока) при различных типах течений.

1.2.2. Метод колеблющегося кварцевого камертона, погружённого в сверхтекучую жидкость. Были использованы кварцевые камертоны с различными геометрическими размерами, резонансные частоты которых составляли 32, 38, 77 и 99 кГц.

Используемые в дальнейшем обозначения геометрических размеров камертонов (а) и вид камертона (б и в) показаны на рис. 1.8. Для проведения эксперимента использовались ячейки двух типов: ячейка, условно называемая изолированной, и ячейка, снабженная капилляром заполнения.

В случае изолированной ячейки (см. рис. 1.9), кварцевый камертон К4, (Таблица 1, приведенная конце данного подраздела) в заводском

корпусе с прорезью для беспрепятственного заполнения его объёма ${}^4\text{He}$, помещался в специальную медную камеру, которая при комнатной

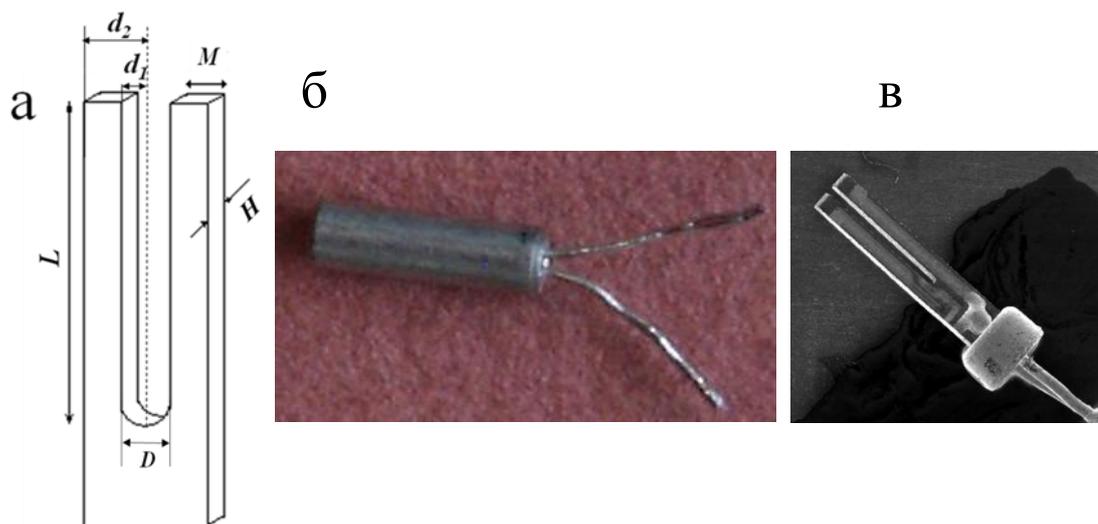


Рис.1.8. Основные геометрические размеры камертонов (а); вид камертона в заводском корпусе (б) и без него (в).

температуре заполнялась исследуемым газообразным ${}^4\text{He}$ при высоком давлении (~ 35 атм.), после чего медный капилляр заполнения механически пережимался и запаивался мягким припоем (ПОС-61). Отсутствие капилляра заполнения исключало появление потоков сверхтекучей жидкости извне и, следовательно, их влияние на измерения. Ячейка крепилась на плите камеры растворения и после охлаждения рефрижератора растворения до низкой температуры газообразный ${}^4\text{He}$ в ней конденсировался. Количество вещества в ячейке было достаточно, чтобы камертон в корпусе был полностью погружен в исследуемую жидкость, которая в течение эксперимента находилась при давлении насыщенного пара.

Вторая (изолированная) ячейка (рис.1.9), представляла собой герметичный объём с капилляром заполнения, в котором размещалось несколько камертонов.

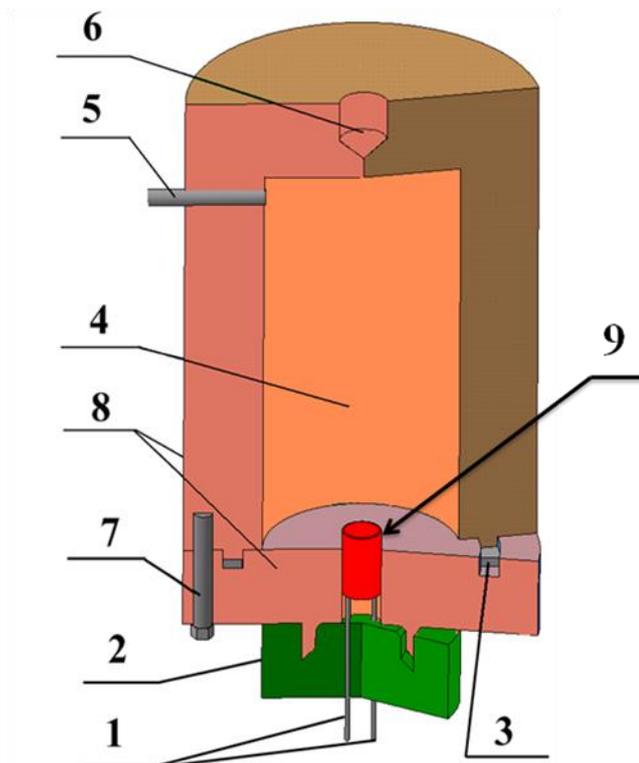


Рис. 1.9. Общий вид конструкции изолированной ячейки с камертоном К4. 1 – электрические контакты камертона; 2 – эпоксидная смола (2850GT); 3 – уплотнительное индиевое кольцо; 4 – объём для исследуемого вещества; 5 – капилляр заполнения; 6 – крепление; 7 – крепления фланца с индиевым уплотнением; 8 – корпус и крышка ячейки; 9 – камертон К4 в заводском корпусе.

Камертоны отличались геометрическим размером (см. Таблицу 1), резонансной частотой, а некоторые камертоны с частотой 32 кГц, для проверки влияния заводского корпуса на измеряемые величины, были установлены без корпуса. Эта ячейка позволяла проводить как калибровочные измерения в вакууме (см. ниже), так и измерения в He II при повышенных давлениях, вплоть до давления кристаллизации.

В эксперименте измерялись резонансные кривые камертонов в вакууме, а затем погруженных в He II после конденсации жидкости при различных температурах.

В измерительной схеме, (рис. 1.10) использовался генератор синусоидального сигнала Wavetek A29 либо Functional Generator MCP,

относительная точность задаваемой частоты составляла чуть лучше 10^{-6} , шаг сканирования был 0,01 Гц и 0,0001 Гц.

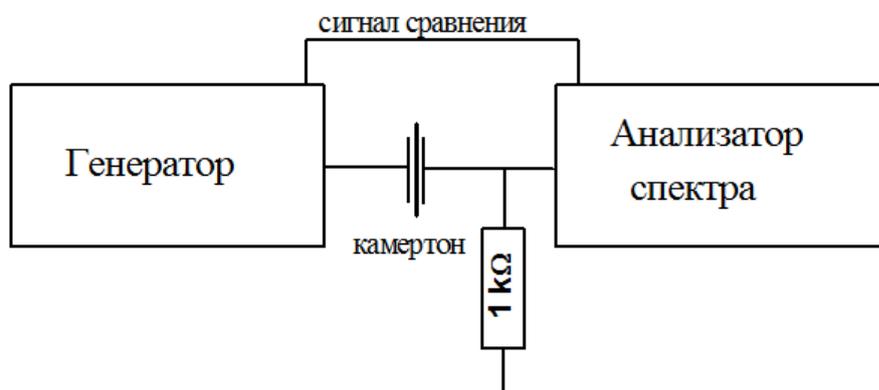


Рис. 1.10. Схема измерения амплитудно-частотных характеристик камертонов [26].

Для получения сигнала малой амплитуды на выходе генератора устанавливались образцовые аттенюаторы: 20, 40 или 60 дБ. Затем сигнал попадал на камертон, расположенный в ячейке. Для измерения амплитуды тока, протекающего через измерительную схему, на выходе камертона было установлено образцовое сопротивление 1 кОм, шунтируемое на землю. С помощью двухканального анализатора спектра Lock-in Analyzer 5208, или в случае измерений на частотах выше 40 кГц, с помощью Lock-in Analyzer SR844 измерялось падение напряжения на образцовом сопротивлении, что позволяло определять ток в измерительной цепи с точностью лучшей, чем 0,1 нА.

Подаваемое на электрод возбуждающее напряжение U определяет силу F , действие которой приводит к колебаниям ножек камертона. Связь между силой F и возбуждающим напряжением U имеет вид [6]:

$$F = aU / 2, \quad (1.15)$$

где a - пьезоэлектрическая постоянная камертона, зависящая от его геометрических размеров и продольной жесткости материала.

Амплитуда колебаний тока I в измерительной цепи связана со скоростью колебаний ножек камертона ν следующим образом [6]:

$$\nu = I / a \quad (1.16)$$

Таким образом, зная пьезоэлектрическую постоянную камертона a , возбуждающее напряжение U и измеряя ток I , можно определить силу F , возбуждающую колебания, и скорость ν колебаний ножек.

Для определения пьезоэлектрической постоянной a были проведены измерения амплитудно-частотных характеристик камертонов в вакууме. Одной из сложностей таких измерений является высокая добротность камертона, что приводило к весьма большим временам установления амплитуды сигнала при включении возбуждающего напряжения или переходе с одной частоты на другую. Для учета больших времен релаксации, в начале измерений определялась постоянная затухания камертонов в вакууме, которая при $T \leq 1,5$ К для всех используемых камертонов составляла 20 – 30 с. В дальнейшем при измерении амплитудно-частотных характеристик камертонов каждый шаг по частоте при сканировании сопровождался ожиданием выхода на насыщение амплитуды сигнала, и это время ожидания составляло 60 секунд при шаге по частоте на 0,01 Гц.

Измеренные таким образом амплитудно-частотные характеристики камертонов (рис. 1.11) позволяли определить амплитуду колебаний тока I_0 на резонансной частоте f_0 (при известном возбуждающем напряжении U) и ширину резонанса Δf .

Связь этих величин с пьезоэлектрической постоянной можно установить из условия совпадения электрической энергии и энергии механических колебаний [6]:

$$4\pi \frac{I_0 \Delta f}{U} = \frac{a^2}{m_q}, \quad (1.17)$$

где m_q - эффективная масса ножки камертона. Как было показано в [95], эта эффективная масса определяется как $m_q = 0.24267 \rho_q(LMH)$, где $\rho_q = 2659$ кг/м³ - плотность кварца, L - длина ножки камертона, H - её толщина и M - ширина (смысл этих величин иллюстрирует рис. 1.8).

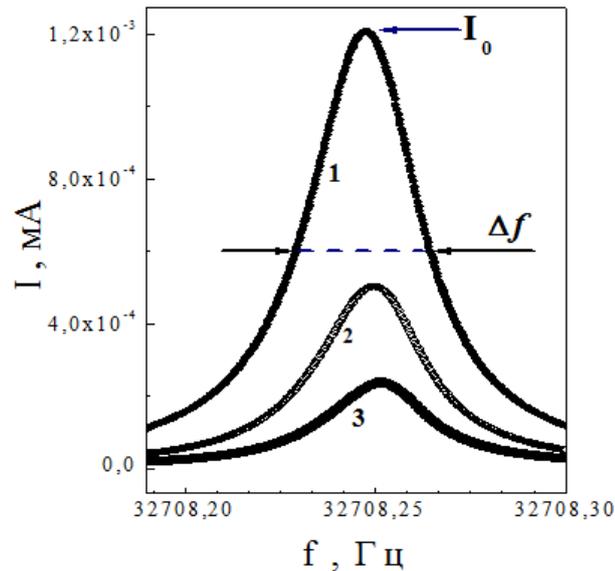


Рис.1.11. Амплитудно-частотные характеристики в вакууме, типичные для всех камертонов, на примере камертона K9 при $T=1,5$ K для трёх возбуждающих напряжений: 1 - 5 мВ; 2 - 2 мВ и 3 - 1 мВ

Из амплитудно-частотных характеристик, измеренных при разных возбуждающих напряжениях, были построены вольт-амперные характеристики кварцевых камертонов, которые были линейными в широком диапазоне возбуждающих напряжений. Используя выражение (1.11), определяли отношение a^2/m_q . Параметры используемых камертонов, включая характерные размеры, частоты и другие характеристики, а именно, расстояние до стенки ячейки от центральной оси камертона R и длину волны звука при давлении насыщенного пара $\lambda_{SVP} = c_1/f$, где c_1 - скорость первого звука, приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1

Основные характеристики используемых камертонов

Номер камертона	L , мм	H , мм	M , мм	D , мм	f_{ovac} , Гц	Δf_0 , Гц	R , мм	λ_{SVP} , мм
К1 (открытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32708,35	0,035	11	7,4
К4 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	-	-	1,3	7,4
К5 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,95	0,08	1,3	7,4
К8 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,88	0,05	1,3	7,4
К9 (закрытый)	2,53	0,1	0,25	0,13	32708,25	0,032	0,7	7,4
К19 (закрытый)	3,15	0,34	0,4	0,2	32709,71	0,045	1	7,4
К7 (закрытый)	3,41	0,33	0,6	0,3	37933,3	0,05	1,3	6,5
К10 (закрытый)	1,93	0,34	0,4	0,2	77371,36	0,11	0,83	3,1
К11 (закрытый)	2,95	0,34	0,6	0,3	99837,54	0,17	1,37	2,4
К16 (частично открытый)	3,15	0,34	0,4	0,2	32725,33	0,055	4	7,4

После нахождения пьезоэлектрической постоянной всех используемых кварцевых камертонов в ячейку при температуре ниже 1,5 К через линию заполнения конденсировалась исследуемая жидкость. При этом резонансная частота кварцевых камертонов уменьшалась по сравнению с её значением f_0 в вакууме, а ширина резонанса увеличивалась. После конденсации ячейка охлаждалась с помощью рефрижератора растворения до необходимой температуры и при давлении, близком к давлению насыщенного пара, измерялись амплитудно-частотные характеристики.

Используя найденную ранее величину пьезоэлектрической постоянной, можно по формулам (1.15) - (1.16) найти силу F ,

вынуждающую колебания, и скорость колебания ножек камертонов U в Не II. При малых возбуждающих силах во всех экспериментах наблюдается линейная зависимость скорости от силы, что характерно для ламинарного течения. При достижении некоторой критической скорости U_c , наблюдается переход к нелинейной зависимости, характеризующей начало турбулентного режима течения, при этом, ширина резонанса колеблющегося камертона начинает зависеть от скорости колебаний, что свидетельствует о появлении дополнительной диссипации при наступлении турбулентного течения.

1.2.3. Резонансные характеристики камертона и вязкость Не

II. Для исследования вязкости Не II измерения проводились при малых возбуждающих силах, когда зависимость скорости колебаний ножек камертона от вынуждающей силы еще линейна. В экспериментах использовалась изолированная ячейка, показанная на рис. 1.9. Измерялись амплитудно-частотные характеристики кварцевого резонатора, погруженного в сверхтекучий гелий, которые позволили получить резонансные кривые $U(f)$ при различных возбуждающих напряжениях U и температурах ячейки. Эволюция формы резонансных кривых с ростом U показана на рис. 1.12 для двух температур 350 и 835 мК. Для температуры 350 мК, из-за высокой добротности резонансной кривой, время измерения каждого последующего шага по частоте составляло 60 с. Как видно на графиках, при малых возбуждающих напряжениях (ламинарное течение) ширина резонансной линии и резонансная частота постоянны, на рис. 1.12 соответствующие данные показаны открытыми фигурками большего размера.

С увеличением возбуждающей силы (турбулентное течение) резонансные кривые уширяются, а также несколько смещается резонансная частота (экспериментальные данные показаны маленькими черными фигурками). Аналогичные зависимости были приведены в [96]

для кварцевого резонатора при более высоких температурах, а также для колеблющейся сетки [82].

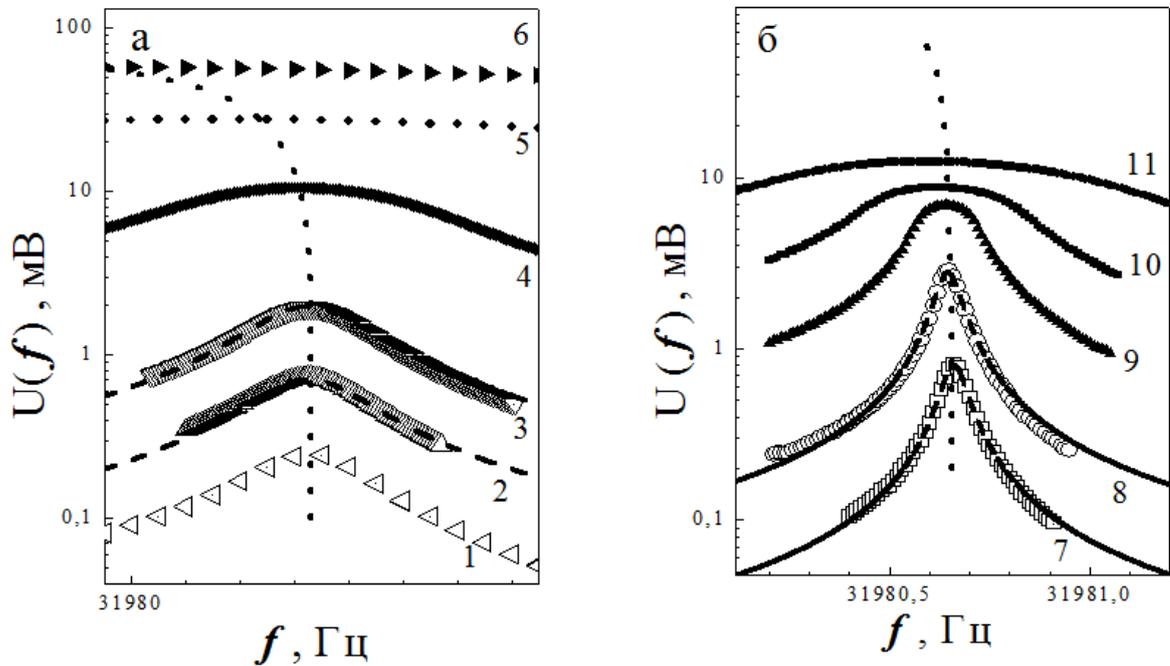


Рис. 1.12. Резонансные характеристики кварцевого камертона, погруженного в He II при двух температурах: а) $T = 835$ мК, б) $T = 350$ мК. Резонансные кривые соответствуют различным возбуждающим напряжениям: 1 – $U_0 = 1$ мВ; 2 – $U_0 = 3$ мВ; 3 – $U_0 = 10$ мВ; 4 – $U_0 = 100$ мВ; 5 – $U_0 = 1$ В; 6 – $U_0 = 4$ В; 7 – $U_0 = 0,3$ мВ; 8 – $U_0 = 1$ мВ; 9 – $U_0 = 10$ мВ; 10 – $U_0 = 30$ мВ, 11 – $U_0 = 100$ мВ. Точечные линии соединяют резонансные частоты. Штриховые кривые соответствуют аппроксимации по формуле (1.26).

Наблюдённые зависимости можно описать в рамках простой модели вынужденных колебаний линейного осциллятора (см. например [97]). Если на кварцевый резонатор, имеющий собственную резонансную частоту $\omega_0 = 2\pi f_0$, действует внешнее переменное напряжение $U_{\text{ex}} = U_0 \cos(\omega t)$, где U_0 – амплитуда возбуждающего напряжения, то выходное напряжение $U_{\text{вых}} = U(f) \cos(\omega t + \alpha)$ сильно зависит от того,

насколько частота внешней силы f близка к частоте собственных колебаний резонатора f_0 . При малой диссипации в условиях равенства этих частот (резонанс) амплитуда колебаний максимальна. При увеличении диссипации, обусловленной вязким трением, амплитуда максимума уменьшается, а ширина резонансной кривой увеличивается.

Решение задачи о вынужденных колебаниях осциллятора при наличии диссипации можно записать в виду [64]:

$$U(f) = \frac{U_m f_0 \Delta f}{\sqrt{(f^2 - f_0^2)^2 + (f \Delta f)^2}}, \quad (1.18)$$

где $U_m = U(f_0)$ - максимум амплитуды выходного сигнала, а Δf - ширина (на половине высоты) дисперсионной кривой при половине амплитуды максимума.

Проведенный анализ показал, что полученные резонансные кривые во всей области температур (рис. 1.12) могут быть аппроксимированы формулой (1.12) только при малых возбуждающих напряжениях, то есть в условиях ламинарного течения.

Зависимость ширины резонанса от плотности, вязкости и его геометрических размеров была приведена ранее в [6] и имеет вид:

$$\Delta f = \left(\frac{f_0}{f_{0vac}} \right)^2 \left(\Delta f_{vac} + \frac{1}{2m_q} \sqrt{\frac{\rho_n \eta_n f_0}{\pi}} C S_p \right), \quad (1.19)$$

где f_{0vac} , Δf_{vac} - резонансная частота и ширина резонансной кривой кварцевого камертона в вакууме соответственно, S_p - площадь поверхности ножки, ρ_n и η_n - плотность и вязкость нормальной компоненты гелия соответственно, C - константа, определяемая геометрией колеблющегося тела. Первое слагаемое в (1.19) учитывает изменение полуширины резонансной кривой в жидкой среде по сравнению с вакуумом, а второе слагаемое, в основном, обусловлено плотностью и вязкостью нормальной компоненты сверхтекучей

жидкости. При температурах выше ~ 1 К первым слагаемым можно пренебречь из-за его малости, в то же время при температуре ниже 0,2 К это слагаемое вносит основной вклад в (1.19). Экспериментальные данные по температурной зависимости полуширины резонансной кривой при $U_0 = 1$ мВ приведены на рис. 1.13.

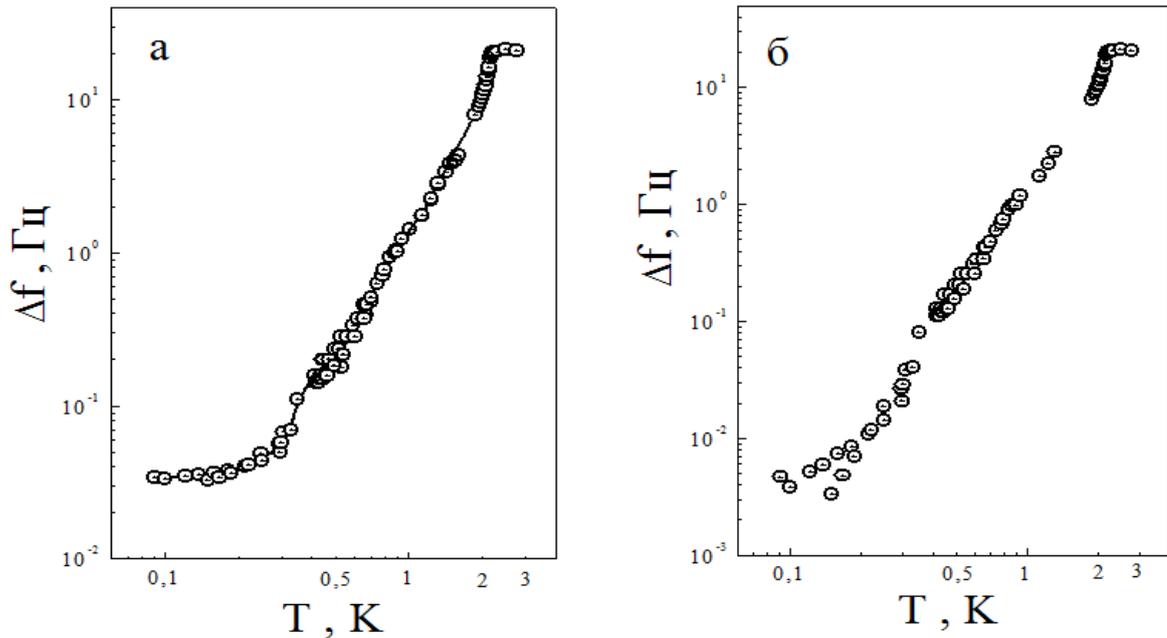


Рис. 1.13. Температурная зависимость ширины дисперсионной кривой при $U_0 = 1$ мВ; а – экспериментальные данные; б – те же данные за вычетом первого слагаемого в выражении (1.27).

Что касается резонансной частоты f_0 кварцевого резонатора, погруженного в He II, то её температурная зависимость (рис. 1.14) показывает, что при низких температурах ($T < 1$ К) величина f_0 практически не зависит от температуры.

Уменьшение f_0 наблюдалось вблизи λ - точки, где изменение частоты составляет ~ 20 Гц и в основном определяется [57] температурной зависимостью плотности гелия ρ при давлении насыщенного пара [6]:

$$\left(\frac{f_{0vac}}{f_0}\right)^2 = \frac{m_{eff}}{m_q} = 1 + \frac{\rho}{\rho_q} \left(\beta + B \frac{S}{V} \delta \right), \quad (1.20)$$

где m_{eff} – сумма массы вытесненного сверхтекучего He II и

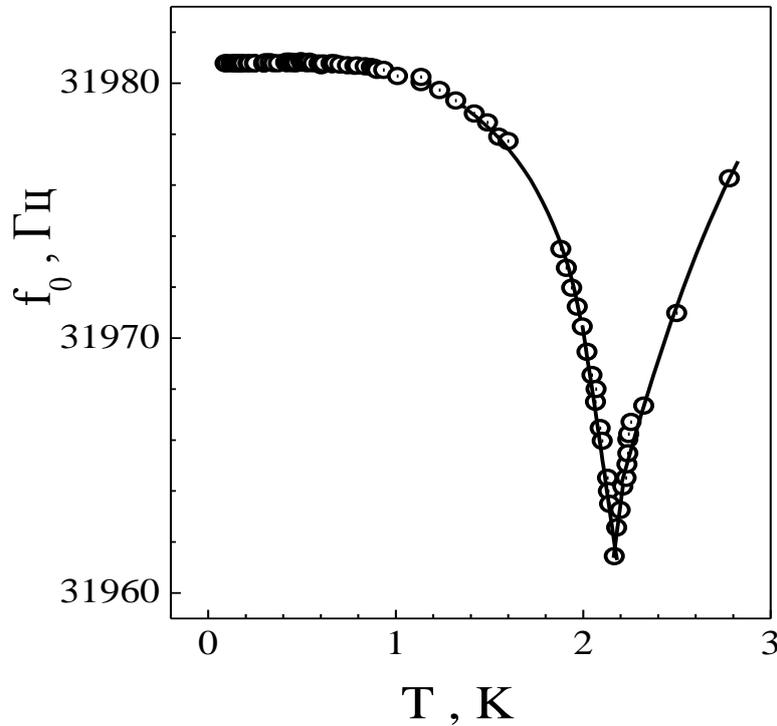


Рис. 1.14. Температурная зависимость резонансной частоты кварцевого резонатора, погружённого в He II.

присоединенной массы, определяемой толщиной слоя жидкости δ , увлекаемой колеблющимся телом, совпадающей с глубиной

проникновения вязкой волны: $\delta = \sqrt{\frac{2\eta_n}{\omega_0 \rho_n}}$. Коэффициенты β и B в (1.20)

– постоянные, зависящие от геометрии тела, V – объём жидкости, вытесненной колеблющимся кварцевым камертоном.

Измеренная в эксперименте величина Δf с использованием выражения (1.19), измеренные значения резонансных частот и выражение (1.20) были использованы для определения вязкости He II.

1.2.4. Температурная зависимость вязкости He II. Тот факт, что в линейном режиме колеблющийся кварцевый резонатор может быть использован для измерения вязкости окружающей его жидкости, был впервые отмечен в работе [6]. Если такой жидкостью служит He II, то в эксперименте регистрируется вязкость нормальной компоненты, которая обусловлена переносом импульса элементарными возбуждениями - фононами и ротонами. При этом полная вязкость η_n складывается из фононной и ротонной частей [4]:

$$\eta_n = \eta_{ph} + \eta_r. \quad (1.21)$$

Поскольку количество фононов и ротонов в He II и их длины свободного пробега ℓ_{ph} и ℓ_r зависят от температуры, то в сверхтекучем гелии можно реализовать разные режимы и механизмы вязкой диссипации. При высоких температурах (выше $\sim 0,7$ К) в (1.21) доминирует ротонная вязкость, а при более низких температурах основной вклад вносит фононная вязкость.

Ситуация усложняется еще и тем, что при температурах столь низких, что ротоны «вымерзают» и длина свободного пробега фононов ℓ_{ph} становится большой, сравнимой с размером измерительного устройства a , в котором находится жидкость, нарушается условие применимости гидродинамического рассмотрения, при котором понятие вязкости, собственно говоря, и имеет смысл:

$$\ell_{ph}, \delta \ll a. \quad (1.22)$$

В настоящей работе измерения проводились в широкой области температур, что позволило наблюдать не только гидродинамическую вязкость, соответствующую условию (1.22), но и кнудсеновский (баллистический) режим рассеивания фононов, $\ell_{ph} \gg a$. В последнем случае условно вводится понятие эффективной вязкости He II – η_{eff} .

Как уже указывалось в предыдущем подразделе, при малых возбуждающих напряжениях вязкое трение является основным диссипативным процессом, определяющим ширину резонансной кривой кварцевого камертона, колеблющегося в He II. Используя выражение (1.19) можно определить значение вязкости нормальной компоненты во всем исследуемом температурном диапазоне:

$$\eta_n = \left[\frac{2m_q \Delta f}{\rho_n C S \left(\frac{f_0}{f_{0vac}} \right)^2 f_0} \right]^2 \cdot \pi f_0 \rho_n. \quad (1.23)$$

Поскольку значения постоянных параметров m_q , C и S , входящих в (1.23), для условий данного эксперимента точно не были известны, то проводилась «привязка» измеренных значений η_{eff} к литературным данным [73,98] для $T = 1,7$ К, где вязкость практически не зависит от температуры. В результате нормировки было получено значение подгоночной константы $E = 2m_q f_{0vac}^2 / CS = 1.2 \cdot 10^7$ г $\text{с}^2/\text{см}^2$ содержащееся в (1.23).

Полученные таким образом экспериментальные данные приведены на рис. 1.15 вместе с другими имеющимися данными о вязкости He II. Как видно из рисунка, экспериментальные данные настоящей работы хорошо согласуются с литературными данными при температурах выше $\sim 0,7$ К. Эта температура является граничной для гидродинамического описания вязкости.

Экспериментальные значения вязкости, полученные в гидродинамическом режиме, можно сопоставить с расчетом (1.23). Фононная часть вязкости, согласно [4], определяется выражением

$$\eta_{ph} = \frac{1}{5} \rho_{ph} c_1^2 \tau, \quad (1.24)$$

ρ_{ph} - фононная часть плотности нормальной компоненты, а τ_{ph} - эффективное время релаксации в фононной подсистеме, которое

определяется временем τ_{ph-ph} фонон-фононного и τ_{ph-r} фонон-ротонного рассеяний [4]:

$$\tau_{ph} = (\tau_{ph-ph}^{-1} + \tau_{ph-r}^{-1})^{-1}. \quad (1.25)$$

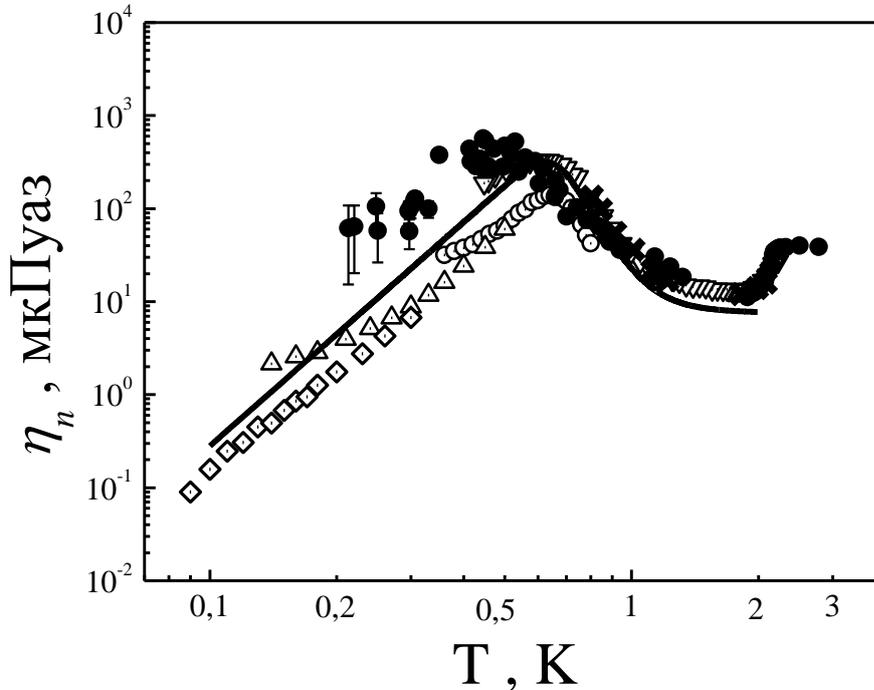


Рис. 1.15. Температурная зависимость вязкости He II. ● - данная работа, ◇ - ^4He , специально очищенный от примесей ^3He [76], Δ и ○ - данные работы [98] для ^4He с природной концентрацией ^3He и с $x = 10^{-6}$ соответственно; ▽ - данные работы [73]; × - данные работы [72], сплошная линия - расчет в соответствии с кинетической теорией He II (см. текст).

Поскольку в фононной подсистеме He II в разных условиях возможны различные кинетические процессы, то, как показал анализ [77,78], в области температур $T > 0,7$ К доминирует процесс с характерным временем $\tau_{ph-ph} = 2.63 \cdot 10^{-8} T^{-9}$, в области $0,2 < T < 0,7$ К имеем $\tau_{ph-ph} = 2.27 \cdot 10^{-7} T^{-5}$, а при $T < 0,2$ К – $\tau_{ph-ph} = 2.52 \cdot 10^{-10} T^{-9}$. Характерное время фонон-ротонного рассеивания τ_{ph-r} , входящее в (1.33), в

соответствии с [4] определяется как $\tau_{ph-r} = 1.94 \cdot 10^{-12} T^{-9/2} \exp(\Delta / T)$, где Δ – минимальная энергия ротона.

Что касается ротонной части вязкости Не II, то, по аналогии с (1.24), её можно записать в виде:

$$\eta_r = \frac{1}{5} \rho_r \frac{\ell_r^2}{\tau_r}, \quad (1.26)$$

где ρ_r – ротонная часть плотности нормальной компоненты, $\ell_r = \frac{3.45 \cdot 10^{-4} \pi \hbar^3}{p_0^4} \exp(\Delta / T)$ – длина свободного пробега ротонов [77], p_0 – импульс ротона, соответствующий его минимальной энергии, а τ_r – характерное время ротон-ротонного взаимодействия [77]:

$$\tau_r = (\tau_{r-r}^{-1} + \tau_{r-ph}^{-1})^{-1} = 4.545 \cdot 10^9 N_r^{-1}, \quad (1.27)$$

где N_r – число ротонов в единице объёма гелия. При выводе выражения (1.27) было учтено лишь характерное время τ_{r-r} ротон-ротонного взаимодействия. Что же касается времени τ_{r-ph} , то, поскольку $\tau_{r-ph} \gg \tau_{r-r}$, процессами взаимодействия ротонов с фононами в данном случае можно пренебречь.

Таким образом, рассчитанная в рамках кинетического подхода вязкость Не II находится в качественном согласии (сплошная линия рис.1,15) с экспериментальными данными настоящей работы, при этом в расчете не использовались подгоночные параметры.

При температурах ниже $\sim 0,5$ К, когда ротоны «вымерзают», а в фононной подсистеме, в связи с большой длиной свободного пробега, реализуется баллистический режим, проведенное выше гидродинамическое рассмотрение не применимо. Если же в этой области использовать формулу (1.23) для эффективной вязкости, то зависимость вязкости от температуры имеет максимум, что связано с переходом от

гидродинамического режима к баллистическому. В этом случае эффективная фононная вязкость определяется заменой ℓ_{ph} на характерный размер камертона L [99]:

$$\eta_{ph} = \frac{1}{5} \rho_{ph} c_1 L \quad (1.28)$$

и имеет ту же температурную зависимость, что и фононная часть плотности нормальной компоненты ρ_{ph} , т. е. $\sim T^4$. Эта зависимость, показанная сплошной линией на рис. 1.15, при температурах ниже 0,5 К качественно согласуется с экспериментальными данными.

Вязкость Не II при низких температурах была также изучена в работе [73] методом крутильных колебаний сферы, в работах [72,75-76] методом колеблющейся микросферы и в работе [100] с помощью колеблющейся проволочки. Во всех случаях также наблюдались максимумы на температурной зависимости вязкости, связанные с переходом от гидродинамического к кинетическому режиму. Однако отметим, что положение максимума в каждом случае определяется размером использованных измерительных устройств, причём чем больше характерный размер прибора, тем выше значение максимума и тем ниже он находится по температуре.

1.2.5. Коэффициент сопротивления колеблющихся тел, погружённых в сверхтекучую жидкость. Эффективный коэффициент сопротивления колеблющегося тела Λ_{eff} обусловлен рассеянием энергии колебаний в самом теле Λ_q и окружающей среде Λ :

$$\Lambda_{eff} = \Lambda_q + \Lambda. \quad (1.29)$$

Коэффициент сопротивления Λ_{eff} можно найти из первичных экспериментальных данных в линейном режиме работы камертона с помощью выражений (1.14) – (1.16):

$$\Lambda_{eff} = \frac{F}{\nu} = \frac{a^2 U}{2I_0}. \quad (1.30)$$

Возбуждающее напряжение U и амплитуда колебаний тока I_0 на резонансной частоте определяется из вольт – амперных характеристик.

Отметим, что эффективный коэффициент сопротивления в линейном режиме может быть также найден из резонансных кривых по данным о добротности камертона $Q = f_0/\Delta f$ с помощью выражения, полученного в работе [28]:

$$\Lambda_{eff} = 2\pi \frac{f_0 m}{Q}. \quad (1.31)$$

Определить коэффициент сопротивления можно также и из данных по измерению времени τ затухания колебаний камертона, если считать, что $\tau = 1/\Delta f$. Такой способ определения коэффициент сопротивления удобен при малой ширине резонанса.

Коэффициент Λ_q для камертона определяется наличием дефектов и качеством обработки кристаллического кварца, являясь собственным коэффициентом сопротивления камертона. Учет вклада Λ_q в (1.29) существенен при низких температурах, когда затухание, обусловленное самим камертоном, сравнимо с затуханием за счет рассеяния тепловых возбуждений колеблющимися ножками камертона. При $T > 0,5$ К величиной Λ_q можно пренебречь.

Сопоставление значений коэффициента сопротивления Λ в сверхтекучем гелии как $\Lambda = \Lambda_{eff} - \Lambda_q$, полученных разными методами при колебании тел разных размеров и форм, проведено на рис. 1.16. Для камертонов одинакового размера данные, полученные разными методами, согласуются между собой. На рис. 1.16 приведены также данные измерений коэффициента сопротивления колеблющейся микросферы с радиусом 124 мкм [76] и данные для колеблющейся

проволочки радиусом около 25 мкм из работы [100]. В работе [100] были приведены только значения ширины резонансной линии, поэтому для определения коэффициента сопротивления колеблющейся проволочки было использовано выражение (1.31).

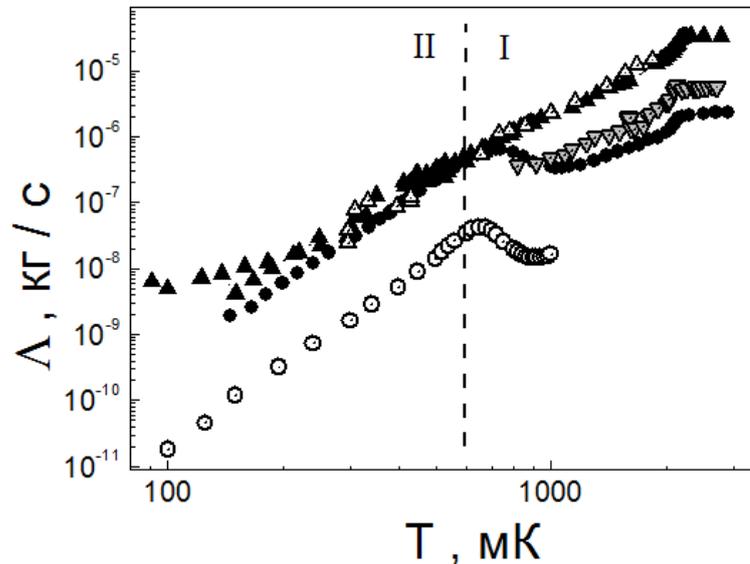


Рис. 1.16. Коэффициент сопротивления в He II в зависимости от температуры. Камертоны большого размера \blacktriangle - K4 и \triangle - K8, ∇ - камертон малого размера K9, \circ - колеблющаяся микросфера [76], \bullet - колеблющаяся проволочка [100]. Данные для камертона K4 получены по измерению добротности, для камертонов K8 и K9 из вольт-амперных характеристик. Пунктирная линия разделяет области гидродинамического (I) и баллистического (II) режима рассеяния тепловых возбуждений.

Как видно из рисунка, температурные зависимости коэффициента сопротивления, полученные в различных экспериментах, отличаются не только по величине, но и качественно. Так в температурной области 0,6 – 1 К коэффициент сопротивления, измеренный с помощью сферы и проволочки имеет максимум и уменьшается с ростом температуры, тогда как для камертона он увеличивается и экстремумы отсутствуют. Как будет показано ниже, это, в основном, связано с различием частот колебаний, используемых в различных экспериментах. Кроме того, для

камертонов различного размера данные отличаются почти на порядок величины.

Сравним поведение колеблющихся камертонов разных размеров с поведением бесконечного цилиндра, колеблющегося перпендикулярно своей оси, и колеблющейся сферы. Так как для цилиндра и сферы имеются аналитические решения соответствующих задач [87], а в расчете участвуют величины, зависящие от температуры, удобнее всего сравнивать температурные зависимости коэффициентов сопротивления указанных трёх тел.

Температурная область $0,1 - 2 \text{ К}$, исследованная в [25,72,75,76,100], охватывает как гидродинамический режим течения ($T > 0,6 \text{ К}$ область I на рис. 1.16), так и баллистический режим (область II) рассеяния тепловых возбуждений. Характерная температура перехода от гидродинамического к баллистическому режиму была определена по максимуму на температурной зависимости вязкости в работе [25], эта температура на рис. 1.16 показана пунктирной линией.

В гидродинамическом режиме сила, действующая на тело со стороны движущейся вблизи его поверхности несжимаемой вязкой жидкости, находится из решения уравнения Навье–Стокса [87]. Характерными размерами задачи являются амплитуда колебаний тела, которая меньше его размера, и толщина слоя жидкости, увлекаемой движением тела δ_n . Движение жидкости вблизи поверхности колеблющегося тела осуществляется на глубине проникновения вязкой волны, которая в сверхтекучем гелии обусловлена нормальной компонентой с плотностью ρ_n , и равна $\delta_n = \sqrt{2\nu / \omega}$, где $\nu = \eta_n / \rho_n$.

В литературе имеются решения задачи для колеблющегося тела для двух предельных случаев [87]: когда $\delta_n \ll R$ и $\delta_n \geq R$, где R - радиус цилиндра или сферы. В первом случае, когда $\delta_n \ll R$, коэффициент

сопротивления Λ_i , для цилиндра, колеблющегося с частотой ω и имеющего длину L , имеет вид:

$$\Lambda_i = 2\pi RL\sqrt{2\rho_n\eta_n\omega}, \quad (1.32)$$

а для сферы с радиусом R

$$\Lambda_i = 3\pi R^2\sqrt{2\rho_n\eta_n\omega} \quad (1.33)$$

Данный предел, когда $R \gg \delta_n \rightarrow 0$, соответствует большим частотам, учитывает влияние нелинейного (так называемого инерционного) слагаемого в уравнении Навье-Стокса.

В противоположном пределе, когда $\delta_n \geq R$ имеем ситуацию низких частот или квазистационарное течение жидкости. В этом пределе для коэффициента сопротивления Λ_s в случае цилиндра длиной L можно использовать аппроксимационное выражение Оссена [59].

$$\Lambda_s = \frac{4\pi\eta_n L}{\frac{1}{2} - C - \ln\left(\frac{\text{Re}}{4}\right)}, \quad (1.34)$$

где $C = 0,577\dots$ – постоянная Эйлера, а $\text{Re} = 2R\nu/\nu$ – число Рейнольдса. Для сферы соответствующий коэффициент сопротивления примет вид (формула Стокса):

$$\Lambda_s = 6\pi\eta R. \quad (1.35)$$

В области температур, соответствующих баллистическому режиму, диссипация обусловлена процессами рассеяния тепловых возбуждений на стенках, поэтому выражения (1.32) – (1.35) не применимы и необходимо использовать уравнения кинетической теории. В этой области величина коэффициента сопротивления Λ_b не должна зависеть от формы колеблющегося тела, поскольку длина пробега тепловых возбуждений становится больше характерного

размера колеблющегося тела и, в соответствии с [75-76], зависит от его поперечного сечения S и скорости c первого звука:

$$\Lambda_b = \rho_n c_1 S. \quad (1.36)$$

Таким образом, величина коэффициента сопротивления зависит от площади либо поверхности тела в гидродинамическом пределе рассеяния, либо поперечного сечения при баллистическом режиме рассеяния. Таким образом, чтобы сравнивать поведение колеблющихся тел различного размера и формы, естественно проводить нормировку на соответствующую площадь, вычисляя тем самым удельный коэффициент сопротивления.

1.2.6. Удельный коэффициент сопротивления.

Гидродинамический режим. В общем случае в гидродинамической области, как показано в [87], коэффициент сопротивления можно представить в виде суммы коэффициентов сопротивления в различных частотных пределах: $\Lambda_h = \Lambda_i + \Lambda_s$.

Результаты расчета коэффициентов сопротивления в гидродинамической области для цилиндра с радиусом R и длиной L (что соответствуют длине проволоки, используемой в эксперименте [100]) и сферы радиусом R [76] приведены на рис. 1.17 штрих-пунктирной и пунктирной линиями соответственно. В расчете использовались выражения (1.32) - (1.33) для Λ_i и (1.34) – (1.35) для Λ_s , при этом значения коэффициента сопротивления нормировались на площадь поверхности колеблющегося тела. К сожалению, в работе [100] не приводятся значения скорости колебаний проволоочки, при которых проводились измерения, поэтому при расчете по формуле (1.36) использовалось значение $Re = 0,03$, приводящее к наилучшему согласию пересчитанных экспериментальных данных [69] с расчетными значениями. Для сферы расчет по формуле (1.35) сделан без

подгоночных параметров. На рис. 1.17 также приведены все экспериментальные данные, показанные на рис. 1.16, теперь нормированные на площадь S^* поверхности колеблющихся тел.

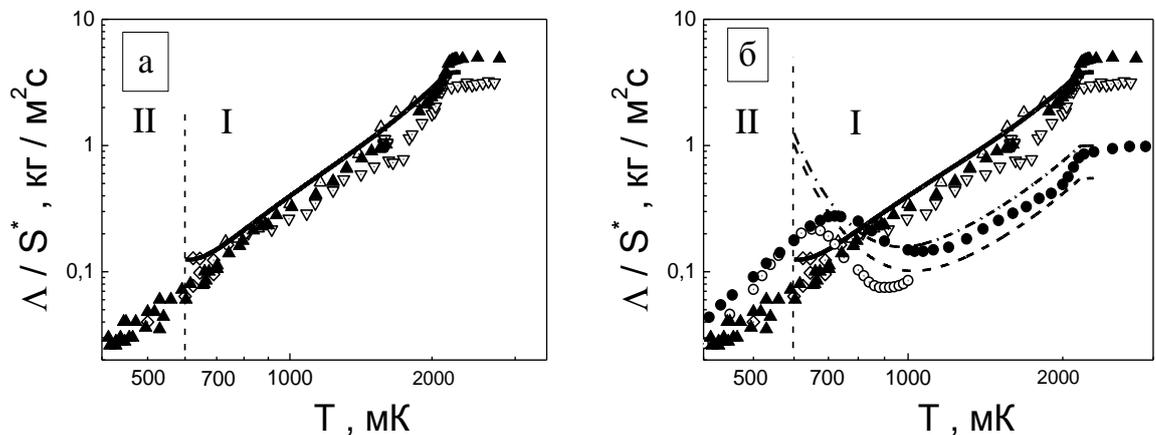


Рис. 1.17. Удельный коэффициент сопротивления в зависимости от температуры. Пунктирная линия разделяет области гидродинамического (I) и баллистического (II) режима рассеяния тепловых возбуждений. а) - камертоны большого размера \blacktriangle - K4; \triangle - K8, и ∇ - камертон малого размера K9. Сплошной линией показан расчет коэффициента сопротивления для камертона с учетом поправки (см. в тексте). б) \circ - микросфера [76] и \bullet - проволока [100]. Пунктирная линия - расчет коэффициента для сферы и штрих-пунктирная для цилиндра (пояснения см. в тексте).

Как видно из рисунка, при такой нормировке данные по удельному коэффициенту сопротивления для камертонов различного размера совпадают. Для проволоки и сферы также имеется хорошее согласие между собой, но при этом возникает существенное отличие по величине, приблизительно в 5 раз, от данных для камертона.

Из рис. 1.17 видно, что температурные зависимости коэффициента сопротивления для цилиндра и сферы идентичны. В

высокотемпературной области при $\delta_n \ll R$ коэффициент уменьшается с понижением температуры. При дальнейшем понижении температуры происходит переход к режиму $\delta_n \geq R$ (низкочастотный предел), и течение становится близким к квазистационарному. При этом коэффициент сопротивления растёт с понижением температуры. Таким образом, в промежуточной области, при переходе между обоими режимами, на температурной зависимости, имеется характерный минимум вблизи 1 К.

Расчет по формуле (1.40) для камертона даёт значения величины коэффициента сопротивления в 3 раза выше, чем это было бы для цилиндра с диаметром, длиной и рабочей частотой, соответствующими размерам ножки и частоте работы камертона. Поскольку геометрия камертона и цилиндра отличаются, при расчетах в выражение $\Lambda_n = \Lambda_i + \Lambda_s$ в случае камертона был введён подгоночный коэффициент 1/3, обеспечивающий согласие с данными для цилиндра по температурной зависимости коэффициента сопротивления (сплошная линия на рис. 1.17). Таким образом, видно, что для анализа температурной зависимости диссипативных потерь, вызванных колебаниями ножек камертона, можно использовать выражение (1.32), справедливое для цилиндра, но с введением одного подгоночного коэффициента.

В случае камертона минимум на температурной зависимости коэффициента сопротивления отсутствует. Причина заключается в том, что измерения с камертоном проводились на частотах намного бóльших, чем в экспериментах с провололкой или микросферой ($f \approx 32$ кГц и $f \leq 1$ кГц соответственно). Для высоких частот переход к режиму $\delta_n \geq R$ происходит при более низких температурах. Соответственно, при более низких температурах следовало бы ожидать минимум на температурной зависимости коэффициента сопротивления, если бы не произошла смена режимов с гидродинамического на баллистический режим рассеяния.

1.2.7. Удельный коэффициент сопротивления. Баллистический режим рассеяния. В баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений (при $T < 0,6$ К), как уже отмечалось, форма тела не имеет значения, а величина коэффициента сопротивления определяется поперечным сечением колеблющегося тела. Поэтому в данном режиме экспериментальные данные необходимо нормировать на площадь S этого сечения. Все соответствующие экспериментальные данные приведены на рис. 1.18. Кроме того, на рисунке помещены теоретические значения коэффициента сопротивления, рассчитанного с помощью выражения (1.44) и также нормированного на площадь сечения тела (пунктирная линия). Видно хорошее согласие между всеми имеющимися экспериментальными данными и расчетными значениями. Коэффициент сопротивления в этой области температур определяется температурной зависимостью плотности нормальной компоненты, которая $\sim T^4$.

Для того, чтобы описать имеющиеся экспериментальные данные единой кривой был применен интерполяционная формула, которая справедлива в предельных случаях для баллистического режима при $T \rightarrow 0$ и для гидродинамического при $T \rightarrow T_\lambda$:

$$\Lambda/S = \frac{1}{\frac{1}{(\Lambda_i + \Lambda_s)/S} + \frac{1}{\Lambda_b/S}} \quad (1.37)$$

Здесь нормировка проводится на площадь поперечного сечения S во всей области температур, как в гидродинамической, так и в баллистической областях. Результат такого расчета, приведен на рис.1.18 сплошными линиями для камертона (рис. 1.18,а). Для сферы и цилиндра расчет даёт очень близкие значения, как это видно на рис. 1.18,б. Экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными

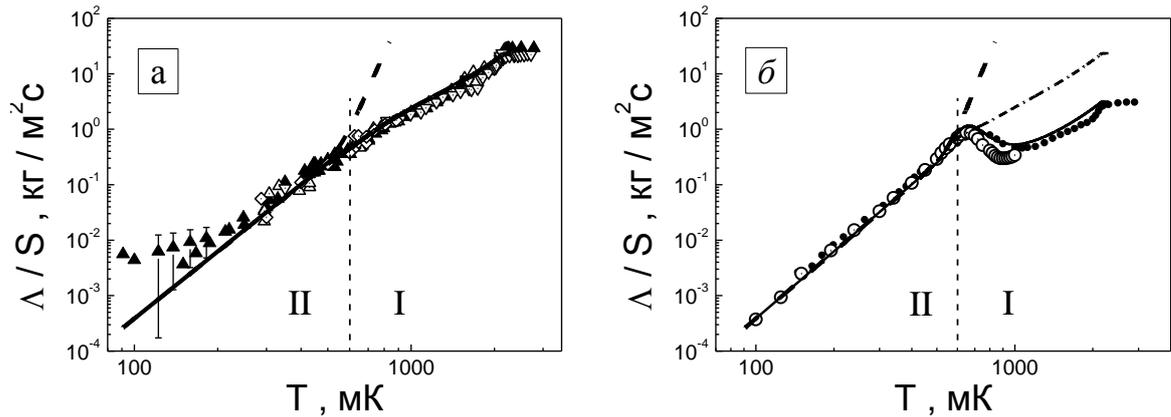


Рис. 1.18. Температурная зависимость коэффициента сопротивления, нормированного на площадь поперечного сечения колеблющегося тела: а) - камертоны большого размера \blacktriangle - K4, \triangle - K8 и ∇ - камертон малого размера K9; б) - \circ - микросфера [76] и \bullet - проволока [100]. Пунктирная линия разделяет области гидродинамического (I) и баллистического (II) предела измерений. Сплошной линией показан расчет коэффициента сопротивления для камертона (а) и сферы (б), пунктирной линией - для баллистического режима (пояснения см. в тексте). Штрих-пунктирной линией на рисунке б показаны результаты для сферы, но при частоте колебаний 32 кГц и диаметре сферы, равным поперечному размеру ножки камертона K8.

значениями, а используемое предположение (1.37) позволяет описать коэффициент сопротивления на единицу площади сечения во всей области исследуемых температур. Заметим, что при температурах выше 1,9 К кинетическая теория не позволяет описать поведение коэффициента сопротивления.

В случае цилиндра и сферы переход между низкочастотным и высокочастотным режимами течения приводит к появлению минимума. Положение минимума зависит от частоты колебаний и размера тела.

Увеличение частоты колебаний или размера тела приводит к смещению минимума в сторону более низкой температуры. Переход из гидродинамической области температур в баллистическую область сопровождается максимумом.

Оба экстремума уменьшаются по величине с увеличением частоты. Для наглядности на рис. 1.18,б приведен расчёт удельного коэффициента сопротивления для сферы (штрих-пунктирная линия), колеблющейся с частотой 32 кГц, такой же как у камертона К8. Как видно на рис. 1.18,б, для сферы, колеблющейся на частоте камертона, температурная зависимость удельного коэффициента сопротивления практически совпадает с аналогичной зависимостью для камертона во всём температурном диапазоне.

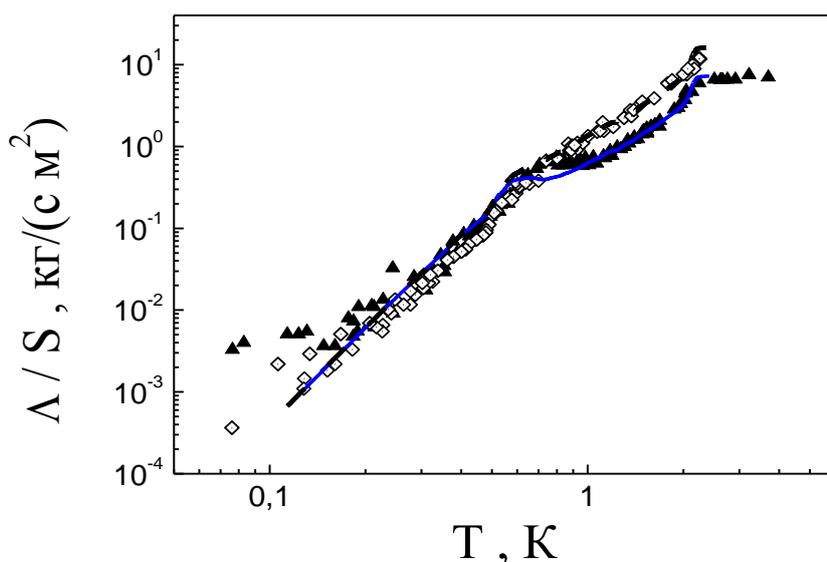


Рис. 1.26. Температурная зависимость коэффициента сопротивления кварцевых камертонов малых размеров для частот \diamond - 31 кГц и \blacktriangle - 6 кГц.

Температурная зависимость коэффициента сопротивления, полученная с помощью методики кварцевого камертона, не имеет характерных экстремумов, и это обусловлено высокой частотой измерений и, как следствие, отсутствием вклада в коэффициент

сопротивления от Λ_s , существенного в низкочастотном пределе. Пример для низкочастотного камертона приведен на рис. 1.19 (треугольники).

Выводы

Впервые в области температур ниже 1 К проведены одновременные измерения градиентов температуры и концентрации, возникающих в сверхтекучем растворе ^3He — ^4He в присутствии стационарного теплового потока. Полученные экспериментальные данные позволили определить коэффициенты термодиффузии и эффективной теплопроводности при сверхнизких температурах.

Показано, что определённое в эксперименте соотношение между стационарными градиентами концентрации и температуры может быть рассчитано из условия постоянства парциального давления примесных квазичастиц ^3He в растворе. В данном эксперименте роль тепловых возбуждений пренебрежимо мала, а отношение $|\nabla x|/|\nabla T|$ определяется лишь вкладом осмотического давления примесонов. Исходя из этого удаётся получить удовлетворительное согласие с экспериментом и определить термодиффузионное отношение k_T .

Анализ экспериментальных данных о коэффициенте эффективной теплопроводности показал, что в широком температурном интервале такие данные могут быть описаны в рамках кинетической теории фонон-примесной системы растворов до концентрации вплоть до $\sim 10\%$ ^3He .

С помощью метода колеблющегося кварцевого камертона измерена динамическая вязкость He II и коэффициент сопротивления колеблющегося камертона, погружённого в сверхтекучую жидкость, в интервале температур от 2,5 К до 0,1 К и давлении насыщенного пара.

Показано, что экспериментальные данные по динамической вязкости согласуются с предсказаниями кинетической теории рассеяния

тепловых возбуждений в гидродинамической области температур ($T > 0,6$ К). При баллистическом режиме рассеяния ($T < 0,6$ К) диссипативные процессы обусловлены рассеянием фононов на колеблющихся ножках камертона и можно говорить только об эффективной вязкости гелия, так как при баллистическом режиме рассеяния понятие гидродинамической вязкости теряет смысл.

Проведен сравнительный анализ поведения колеблющихся в сверхтекучей жидкости тел различной формы и размера. Показано, что ход диссипативных процессов в гидродинамической области температур зависит как от размера, формы колеблющегося тела, так и от частоты колебаний. В то же время, при баллистическом рассеянии величина диссипации зависит от площади поперечного сечения колеблющегося тела, скорости звука и плотности нормальной компоненты.

Показано, что поведение колеблющегося тела, погружённого в He II, может быть описано единообразно во всей области температур в терминах коэффициента сопротивления, тогда как кинетическая теория рассеяния не может описать поведение колеблющегося тела в переходной области, между режимами гидродинамического и баллистического рассеяния тепловых возбуждений, а также при температурах, близких к λ - точке.

РАЗДЕЛ 2

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

2.1. Звук в сверхтекучем He II и растворах ^3He - ^4He при низких и сверхнизких температурах

Одним из наиболее информативных методов изучения кинетических явлений являются акустические исследования. Это связано с тем, что определяющим в скорости и поглощении звука в сверхтекучих жидкостях является характер взаимодействия их элементарных возбуждений между собой и с измерительным прибором. Так, с использованием акустических методов исследований был изучен линейный участок энергетического спектра He II, определяющийся фононами [101-108]. В сверхтекучих растворах ^3He - ^4He исследовалось взаимодействие между ротонной, фононной и примесной подсистемами [109-120], вклад каждой из которых различен в зависимости от температуры или концентрации раствора. Так как поведение таких кинетических коэффициентов, как вязкость и теплопроводность также определяется рассеянием возбуждений, то, используя результаты акустических измерений, оказывается возможным определить коэффициенты вязкости или теплопроводности [121-122]. Акустические методики информативны при исследовании кинетических процессов на границе раздела двух сред, например He II – металл [123-124], жидкая - твердая фазы гелия [125-126], жидкость – пар гелия [127-129] и граница расслоения растворов ^3He - ^4He [130]. Акустические эксперименты позволяют получить информацию о сопротивлении Капицы, определить подвижность межфазных границ и изучить различные типы поверхностных возбуждений.

Решение системы гидродинамических уравнений сверхтекучей жидкости и установление основных закономерностей взаимодействия элементарных возбуждений было проведено Ландау и Халатниковым

[63] в Не II и Халатниковым и Жарковым [40] для сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$, а в последствии Бэймом, Саамом и Эбнером была построена кинетическая теория растворов для температур ниже 0,6 К, где основную роль играют фононы и примесные возбуждения (примесоны) [42,46]. Позднее кинетическая теория была развита более подробно в работах [43-45], где были рассмотрены особенности распространения звука в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Высокая информативность акустических исследований, хорошо установленное поведение элементарных возбуждений в сверхтекучей жидкости позволяет утверждать, что широкое использование акустической методики позволит продолжить исследование поведения межфазной границы расслоившихся растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$ под воздействием волны звука, а также изучить влияние акустической диссипации на формирование турбулентного течения в сверхтекучей жидкости. Для проведения исследований необходимо было создать новые методики и проверить работоспособность этих методик, сравнивая получаемые результаты с экспериментальными данными, уже имеющимися в литературе или с теоретическим расчетом, если экспериментальные данные отсутствуют. Данным вопросам посвящен настоящий подраздел Раздела 2.

2.1.1. Специфика методики акустических измерений в сверхтекучих жидкостях при сверхнизких температурах. Для измерения скорости и поглощения звука в сверхтекучей жидкости, была использована методика, ранее предложенная и описанная в [131]. Эта методика позволяла автоматическим образом одновременно измерять скорость и поглощение звука в мегагерцовом диапазоне частот. Использование современного оборудования позволило значительно уменьшить погрешность измерений. В измерительной системе используются усилитель прямоугольных импульсов и

фазочувствительный детектор (ФЧД). Система пригодна для измерений при низких температурах. С её использованием определены температурные зависимости скорости и поглощения звука в расслоившихся растворах. В ходе ультразвуковых измерений при низких температурах, когда удельная теплоёмкость вещества очень мала, измерения велись с помощью одиночных импульсов для минимизации выделения тепла. Для измерения поглощения звука в жидком гелии при очень низких температурах в работе [132] применялась автоматическая измерительная система. При этом импульсы возбуждались с периодом 20 - 40 секунд, что обеспечивало достаточно малое выделение тепла. Для получения серии данных в принципе достаточно одного возбуждающего импульса. На практике собирают несколько серий данных при каждом значении температуры и затем усредняют их для улучшения отношения сигнал - шум. Однако такой способ измерений не позволяет измерить скорость звука.

Одним из методов измерения скорости звука является метод фазочувствительного детектирования [133]. В нём используются усилитель прямоугольных импульсов и фазовый детектор для определения фазы ультразвукового сигнала, по которой находят скорость. Ультразвуковой сигнал смешивается с непрерывным опорным сигналом в ФЧД, состоящем из КБС и фильтра нижних частот (ФНЧ). При этом путем изменения несущей частоты [134] или задержки [135] система настраивается по фазе сигнала.

В работе [136] показана работоспособность методики, используемой для проведения ультразвуковых экспериментов с жидким и твёрдым гелием при очень низких температурах.

Блок-схема автоматической измерительной системы показана на рис. 2.1. Выходной сигнал генератора (10 МГц) с помощью делителя разветвляется на три сигнала, один из которых после

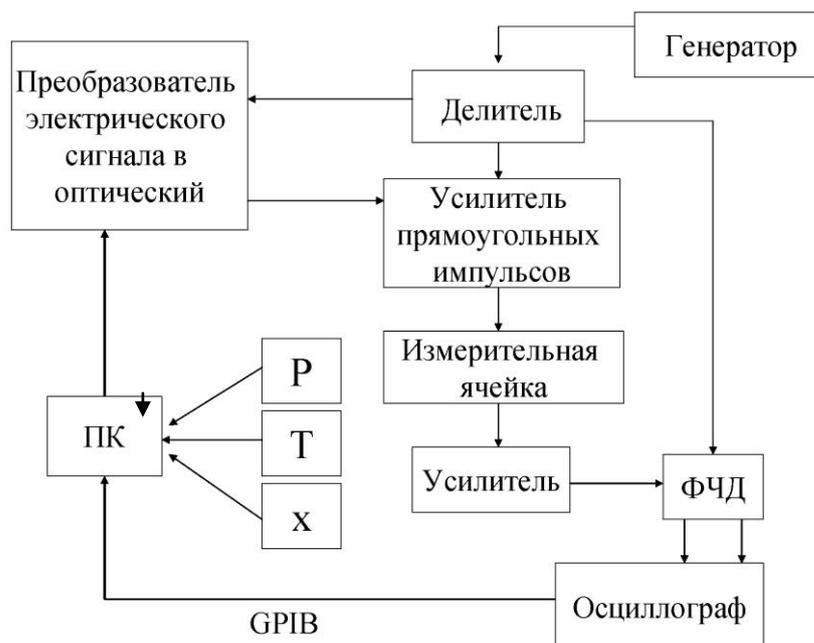


Рис. 2.1. Блок-схема автоматических ультразвуковых измерений.

преобразователя электрического сигнала в оптический сигнал подавался на преобразователь и GPIB (General Purpose Interface Bus - интерфейсная шина общего назначения) и на компьютер (ПК), для его синхронизации с системой измерений. Использование метода передачи оптического сигнала позволило уменьшить соотношение сигнал-шум в измерительной линии. Второй сигнал подавался на усилитель прямоугольных импульсов, регулируемый компьютером. Третий сигнал был опорным для ФЧД. Сигнал прямоугольного импульса, заполненный опорной частотой с генератора, подавался на один из звуковых преобразователей, находящихся в ячейке. Длительность сигнала управлялась с помощью компьютера, а амплитуда - изменением коэффициента усиления самого усилителя. Амплитуду сигнала можно было изменять в пределах от 1 мВ до 120 В. Сигнал, принимаемый со второго звукового преобразователя, подавался на ФЧД. Важной особенностью измерительной системы в работе [131] является использование ФЧД, имеющего два выходных сигнала со сдвигом по

фазе на 90° (квадратурные выходы). Сигналы на этих выходах пропорциональны соответственно $A\cos\theta$ и $A\sin\theta$, где A и θ - амплитуда и фаза сигнала соответственно. Эти сигналы с ФЧД подавались на двухканальный запоминающий осциллограф (ЗУ), соединенный с помощью GPIB с ПК. ПК запоминал амплитуду обоих сигналов, практически одновременно, с данными о температуре, давлении и концентрации раствора в одном файле.

Метод фазового детектирования позволял измерять так называемую реальную (X) и мнимую (Y) часть сигнала. По X и Y вычисляются амплитуды A и фаза θ :

$$A = \left(X^2 + Y^2 \right)^{1/2} = \frac{g(t, x)}{2} \quad (2.1)$$

$$\theta = \arctg \frac{Y}{X} = \omega x / c_1 - \varepsilon + \delta \quad (2.2)$$

Изменения скорости и поглощения звука можно измерять либо при постоянной частоте, либо при постоянной фазе. В обоих случаях требуется только одно эхо ультразвукового сигнала. Абсолютную скорость можно определить путем изменения частоты.

В методе постоянной частоты измеряем выходные напряжения ФЧД и по формулам (2.1) и (2.2) вычисляем фазу и амплитуду. Пусть начальная амплитуда ультразвукового сигнала равна A_0 , а начальная фаза θ_0 . Если изменяется, например, температура, то вследствие изменений поглощения и скорости будут меняться и выходные сигналы ФЧД. В результате получим новые значения амплитуды A_1 и фазы θ_1 . Изменение поглощения даётся выражением [131]:

$$\Delta\alpha = \left(\frac{20}{x} \right) \lg \frac{A_0}{A_1}, \quad (2.3)$$

а изменение скорости имеет вид:

$$\Delta c_1/c_1 = -(\theta_1 - \theta_0)/\omega\tau_1 = -\left[\frac{\theta_1 - \theta_0}{\omega\tau_0}\right] \left[1 + \frac{\theta_1 - \theta_0}{\omega\tau}\right], \quad (2.4)$$

где

$$\tau = \frac{x}{c_1} \quad (2.5)$$

есть время прохождения ультразвука через образец.

Метод постоянной фазы эквивалентен стандартному методу сравнения фаз при измерении скорости, но в этом методе можно одновременно определять и поглощение. Сначала подбираем начальную частоту так, чтобы выполнялось условие $Y = 0$, для чего должно быть

$$\theta_0 = \omega_0 x/c_{10} - \varepsilon_0 + \delta_0 = 2\pi n \quad (2.6)$$

где c_{10} - скорость звука c_1 , соответствующая частоте ω_0 , n — целое число. Начальную амплитуду A выбираем равной X . Когда скорость изменяется от c_{10} до c_{11} при частоте ω_1 , изменяется фаза и, следовательно, выходной сигнал Y становится отличным от нуля. Для сохранения постоянства фазы необходимо выполнить условие

$$\theta_1 = \omega_1 x/c_{11} - \varepsilon_1 + \delta_1 = 2\pi n, \quad (2.7)$$

при котором опять-таки $Y = 0$. Теперь новая амплитуда A_1 задаётся величиной X_1 . Используя (2.6) и (2.7), получаем для изменения скорости соотношение

$$\frac{c_{11} - c_{10}}{c_{10}} = \frac{f_1 - f_0}{f_0} - \frac{(\varepsilon_1 - \delta_1) - (\varepsilon_0 - \delta_0)}{2\pi n + \varepsilon_1 - \delta_1} \left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right), \quad (2.8)$$

где $f = \omega/2\pi$. Если второй член в выражении (2.8) пренебрежимо мал (например, в случае слабой зависимости ε и δ от ω , большой длины образца или высокой частоты), то мы получаем очень простую формулу

$$\Delta c/c_{10} = \Delta f/f_0, \quad (2.9)$$

где $\Delta f = f_1 - f_0$. Затухание рассчитывается по выходному сигналу X от ФЧД:

$$\Delta\alpha = \frac{20}{x} \lg\left(\frac{A_0}{A_1}\right) = \frac{20}{x} \lg\left(\frac{X_0}{X_1}\right). \quad (2.10)$$

2.1.2. Экспериментальное устройство для исследования акустических свойств He II и сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Схема устройства приведена на рис. 2.2. Устройство находилось на медной позолоченной плите (I), имеющей надёжный тепловой контакт с плитой камеры растворения, и содержало четыре герметичные камеры A , B , C и D , соединённые между собой медными капиллярами с внутренним диаметром 1 мм.

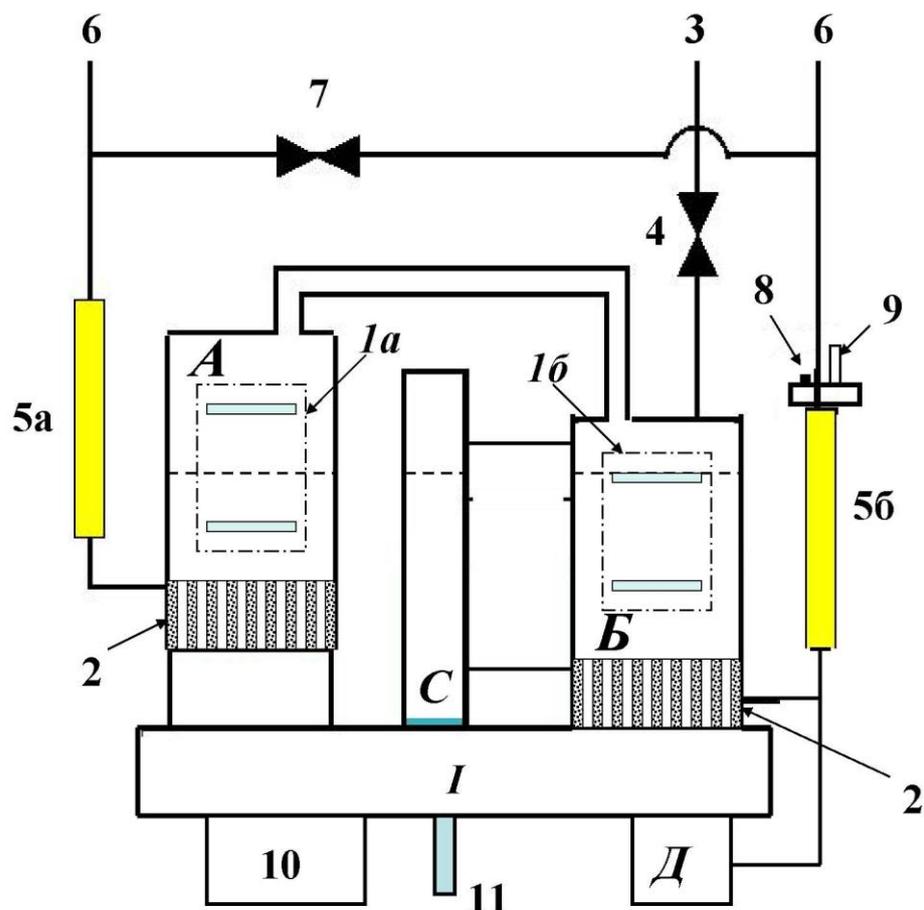


Рис. 2.2. Схема измерительной системы для проведения акустических измерений в расслоившихся насыщенных растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Камеры *A* и *B* были снабжены серебряными теплообменниками из ультрадисперсного 700 \AA порошка (2) с площадью поверхности теплообмена $\sim 20 \text{ м}^2$ у каждого. Кроме того, внутри этих камер находились акустические ячейки (1а) и (1б) одинаковой конструкции. В камере *C* был помещён цилиндрический емкостной датчик для определения концентрации сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с помощью измерения его диэлектрической проницаемости и, в случае расслоившихся растворов, положения линии расслоения в камерах *A* и *B*. Камера *D* использовалась для измерения давления, её конструкция такая же, как в [137]. Капилляр заполнения (3) был снабжён холодным клапаном (4), находящимся на 100 мК плите рефрижератора растворения. После конденсации исследуемой жидкости холодный клапан находился в закрытом положении. Кроме того, устройство имело две сверхщели (5а) и (5б), нижней частью закреплённых на 100 мК плите, изготовленных из вайкора (vicore glass) с диаметром каналов около 500 нм . Сверхщель предназначена для регулирования концентрации (или положения линии расслоения) раствора путём напуска или откачки ^4He из устройства через систему капилляров (6). Для удобства работы сверхщели были соединены капилляром с дополнительным холодным клапаном (7). В процессе изменения концентрации исследуемого раствора клапан (7) был закрыт. Управление скоростью потока He II через сверхщель осуществлялось с помощью нагревателя сверхщели (8), а для дополнительного контроля за её нагревом использовали стандартный термометр сопротивления из RuO_2 (9). Такие же термометры сопротивления находились внутри каждой из звуковых ячеек (камеры *A* и *B*). Для измерения температуры и калибровки вторичных термометров плита *I* была снабжена кристаллизационным термометром (10), основанным на измерении зависимости давления плавления ^3He от температуры. Конструкция термометра аналогична описанной в [137]. Кроме того, на плите был

установлен термометр сопротивления из RuO_2 (11). Такие термометры калибровались по кристаллизационному термометру при температурах ниже 0,7 К и по давлению насыщенных паров ^4He в интервале температур 1,3 – 4,2 К.

На рис. 2.3 показана конструкция одной из камер *A* или *B*, внутри которых находились ячейки для непосредственных акустических измерений.

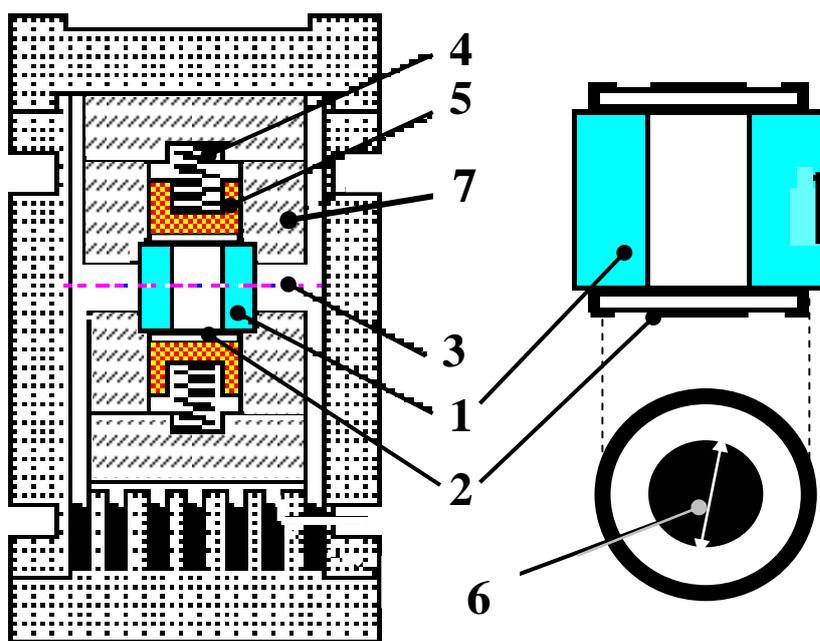


Рис. 2.3. Конструкция камеры и акустической ячейки для измерения скорости и поглощения звуковой волны в исследуемой жидкости.

Такая ячейка состоит из сапфирового цилиндра (1) высотой 9,952 мм с параллельными полированными торцами и отверстием в боковой стенке для протекания исследуемой жидкости. Параллельность определялась оптическим дифракционным методом и была не хуже 1/10 длины волны звука. На торцах сапфирового цилиндра располагались излучатель и приёмник звука из LiNbO_3 с резонансной частотой 9,25 МГц. Излучатель был прижат к сапфировой трубе бронзовой пружиной (4) через фторопластовый пистон (5). На излучатель была напылена

золотая плёнка, формировавшая электроды толщиной около 1 мкм. Напыление было выполнено так, чтобы края излучателя находились под одним потенциалом, тем самым минимизируя излучение звуковой волны в тело сапфирового цилиндра. Диаметр излучателя 10 мм, а излучающая звуковую волну поверхность была диаметром 4 мм (6). Вся конструкция была стянута латунными крышками (7) и прикреплена винтами к верхней крышке камеры. В обеих камерах для контроля температуры исследуемой жидкости в непосредственной близости от отверстия в сапфировом цилиндре располагался термометр сопротивления из RuO_2 .

Используемая конструкция позволяла исследовать как чистый ^4He , так и расслоившиеся растворы $^3\text{He} - ^4\text{He}$, а система сверхщелей позволяла регулировать положение линии расслоения в ячейке. Предварительные измерения на чистом He II в интервале температур от 1 К до 100 мК показали хорошее согласие с данными работы [138].

2.1.3. Измерения скорости и поглощения первого звука в He II .

Работоспособность описанной методики проверялась с помощью измерений поглощения звука в He II . В работе [138] были приведены данные по поглощению на частоте $f_1 = 12,02$ МГц, тогда как в данной работе частота была 9,25 МГц. Как известно, ниже температуры сверхтекучего перехода T_λ коэффициент поглощения звука пропорционален квадрату частоты колебаний f [132]. Поэтому данные работы [138], которые обозначим $\alpha_1(f_1)$ были пересчитаны применительно к условиям настоящего эксперимента по формуле: $\alpha = \alpha_1(f/f_1)^2$. Измерения поглощения показали хорошее согласие между литературными и полученными экспериментальными данными. Оценённая погрешность измерения относительных изменений скорости звука составляла $\pm 5 \cdot 10^{-6}$, а погрешность измерения поглощения была $\pm 0,0025 \text{ см}^{-1}$.

2.1.4. Скорость и поглощение первого звука в насыщенном слабом растворе ^3He - ^4He . При дальнейших исследованиях, а именно при изучении динамики линии фазового расслоения нам необходимо было знать температурную зависимость поглощения звука.

Поглощение первого звука экспериментально исследовалось ранее в работах [110,114-115,132]. Оказалось, что абсолютные значения коэффициента поглощения хорошо описываются выражением [145]

$$\alpha = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2 P_F(T, x)}{\rho_4 c_1^3} \frac{\omega^2 \tau_{33}}{1 + \omega^2 \tau_{33}^2}, \quad (2.11)$$

где $P_F(T, x)$ — давление газа примесенов с эффективной массой m^* при температуре T ; τ_{33} - характерное время релаксации квазичастиц ^3He , которое определялось в соответствии с [145], $\omega = 2\pi f$ - частота звуковой волны, $\lambda = (a + \delta m / m_4)(m_4 / m^*)$. $\delta m = m^* - m_3$; m_4 , m_3 и m^* — массы атомов ^4He , ^3He и эффективная масса примеси соответственно. Выражение в правой части (2.11), как было показано в [141], определяет вероятность процессов рассеяния акустических фононов квазичастицами ^3He в растворе, которая линейно зависит от концентрации раствора. Выражение (2.11) было получено в предположении, что звук распространяется в газе фермиевских возбуждений массой m^* и с давлением $P_F(T)$. Среди параметров, входящих в выражение (2.11), хорошо известны все, кроме τ_{33} . Характерные времена релаксации квазичастиц ^3He можно определить двумя независимыми методами: из экспериментов по определению вязкости раствора [145-147] и из экспериментов по поглощению звука [132,143, 148].

На рис. 2.4 приведена температурная зависимость коэффициента поглощения первого звука для насыщенного раствора при давления насыщенного пара. Экспериментальные данные получены для трёх гармоник излучателя звука, имеющих частоты: 9,25, 30 и 52 МГц. Помимо экспериментальных данных настоящей работы приведены

данные работы [132] для частот колебания звуковой волны 0,598, 1,017 и 1,89 МГц.

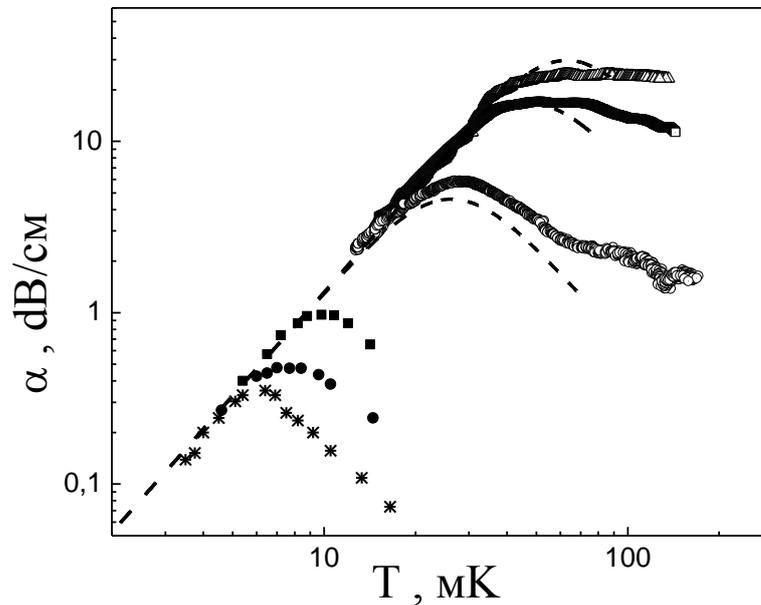


Рис. 2.4. Температурная зависимость коэффициента поглощения первого звука в насыщенном растворе при давлении насыщенного пара. Данные настоящей работы: \circ - $f = 9,25$ МГц, \square - $f = 30$ МГц, Δ - $f = 52$ МГц. Данные работ [14,15] * - 0,598 МГц, \blacksquare - 1,017 МГц, \bullet - 1,89 МГц [132].

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическим расчётом использовалось выражение (2.11) с определённым в работах [143-148] значением τ_{33} . Рассчитанные таким образом поглощения для различных частот приведены на рис. 2.4 пунктирной кривой. На всех зависимостях, как отмечалось выше, имеется характерный максимум, соответствующий условию $\omega\tau_{33} \approx 1$. При температурах выше температур максимума, когда $\omega\tau \ll 1$ коэффициент поглощения звука $\alpha \propto \omega^2\tau_{33}$, при более низких температурах, когда $\omega\tau \gg 1$ коэффициент α , в соответствии с выражением (2.11), не зависит от частоты и $\alpha \sim 1/\tau_{33}$.

Как видно на рис. 2.4, наши экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными [132], а также с теоретическими расчётами.

2.2. Основные механизмы диссипации энергии кварцевого камертона в сверхтекучем He II. Акустическое излучение

Среди работ последних лет особое место занимают эксперименты по исследованию диссипативных процессов в системе He II – колеблющийся камертон. При малых скоростях и высоких температурах ($T > 0,6$ К) основным механизмом диссипации является вязкое трение. В этом случае диссипативные процессы хорошо описываются с помощью уравнений гидродинамики [150-152]. С понижением температуры длина свободного пробега тепловых возбуждений становится больше характерного размера ножек камертона, наступает баллистический режим рассеяния квазичастиц. При этом диссипация за счет рассеяния тепловых возбуждений может быть описана кинетическими уравнениями.

Помимо диссипативных процессов, связанных с вязкостью, в последнее годы также интенсивно исследуются особенности излучения акустической волны кварцевым камертоном в сверхтекучих жидкостях [28-29,31,150-152]. Отметим, что в предыдущем подразделе речь шла об излучении акустической волны первого звука плоским излучателем, тогда как камертон является квадрупольным излучателем звука [150], хотя на больших расстояниях от камертона, когда его размерами можно пренебречь, излучаемую волну можно в первом приближении считать почти сферической.

В работе [152], исследовался раствор ^3He - ^4He и при $T < 0,1$ К наблюдалась дополнительная диссипация кинетической энергии колеблющихся ножек камертона, которая по оценкам может быть

связана с затратами кинетической энергии колеблющихся ножек на возбуждение акустической волны. В работе [153] было обнаружено, что, помимо излучения волны плотности (первого звука), в растворах ^3He - ^4He возбуждается волна температуры (второй звук). Измеряя температурную зависимость амплитуды колебания камертона, авторы обнаружили максимумы амплитуды, соответствующие резонансу второго звука в ячейке с заданной геометрией. В интервале температур от 10 мК до 2 К была измерена температурная зависимость скорости второго звука в растворах с концентрацией 5 – 8 % ^3He при повышенных давлениях. Как было показано позднее в [154], на измеренных амплитудно-частотных характеристиках колеблющегося камертона наблюдались отличающиеся по амплитуде дополнительные максимумы, которые идентифицировались как проявление влияния многократного отражения волны звука от стенок измерительной ячейки на колебания ножек камертона. Однако из-за сложной геометрии ячейки трудно было определить, какому из резонансов принадлежит каждый максимум и каковы механизмы диссипации. Кроме того, оставалось непонятным, при каких условиях основной механизм диссипации обусловлен вязким трением, а при каких - акустическим излучением, и в каком случае излучается первый или второй звук.

Для того, чтобы разделить вклады различных диссипативных процессов, необходимо было понять, при каких условиях происходит возбуждения акустических волн при колебаниях камертона. Так, в работе [29,31,155] были подробно проанализированы теоретически и экспериментально условия смены режима вязкостной диссипации на режим акустического излучения при высоких температурах ($T > 1,4$ К). Было получено хорошее качественное и количественное согласие экспериментальных данных и теоретических предсказаний и показано, что кварцевый камертон в самом деле ведёт себя как квадрупольный излучатель звука. При этом было установлено, что измеряемая величина

- ширина резонансной линии, определяющаяся диссипативными процессами, в условиях акустического излучения зависит от частоты f как f^6 и, как и ожидалось, зависит от геометрических размеров камертона. Было показано, что до тех пор, пока диссипативные процессы, обусловленные вязким трением велики, величина энергетических потерь, определяющая коэффициент сопротивления, пропорциональна $f^{1/2}$ [31,155], и акустическое излучение не эффективно. Но с понижением температуры в He II диссипация за счёт вязкости уменьшается, и основным механизмом рассеяния кинетической энергии колеблющихся ножек камертона должно становится возбуждение акустической волны [31].

Акустическое излучение камертона приводит не только к диссипации кинетической энергии колеблющихся ножек, но может влиять на эффективную массу He II, участвующего в колебаниях ножек камертона, тем самым изменяя резонансную частоту колебаний камертона. Смещение резонансной частоты наблюдали экспериментально в [30,32] и объясняли это влиянием акустического излучения.

Кроме того, не были исследованы условия смены механизмов диссипации за счет вязкого или баллистического рассеяния на акустическое излучение. Отдельный интерес представляет вопрос о диссипации и эффективной массе в системе камертон - He II при баллистическом рассеянии элементарных возбуждений на колеблющихся ножках камертона в отсутствие акустического излучения.

2.2.1. Излучение акустической волны колеблющимся кварцевым камертоном в He II. Камертон, являющийся излучателем звука, был изобретен в 1711 году английским трубачом Джоном Шейром (John Shore) и по сей день является одним из лучших механоакустических резонаторов, используемых при настройке

музыкальных инструментов. Кроме того, кварцевые камертоны используются при измерении вязкости, баллистического рассеяния тепловых возбуждений в сверхтекучей жидкости, а также при исследовании появления и развития турбулентных течений.

Для решения задачи об акустическом излучении камертоном будем считать, что он погружён в классическую не ограниченную твёрдыми стенками жидкость. Затуханием акустической волны пренебрегаем. В случае, когда камертон погружен в He II, помимо волны давления - первого звука - камертон может излучать волну температуры – второй звук.

Известно, что колеблющаяся плоская стенка преимущественно излучает волну первого звука, и отношение амплитуд волн второго и первого звука намного меньше единицы. Поэтому можно считать, что мощность, затрачиваемая на излучение волн второго звука, пренебрежимо мала по сравнению с мощностью, затрачиваемой на возбуждение первого звука.

В теоретической задаче об излучении акустической волны кварцевым камертоном [29] учитывается только излучение первого звука в неограниченную классическую жидкость. Можно представить три типа излучателей:

- А. Квадрупольный излучатель и трёхмерные продольные колебания;
- Б. Излучение двух параллельных, бесконечных цилиндров, колеблющихся в противофазе по направлению друг к другу;
- С. Квадрупольный излучатель, генерирующий двумерные продольные колебания.

Первые два типа излучателей рассматривались в работах [150,152], а третий тип в работе [29]. Полученные выражения для мощности излучаемой акустической волны для всех трёх типов излучателей качественно хорошо описывают поведение кварцевого камертона в He

II, но количественно мощность, затрачиваемая на излучение акустической волны, лучше всего описывается моделью А.

В этой модели в пределе больших длин волн, то есть когда $\lambda \gg L, M, H$ (размеры камертона в заводском корпусе показаны схематически на рис. 1.8), мощность, затрачиваемая на возбуждение акустической волны, имеет вид:

$$W_{3D} = \frac{\rho \omega^6 M^2 H^2 (M + D)^2 L_e^2}{40\pi c_1^5} v^2, \quad (2.12)$$

где $L_e = 0.3915L$ – эффективная длина колеблющейся ножки камертона, излучающей волну звука. Во всём диапазоне исследуемых частот камертонов (32 – 100 кГц) условия малости геометрических размеров по сравнению с длиной волны звука выполняются.

Прямые измерения амплитуды акустической волны, излучаемой в He II кварцевым камертоном, были проведены в [33]. В ячейке в непосредственной близости от камертона располагался пластинчатый пьезокерамический приёмник звука (PSI-5A-S4-ENH), характеристики которого позволяли регистрировать волну первого звука в широком интервале частот от 1 Гц до 50 МГц. Расположение приёмников звука и кварцевых камертонов, излучающих акустическую волну, показано на рис. 2.5. Плоскость приёмника звука (S1 и S2) была расположена параллельно основной плоскости камертона (см. рис. 2.5,а) для камертона LH или перпендикулярно основной оси камертона в случае камертона K20 (рис. 2.5,б). Схема измерений приведена на рис. 2.6 и описана в работе [33]. Генератор синусоидального сигнала возбуждал колебания ножек камертона на резонансной частоте 32кГц. Ток через камертон измерялся анализатором спектра. Акустическая волна, излучаемая камертоном в He II, регистрировалась приёмником звука.

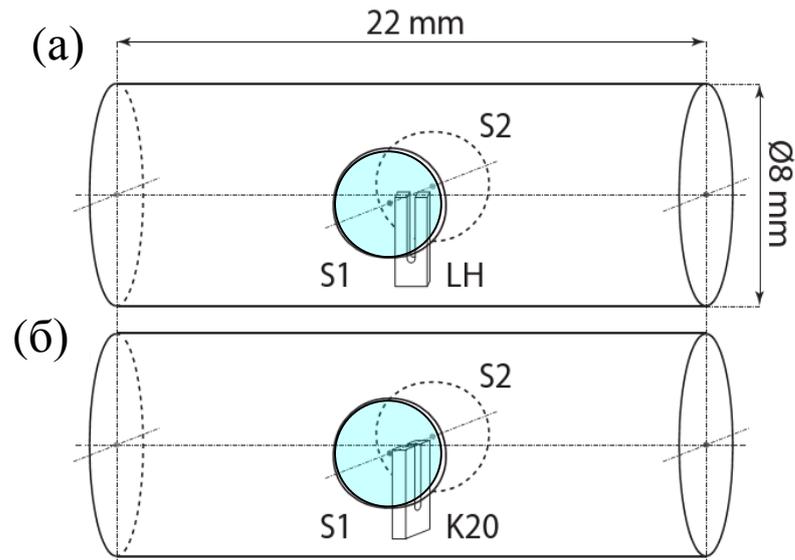


Рис. 2.5. Схематическое изображение ячейки для регистрации волны звука, излучаемого, камертоном в He II.

Амплитуда сигнала измерялась с помощью второго анализатора спектра. Анализатор спектра и сигнал сравнения были настроены с помощью подстройки фазы сигнала так, чтобы достигнуть максимальную чувствительность относительно принимаемой волны звука.

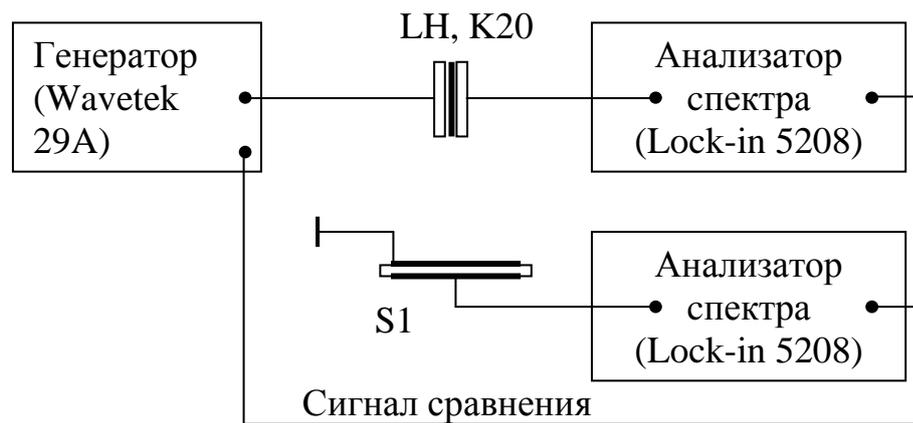


Рис. 2.6. Схема исследования излучения акустической волны камертоном.

Интенсивность излучения акустической волны кварцевым камертоном - квадрупольным излучателем - зависит от направления. Диаграмма интенсивности излучения в зависимости от угла относительно основной плоскости камертона исследовалась в работах [150,153]. Так, в перпендикулярном направлении для заданного соотношения длины волны, расстояния между камертоном и приёмником звука интенсивность излучения акустической волны в 6,3 раза меньше, чем в основной плоскости излучения камертона. В то же время, размеры камертона ЛН были больше, чем у К20, так что в соответствии с выражением (2.12) интенсивность излучения камертона ЛН было больше в 7 раз, чем у камертона К20.

Эксперимент проводился при температуре 370 мК и давлении He II, близком к давлению насыщенного пара. В эксперименте измерялись амплитудно-частотные характеристики, из которых определялась амплитуда тока, текущего через камертон на резонансной частоте. Затем определялась зависимость скорости колебаний ножек камертонов от возбуждающей силы. Одновременно с этим измерялась амплитуда акустического сигнала, регистрируемого на одном из приёмников звука, в зависимости от частоты излучаемой волны звука, также определялась амплитуда звукового сигнала на резонансной частоте камертона.

Для того, чтобы исключить сигнал наводки за счёт емкостной связи, вначале измерения проводили в вакууме и затем в He II. В He II при малых скоростях колебания, как и ожидалось (см. подраздел 1.2), наблюдается линейный – ламинарный режим течения He II. В то же время, с увеличением скорости в случае камертона К20 наблюдается переход к нелинейному режиму, тогда как для камертона ЛН отклонение от линейного поведения из-за большего размера камертона происходит при значительно больших значениях скоростей колебания. Зависимость перехода к турбулентному течению от мощности акустического излучения будет обсуждаться позднее.

Как видно из рис. 2.7, амплитуда сигнала в вакууме намного меньше амплитуды сигнала в He II.

Для сравнения акустического излучения возбужденного обоими камертонами полученные данные удобно привести в виде зависимости амплитуды принимаемой акустической волны от скорости колебаний ножек камертона. Эта зависимость приведена на рис. 2.8. Из неё видно, что для обоих камертонов амплитуда акустической волны линейно зависит от скорости колебаний ножек камертона и по величине хорошо совпадает для обоих камертонов. Данное совпадение не случайно и является следствием различия размеров камертона и направлений излучения звуковой волны, при которых проводились измерения.

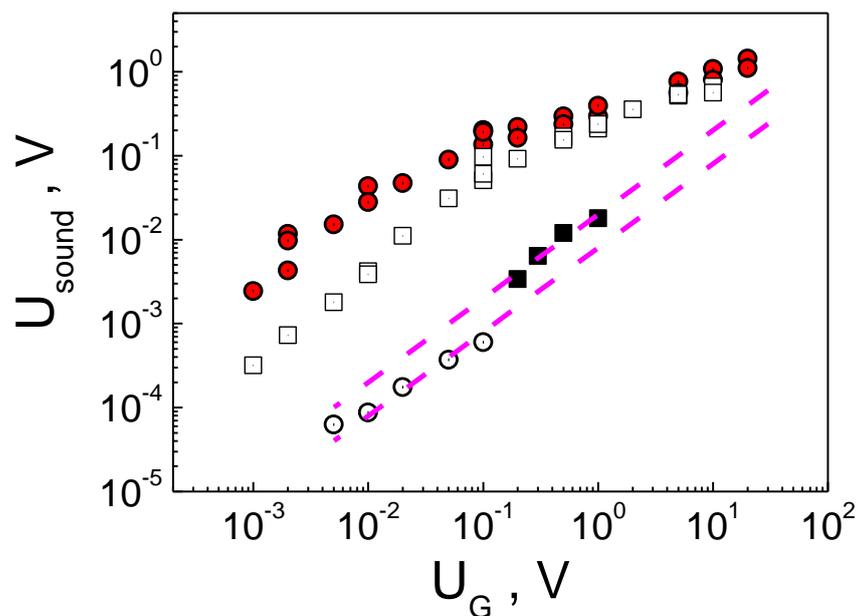


Рис. 2.7. Зависимость амплитуды принимаемого акустического сигнала от возбуждающего напряжения при температуре 370 мК: ●, ○ для камертона K20, в He II; ■, □ для камертона LH.

Таким образом, прямыми измерениями показано, что камертон, при определенных условиях может излучать волну давления – первый звук. При этом наблюдается хорошее согласие между

экспериментальными данными и зависимостью, приведенной в выражении (2.12) для камертонов разных размеров и направлением излучения камертоном акустической волны, что подтверждает квадрупольную природу акустического излучения.

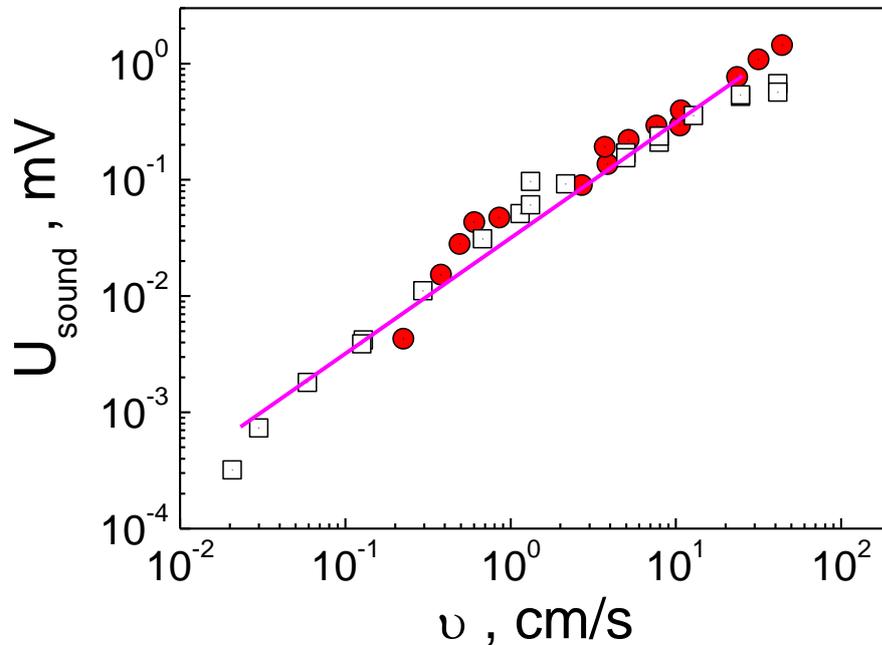


Рис. 2.8. Зависимость амплитуды акустической волны, излучаемой камертоном, от скорости колебаний ножек камертона. ● - K20 и □ - LH. Сплошная линия соответствует линейной зависимости амплитуды волны звука от скорости колебаний ножек камертона.

Влияние акустического излучения на характеристики кварцевого камертона было изучено в работах [29-31]. Для исследований были использованы кварцевые камертоны с различной резонансной частотой в диапазоне 32 – 99 кГц. В предварительных исследованиях использовались камертоны, расположенные в заводском корпусе (рис. 2.9). Основные характеристики камертонов были приведены выше в таблице 1 (параграф 1.2.2).

В экспериментах измерялась ширина резонансной линии и частота резонанса при давлении насыщенного пара и четырёх постоянных

температурах: 1,49; 1,0; 0,7 и 0,35 К. Измерения проводились при малых амплитудах колебания ножек камертона, соответствующих ламинарному режиму течения гелия. Результаты измерений приведены на рис. 2.10 и 2.11.

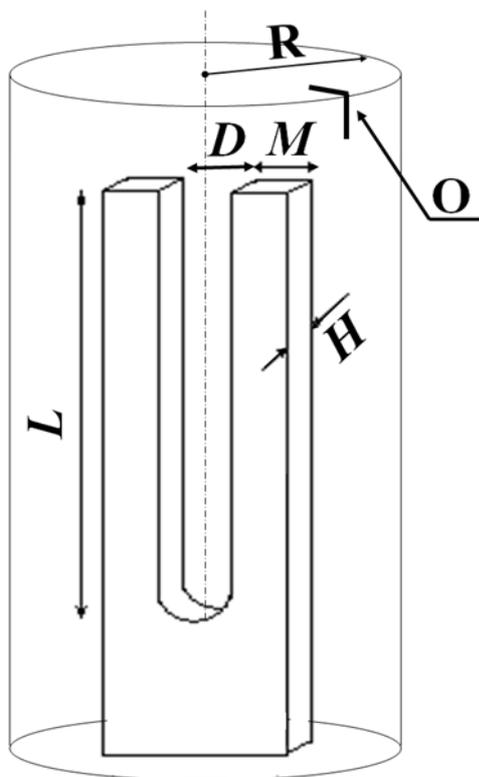


Рис. 2.9. Схематическое изображение камертона, расположенного в заводском корпусе: D – расстояние между ножками, R – радиус заводского корпуса или расстояние до стенки ячейки.

Анализ экспериментальных данных затруднён тем обстоятельством, что в зависимости от температуры, как уже отмечалось, механизмы диссипации различны: при высокой температуре осуществляется гидродинамический режим рассеяния тепловых возбуждений, а при $T < 0,6$ К имеется баллистический режим, то есть длина пробега тепловых возбуждений превышает характерные размеры колеблющегося камертона. При этом ротонный вклад в рассеяние пренебрежимо мал, и рассеяние определяется плотностью и длиной

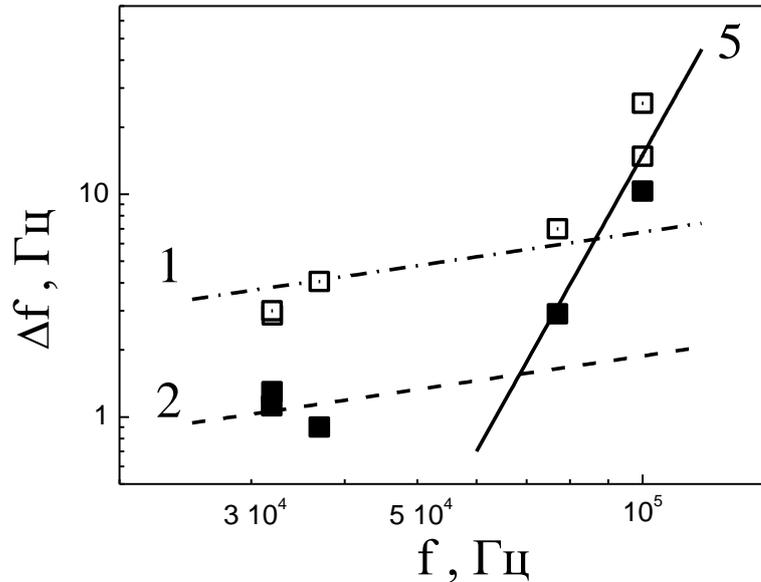


Рис. 2.10. Зависимость ширины резонанса кварцевого камертона от частоты колебаний при температурах 1,49 К - □ и 1 К - ■. Штрихпунктирная линия - теоретический расчет для гидродинамического режима рассеяния при $T = 1,49$ К, пунктирная линия для $T = 1,0$ К. Сплошная линия соответствует зависимости $\Delta f = 1,5 \cdot 10^{-29} f^6$ (смотри в тексте).

свободного пробега тепловых фононов. В этом режиме гидродинамическое описание трения колеблющихся ножек камертона относительно окружающей жидкости уже не пригодно. Отметим, что для обоих режимов рассеяния имеются эмпирические выражения для диссипативных потерь [28]. Как видно на рис. 2. 10 и 2.11, с понижением температуры роль акустического механизма диссипации становится определяющей для низкочастотных камертонов, поскольку диссипация энергии камертона в единицу времени (диссипируемая мощность) за счёт вязкого трения при низких температурах становится меньше мощности, затрачиваемой камертоном на излучение акустической волны. Это хорошо видно на зависимостях полуширины резонансной

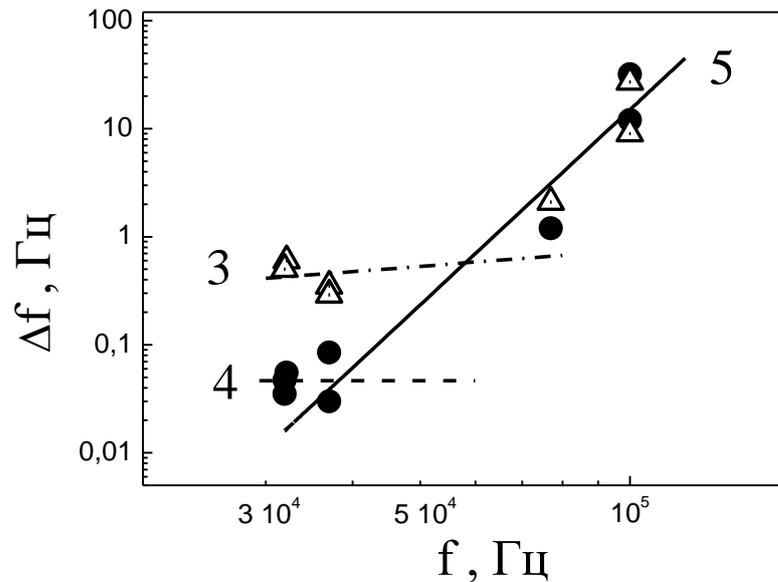


Рис. 2.11. Ширины резонансных линий кварцевого камертона в зависимости от частоты колебаний при температурах 0,7 К - Δ и 0,35 К - \bullet . Штрих-пунктирная линия - теоретический расчёт для гидродинамического режима рассеяния при $T = 0,7$ К и пунктирная линия при $T = 0,35$ К. Сплошная линия соответствует зависимости $\Delta f = 1,5 \cdot 10^{-29} f^6$.

линии от частоты, приведенных на рис. 2.19 и 2.20, которые определяются диссипативными потерями. Расчёт для соответствующих температур приведен на рис. 2.10 и рис. 2.11 пунктирной и штрих-пунктирными линиями. Причем кривые 1 - 3 относятся к гидродинамической области, а кривая 4 – к баллистическому режиму. Как видно на рисунках, расчётные и экспериментальные значения хорошо согласуются между собой для низкочастотных камертонов. Результаты для баллистического режима хорошо согласуются с более ранними измерениями, приведенными в работах [25,28,29-30].

Высокочастотные данные существенно отклоняются от расчётных значений во всей исследуемой температурной области. Это отклонение обусловлено акустическим механизмом излучения энергии колеблющимися ножками камертона. На рис. 2.10 и рис. 2.11 сплошной

линией (5) представлена зависимость, характерная для акустических потерь - $\Delta f \sim f^6$ [29]. Коэффициент пропорциональности получаем из условия соответствия с высокочастотными данными. При этом зависимость $\Delta f = 1,5 \cdot 10^{-29} f^6$ одинакова для всех исследованных температур, но зависит от размеров используемых камертонов.

Из полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что характерная частота, при которой происходит смена определяющего вклада в диссипацию с трения жидкости о колеблющиеся ножки камертона, на вклад от акустического излучения сдвигается в сторону более низких частот по мере понижения температуры.

Для того, чтобы абстрагироваться от различия в размерах камертона, первичные экспериментальные данные целесообразно нормировать на $M^2 H^2 (M+D)^2 L_e^2$. Результат такой нормировки для температуры 0.35 К приведен на рис. 2.12. Сплошная линия - зависимость $\sim f^6$, характерная для акустического механизма излучения.

Как видно на рис. 2.11, для температуры 350 мК практически для всех камертонов с различными размерами акустический механизм излучения доминирует. В то же время данные для камертонов малого размера К9 и К19 (чёрные кружки), резко отличаются от зависимости f^6 при той же температуре. То есть затухание таких камертонов уже не определяется акустическим излучением.

На рис. 2.11 видно, что для температуры 350 мК смена режима акустического излучения (кривая 5) на трение в баллистическом режиме рассеяния (кривая 4) происходит вблизи частоты 32 кГц. Поэтому логично предположить, что основным механизмом диссипации соответствующих камертонов для частот 32 кГц и ниже становится баллистическое рассеяние, и оно преобладает над диссипацией за счет акустического излучения колеблющихся ножек камертона. Смена механизма акустического излучения на баллистическое рассеяние при

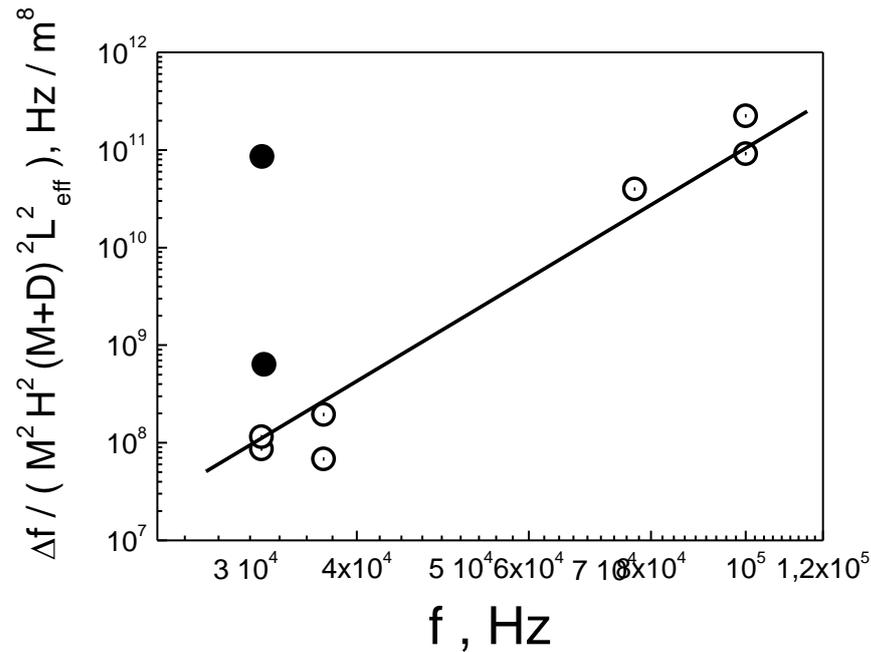


Рис. 2.12. Ширина резонанса, нормированная на характерные размеры камертонов. Сплошная линия зависимость $\sim f^6$. H , M , D и L_{eff} – размеры кварцевого камертона.

этих частотах происходит из-за уменьшения геометрических размеров камертона, поскольку мощность, затрачиваемая, на возбуждение акустической волны уменьшается не только при понижении частоты камертона, но и с уменьшением его размеров. Необходимо заметить, что все камертоны, находящиеся в заводском корпусе, менее эффективно излучают акустическую волну, чем открытые камертоны. Мощность, затрачиваемая на акустическое излучение, в данном эксперименте меньше на порядок по сравнению с теоретическим предсказанием (2.12) и меньше экспериментальных данных, полученных в работе [155].

В работе [155] при исследовании акустического излучения кварцевым камертоном также использовались камертоны с различной резонансной частотой, но без заводского корпуса. Дальнейшие исследования показали, что размер заводского корпуса влияет на эффективность акустического излучения (см. ниже).

В дальнейших исследованиях использовались камертоны как в заводском корпусе, так и без него, но с известными размерами, причём камертоны располагались на главной оси цилиндрической ячейки [30,32]. Два камертона (K1 и K16) были размещены в отдельных ячейках. У камертона K1 был удален заводской корпус, у камертона K16 - только верхняя часть заводского корпуса. K1 был помещен в ячейку, в которой расстояние до отражающей поверхности составляло 11 мм. Остальные камертоны имели заводской корпус радиусом R с прорезью (показанным на рис. 2.9 буквой **O**) шириной менее 0,1 мм для заполнения исследуемой жидкостью (называем такие камертоны закрытыми). Все закрытые камертоны были расположены в одной из ячеек. В таблице 1 под характерным размером ячейки R подразумевается внутренний радиус заводской колбы в случае закрытых камертонов, а для открытых камертонов R - внутренний радиус ячейки, в которой был помещён камертон.

Сначала проводились калибровочные измерения ширины резонансной линии кварцевых камертонов в вакууме при температурах ниже 1 К. После определения собственных диссипативных характеристик кварцевых камертонов в вакууме в ячейку конденсировался исследуемый гелий при температуре 0,6 - 0,8 К. По мере конденсации ^4He резонансная частота камертона уменьшалась, а ширина резонансной линии увеличивалась по сравнению с вакуумом. При полном заполнении ячейки ширина резонанса и резонансная частота определялись плотностью и вязкостью окружающей среды.

Все измерения в данных исследованиях были проведены в линейном режиме колебаний камертона, то есть при ламинарном режиме течения сверхтекучей жидкости. Проведены эксперименты двух типов: в первом - при медленном отеплении рефрижератора растворения (скорость отепления составляла около 10 мК/с) измерялись температурные зависимости ширины резонансной линии камертонов с

резонансной частотой, близкой к 32 кГц. Во втором типе экспериментов проводились измерения ширины резонанса и резонансной частоты каждого из камертонов в зависимости от давления в диапазоне давлений от 10^{-3} до 24,9 бар с использованием открытого камертона (К1) и закрытых камертонов (К5; К10 и К11, см. таблицу 1, при постоянной температуре 370 мК.

В экспериментах первого типа были измерены температурные зависимости ширины резонансной линии камертонов с резонансной частотой, близкой к 32 кГц, но имеющих различные геометрические размеры и расположенных в ячейках с различными R , что позволило наблюдать смену механизмов диссипации в различных условиях.

Результаты для температурной зависимости ширины резонансной линии при давлении насыщенного пара приведены на рис. 2.13. Как видно из рис. 2.13, при $T > 1$ К для всех камертонов ширины резонанса совпадают как по величине, так и по температуре. Это можно объяснить тем, что в этой области температур ширина резонанса обусловлена диссипацией за счет вязкого трения нормальной компоненты $He II$, находящейся в условиях гидродинамического режима рассеяния. С дальнейшим понижением температуры ширина резонансных линий для закрытых камертонов (группа точек 1) продолжает уменьшаться, а при температуре ниже 0,6 К ширина резонанса определяется баллистическим рассеянием тепловых возбуждений $He II$ на колеблющихся ножках камертона [28,76]. Отметим, что при $T < 0,25$ К ширина резонанса в пределах экспериментальной ошибки становилась близкой или равной соответствующему значению в вакууме для данного камертона (см. таблицу. 1).

В то же время, температурная зависимость ширины резонансных линий частично открытых (линия 2 на рис. 2.13) и открытых камертонов (линия 3 на том же рисунке) при $T < 0,8$ К отличаются от линии 1 для закрытых камертонов. Ширина линий при этих температурах намного

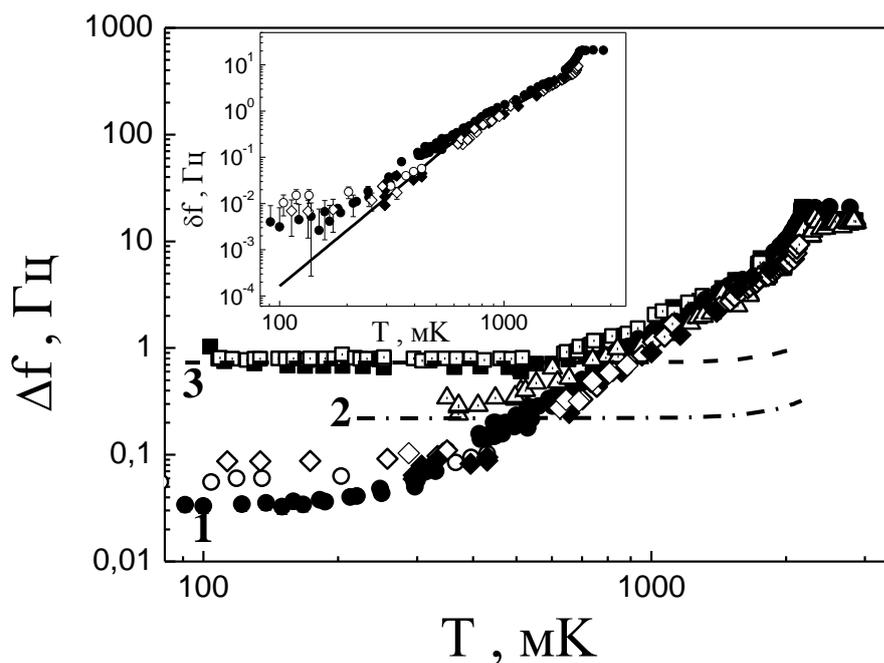


Рис. 2.13. Температурная зависимость ширины резонансной линии камертонов с различной геометрией ячейки - первичные экспериментальные данные всех используемых камертонов. Вставка – данные с учетом диссипативных процессов в самом камертоне для закрытых камертонов (см. в тексте). Группа точек 1 (закрытые камертоны): ● - K4, ◆ - K8, ○ - K19 и ◇ - K5; группа точек 2 (частично открытый камертон): △ - K16; группа точек 3 (открытый камертон): □, ■ - камертон K1 в различных экспериментах. Пунктирная и штрих-пунктирная линии – расчёт диссипации за счёт излучения камертоном звуковой волны по (2.18) для K1 и K16, соответственно (см. текст). На вставке: сплошная линия - расчёт диссипации в режиме баллистического рассеяния тепловых возбуждений гелия на колеблющихся ножках камертона при низких температурах и в случае вязких потерь, при высоких температурах [124,40].

больше ширины, измеренной в вакууме, что свидетельствует о дополнительном механизме диссипации. Таким образом,

экспериментальные данные показывают, что при $T < 1$ К частичное или полное отсутствие корпуса, ограничивающего пространство вокруг камертона, приводит к появлению дополнительного механизма диссипации энергии колебаний камертона. Естественно предположить, что такая дополнительная диссипация обусловлена излучением звука, то есть, часть кинетической энергии колеблющихся ножек камертона затрачивается на возбуждение колебаний плотности окружающей среды или, другими словами, создание волны звука [29,30-32,152,155].

На вставке на рис. 2.13, так же как это было сделано в [25] (параграф 1.2.3. рис. 1.19), приведены значения ширины резонанса, пересчитанные с учётом диссипативных процессов в самом камертоне. Для этого из первичных данных по ширине резонансной линии в гелии вычиталась ширина резонансной линии, измеренная в вакууме, то есть определялась величина

$$\delta f = \Delta f - \Delta f_0. \quad (2.13)$$

На вставке сплошной линией показан расчёт ширины резонансной линии при баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений. Экспериментальные данные во всей области температур, от 0,1 К до 2 К, хорошо описываются интерполяционной формулой (1.37) в параграфе 1.2.4), расчёт по этой формуле приведен сплошной линией на вставке рис. 2.13. Ширина резонансной линии выражалась через коэффициент сопротивления Λ с помощью выражения [28]:

$$\Delta f = \frac{\Lambda}{2\pi m_q}. \quad (2.14)$$

На вставке на рис. 2.13 видно, что при температуре 0,370 К общий разброс экспериментальных данных составляет около 30 %, а при $T < 0,25$ К полученные значения δf сравнимы с экспериментальной ошибкой, равной 0,01 Гц. Таким образом, данная методика при

$T < 0,25$ К не может быть использована для исследования в баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений.

Для определения вклада акустического излучения, следуя работам [29], считаем камертон линейным квадрупольным излучателем звука. В этом случае аналитическое выражение для мощности, необходимой для возбуждения волны звука, было получено в приближении, когда длина волны звука λ много больше характерных размеров камертона L , H , M (см. таблицу 1). Этому условию лучше всего соответствуют экспериментальные данные 2 и 3 на рис. 2.13.

Ширина резонансной линии при акустическом излучении определяется потерями кинетической энергии колеблющихся ножек камертона и может быть записана так же, как это было сделано в [29], в рамках трехмерной (3D) модели в длинноволновом приближении. Используя выражение (2.12), получаем выражение для Δf :

$$\Delta f = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H + D)^2 \rho_4}{5\rho_q c_1^5} f^6 m_q \left(\frac{f_0}{f} \right), \quad (2.15)$$

где C_{3D} - подгоночная константа порядка единицы [128]. Так как геометрические размеры и частоты камертонов постоянны, а при $T < 1$ К скорость звука практически не меняется [15,156], то Δf в этой области температур не зависит от температуры, что и наблюдается в эксперименте при $T < 1$ К (рис. 2.13).

Используя (2.15), можно рассчитать ширины резонансной линии для исследуемых камертонов. Результаты расчёта для К1 и К16 приведены на рис. 2.13 сплошной и пунктирной линиями соответственно. Температурная зависимость Δf качественно хорошо согласуется с экспериментальными значениями при величине $C_{3D} = 0,4$.

Таким образом, из экспериментальных данных на рис. 2.13, следует, что для открытого камертона К1 при $T < 0,8$ К и для частично

открытого камертона K16 при $T < 0,65$ К происходит смена механизма диссипации с вязкого трения на излучение звука, которое становится доминирующим при низкой температуре. При этом величина энергетических потерь на возбуждение акустического излучения согласуется с расчётом в рамках модели линейного квадрупольного излучателя (2.12). В то же время для закрытых камертонов в исследуемой области смена режима не наблюдается, и ширина резонансной линии при самых низких температурах намного меньше, чем для открытых камертонов. Можно предположить, что различие в ширине резонансной линии между открытыми и закрытыми камертонами связано с неэффективным излучением акустической волны камертоном в условии ограничения объёма вокруг него твёрдой стенкой.

2.2.2. Механизмы диссипации энергии колеблющегося кварцевого камертона в He II при повышенных давлениях. Для более подробного исследования акустического излучения и влияния (стенок) размера ячейки на излучение звука, а также для сравнения экспериментальных данных с теорией были проведены измерения ширины резонансных линий камертонов в широком диапазоне давлений. Заметим, что величина диссипации за счёт акустического излучения зависит от скорости звука и плотности ^4He , которые в свою очередь зависят от давления, причём их зависимости от давления хорошо известны [156]. Кроме того, такие исследования позволяют провести анализ экспериментальных данных и выполнить их сравнение с имеющимися теоретическими представлениями при различных соотношениях размера ячейки и длины волны звука.

В эксперименте использовались три закрытых камертона с различными резонансными частотами, находящиеся в колбе с размерами, указанными в таблице 1 (K5, K10 и K11), и один камертон без колбы (K1). Измерялась ширина резонанса в зависимости от

давления при постоянной температуре. Экспериментальные данные показаны на рис. 2.14, 2.15 и 2.16. На рис. 2.16 приведены значения ширины резонанса для K5 с учётом диссипативных процессов в самом камертоне (см. параграф 1.2.4). Также на рис. 2.16 представлены результаты расчёта ширины резонанса по (2.15) для открытого камертона с $C_{3D}=0.4$ - пунктирной линией, и для закрытых камертонов по (2.15) с $C_{3D}=0.02$ - сплошной линией. При расчёте была учтена зависимость скорости звука и плотности от давления [156], для всех закрытых камертонов величина подгоночного коэффициента была: $C_{3D}^*=0,02$.

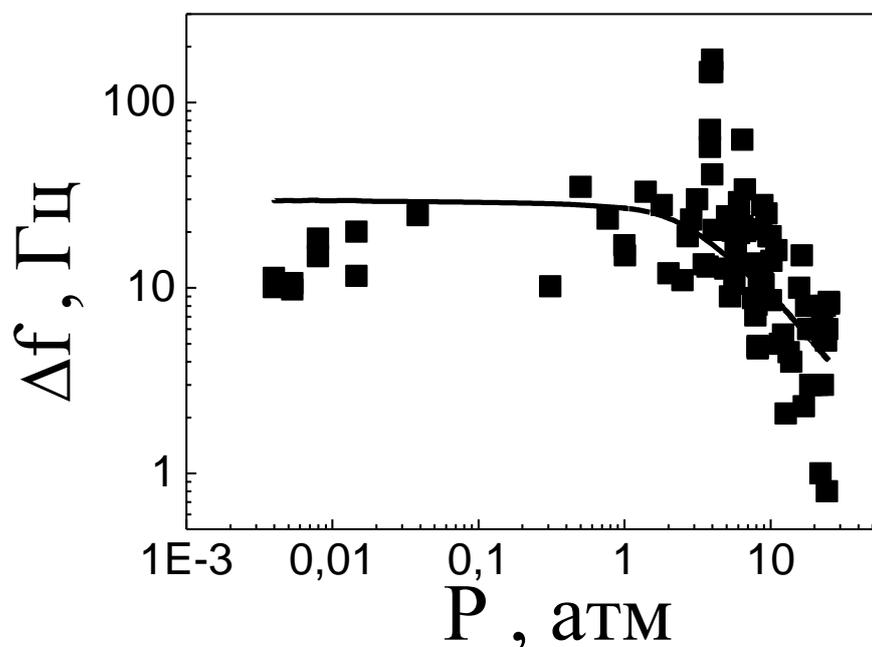


Рис. 2.14. Зависимость ширины резонанса от давления для камертона с резонансной частотой около 99 кГц (K11 - ■)

То, что для закрытых камертонов значение C_{3D}^* было меньше, чем C_{3D} для открытых, может свидетельствовать о влиянии соотношения размера ячейки и длины волны звука на эффективность акустического излучения.

Как видно на рис. 2.14 – 2.16, для всех камертонов зависимость ширины резонанса от давления качественно, а в некоторых случаях и количественно согласуется с теоретическими предсказаниями, несмотря на весьма большой разброс данных.

С увеличением давления экспериментальные данные начинают систематически отклоняться от расчётной кривой, а при низких частотах (32 кГц) ширина резонанса практически не зависит от давления. При максимальном давлении различие между расчётом и экспериментальными данными велико, примерно в 5 раз (рис. 2.16).

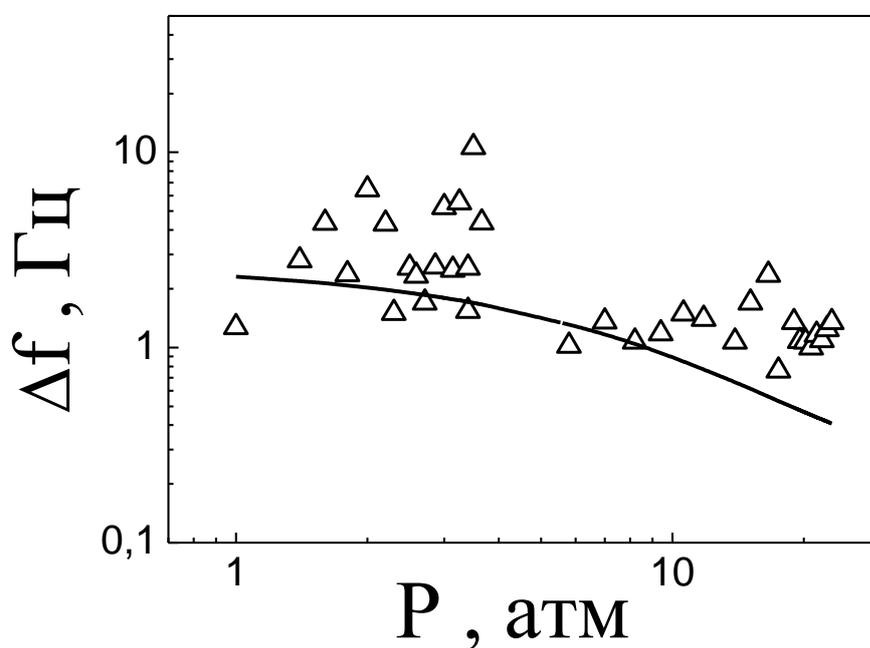


Рис. 2.15. Зависимость ширины резонансной линии от давления для камертона K10 с резонансной частотой $f_0 = 74,4$ кГц.

Кроме того, большой разброс данных, как отмечалось в [29-30,153], связан с многократным отражением акустической волны, излучаемой камертоном, от стенок ячейки, что приводит к наложению отдельных отражений звуковой волны на основной резонанс камертона и изменению ширины резонанса. С понижением частоты разброс уменьшается, и для камертона K5 (рис. 2.16) сравним с ошибкой измерений. Необходимо заметить, что на амплитудно-частотных характеристиках высокочастотных камертонов K10 и K11 наблюдаются

несколько резонансов, что также свидетельствует о возможном многократном отражении звука от стенок. На рис. 2.14 и 2.15 приведены данные для резонансов с максимальными частотами. Эти данные почти на порядок отличались от значений для остальных резонансов. С уменьшением частоты количество резонансов уменьшается, и для камертонов K1 и K5 наблюдается только один резонанс.

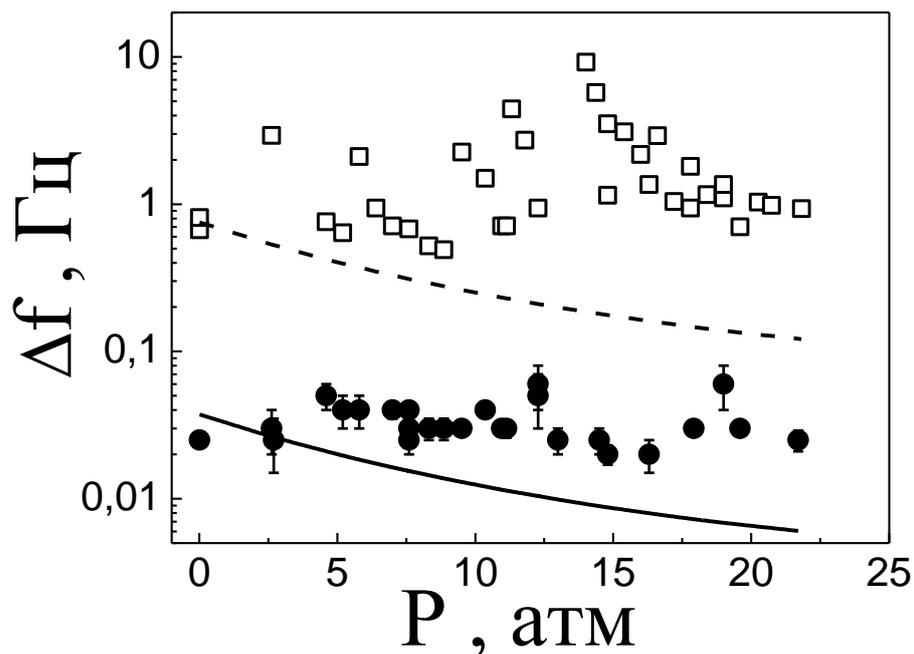


Рис. 2.16. Зависимость ширины резонансной линии от давления для камертонов в заводском корпусе и без него. Резонансная частота около $f_0 = 32$ кГц (K5 - ● и K1 - □). Камертон K1 – открытый, K5 - закрытый

При анализе полученных экспериментальных данных для камертонов с различной резонансной частотой при повышенных давлениях в (2.15) удобно перейти от ширины резонанса к добротности камертона и от скорости звука к длине волны, что даёт

$$\frac{1}{Q} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H + D)^2 \rho_4}{5\rho_q \lambda^5} m_q \left(\frac{f_0}{f} \right), \quad (2.16)$$

где $Q = f/\Delta f$ - добротность, $\lambda = c_1/f$ - длина акустической волны. В этой записи величина $1/Q$ пропорциональна λ^{-5} . При этом в выражении (2.15) отношение f_0/f в условиях эксперимента всегда близко к единице, а резонансная частота камертонов определяет длину излучаемой звуковой волны. Кроме того, длина волны звука зависит от давления, что легко учесть, используя хорошо известные зависимости $c_1(P)$ [156]. В выражении (2.16) от давления зависит плотность ^4He , $\rho = \rho(P)$ [156].

Зависимость $1/Q$ от длины акустической волны для всех закрытых камертонов с различной резонансной частотой, измеренная при давлении He II от 10^{-3} атм до 24,9 атм, приведена на рис. 2.17. рисунках приведен расчёт по (2.22) обратной добротности, обусловленной акустическим излучением (штрих–пунктирная линия на рис. 2.17) для камертонов K11, K8, K7 и K5, которые близки по своим геометрическим размерам (таблица 1). Подобный расчёт выполнен и для камертона K10 (сплошная линия на рис. 2.17), размеры которого существенно меньше, поэтому сплошная линия находится ниже, чем для большей части камертонов. При расчёте величина C_{3D} бралась такой же, как и в предыдущем расчёте, результаты которого показаны на рис. 2.14 - 2.16 ($C_{3D}^* = 0,02$).

Как видно на рис. 2.17, наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с расчётными значениями практически во всём диапазоне длин волн, то есть, как следует из (2.16), обратная добротность пропорциональна λ^{-5} . В то же время на рис. 2.17 видно, что для низкочастотных камертонов (~ 32 кГц) при малых длинах звуковой волны (низкие давления) вклады от обоих механизмов диссипации, (баллистического рассеяния тепловых возбуждений и акустического излучения) практически совпадают при $\lambda \approx 0,85$ см.

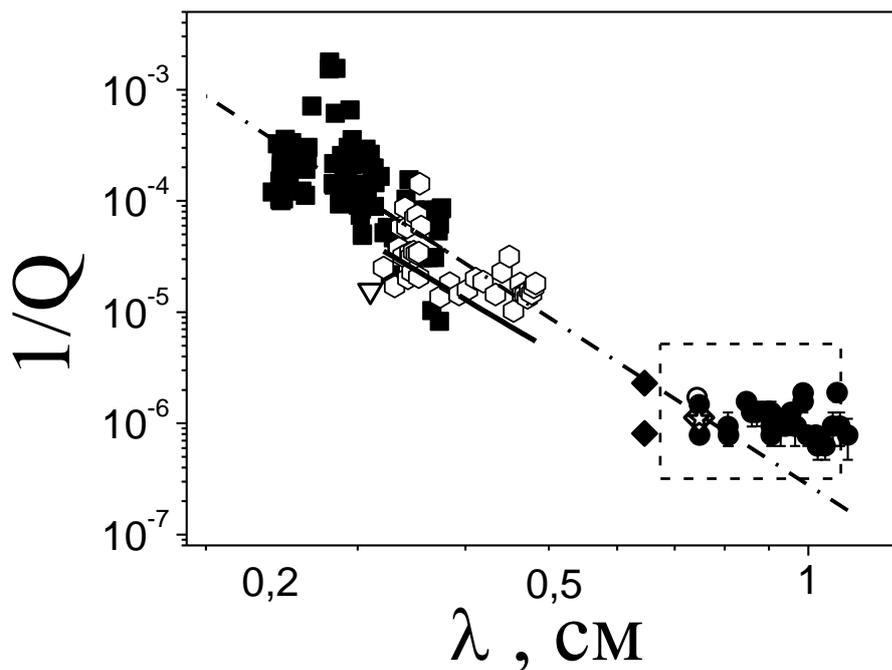


Рис. 2.17. Зависимость обратной добротности от длины акустической волны, излучаемой камертонами с различными резонансными частотами при разных давлениях ($T = 0,37$ К). \diamond - K9, \circ - K19, \bullet - K5, \star - K8; \blacklozenge - K7; \hexagon и ∇ - K10; \blacksquare - K11. Сплошными линиями показан расчёт для K10; штрих-пунктирная – расчёт для камертонов K5, K7 и K11 (пояснения в тексте) по формуле (2.22).

При больших длинах волн вклад баллистического рассеяния преобладает над вкладом акустического излучения, становится основным и определяет зависимость $1/Q$ от λ . Таким образом, по мере увеличения длины звуковой волны наблюдается смена режима диссипации с обусловленного акустическим излучением на режим, связанный с баллистическим рассеянием тепловых возбуждений [30]. Такая смена режимов аналогична той, что наблюдалась при переходе от режима акустического излучения к диссипации обусловленным вязким трением при гидродинамическом течении при $T > 1$ К [31,155]. Кроме того, экспериментальные данные рис. 2.15 показывают, что ограничение

пространства вокруг камертона, в данном случае цилиндрической металлической колбой, приводит к подавлению излучения акустической волны, то есть эффективность излучения более чем в 20 раз меньше, чем при излучении звука в неограниченном пространстве.

Отметим также, что на рис. 2.14 и 2.17 наблюдается узкий максимум диссипационных потерь при длине волны около $\lambda \approx 0,26$ см. Этот максимум соответствует резонансным условиям для распространения первого звука. Такие резонансные условия рассмотрены в следующем параграфе.

2.2.3. Влияние акустического излучения на эффективную массу Не II колеблющегося вместе с ножками камертона. Эффективная масса m_q и упругие модули кварцевого камертона определяют его резонансную частоту в вакууме. В исследуемой области температур свойства кварца практически не изменяются. Эффективная масса камертона постоянна, так что остаётся постоянной его резонансная частота в вакууме. Погружая камертон в Не II, мы увеличиваем эффективную массу колеблющегося тела за счёт массы жидкости, вытесненной камертоном, и за счёт части жидкости, «прилипшей» к поверхности колеблющихся ножек ввиду вязкого трения при $T > 0,6$ К – в гидродинамической области температур. Зависимость резонансной частоты от температуры определяется как температурной зависимостью полной плотности ${}^4\text{He}$, так и температурной зависимостью плотности нормальной компоненты. Это хорошо видно из выражения (1.28). С понижением температуры при баллистическом режиме рассеяния сопротивление жидкости, определяющееся плотностью нормальной компоненты ($\rho_n \propto T^4$), стремится к нулю. Поэтому при достаточно низких температурах последним слагаемым в выражении (1.28) можно пренебречь, после чего оно принимает вид:

$$(f_0/f)^2 = 1 + \beta \frac{\rho_4 V}{m_q}, \quad (2.17)$$

Это выражение получается из (1.20) в пренебрежении третьим членом, пропорциональным плотности нормальной компоненты гелия. В уравнении (2.17) неизвестной является только постоянная β , которую можно найти из экспериментальных данных. Все другие величины в (2.17) не зависят от температуры, поэтому любое отклонение частоты измерений от постоянной величины можно интерпретировать как изменение эффективной массы жидкости, участвующей в колебаниях вместе с камертоном. Такое изменение может быть связано, например, как с влиянием акустического излучения, так и с появлением вихревого движения вблизи поверхности колеблющихся ножек камертона [87,157].

Для определения β в (2.17) из амплитудно-частотных характеристик определялась частота резонанса камертона. В исследованиях использовались камертоны, описанные в предыдущем параграфе. Измерения проводились при постоянной температуре 370 мК и различных давлениях, от давления насыщенного пара до 24,9 атм [32].

В отсутствие вязкого трения, величина β для прямоугольных ножек камертона может быть аппроксимирована хорошо известным выражением $\beta \approx \pi/4(W/H)$ [158], где H и M - поперечный и продольный размеры ножки камертона соответственно. У используемых в эксперименте камертонов H и M отличаются. Так, для камертонов с резонансными частотами 32 и 99 кГц $H/M = 0,39$, а для 77 кГц камертона $H/M = 0,67$. Поэтому в дальнейшем значение β для камертона с резонансной частотой 78 кГц умножаем на величину $(0,39/0,67)$, чтобы иметь возможность сравнивать с камертонами, у которых резонансная частота составляет 32 и 99 кГц.

Определенная из экспериментальных данных величина β не должна зависеть от частоты, если же такая зависимость имеется, её

следует связать не с β , а с влиянием акустической волны на измеряемую величину резонансной частоты. Как следует из эксперимента, β оказывается зависящей от длины волны звука, что можно объяснить наличием акустического резонанса в системе. На рис. 2.18 приведена величина β для всех камертонов, определённая из экспериментальных данных, в зависимости от длины волны звука. Кроме наших экспериментальных данных, полученных при различных давлениях, на рис. 2.18 приведены данные для камертона с резонансной частотой 37 кГц (◆), полученные при давлении насыщенного пара. Камертон имеет те же значения H и M , что и камертоны с резонансными частотами 32 и 99 кГц.

Как видно на рис. 2.18, при больших длинах волн (малых резонансных частотах камертона) вплоть до $\lambda \sim 0.6$ см величина β практически не зависит от длины волны звука и близка к $\beta \approx 0,2$, что хорошо согласуется с данными работы [155], где $\beta \approx 0,26$. В этой области длин волн зависимость резонансной частоты от давления можно объяснить зависимостью плотности гелия от давления, однако наблюдается отклонение от данной зависимости, превышающее экспериментальную ошибку. Данное отклонение практически незаметно на рис. 2.18 для камертонов с резонансной частотой около 32 кГц, с уменьшением длины волны (уменьшением давления) величина β увеличивается на ≈ 3 % во всём диапазоне давлений. Расчёт, учитывающий изменение резонансной частоты от плотности He II, приведён на рис. 2.18 сплошной и штрих-пунктирной линиями для камертонов в заводском корпусе и без него, соответственно. При дальнейшем уменьшении длины волны рост β продолжается. Так, для камертона с резонансной частотой 78 кГц увеличение β во всём диапазоне давлений с уменьшением длины волны составляет 14 %. При выполнении условия $\lambda/2 = R$, где $R = 0,135$ см – внутренний радиус

заводского корпуса, наблюдается резкое увеличение величины β , а затем, при $\lambda/2 = R$, - скачок. На рис. 2.18 это значение $\lambda/2$ показано пунктирной линией для 99 кГц камертона. По-видимому, при указанной длине волны возникает поперечный акустический резонанс в системе камертон – Не II – цилиндрические стенки заводского корпуса.

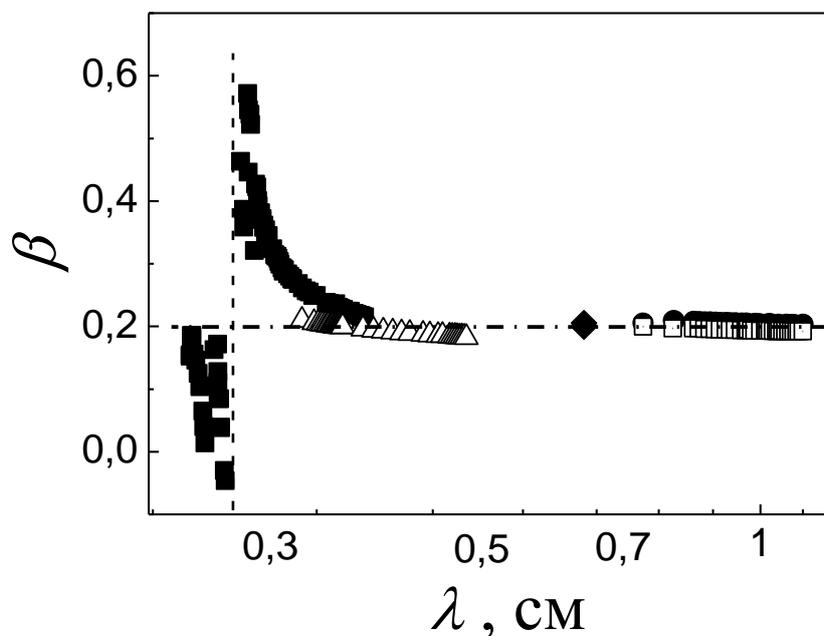


Рис. 2.18. Зависимость β от длины акустической волны для камертонов с резонансными частотами в вакууме 32 кГц - ● и □; 37 кГц - ◆; 78 кГц - △; 99 кГц - ■.

Соответствующая резонансная частота камертона становилась даже больше такой частоты в вакууме. На рис. 2.18 пунктирной линией показана частота поперечного акустического резонанса в зависимости от давления с использованием простого выражения $f_0(P) = c_1(P) / 2R$, где $c_1(P)$ – скорость первого звука, которая зависит от давления [156]. Как видно на рис. 2.18, пунктирная кривая хорошо описывает поведение резонансной частоты камертона вблизи акустического резонанса. Дальнейшее понижение длины волны приводит к очередному скачку, появление которого может быть связано с несимметричностью расположения камертона внутри заводской колбы.

Рост β в интервале $\lambda / 2 \geq R$ связан с акустическим излучением, а тот факт, что максимальная ширина резонансной линии [131] и скачок β соответствуют условию внутри заводского корпуса, является подтверждением предположения о связи скачка β с наличием акустического резонанса. Кроме того, можно предположить, что рост β может означать рост эффективной массы жидкости, участвующей в движении вместе с ножками камертона. Данное обстоятельство может свидетельствовать в пользу появления потоков жидкости вблизи колеблющихся ножек. По мере уменьшения длины волны и приближению к резонансу, количество жидкости, увлекаемой колебаниями, увеличивается. Такой эффект известен как акустическое течение, и часто проявляется при резонансных условиях или вблизи резонансов звуковой волны [159-160].

Величина β при дальнейшем уменьшении λ , по-видимому, опять будет близка к 0,2, до тех пор, пока не наступят условия для возникновения резонанса на кратной длине волны.

2.3. Излучения волны второго звука

В предыдущих подразделах речь шла о излучении камертонами первого звука в чистом ^4He . Что касается растворов ^3He в ^4He , то первые сведения о диссипативных процессах в системе камертон - сверхтекучий раствор были получены в работе [152], где для раствора, содержащего 6,2 % ^3He , были реализованы условия, когда основным диссипативным процессом являлось вязкое трение в присутствии акустического излучения. Причём в работе не учитывалась возможность излучения волны второго звука.

Позднее, в [154] исследовался насыщенный раствор ^3He - ^4He . В экспериментах в основном наблюдалось излучение второго звука за счёт появления дополнительных резонансных линий, связанных с

переотражением волны второго звука на стенках ячейки. Как показала температурная зависимость частоты дополнительных резонансов соответствует температурной зависимости скорости второго звука.

Исследования в более концентрированных растворах [161] показали, что при концентрации раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ 15 % ${}^3\text{He}$ необходимо учитывать излучение как первого, так и второго звуков. В эксперименте [161] при $T < 1,6 \text{ K}$ доминирующий вклад в механизм диссипации колеблющегося камертона был обусловлен излучением, как первого, так и второго звука, а соответствующий вклад в диссипацию за счет вязкого трения при этих температурах был намного меньше.

В сверхтекучих растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$, в отличие от чистого ${}^4\text{He}$, имеет место сильная связь между колебаниями давления (первым звуком) и колебаниями температуры (вторым звуком) [162]. В растворах такая связь определяется коэффициентом теплового расширения, тогда как в He II коэффициент теплового расширения очень мал, из-за чего такая связь ничтожна. Поэтому в растворах колебания камертона должны генерировать не только первый, но и второй звук. Причём чем выше концентрация раствора, тем легче возбуждать второй звук колеблющимся телом. К особенностям, обусловленным излучением камертоном второго звука мы вернемся позднее, в параграфе 6.1.1 Раздела 6.

Выводы

Впервые измерена температурная зависимость поглощения первого звука насыщенной слабой фазой расслоившегося раствора в температурном диапазоне от 12 мК до 105 мК и при концентрациях от 6,6 до 7,5 % ${}^3\text{He}$. Установленная зависимость находится в хорошем согласии с современными представлениями кинетической теории сверхтекучих вырожденных растворов ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ и определяется

взаимодействием примесных возбуждений имеющих характерное время релаксации τ_{33} .

Результаты исследований, полученные с помощью разработанной методики, согласуются с экспериментальными данными, имеющимися в литературе, а в случае отсутствия таковых, результаты измерений хорошо описываются в рамках уже имеющихся теоретических предсказаний. Таким образом, конструкция ячеек и методика измерения позволяет проводить исследования кинетических свойств сверхтекучих жидкостей при низких и сверхнизких температурах.

Экспериментально подтверждено, что колеблющийся камертон излучает акустическую волну, и показано, что колеблющийся камертон адекватно описывается в рамках модели квадрупольного излучателя акустической волны.

Обнаружено, что эффективность излучения акустической волны сильно зависит не только от размеров камертона и частоты колебаний, но и от степени ограниченности объёма вокруг камертона твёрдыми стенками. Для камертона расположенного в ячейке с характерным размером намного меньше длины волны звука возбуждением акустической волны можно пренебречь. Увеличение характерного размера ячейки приводит к увеличению влияния акустического излучения на измеряемые величины. Кроме того, уменьшение геометрических размеров камертона приводит к уменьшению диссипации за счёт излучения волны звука.

Впервые проведены исследования диссипативных процессов при колебаниях камертона, погружённого в сверхтекучую жидкость, при повышенных давлениях, вплоть до давлений кристаллизации, в частотном диапазоне от 32 до 97 кГц.

Обнаружено, что при резонансных частотах камертона выше 32 кГц акустический вклад в диссипацию в зависимости от длины

звуковой волны изменяется пропорционально λ^{-5} , что хорошо описывается в рамках модели квадрупольного излучателя.

Для низкочастотных камертонов при достаточно низкой температуре наблюдается переход от диссипации за счёт акустического излучения к диссипации, обусловленной баллистическим рассеянием тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона.

Обнаружено, что в области низких частот, когда длина волны звука $\lambda > 0,6$ см, частота колебаний камертона в основном зависит от плотности He II, а параметр β практически постоянен. С уменьшением длины волны β растёт, достигая максимального значения при длине волны $\lambda = 2R$, что соответствует условию акустического резонанса. Это свидетельствует о влиянии на величину β акустического излучения, возбуждаемого камертоном в системе камертон – He II – цилиндрический корпус.

Чтобы избежать влияния акустического излучения измерения необходимо проводить с камертонами как можно меньших размеров, с низкими резонансными частотами и с размерами цилиндрических ячеек таковыми, чтобы выполнялось условие $\lambda \gg R$.

РАЗДЕЛ 3

СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХТЕКУЧИЕ ЖИДКОСТИ

В подразделе 1.1 Раздела 1 приведены результаты экспериментов по исследованию градиентов температуры и концентрации, в которых при малых мощностях теплового потока, направленного вертикально вверх (подогрев снизу), определялись теплопроводность сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с концентрациями 9,8 и 5,0 % ^3He и коэффициент термодиффузии для раствора с концентрацией 9,8 % ^3He . При достижении мощностей теплового потока, превышающих 6 мкВт/см², зависимости градиентов температуры и концентрации от теплового потока отклоняются от линейных. Это хорошо видно на рис. 1.4. Такое отклонение связали с появлением конвективного течения исследуемой жидкости, однако механизм, вызывающий такое течение жидкости, предложен не был [16]. Более того, нагрев раствора снизу, казалось бы, должен приводить к равновесному состоянию, так как в верхней части ячейки концентрация ^3He увеличивается, а плотность раствора соответственно уменьшается, что не должно вызывать конвективных течений. Это противоречие потребовало дополнительных исследований, направленных на выяснение природы физического механизма, который вызывает конвективное течение исследуемой жидкости.

3.1 Конвективное течение в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$

Как известно, конвекцией называют перенос тепла с помощью потока вещества в жидкостях или газах. Обычно конвекция возникает в гравитационном поле при нагреве вещества снизу. В этом случае нагретая менее плотная жидкость под действием выталкивающей силы Архимеда перемещается в направлении, противоположном силе тяжести, вытесняя более плотную холодную жидкость (газ) в противоположном направлении, что в конечном итоге приводит к

выравниванию температуры в жидкости. Такое движение называют конвективным, а замкнутые потоки образуют ячейку конвекции (ячейки Бенара). Конвективное течение может возникать не только при наличии градиента температуры, но и при наличии градиента концентрации в растворах. Потоки вещества могут появляться и вблизи границы раздела между двумя фазами. Это возможно, когда коэффициент поверхностного межфазного натяжения зависит от температуры. При этом градиент температуры вдоль межфазной границы вызывает термокапиллярные эффекты, приводящие к неустойчивости границы (так называемый эффект Марангони).

3.1.1 Конвективная неустойчивость. Механизмы, вызывающие конвективную неустойчивость в жидкостях и газах. В поле силы тяжести жидкость, имеющая плотность $\rho(T)$, находится в механическом равновесии, если сила тяжести уравновешивается силой давления, то есть выполняется условие $\rho(T)g = \nabla P$, где P - давление, g - ускорение свободного падения. В меру зависимости плотности вещества от температуры и при наличии градиента температуры ∇T условие равновесия в определённых местах газа или жидкости может нарушиться, жидкость станет неустойчивой, и менее плотная среда под действием сил Архимеда начнёт всплывать, вытесняя более плотную. Движение жидкости со скоростью ν сопровождается потоком тепла $\rho(T)C_p\nu|\nabla T|$ (C_p - теплоёмкость при постоянном давлении), изменяющим температуру жидкости на величину $\Delta T^* \approx \nu \nabla T h^2 / \chi$, где h - характерный масштаб движения вещества в жидкости или газе, $\chi = \kappa / \rho C_p$ - коэффициент температуропроводности, κ - коэффициент теплопроводности. Если нагретая часть жидкости перемещается, она оказывается в области с другой температурой, что вызывает дополнительную подъёмную силу (силу плавучести) $\rho \beta_T \Delta T^* g$, действующую на эту часть жидкости. Здесь $\beta_T = -(1/\rho) \partial \rho / \partial T$ -

коэффициент теплового расширения. Полагая положительным направление вверх, противоположное направлению действия силы тяжести вниз, приходим к выводу, что если $\beta_T > 0$, условием возникновения непрерывного движения жидкости должен быть нагрев снизу, когда её более холодный слой находится выше горячего слоя. Если бы нагрев осуществлялся сверху, сила плавучести возвращала бы более нагретую жидкость обратно в более нагретые области, то есть равновесие среды было бы устойчивым. Кроме того, условием нарушения равновесия является то, что сила плавучести должна превышать вязкие силы $\rho\nu/h^2$, где $\nu = \eta/\rho$ - коэффициент кинематической вязкости. Комбинируя эти два условия, получаем $\rho\beta_T g \nabla T_C h^4 = \rho\nu\chi$, где ∇T_C - критическое значение градиента температуры. Конвективное движение под действием сил плавучести начинается при выполнении условия Буссинеска $\nabla T > \nabla T_C$. Это условие эквивалентно следующему условию, которое в терминах критического числа Рэлея Ra_C имеет вид:

$$Ra_C = \frac{\beta_T g \nabla T_C h^4}{\nu\chi} \sim 1. \quad (3.1)$$

Выражение (3.1) только качественно описывает начало конвективного течения при подогреве снизу. В реальных системах, например в тонких слоях, как показывает теория [164], в любых жидкостях или газах, ограниченных и сверху, и снизу твёрдой непроницаемой стенкой, конвективное течение может начинаться при $Ra > \pi^4 \cdot 27/4 \approx 660$. При этом, согласно экспериментальным данным, в системах анализируемых в [164] конвективное течение начинается при ещё бóльших значениях числа Рэлея $Ra \approx 1700$.

Поведение чистого ${}^4\text{He}$ при температурах выше температуры сверхтекучего перехода T_λ такое же, как и классической жидкости. При

$T < T_\lambda$ в He II появляется сверхтекучая компонента, а теплопроводность стремится к бесконечности, что практически исключает конвективное течение. То есть, теплоперенос в He II совершенно отличается от теплопереноса в нормальном ^4He (He I). Ситуация существенно иная даже в слабых растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Эта система также становится сверхтекучей, но за счёт примеси ^3He , которая входит в состав нормальной компоненты сверхтекучего раствора, имеет, в отличие от He II, конечную теплопроводность. Поэтому в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ конвективное течение возможно.

В работе [165] с использованием двухжидкостной модели Ландау – Халатникова [62] теоретически было показано, что в слабых растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ при нагреве жидкости сверху в цилиндре диаметром d и высотой h (отношение $d/h = 1$) критическое число Рэлея для начала конвекции составляет $Ra \approx 2262$. В работах [164,166] было показано, что условия начала конвективного движения зависят от геометрии ячейки. Расчёт критического числа Рэлея приведен на рис. 3.1, где видно, что с

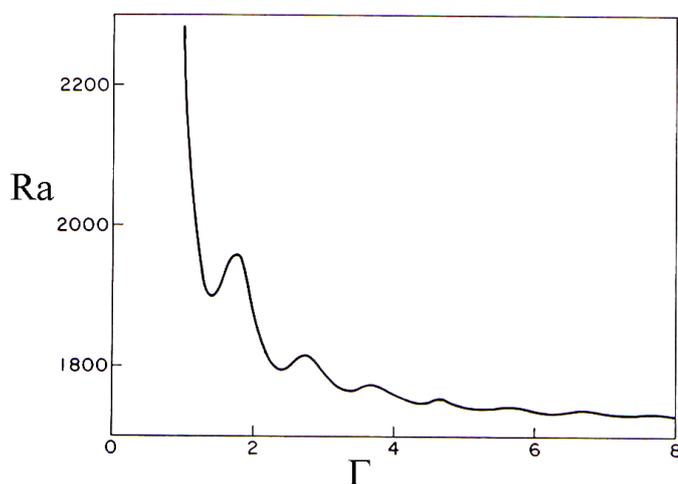


Рис. 3.1. Критическое число Рэлея начала конвективного течения для цилиндрической ячейки в зависимости от отношения длины h и радиуса R ячейки $\Gamma = R/h$ [166].

уменьшением толщины слоя жидкости критическое число Рэлея стремится к значению 1700. В этих работах показано, что теплоперенос в сверхтекучих растворах происходит так же как в классической однокомпонентной системе, и в зависимости от геометрии ячейки и концентрации раствора значения критических градиентов температуры будут различны

3.1.2. Конвективная неустойчивость, определяемая градиентом концентрации. Как уже отмечалось, градиент температуры в растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ приводит к градиенту концентрации, что означает разную плотность раствора в различных частях измерительной ячейки, что сказывается на возникновении конвективного движения. Влияние градиента концентрации на начало конвективного течения описывается концентрационным числом Рэлея Ra_x [164]. Это число определяется аналогично температурному числу Рэлея Ra_T , с тем отличием, что градиент температуры ∇T в температурном числе Рэлея заменяется градиентом концентрации ∇x , а коэффициент температуропроводности – коэффициентом диффузии D :

$$Ra_x = \frac{\beta_x g \nabla x h^4}{\nu D}, \quad (3.2)$$

где $\beta_x = -(1/\rho)\partial\rho/\partial x$ - концентрационный коэффициент расширения.

Теоретические исследования процессов конвекции в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ также были проведены в работах [18,24,167–172]. Были получены нелинейные уравнения, описывающие конвекцию с учетом двухжидкостных эффектов, и проанализировано влияние температуры и концентрации на конвективную неустойчивость растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Влияние концентрации учитывалось в определении эффективного коэффициента расширения β_{eff} , учитывающего изменение плотности раствора, как за счёт температуры, так и за счёт

концентрации (к более детальному описанию β_{eff} вернёмся в параграфе 3.1.5).

3.1.3. Конвективное течение при наличии термокапиллярных сил на границе раздела между двумя фазами. Конвективное движение жидкости возможно также, когда на границе раздела двух фаз существуют термокапиллярные силы, пропорциональные $\alpha\Delta T^*$, где $\alpha = \partial\sigma / \partial T$, σ - зависящий от температуры коэффициент поверхностного натяжения. Термокапиллярная сила ориентирована в плоскости границы раздела от всплывшего к ней нагретого фрагмента жидкости. Аналогично обычной тепловой конвекции, для начала конвективного течения необходимо, чтобы термокапиллярная сила превзошла вязкую силу $\rho\nu v / h^2$, что приводит к возникновению движения жидкости вдоль фазовой границы. Процесс характеризуется числом Марангони Ma :

$$Ma = \frac{\alpha\Delta Th^2}{\rho\nu\chi}, \quad (3.3)$$

причём считается, что коэффициент поверхностного натяжения записывается как $\sigma(T) = \sigma_0(0) - \alpha\Delta T$, где $\sigma_0(0)$ - его значение при нулевой температуре.

При достаточно большой разности температур ΔT величина $Ma \geq 1$, что считается условием начала конвективного течения под действием капиллярных сил [164].

3.1.4. Конвективное течение в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$, подогреваемом снизу. Анализ экспериментальных данных и поиск основного механизма, вызывающего конвективную неустойчивость, описанную выше, приводится в данном разделе. Экспериментальные данные получены в трёх сериях измерений:

1. Измерения градиентов температуры при различных

температурах ячейки, при этом определялась температурная зависимость критического числа Рэлея, так же как это было сделано в работах [18, 24, 167–172], по началу отклонения от линейной зависимости;

2. Одновременные измерения температуры и концентрации при различных температурах, это позволяло определить температурную зависимость температурного и концентрационного числа Рэлея (Ra_T , Ra_x) одновременно;

3. исследования влияния расслоения на конвективное течение при различных температурах исследуемого раствора и непосредственно исследование расслоения в растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Для проведения экспериментов использовалась измерительная ячейка, применяющаяся ранее для определения коэффициента теплопроводности и показанная на рис. 1.1,а, с тем отличием, что теперь расстояния между термометрами в разных сериях экспериментов были различны. В первой серии экспериментов для исследования температурной зависимости начала конвективного течения расстояние между термометрами составляло 11 мм, и измерялся в основном градиент температуры в ячейке. Во второй серии экспериментов, когда детально исследовали различные режимы конвективного течения и определяли числа Рэлея Ra_T и Ra_x , расстояние между термометрами составляло 27 мм. При этом высота ячейки в обеих сериях экспериментов была одинакова и составляла 48 мм.

Нагреватель, создающий тепловой поток мощностью \dot{Q} , как и при измерениях теплопроводности, располагался в нижней части ячейки, а для обеспечения более однородного потока тепла непосредственно над нагревателем была установлена медная сетка из проволоки диаметром 60 мкм и размером ячейки 130 мкм.

Верхний датчик концентрации располагался на расстоянии 1 мм от верхней границы ячейки, при температуре 150 мК граница расслоения фаз находилась внутри датчика, а верхняя его часть была заполнена концентрированной фазой. Процесс изменения концентрации раствора в ячейке под действием градиента температуры проиллюстрирован на рис. 3.3. Ниже приведены типичные зависимости регистрируемых в эксперименте градиентов температуры ∇T и концентрации ∇x в зависимости от мощности теплового потока \dot{Q} при различных средних температурах между датчиками.

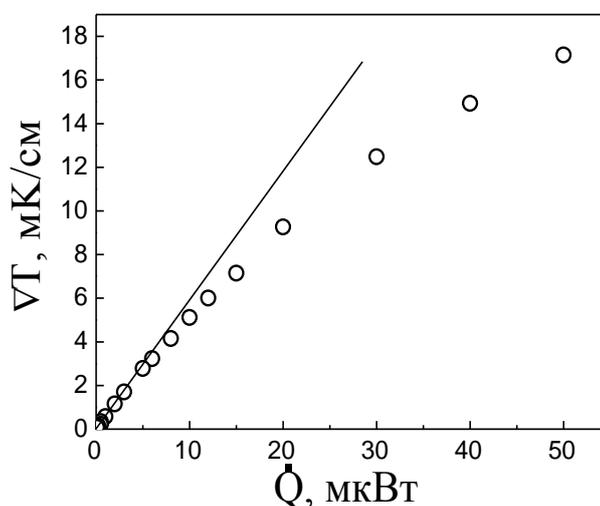


Рис. 3.2. Зависимость градиентов температуры от мощности, выделяемой на нагревателе при температуре 150 мК.

На всех зависимостях наблюдаются изломы при некоторых критических значениях мощности \dot{Q}_{cr} , которые свидетельствуют о росте эффективного коэффициента теплопроводности жидкости $\kappa_{eff} = \dot{Q} / \Delta T$, что естественно связать с возникновением конвективного переноса тепла.

Критические значения температурного градиента ∇T_{cr} при соответствующих критических значениях мощности теплового потока \dot{Q}_{cr} приведены на рис. 3.4 в зависимости от средней температуры

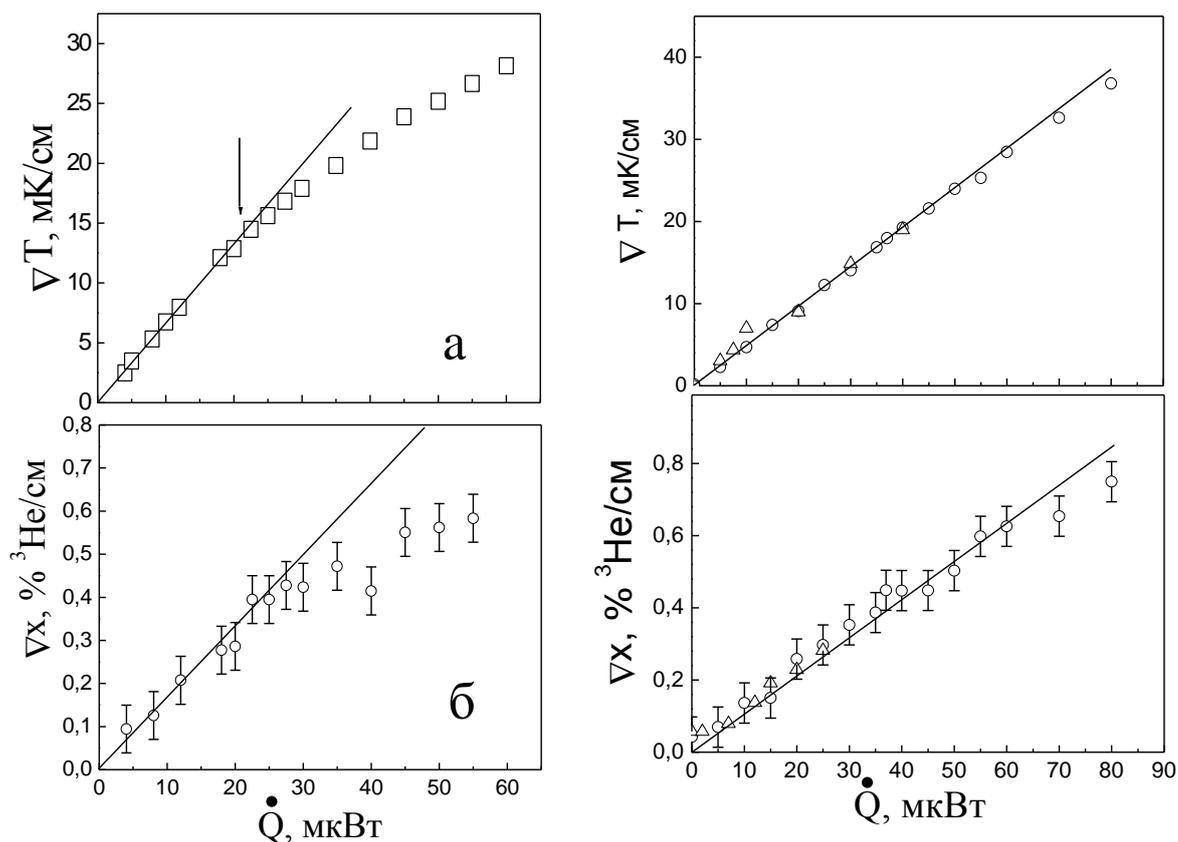


Рис. 3.3. Зависимость градиентов температуры и концентрации от мощности, выделяемой на нагревателе при температуре 270 мК и 480 мК.

жидкости. Экспериментальные данные на рисунке относятся к первой (■) и второй (○) сериям экспериментов. Градиент температуры вызывает градиент концентрации, причем концентрация в верхней холодной части ячейки увеличивается, и при определенных градиентах температуры концентрация раствора соответствует концентрации фазового расслоения. Рассчитанный градиент температуры ∇T_S , необходимый для расслоения, на рис. 3.4 показан пунктирной линией. Этот градиент определялся следующим образом. Температура T_m всегда выше температуры верхнего фланца и отличается от температуры расслоения T_S на фазовой диаграмме раствора ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. Температура верхнего фланца считается равной температуре плиты камеры растворения, она измерялась термометром сопротивления. Зная геометрические размеры

ячейки и учитывая измеренный в эксперименте градиент концентрации в ячейке, можно определить зависимость ∇T_s от T_m .

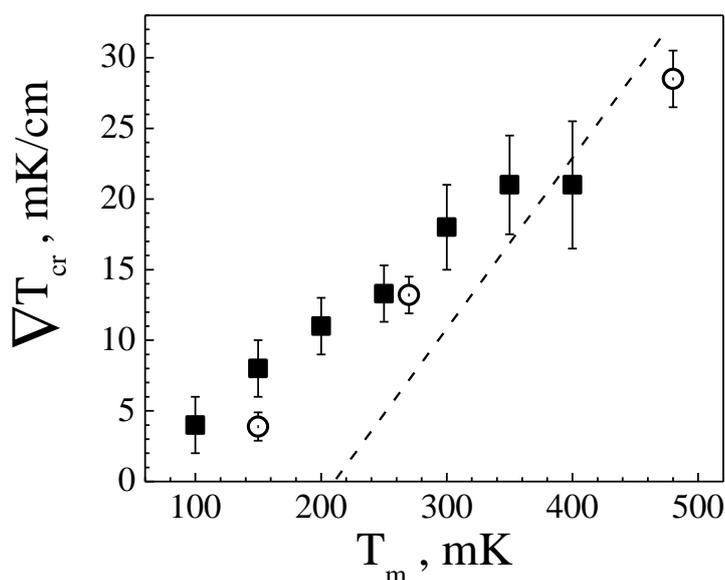


Рис. 3.4. Градиент температуры, соответствующий началу конвективного течения в зависимости от средней температуры исследуемого раствора T_m .

На рис. 3.4 видно хорошее согласие между экспериментальными данными обеих серий измерений.

Изменение характера теплопередачи при появлении конвекции четко проявляется на зависимости числа Нуссельта $Nu = \kappa_{eff} / \kappa$ от мощности, выделяемой на нагревателе. Число Нуссельта показывает, что при отсутствии конвекции измеряемое $\kappa_{eff} = \kappa$, то есть измеряется истинная теплопроводность раствора, а $Nu = 1$. С появлением конвективного течения κ_{eff} начинает увеличиваться в зависимости скорости течения и соответственно число Нуссельта увеличивается ($Nu > 1$). Данная зависимость показана на рис. 3.5 для трёх температур. Видно, что при тепловой мощности \dot{Q} меньше критической \dot{Q}_{cr} имеем $Nu = 1$ - пунктирная линия, что соответствует диффузионному

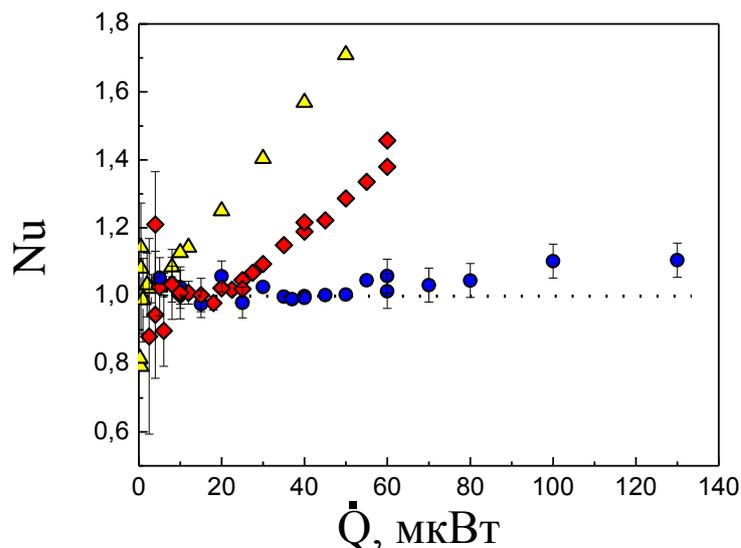


Рис. 3.5. Зависимость числа Нуссельта от величины теплового потока при температурах: \triangle - 150; \diamond - 250 мК; \circ – 480 мК. Пунктирной линией показано значение числа $Nu = 1$ [152].

механизму распространения тепла. При $\dot{Q} \gg \dot{Q}_{cr}$, когда имеется конвективное течение, $Nu \geq 1$, а теплоперенос определяется конвективным механизмом. Как видно из рис. 3.5, угол наклона на зависимостях $Nu(\dot{Q})$ в конвективной области увеличивается с понижением температуры. Увеличение угла наклона с понижением температуры свидетельствует об увеличении скорости движения жидкости в конвективном потоке раствора от мощности теплового потока [179].

3.1.5. Стационарная конвекция. Критическое температурное число Рэлея. Полученные значения температурных градиентов для начала конвективного течения дают возможность определить соответствующие числа Рэлея. В случае растворов формула для Ra_T отличается от выражения (3.1), справедливого для чистой жидкости, поскольку в растворах конвекция может возникнуть как за счёт

неоднородности температуры, так и из-за неоднородности концентрации. Для сверхтекучих растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ формула (3.1) приобретает вид [142,168-169,173]:

$$\text{Ra}(\beta) = \frac{|\beta_{\mu_4,P}| g \nabla T h^4}{\nu_n \chi_{\text{eff}}}, \quad (3.4)$$

где $\nu_n = \eta_n / \rho_n$ – кинематическая вязкость нормальной компоненты раствора с плотностью ρ_n , $\chi_{\text{eff}} = \kappa_{\text{eff}} / (\rho C_P)$ – эффективный коэффициент температуропроводности. Коэффициент теплового расширения $\beta_{\mu_4,P}$ при постоянном химическом потенциале ${}^4\text{He}$ в растворе μ_4 имеет вид [19, 142]

$$\beta_{\mu_4,P} = \beta_T - \frac{\gamma c}{T} \beta_C, \quad (3.5)$$

где $\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P,c}$ – обычный коэффициент теплового расширения жидкости; c – массовая концентрация раствора, связанная с молярной концентрацией x соотношением: $c = (m_3 x) / (m_3 x + m_4 (1-x))$ (m_3 , m_4 – массы атомов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, соответственно); $\beta_C = -\rho^{-1} (\partial \rho / \partial c)_{\mu_4 P}$; $\gamma = (\partial \ln c / \partial \ln T)_{\mu_4 P} = (T/c) \cdot (\partial \mu_4 / \partial T)_{c,P} / (\partial \mu_4 / \partial c)_{T,P}$.

Как показывают оценки, в условиях данного эксперимента обычный коэффициент теплового расширения раствора очень мал ($|\beta_T| \sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$), и в формуле (3.5) основной вклад вносит второй член, связанный с изменением плотности раствора за счёт изменения концентрации, который почти на два порядка больше первого. В итоге критическое число Рэлея Ra_{cr} , рассчитанное по (3.4) и чья температурная зависимость показана на рис. 3.6, для данного эксперимента оказывается $\sim 10^7 - 10^9$, что на много порядков больше величины Ra_T для стационарной конвекции Рэлея–Бенара при нагреве жидкости сверху [173]. Для сравнения на рис. 3.5 приведена температурная зависимость

температурного критического числа Рэля Ra_T , рассчитанного из экспериментальных значений критических градиентов температуры с использованием выражений (3.1).

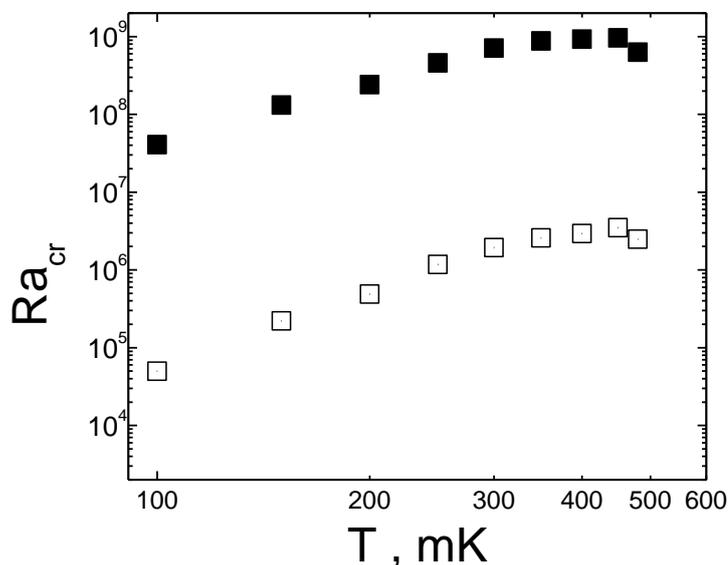


Рис. 3.6. Зависимость критических температурных чисел Рэля с использованием выражений □ - (3.1) и ■ - (3.4).

При рассмотрении конвективной неустойчивости бинарных растворов, как уже указывалось, основную роль играет неоднородность концентрации, которая определяется величиной концентрационного градиента, создаваемого тепловым потоком. Как мы уже отмечали выше, в этом случае в систему гидродинамических уравнений растворов при наличии в них как диффузионного потока вещества, так и теплового потока, входит, помимо температурного Ra_T из (3.1), еще концентрационное число Рэля Ra_χ (или число Шмидта), задаваемое (3.2) [164]. Градиент массовой концентрации ∇c , возникающий при наличии теплового потока в сверхтекучем растворе, измерялся вместе с градиентом температуры в зависимости от мощности теплового потока \dot{Q} , как в работе [19].

Для описания конвективной неустойчивости растворов обычно рассматривают некоторую комбинацию чисел Ra_T и Ra_x . В условиях настоящего эксперимента наиболее адекватной, по-видимому, является модель ячейки как полости с непроницаемыми границами [164], когда равновесный поток вещества через стенки равен нулю, а диффузионный и термодиффузионный потоки взаимно компенсируются. В этом случае согласно [164], параметром, определяющим границу конвективной устойчивости раствора, является модифицированное число Рэлея

$$Ra^* = Ra_T (1 + \alpha^2 N)(1 + \varepsilon) - Ra_x, \quad (3.6)$$

совпадающее с выражением, введённым в работе [176]. Здесь

$\alpha = -k_T / T$, $N = \frac{T}{C_p} \left(\frac{\partial \mu}{\partial c} \right)_{T,P}$, μ - химический потенциал раствора,

$k_T = -\frac{\nabla c}{\nabla T} T$ - термодиффузионное отношение, а параметр ε описывает

связь между градиентами температуры и концентрации: $\varepsilon = -\frac{\beta_c}{\beta_T} \frac{\nabla c}{\nabla T}$.

Зависимость модифицированного критического числа Рэлея Ra^* от температуры приведено на рис. 3.7. Эта зависимость близка по порядку величины с критическим числом Рэлея, вычисленным по (3.4) и приведенного на рис. 3.6 для сравнения. Этот факт свидетельствует о близости подходов, используемых для описания конвективной неустойчивости растворов в [164] и [167-168,173].

Столь большие значения критических чисел Рэлея обусловлены тем, что при нагреве снизу и увеличении градиента температуры распределение плотности исследуемого раствора приводит ко всё более устойчивой ситуации, поскольку плотность сверху всегда меньше плотности жидкости внизу. Но и в этом случае может начинаться

конвективное течение [164,174-175], обусловленное так называемой нестационарной конвекцией.

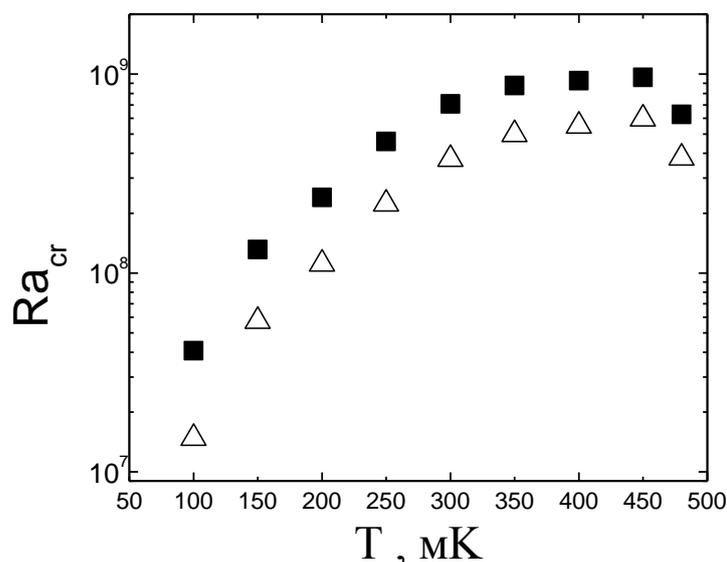


Рис. 3.7. Температурная зависимость критических чисел Рэля: Ra_{cr} , рассчитанное с использованием выражения (3.4) - ■, и модифицированное критическое число Рэля $(Ra_{cr})^*$, полученное с помощью (3.6) - △.

3.1.6. Нестационарное конвективное течение. Стационарная конвекция связана с аномальным термодиффузионным эффектом (уменьшением концентрации ^3He в нагретой части ячейки), когда величина k_T положительна. В сверхтекучем растворе ^3He - ^4He такая конвекция обычно осуществляется при нагреве сверху [15-17,19,176-177]. В то же время в работах [167,175] предсказана принципиальная возможность нестационарной колебательной конвекции при нагреве снизу. Возможность такой конвекции обусловлена тем, что в растворе релаксация температуры происходит гораздо быстрее, со скоростью второго звука, чем релаксация концентрации за счёт диффузионных процессов. Если выделить элемент объёма жидкости, находящийся на высоте h и имеющий температуру T_l и концентрацию x_l , то после его

адиабатического смещения на высоту $h + \delta h$ он окажется в жидкости, где окружающая температура T_2 , а концентрация x_2 , причем $T_1 > T_2$, $x_1 < x_2$. После температурной релаксации в элементе объёма установится температура T_2 , в то время, как концентрация его будет еще меньше c_2 , поскольку характерные времена релаксации температуры и концентрации сильно отличаются. По этой причине фрагмент оказывается тяжелее окружающей жидкости и в поле силы тяжести движется вниз. Время такого движения определяется диссипативными процессами, в ходе движения концентрация ${}^3\text{He}$ в элементе увеличивается в меру релаксации концентрации, что приводит к уменьшению плотности жидкого фрагмента, который в итоге на некоторой высоте станет легче окружающей жидкости, и за счет выталкивающей силы начнет подниматься вверх. Такое колебательное движение то вниз, то вверх означает начало колебательной – нестационарной конвекции.

Ранее колебательная конвекция в сверхтекучих растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ наблюдалась в экспериментах при нагреве сверху [174,177-178], в этом случае критическое число Рэлея, соответствующее колебательной конвекции, может на порядки превышать Ra_{cr} для стационарной конвекции. В наших экспериментах в пределах погрешности измерения температуры не было зарегистрировано осцилляций температуры, характерных для колебательной конвекции. Отметим, что в соответствии с теоретическим рассмотрением колебательной конвекции в сверхтекучих растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$, проведенным в работе [174], для её наблюдения при низких температурах (ниже ~ 0.8 К) требуются, по оценкам, слишком большие критические градиенты температуры, что делает реализацию такой конвекции в условиях данного эксперимента маловероятной.

3.1.7. Возможность конвективного течения в концентрированной фазе расслоившегося раствора. Исследуемый раствор при низких температурах представляет собой двухфазную систему, в которой верхняя концентрированная нормальная фаза при $T < 300$ мК представляет собой практически чистый ^3He . Появление конвективных течений в концентрированной фазе может вызвать конвекцию и в нижней разбавленной фазе раствора.

Толщина слоя концентрированной фазы h_3 определяется из фазовой диаграммы расслоения и закона сохранения количества ^3He в растворе:

$$h_3 = \left[\frac{k_T}{Tx_3} \nabla T + \left(\frac{x_0 - x_d}{x_3 - x_d} \right) \right] \frac{V}{S}, \quad (3.7)$$

где x_3 – концентрация ^3He в концентрированной фазе, x_0 и x_d – исходная концентрация ^3He в однородном растворе и концентрация ^3He в разбавленной фазе, соответственно, V и S – объём и площадь поперечного сечения измерительной ячейки.

Полагая, что концентрированная фаза расслоившегося раствора является однокомпонентной системой, состоящей из ^3He , можно рассчитать соответствующие значения числа Рэлея по формуле (3.1) с использованием известных данных о физических свойствах жидкого ^3He и значение толщины слоя этой фазы согласно (3.7). Расчёт, приведенный на рис. 3.8 показывает, что градиенты температуры, возникающие в концентрированной фазе, при которых в системе возникает конвекция, дают весьма малые значения числа Рэлея $Ra_{3C} \sim 1 - 100$, причем величина Ra_{3C} уменьшается с повышением температуры (рис. 3.8). При нагреве снизу распределение плотности жидкости по высоте концентрированной фазы таково, что в более теплой нижней части собирается более тяжелая компонента, что приводит к повышению

устойчивости системы. Это означает, что конвективное движение в концентрированной фазе, по-видимому отсутствует.

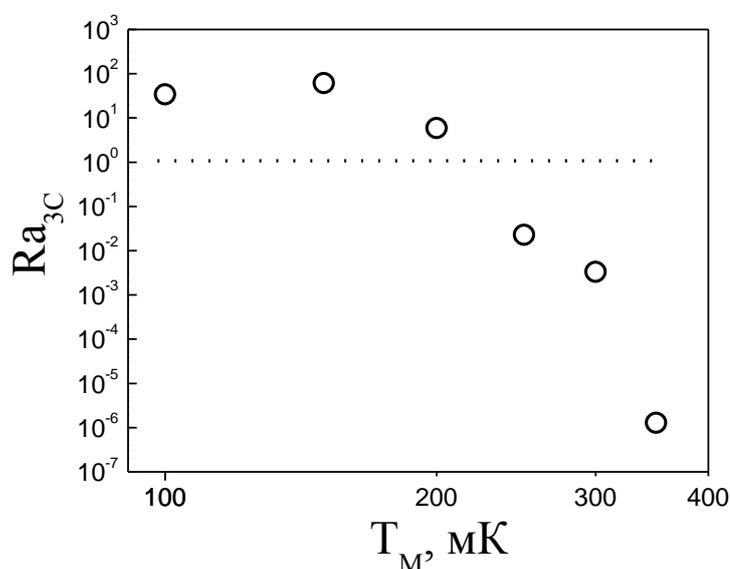


Рис. 3.8. Температурная зависимость критического числа Рэля для концентрированной фазы расслоившегося раствора при наличии градиента температуры в исследуемом растворе ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$.

3.2. Влияние границы фазового расслоения на конвективную устойчивость сверхтекучих растворов ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$.

При исследованиях возникновения конвективного течения в сверхтекучих растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ обращает на себя внимание то, что конвективная неустойчивость начинается практически с момента расслоения раствора на две фазы (см. рис. 3.4 и пояснения к рисунку). Конвективное течение усиливается по мере увеличения количества новой фазы расслоившегося раствора. Это хорошо видно на рис. 3.5, где с уменьшением температуры наклон на зависимости $Nu(\dot{Q})$ увеличивается. В настоящем подразделе анализируется конвективное течение, вызванное наличием границы раздела двух фаз в расслоившемся растворе.

3.2.1. Капиллярные эффекты на границе раздела расслоившихся фаз. В подразделе 3.1 отмечалось, что влияние капиллярных сил на начало конвективного течения определяется числом Марангони, т. е. условием (3.3). Для обычных жидкостей и газов критическое число Марангони достигает 78 [164], при его превышении появляется неустойчивость жидкости, определяемая капиллярными силами. Поскольку концентрированную фазу при низких температурах можно рассматривать как однокомпонентную систему, то в качестве входящих, согласно (3.3), в определение числа Марангони вязкости, плотности и температуропроводности можно взять соответствующие значения для ^3He . Результаты расчёта числа Марангони, для концентрированной фазы приведены на рис. 3.9, причём температурная зависимость критического числа Ma_c обусловлена, в основном, изменением толщины слоя концентрированной фазы при изменении температуры. При $T \leq 200$ мК критическое число Марангони по величине близко к критическим числам в обычных двухфазных системах.

На рис. 3.9 также приведены результаты расчёта критического числа Марангони для разбавленной фазы. Здесь при анализе удобно использовать следующее соотношение для коэффициента межфазного натяжения:

$$\sigma(T, x) = \sigma_0(0, 0) - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_x \Delta T - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_T \Delta x = \sigma_0(0, 0) - \alpha \Delta T \left[1 + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \frac{\Delta x}{\Delta T} \right], \quad (3.8)$$

где $\alpha = (\partial \sigma / \partial T)_x$.

Выражение (3.8) можно переписать в компактном виде

$$\sigma(T, x) = \sigma_0(0, 0) - \alpha \Delta \tilde{T}; \quad \Delta \tilde{T} = \Delta T \left[1 + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \frac{k_T}{T} \right], \quad (3.9)$$

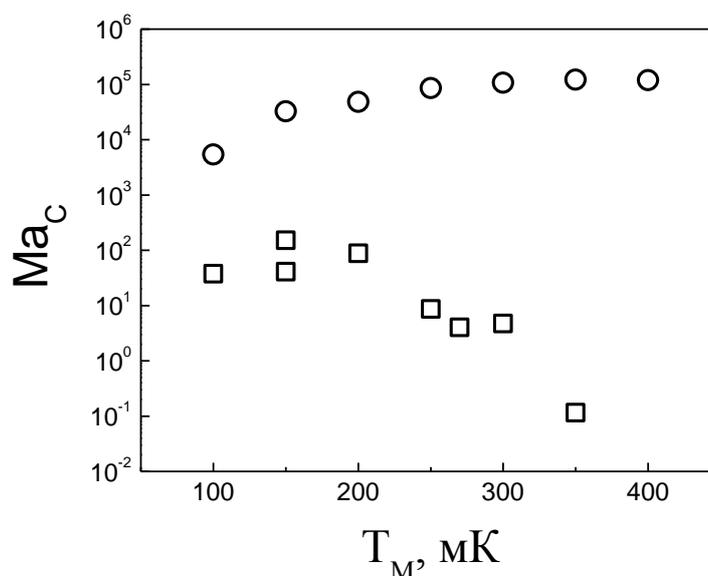


Рис. 3.9. Температурная зависимость критических чисел Марангони: # - концентрированная фаза; . - разбавленная фаза.

где производная $\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial x}\right)_s$ берётся вдоль линии расслоения.

Полученные числа Марангони для разбавленной фазы также приведены на рис. 3.9, а необходимые для расчета значения входящих в (3.3) параметров были взяты из работ [16-17]. Величина критического числа Марангони для нижней разбавленной фазы сверхтекучего раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ значительно выше, чем верхней концентрированной фазы.

Чтобы проанализировать, какой фактор, объёмный (определяющийся числом Рэлея) или поверхностный (определяющимся числом Марангони), оказывает большее дестабилизирующее влияние на устойчивость двухфазного раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$, целесообразно рассмотреть отношение критических чисел Марангони и Рэлея, Ma_c/Ra^* . Эта величина характеризует отношению вклада поверхностных капиллярных сил к соответствующему вкладу от объёмной подъёмной силы

$$\frac{Ma_c}{(Ra_c)^*} = \frac{\alpha \left[1 + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \frac{k_T}{T} \right]}{g\beta ph \left[1 + \alpha^2 N + \varepsilon \left(1 + \alpha^2 N + \frac{\chi}{D} \right) \right]}. \quad (3.10)$$

Значения отношения (3.10) приведены на рис. 3.10 для каждой из сосуществующих фаз.

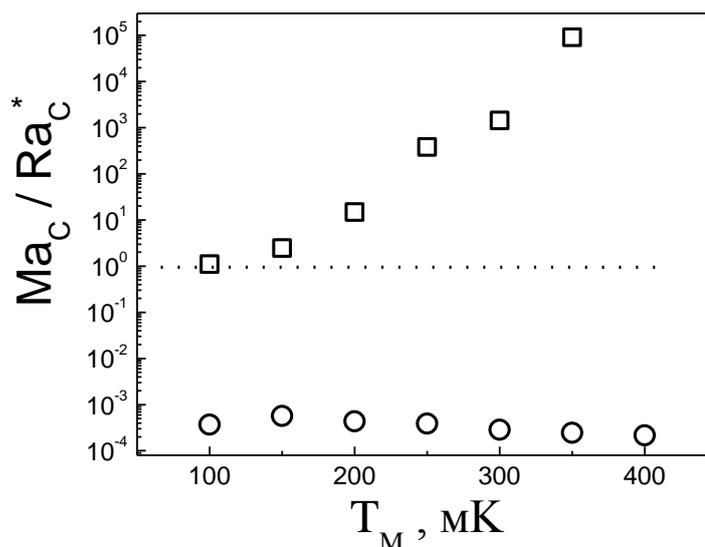


Рис. 3.10. Температурная зависимость отношения критических чисел Марангони и Рэлея для концентрированной (#) и разбавленной (.) фаз.

Основной вывод из результатов, показанных на рис. 3.10, состоит в том, что для концентрированной фазы отношение $Ma_c / Ra_c^* \gg 1$, особенно при высоких температурах, т. е. доминирующим дестабилизирующим фактором являются капиллярные силы на границе раздела. В то же время влияние этих сил на разбавленную фазу пренебрежимо мало по сравнению с влиянием объёмных подъёмных сил всплытия, поскольку $Ma_c / Ra_c^* \ll 1$. Это означает, что тепловая неустойчивость в расслоившемся растворе может быть инициирована капиллярными эффектами на границе расслоения, а наиболее чувствительной к капиллярной неустойчивости оказывается

концентрированная фаза особенно при $T \leq 200$ мК. В то же время, роль капиллярных сил уменьшается с повышением температуры.

На капиллярных силах сказывается наличие градиентов температуры или концентрации вдоль границы расслоения между двумя фазами. Градиенты температуры и концентрации могут появиться в том числе и благодаря краевым эффектам (мениск на межфазной границе) или из-за негоризонтальности ячейки.

3.2.2. Возбуждение конвективного течения в нерасслоившемся сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ (концентрация 5 % ^3He). Для оценки вклада капиллярных эффектов на границе фазового расслоения в развитие конвективного течения в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ на фоне «объёмного» вклада целесообразным представляется провести исследования возможности возбуждения конвективного течения в нерасслоившемся сверхтекучем растворе с концентрацией 5 % ^3He .

В эксперименте использовалась ячейка, показанная на рис. 1.1,б. Отличием данной конструкции являлось то, что высота ячейки составляла 29,5 мм, при этом диаметр оставался тем же, что и во всех предыдущих экспериментах [16-18].

Для устранения возможной неоднородности нагрева исследуемой жидкости нагревался весь нижний фланец ячейки, и тепло в исследуемую жидкость передавалось через плоскую, горизонтальную границу фланца. Причем плоскость фланца, передающая тепло исследуемой жидкости, была перпендикулярна оси симметрии ячейки. Юстировка горизонтальности фланца производилась при комнатной температуре с помощью жидкостного угломера. Ошибка горизонтальности составляла не более 1 градуса.

Еще одним отличием от конструкции ячеек на рис. 1.1,а является то, что кроме плоского горизонтального нагревателя использовался и нагреватель стенки, расположенный вертикально. Этот нагреватель был

предназначен для создания регулируемого вынужденного потока вещества и выяснения его влияния на тепловую неустойчивость в стационарном состоянии. Поток вещества вблизи вертикального нагревателя, приводящий к конвекции, возникает из-за зависимости плотности раствора от температуры. Нижний край нагревателя стенки располагался на одной высоте с плоским нагревателем, а его верхний край находился на высоте 3 мм от дна ячейки. Нагреватель стенки был намотан равномерно и бифилярно по наружной части нержавеющей стенки ячейки манганиновым проводом диаметром 0,06 мм. В начале эксперимента была измерена температурная зависимость сопротивления нагревателей с помощью четырёх-проводной схемы измерения. В исследуемой области температур сопротивления нагревателей не зависели от температуры, что в дальнейшем позволяло по току через нагреватель точно определять мощность, выделяемую на нём.

Термометры сопротивления располагались по оси цилиндра на расстоянии $2,56 \pm 0,05$ см друг от друга. Нижний термометр находился на расстоянии 3 мм от плоскости нижнего нагревателя, а верхний - на расстоянии 1 мм от теплообменника, находящегося в верхней части ячейки.

Методика создания теплового потока с мощностью \dot{Q} и измерения градиентов температуры ∇T была такой же, как и в предыдущих экспериментах.

Создаваемый тепловым потоком градиент температуры вызывал градиент концентрации, направленный вертикально вверх. Соотношение между градиентом температуры и градиентом концентрации обычно определяется термодиффузионным отношением $k_T = T \cdot \nabla x / \nabla T$. По оценкам для 5 % раствора при максимально используемой мощности теплового потока увеличение концентрации раствора в верхней

холодной части ячейки составляло 0,3 % ^3He , что было недостаточно для начала фазового расслоения.

Данные по измерениям градиентов температуры в 5 % растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ приведены на рис. 3.11.

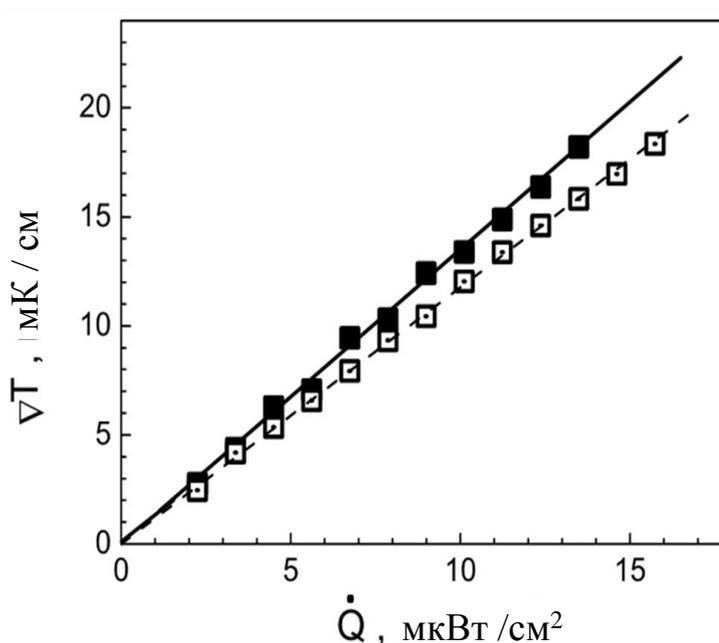


Рис. 3.11. Зависимость градиента температуры от мощности теплового потока в 5 % растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ при температуре 270 мК. Сплошная и пунктирные линии соответствуют линейной зависимости, проведенной по экспериментальным данным.

Видно, что зависимость ∇T от \dot{Q} представляет собой прямую, наклон которой определяется истинной теплопроводностью жидкости, не связанной с движением вещества (■). При этом значения коэффициента теплопроводности, полученные в экспериментах с горизонтальным нагревателем, находятся в хорошем согласии со значениями коэффициента теплопроводности, приведенными на рис. 1.7, и данными работы [57]. При использовании вертикального нагревателя зависимость ∇T от \dot{Q} также оставалась линейной (□), но наклон прямой на данной зависимости несколько уменьшился (пунктир), что свидетельствует об увеличении коэффициента

теплопроводности. Объяснением такого поведения является возникновение конвективного движения, которое сопровождается ростом теплопроводности и появлением дополнительного потока вещества. Причём в случае с вертикальным нагревателем такое движение вещества наблюдалось начиная с минимальных плотностей теплового потока, используемых в эксперименте.

Таким образом, видно, что вертикальный нагреватель вызывает конвективное течение даже при малых мощностях теплового потока, причем скорость конвективного течения прямо пропорциональна мощности теплового потока.

3.2.3. Развитие конвективной турбулентности в расслоившемся сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Как было показано в многочисленных экспериментальных и теоретических работах и отмечалось в обзоре [179], конвективное течение при больших скоростях потока жидкости переходит в турбулентное течение вещества путём дробления и уменьшения размера конвективных ячеек. Это происходит, соответственно, при достаточно больших числах Рэлея. Интересным представляется, как и в обзоре [179], сопоставить критическое число Рэлея и число Прандтля $Pr = \frac{\eta C_p}{\kappa}$, что сделано на рис. 3.12. На рис. 3.12 условно выделены три области различного поведения любого жидкого или газообразного вещества в зависимости от числа Прандтля. При малых Ra процесс передачи тепла осуществляется за счет истинной теплопроводности вещества (ниже пунктирной линии), с увеличением Ra и больших Pr (вне зависимости от вещества) наблюдается переход от обычного передачи тепла к конвективному, то есть появляется конвективное течение, в дальнейшем с увеличением Ra происходит переход к турбулентному течению. Что, по-видимому, приводит к разбиению ячеек конвективных потоков на замкнутые конвективные ячейки меньшего размера. В тоже время при

малых Pr с увеличением Ra практически сразу формируется турбулентное течение. Для чистого ${}^4\text{He}$ $0,4 < Pr < 0,8$, а для растворов с различной концентрацией ${}^3\text{He}$ и при разных температурах $0,5 < Pr < 1,5$. То есть числа Прандтля для растворов таковы, что область конвективного течения вплотную примыкает к области турбулентного течения. Таким образом, в сверхтекучем растворе турбулентное движение возникает практически сразу после начала конвективного течения. Иными словами, конвективное течение может вызвать образование турбулентного течения, которое в свою очередь вызовет появление квантованных вихрей.

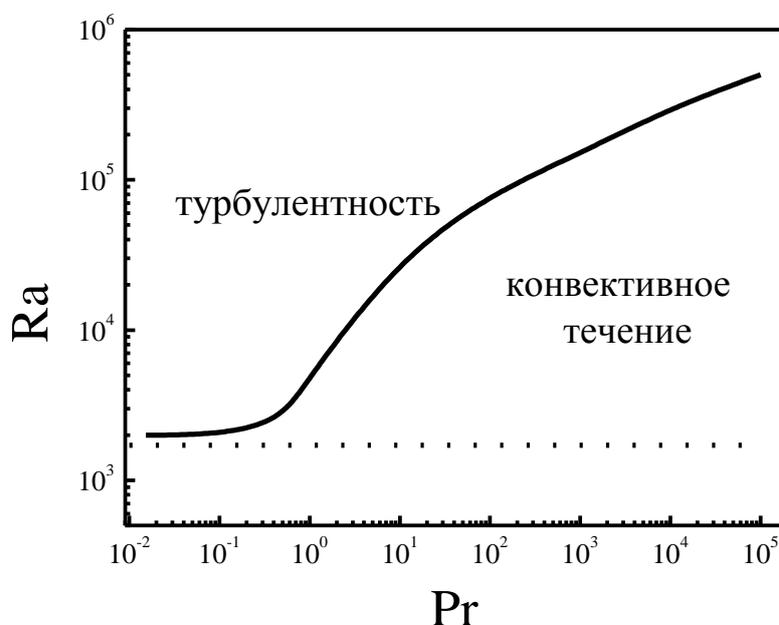


Рис. 3.12. Зависимость критического числа Рейли начала стационарной конвекции [179].

Для исследования возникновения и развития конвективно-турбулентного течения и влияния фазового расслоения раствора на этот процесс в настоящей работе проведены эксперименты с раствором с концентрацией $x = 9,5\%$ ${}^3\text{He}$, в котором происходит расслоение.

В измерениях использовалась ячейка, показанная на рис. 1.1,б, та же, что использовалась в экспериментах, описанных в параграфе 3.2.2.

Методика измерений основана, как и ранее, на использовании горизонтального и вертикального нагревателей. Первичные экспериментальные данные приведены на рис. 3.13.

Для того, чтобы произошло расслоение раствора, необходимо было создать градиенты температуры бóльшие, чем те, что были использованы при исследовании критических чисел Рэлея (см. подраздел 3.1). Это связано с тем, что концентрация раствора меньше ранее используемой [23].

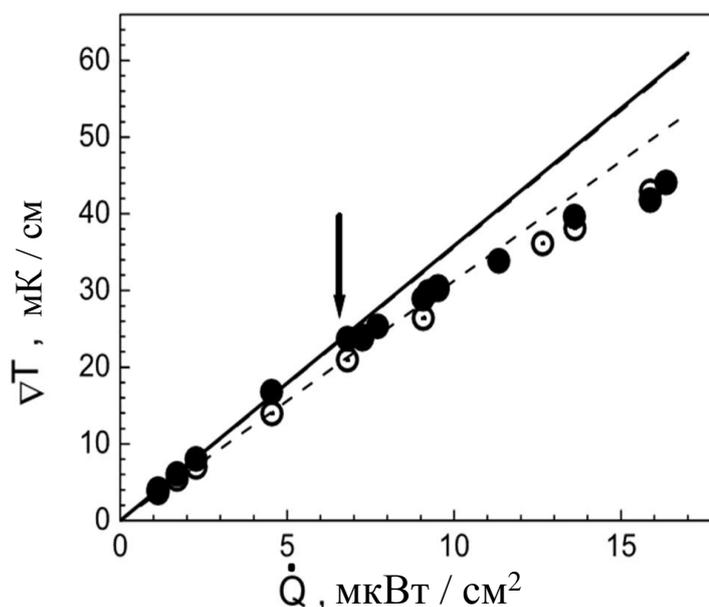


Рис. 3.13. Зависимость градиента температуры от мощности теплового потока в 9,5 % растворе ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ при температуре 270 мК. ● - данные полученные с использованием горизонтального нагревателя дна, ○ - данные полученные с использованием вертикального нагревателя стенки.

Как и в 9,8 % растворе характер зависимости ∇T от \dot{Q} для раствора с концентрацией 9,5 % ${}^3\text{He}$ такой же (см. рис.3.3), при малых \dot{Q} зависимость линейная, определяющаяся теплопроводностью раствора. С увеличением \dot{Q} наблюдается излом, при $\dot{Q}_c = 6,6 \text{ мкВт/см}^2$, показанный стрелкой на рис. 3.13, что свидетельствует о появлении

дополнительного механизма переноса тепла за счет движения жидкости. Как будет показано в параграфе 3.3.4 данного раздела, такое поведение связано, по-видимому, с неустойчивостью волн Кельвина-Гельмгольца на границе расслоения. Этому значению \dot{Q}_C соответствует градиент температуры $\nabla T \approx 24$ мК/см, что, согласно с результатами [22,23], достаточно для начала фазового расслоения в верхней части ячейки. Такое совпадение может свидетельствовать в пользу того, что возникновение неустойчивости связано с фазовым расслоением раствора.

Что касается влияния дополнительного конвективного потока вещества вблизи стенки ячейки, возникающего при включении бокового нагревателя (открытые кружочки рис. 3.13), то, как и в случае 5 % раствора (открытые квадраты на рис. 3.11), он приводил, в пределах точности измерений, только к изменению наклона кривой $\nabla T(\dot{Q})$, то есть к росту коэффициента теплопроводности.

В случае сверхтекучего раствора с концентрацией 9,5 % ^3He , в условиях данного эксперимента, значение критического градиента ∇T_C соответствует критическому значению числа Рэлея $Ra_C \approx 7 \cdot 10^7$ (см. формулу (3.4)), такому же, как в предыдущих наших экспериментах [17,19].

При наличии тепловой неустойчивости в рассмотрение обычно вводят эффективный коэффициент теплопроводности κ_{eff} , который для различных веществ [179] зависит от относительного числа Рэлея по закону:

$$\left(\kappa_{eff} / \kappa\right) \approx \left(Ra / Ra_C\right)^b, \quad (3.11)$$

где показатель $b = 0.31 \pm 0.03$. Режим теплопроводности, описываемый с помощью κ_{eff} , называют конвективной турбулентностью [179].

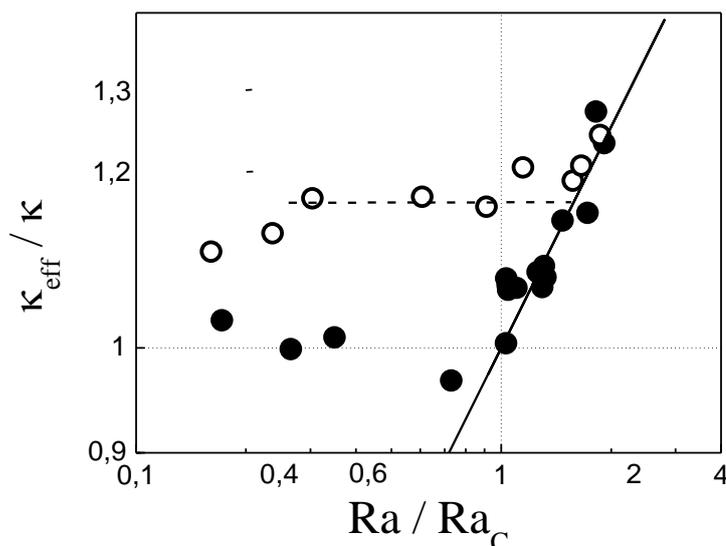


Рис. 3.13. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности от относительного числа Рэля при 270 мК (в двойном логарифмическом масштабе), ● - экспериментальные данные с использованием горизонтального нагревателя, ○ - вертикального нагревателя. Сплошная линия соответствует зависимости $(Ra/Ra_C)^{0,31}$, пунктирная линия соответствует значению $k_{eff}/k=1,16$, а точечная - $k_{eff}/k=1$.

Результаты, полученные в данном эксперименте, для обоих режимов нагрева – горизонтального и вертикального нагревателей, показаны на рис. 3.14. Сплошная прямая линия на рис. 3.14 соответствует значению показателя $b = 0,31 \pm 0,04$, согласующемуся с условием (3.11). То есть, наблюдаемая в эксперименте тепловая неустойчивость может быть отнесена к конвективной турбулентности. При этом, как указывалось выше, ключевую роль в возникновении неустойчивости играет фазовое расслоение.

На рис. 3.13 также приведены данные по k_{eff}/k для вертикального нагревателя. Как было показано в параграфе 3.2.2, вертикальный нагрев приводит к вертикальному потоку вещества, увеличивающий теплопроводность (незаполненные кружочки) на постоянную величину

$\kappa_{eff}/\kappa=1,16$ (горизонтальная пунктирная линия). При самых больших Ra/Ra_C , достигнутых в эксперименте, коэффициент теплопроводности начинает резко возрастать, выходя на зависимость (3.11). Такое возрастание можно связать с началом турбулентного течения жидкости [179].

3.3. Зародышеобразование, пересыщение и расслоение сверхтекучих растворов ^3He - ^4He при наличии теплового потока

При исследовании возникновения и развития тепловой неустойчивости в сверхтекучем растворе до начала выполнения настоящей работы оставались невыясненными условия для появления конвективной турбулентности в расслоившемся растворе. Для исследования этого вопроса необходимо было провести исследования кинетики зародышеобразования в растворе в процессе установления стационарного градиента температуры и концентрации по высоте ячейки.

Исследование процессов зародышеобразования при фазовом расслоении сверхтекучих растворов привлекает внимание по двум причинам. Во-первых, в рассматриваемой системе из-за отсутствия примесей можно было бы ожидать реализации гомогенного зародышеобразования и метастабильного состояния (пересыщение по концентрации), во-вторых, при очень низких температурах должен произойти переход от термоактивационного к квантовому зародышеобразованию.

Первые теоретические оценки величины пересыщения при возникновении метастабильного раствора были проведены в работе [180], а последующие эксперименты [181-183] дали ряд неожиданных результатов. В ходе экспериментов фазовое расслоение инициировалось разными методами – методом непрерывного изменения концентрации

при постоянной температуре и давлении [181], методом декомпрессии [183], методом изменения концентрации и давления при постоянной температуре [182]. Во всех случаях при низких температурах достигались пересыщения концентрации $\Delta x = 0,3 - 1,4$ % ^3He вместо $\Delta x = 6 - 10$ %, предсказываемых теорией гомогенного зародышеобразования.

Причина такого несоответствия, как было показано в [13,184], связана с наличием в сверхтекучем растворе специфических “дефектов” – квантованных вихрей, которые «затягивают» в свой кор атомы ^3He [93,185] и представляют собой зародыш концентрированной фазы при расслоении раствора. Отметим что в экспериментах [181-183] вихри в сверхтекучей жидкости могли возникать случайным не контролируемым образом. Было бы интересно исследовать зародышеобразование в сверхтекучем растворе в условиях, когда квантованные вихри могут генерироваться специальным образом, например с помощью теплового потока, вызывающего конвективную турбулентность.

3.3.1. Исследования релаксация температуры и концентрации.

Для исследования гетерогенного зародышеобразования в сверхтекучем растворе в эксперименте проводились исследования раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с начальной концентрацией 9,4% ^3He при температуре 228 мК и давлении около 0,38 бара [23]. Температура расслоения такого раствора в отсутствии теплового потока составляет 210 мК. Тепловой поток мощности $\dot{Q} = 15$ мкВт/см² создавался плоским нагревателем, расположенным в нижней части ячейки. Температура и концентрация ^3He регистрировались двумя термометрами из RuO_2 и двумя емкостными датчиками концентрации, расположенными в верхней и нижней частях ячейки. Все датчики температуры и концентрации были расположены так, чтобы после расслоения они находились в нижней

разбавленной фазе исследуемого раствора. Конструкция ячейки показана на рис. 1.1,б.

После включения теплового потока температура и концентрация в сверхтекучем растворе изменялись от значений, соответствующих $\dot{Q}=0$, до своих новых стационарных значений. Такой процесс релаксации сопровождается встречным движением сверхтекучей и нормальной компонент. При этом сверхтекучая компонента двигалась к нагревателю, а нормальная компонента раствора - к холодной верхней части ячейки. Таким образом, создавался градиент температуры и концентрации вдоль вертикальной оси ячейки, причём концентрацию раствора в верхней её части можно было увеличивать более чем 1 % ^3He . Начало фазового расслоения регистрировалось по резкому изменению концентрации, о чём свидетельствовали емкостные датчики концентрации. Типичное поведение температуры и концентрации в зависимости от времени показаны на рис. 3.14. В течение первых ~ 800 секунд концентрация ^3He в нижней части ячейки уменьшается (кривая 1, рис. 3.14,б), а в верхней части ячейки увеличивается (кривая 2 на том же рисунке). Это обусловлено тем, что при включении теплового потока ^3He вместе с нормальной компонентой раствора движется к верхней более холодной части ячейки. Затем в момент времени, обозначенный стрелкой на кривой 2, верхний датчик концентрации показывает резкое уменьшение концентрации, что связано с началом фазового расслоения и формированием верхней концентрированной фазы.

Схематично процесс изменения концентрации в верхней и нижней частях ячейки показан на фазовой диаграмме на рис. 3.15. До включения теплового потока система на фазовой диаграмме находится в равновесии в точке 1 на фазовой диаграмме рис.3.15 (или стрелка на кривой 1 рис.3.14).

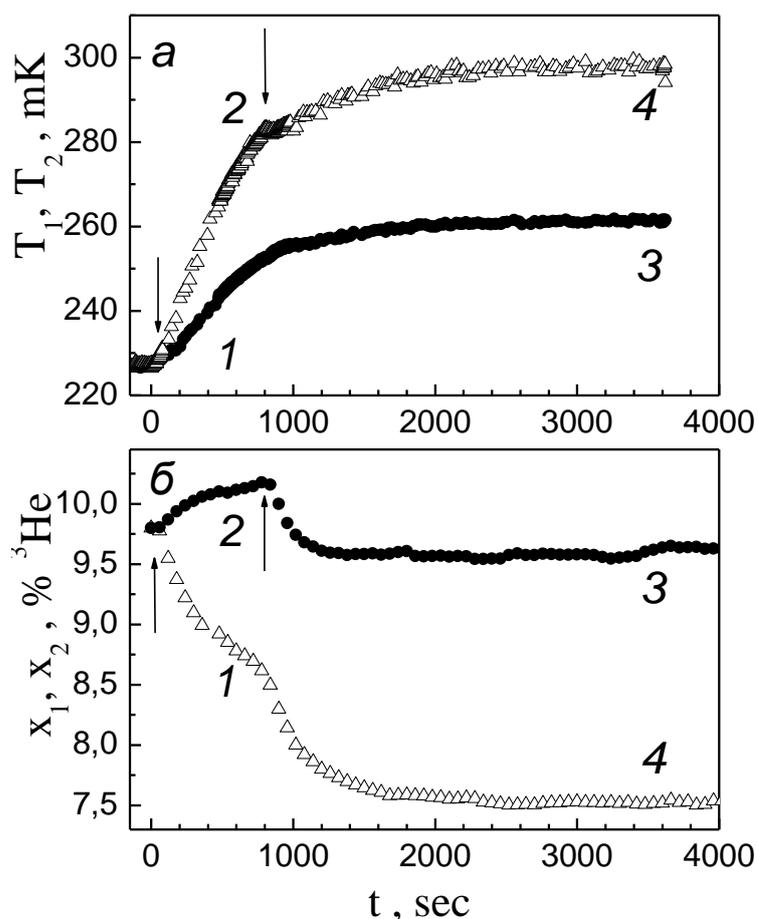


Рис. 3.14. Изменения температуры (а) и концентрации (б), регистрируемые верхним (•) и нижним (Δ) датчиками после включения теплового потока $\dot{Q} = 8,3 \text{ мкВт/см}^2$, начальная температура 228 мК. Стрелка на кривой 1 и 2 соответствует включению теплового потока, а стрелка на кривой 2 - началу фазового расслоения.

После включения нагревателя в процессе релаксации температуры и концентрации в нижней части ячейки температура увеличивалась, а концентрация уменьшалась. В то же время концентрация раствора в верхней части ячейки увеличивалась до момента расслоения, точка 2 (рис.3.15) или стрелка на кривой 2 (рис.3.14). Конечная стадия этого процесса - установление стационарного градиента температуры и концентрации, чему соответствуют в нижней части ячейки точка 3 и в

верхней части ячейки точка 4. Нумерация точек соответствует использованной нумерации на рис. 3.14.

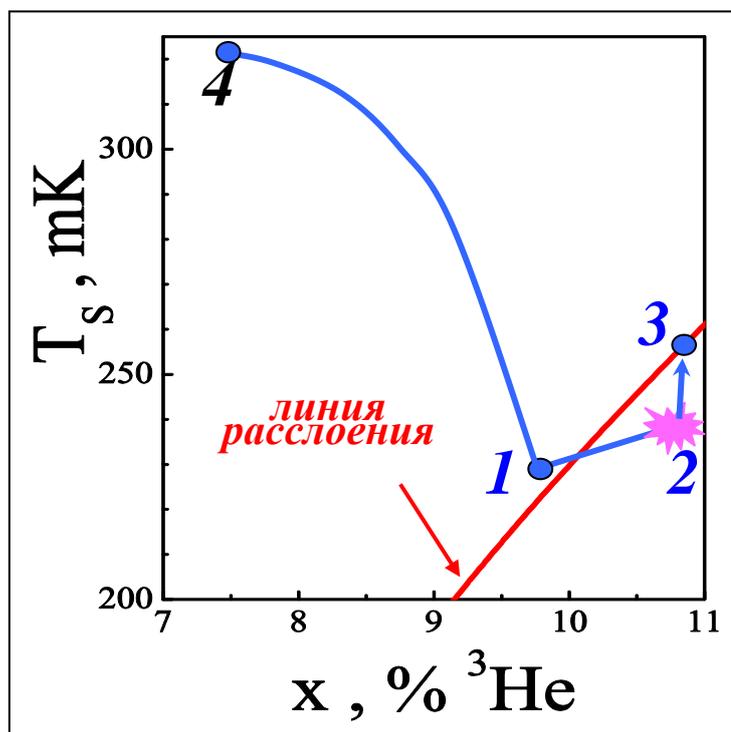


Рис. 3.15. Фазовая диаграмма расслоившегося раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ и схематичное изображение процесса установления стационарного градиента температуры и концентрации в верхней и нижней частях ячейки. Пояснения в тексте.

Полученные данные позволили определить концентрацию раствора вблизи верхнего края ячейки в предположении линейного распределения концентрации вдоль её оси. Рассчитанные значения этой концентрации в зависимости от времени приведены на рис. 3.16. Из графика видно, что фазовое расслоение началось при концентрации раствора $x_s = 10,6 \% ^3\text{He}$, что соответствует пересыщению $\Delta x_s \approx 0,6 \% ^3\text{He}$. Отметим, что значение Δx_s , приведенное в работе [23], хорошо согласуется с известными ранее данными [181,183], полученными методами непрерывного изменения концентрации с помощью

декомпрессии, при скорости изменения концентрации, такой же, как в настоящем эксперименте, т. е. $\sim 6 \cdot 10^{-4} \% \text{ } ^3\text{He}/\text{сек}$. Таким образом, методом теплового потока можно получить метастабильный пересыщенный сверхтекучий раствор $^3\text{He} - ^4\text{He}$ и исследовать процессы зародышеобразования в нём. ∇T также испытывает аномалию в момент расслоения из-за выделения теплоты расслоения. Расслоение происходит при $\nabla T_s \approx 25 \text{ мК/см}$. Та же величина соответствует началу конвективной турбулентности, наблюдаемой при стационарных измерениях, описанных в параграфе 3.2.3 и показанных стрелкой между точками 2 - 3 на рис. 3.14.

Тот факт, что конвективная турбулентность с экспериментальной точностью начинается одновременно с началом расслоения сверхтекучего раствора, свидетельствует в пользу того, что причиной появления неустойчивости в растворе, подогреваемом снизу, является возникновение межфазной границы при расслоении раствора.

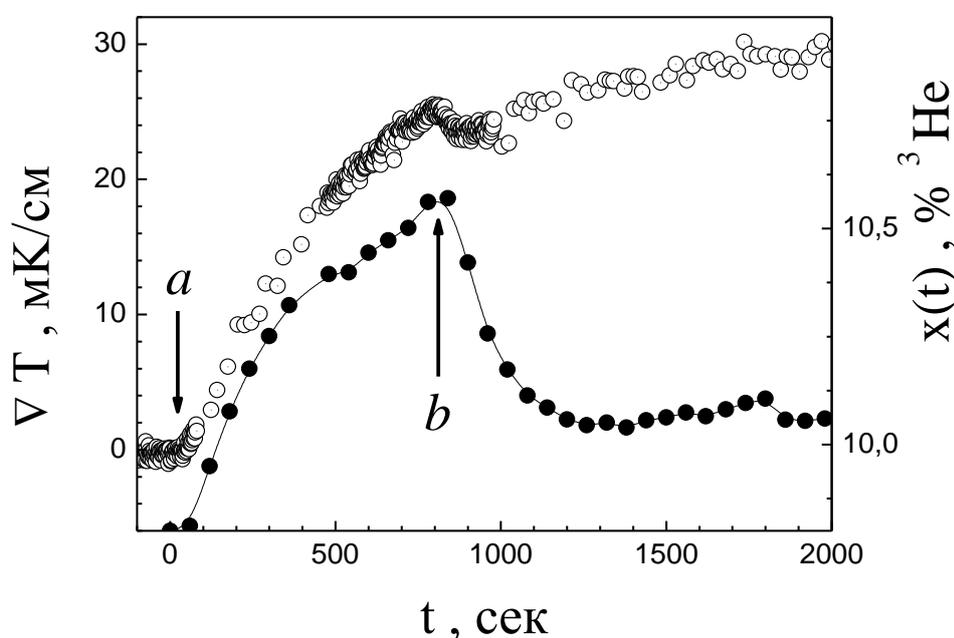


Рис. 3.16. Временные зависимости концентрации раствора в верхней части ячейки - ● и градиента температуры - ○ в процессе фазового расслоения. Стрелки а – включение нагрева и б – начало расслоения раствора.

3.3.2. Гетерогенное зародышеобразование в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He . Величина пересыщения Δx_s , наблюдаемая в данном эксперименте (рис. 3.16), оказалась такой же, как и в работах [181-183], но на порядок меньше, чем можно было бы ожидать из теории гомогенного зародышеобразования. Это различие естественно связать с наличием в пересыщенных растворах готовых центров зародышеобразования - квантованных вихрей. Энергия зародыша, представляющего собой вихрь, ствол которого радиусом R заполнен ^3He , на единицу длины вихря по расчётам имеет вид [164,165]:

$$U(R) = \rho_3 \Delta \mu \pi R^2 + 2\pi \sigma R + \pi n^2 \rho_4 \frac{\hbar^2}{m_4} \ln \left(\frac{R_\infty}{R} \right), \quad (3.12)$$

$\Delta \mu = \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right) \cdot (x - x_s)$ - разница химических потенциалов раствора с концентрацией x и разбавленной фазы этого же раствора с концентрацией, соответствующей расслоению, $x_s = 10\%$ ^3He для исследуемой температуры, ρ_3, ρ_4 - плотности ^3He и ^4He соответственно, m_4 - масса атома ^4He , n - число квантов вихря, R_∞ - условный внешний максимальный радиус вихря.

На рис. 3.17. приведена энергия $U(R)$ для разных значений $\Delta \mu(x)$. Кривая 1, относящаяся к $x = 9,8\%$ ^3He , имеет слабовыраженный минимум, соответствующий радиусу устойчивого вихря. Кривая 2 соответствует концентрации $x = 10,3\%$ ^3He , при этом функция $U(R)$ имеет максимум и минимум, а образование устойчивого зародыша связано с преодолением барьера $\Delta U(R)$. Если же концентрация раствора превышает некоторое критическое значение, то высота барьера стремится к нулю (кривая 3, $x = 10,67\%$ ^3He), что приводит к неустойчивости вихря и началу фазового расслоения (вихревая спинодаль).

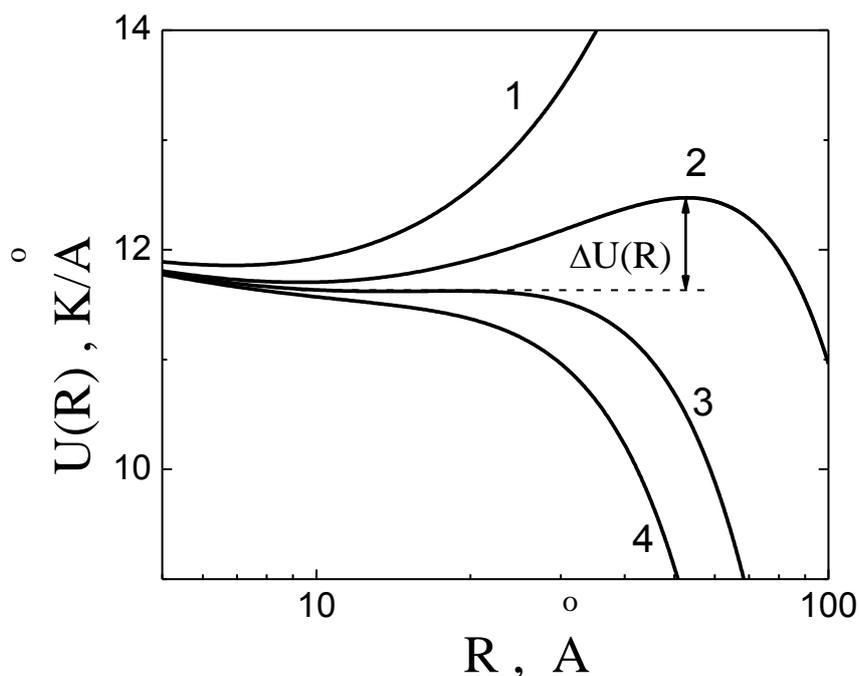


Рис. 3.17. Зависимость энергии вихревого зародыша новой фазы от радиуса ствола вихря для пересыщенных растворов разной концентрации: 1 – 9,8 % ^3He ; 2 – 10,3 % ^3He ; 3 – 10,67 % ^3He ; 4 – 11 % ^3He . Температура 228 мК.

Условие неустойчивости вихря, заполненного ^3He , имеет вид [184]:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_c} = 1; \quad \mu_c = \frac{\sigma^2 m_4}{2n^2 \hbar^2 \rho_3 \rho_4}. \quad (3.13)$$

Расчет по (3.12) и (3.13) показывает, что для $T = 228$ мК критической концентрации раствора, которая соответствует вихревой спинодали, является $x_c = 10,67$ % ^3He , что находится в хорошем согласии с данным экспериментом [23].

3.3.3. Пересыщение в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$. На рис. 3.18 приведена фазовая диаграмма сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$ вместе с экспериментальными данными работ [181,183] (○ - данные полученные по измерению диэлектрической проницаемости раствора, □ - по измерению скорости звука [181,183]). Кроме того, на рисунке сплошной кривой показана линия расслоения, штрих - пунктирной

линией приведен расчет вихревой спинодали с использованием выражений (3.12) – (3.13) и пунктирной линией приведен расчёт спинодали [180], результат измерений настоящей работы на рис. 3.18 показан ▲ [23]. Как видно из рисунка, величина пересыщения, достигнутая в настоящем эксперименте, согласуется с уже имеющимися экспериментальными данными и находится поблизости от вихревой спинодали.

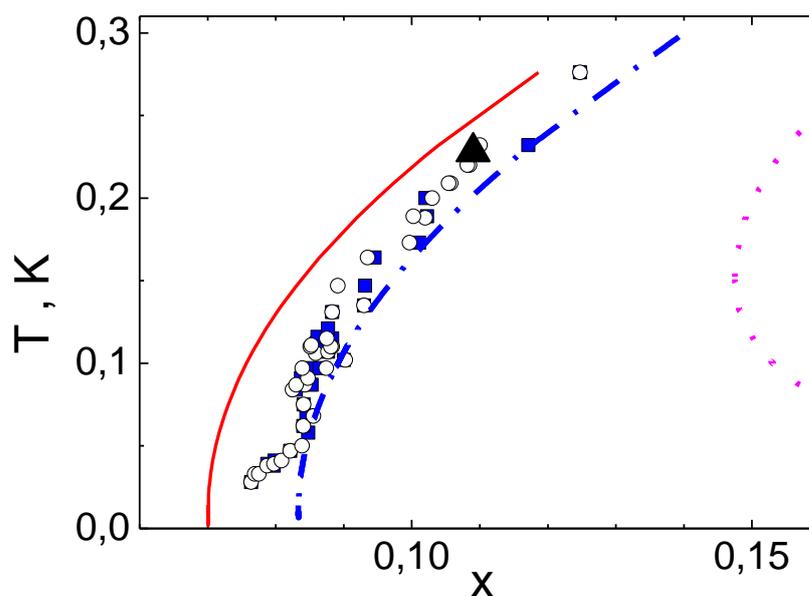


Рис. 3.18. Фазовая диаграмма сверхтекучих растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Обозначения и пояснения к рисунку - в тексте.

3.4. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца межфазной границы расслоившихся растворов.

Проблема устойчивости границы двух конденсированных фаз интенсивно изучается уже более одного столетия. В последние десятилетия интерес экспериментаторов и теоретиков к исследованиям устойчивости границы существенно увеличился в связи с исследованиями расслоившихся сверхтекучих растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$.

В сверхтекучей жидкости наличие градиента температуры вдоль межфазной границы не только возбуждает термокапиллярные эффекты,

но и вызывает встречные потоки сверхтекучей и нормальной компонент жидкости, что в свою очередь может вызвать неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [87]. Концентрация нижней разбавленной фазы расслоившегося раствора сильно зависит от температуры и давления [167,186].

Исследования неустойчивости границы в расслоившихся сверхтекучих растворах при $T \rightarrow 0$ с неограниченными по толщине расслоившимися фазами сверхтекучего раствора были выполнены в работе [187]. Однако в настоящей работе исследуемая система существенно отличалась тем, что в зависимости от температуры в ней изменялась как толщина верхней концентрированной фазы, так и концентрация разбавленной фазы, толщину которой можно считать бесконечной. Поэтому интересно было исследовать влияние толщины и концентрации раствора на устойчивость межфазной границы [21].

Исследуемая нами система представляет собой безграничную разбавленную фазу расслоившегося раствора с концентрированной фазой сверху. Причем толщина концентрированной фазы h зависит от температуры. Тепловой поток направлен снизу перпендикулярно границе фазового расслоения вдоль оси z . Эффекты вязкости не учитываем. Так же, как в [187], запишем выражения для потенциалов скоростей верхней 1 (φ_1) и нижней 2 (φ_2) фаз в виде:

$$\Delta\varphi_1 = 0; \quad \varphi_1 = \frac{\gamma_1\omega}{k \cdot \text{sh}(kh)} \cdot a \cdot \text{ch}(kz) \cos(ky - \omega t);$$

$$\Delta\varphi_{2n} = 0; \quad \varphi_{2n} = -\frac{\gamma_n\omega}{k} \cdot a \cdot \exp(kz) \cdot \cos(ky - \omega t);$$

$$\Delta\varphi_{2s} = 0 \quad \varphi_{2s} = \frac{(\gamma_s\omega - ku_s)}{k \cdot \text{sh}(kh)} a \cdot \exp(kz) \cos(ky - \omega t) + u_s y, \quad (3.14)$$

где $\Delta\varphi_{2s}$ и $\Delta\varphi_{2n}$ - потенциалы скоростей сверхтекучей и нормальной компонент нижней фазы расслоившегося раствора, соответственно; a - амплитуда колебания границы расслоения, k - волновое число, u_s - скорость сверхтекучей компоненты, направленной вдоль границы расслоения в y направлении. Выражения (3.14) зависят от коэффициентов аккомодации γ_1 , γ_n и γ_s [187].

Удовлетворяем граничным условиям для скоростей

$$\begin{aligned} v_{1z} &= \gamma_1 \dot{\xi} \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \gamma_1 \dot{\xi}; \\ v_{nz} &= \gamma_n \dot{\xi} \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \gamma_n \dot{\xi}; \\ v_{1sz} &= \gamma_s \dot{\xi} \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} + u_s \frac{\partial \xi}{\partial y} \approx \gamma_s \dot{\xi} + u_s \frac{\partial \xi}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.15)$$

и стандартному граничному условию для давления [87]. Здесь $\xi = a \sin(ky - \omega t)$ - отклонение границы расслоения от положения равновесия $z = 0$. В результате получаем дисперсионное уравнение:

$$\rho_{eff} \omega^2 = (\rho_2 - \rho_1) g k + \sigma k^3 + (1 + \gamma_s) \rho_{2s} u_s k \omega - \rho_{2s} u_s^2 k^2; \quad (3.16)$$

В этом уравнении ρ_1 и ρ_2 - плотности верхней и нижней фаз, $\rho_{2s} = \rho_2 - \rho_{2n}$ - плотность сверхтекучей компоненты; g - ускорение свободного падения. Эффективная плотность ρ_{eff} зависит от обеих плотностей, волнового числа и толщины верхней фазы расслоившегося раствора:

$$\rho_{eff} = \rho_1 \gamma_1 \cdot \text{cth}(kh) + \rho_{2n} \gamma_{2n} + \rho_{2s} \gamma_{2s}. \quad (3.17)$$

Решая уравнение (3.16), получаем закон дисперсии для колебаний Кельвина – Гельмгольца в присутствии горизонтального сверхтекучего потока со скоростью u_s :

$$\omega_{\pm} = \frac{(1+\gamma_s)\rho_{2s}}{2\rho_{eff}} u_s k \pm \sqrt{\frac{(1+\gamma_s)^2 \rho_{2s}^2}{4\rho_{eff}^2} u_s^2 + \omega_r^2 - \frac{\rho_{2s}}{\rho_{eff}} u_s^2 k^2}, \quad (3.18)$$

где $\omega_r^2 = \frac{\alpha}{\rho_{eff}} k^3 + \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_{eff}} gk$ - частота капиллярных волн. Из выражения (3.18) находим критическую скорость, соответствующую началу неустойчивости межфазной границы (обращение в нуль выражения под знаком корня в (3.18)):

$$(u_s^{cr})^2 = \frac{\alpha k}{\rho_{2s} \left[1 - \left(\frac{1+\gamma_s}{2} \right) \frac{\rho_s}{\rho_{eff}} \right]} + \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_{2s} k \left[1 - \left(\frac{1+\gamma_s}{2} \right) \frac{\rho_s}{\rho_{eff}} \right]} \quad (3.19)$$

Зависимость u_s^{cr} от длины волны $2\pi/k$ показана на рис. 3.19 при $h \rightarrow \infty$ и $T \rightarrow 0$ [181]. Подобная зависимость может быть получена и для конечного значения kh . Как видно из рис. 3.19, зависимость критической скорости сверхтекучей компоненты u_s^{cr} от длины волны немонотонная и имеет минимум. Оценённое значение минимальной критической скорости согласуется с результатом работы [187], а длина волны в минимуме равна капиллярной постоянной $\lambda_{min} = 1,3$ мм.

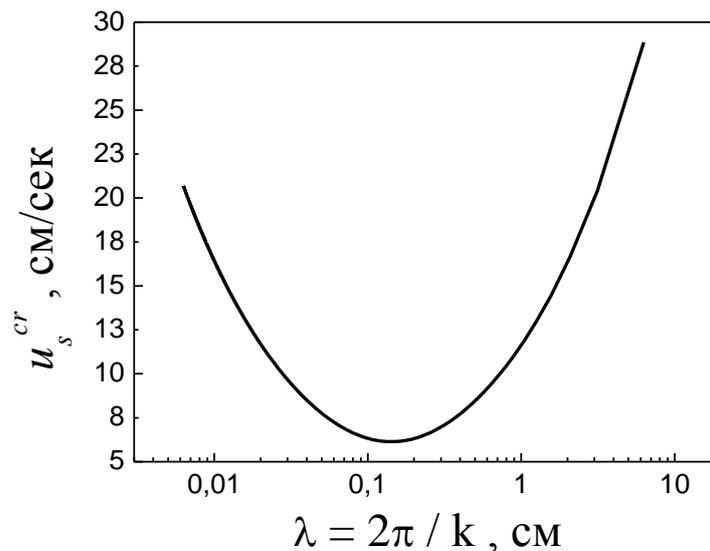


Рис. 3.19. Зависимость критической скорости сверхтекучей компоненты от длины волны при $h \rightarrow \infty$.

Как было показано в [188], величина критической скорости зависит от вязкости нижней фазы. Эту зависимость можно учесть путём замены u_s^{cr} на модифицированное величину $u_s^{cr} \sqrt{1 - \gamma_s \rho_{2s} / \rho_{eff}}$.

Все последующие расчёты сделаны в предположении, что жидкости не смешиваются, то есть все коэффициенты аккомодации $\gamma_1 = \gamma_s = \gamma_n = 1$. Заметим, что значения коэффициентов аккомодации могут значительно отличаться от единицы, но качественно это картины не меняет [188].

Температурная зависимость u_s^{cr} показана на рис. 3.20 с учетом конечности толщины h верхней концентрированной фазы, определённой в [19]. Сплошная линия проведена при $k = k_{min}$. Пунктирная линия - расчёт, сделанный так же, как в [187], штрихпунктирная линия - расчёт с учётом вязкости [188]. Видно, что критическая скорость течения сверхтекучей компоненты в случае малой толщины концентрированной фазы расслоившегося раствора меньше, чем у фазы с бесконечной толщиной, что качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными, показанными на рис. 3.4 подраздела 3.1 и в работе [19].

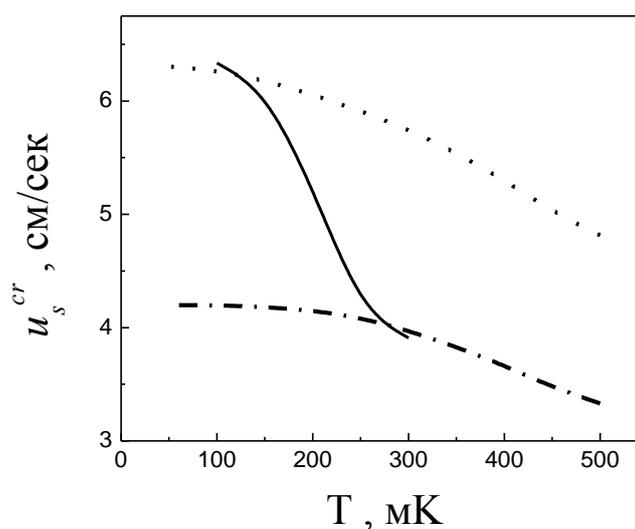


Рис. 3.20. Температурная зависимость критической скорости сверхтекучего потока u_s^{cr} .

Выводы

Тепловой поток в сверхтекучем растворе ^3He - ^4He , направленный снизу и одновременно вызывающий градиент температуры и концентрации, приводит к появлению конвективного течения в нижней разбавленной фазе раствора. Значения критических чисел Рэля на много порядков превышают критические числа Рэля в обычных жидкостях и газах. С уменьшением температуры скорость конвективного течения увеличивается.

При нагреве снизу всегда наблюдается тепловая неустойчивость сверхтекучего раствора ^3He – ^4He , появление которой естественно связать с наличием границы фазового расслоения.

Течение сверхтекучей компоненты вдоль межфазной границы со скоростями, больше критических, приводит к появлению неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, что приводит к потере стабильности межфазной границы и появлению конвективной турбулентности. Причём при конечных толщинах верхней концентрированной фазы критическая скорость значительно меньше, чем в случае неограниченной верхней фазы.

РАЗДЕЛ 4

ПОДВИЖНОСТЬ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ РАССЛОИВШЕГОСЯ РАСТВОРА $^3\text{He} - ^4\text{He}$ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

При проведении исследований зародышеобразования в сверхтекучих растворах в двух исследовательских группах были получены качественно противоречивые данные о температурной зависимости линии быстрого зародышеобразования, соответствующей максимально возможному пересыщению раствора по концентрации (рис. 3.18) [181,182]. Оба эксперимента проводились с использованием разных способов приготовления метастабильного раствора. Так, в работе [181] использовалась двухкамерная методика изменения концентрации раствора *in situ*, при постоянной температуре и давлении. Была построена температурная зависимость линии быстрого зародышеобразования и по температурной зависимости был сделан вывод, что вплоть до 50 мК, по-видимому, наблюдается классическое зародышеобразование, а величина пересыщения по концентрации уменьшалась квадратично с увеличением температуры. Такое поведение было характерно для классического, то есть не подбарьерного – квантового зародышеобразования. В то же время в работе [182], использующей метод декомпрессии, а именно, уменьшения давления исследуемого раствора с помощью отвода ^4He через сверхщель была построена противоположная зависимость величины пересыщения - увеличение степени пересыщения с ростом температуры. При температурах выше 200 мК величина пересыщения начинала уменьшаться с увеличением температуры. Необходимо заметить, что данная методика приводила к изменению как давления, так и концентрации исследуемого раствора в процессе измерений. Основным выводом работы, по мнению авторов, заключался в том, что при $T < 200$ мК

наблюдается квантовое зародышеобразование, а температурная зависимость линии пересыщения может определяться диссипативными (релаксационными) процессами, которые влияют на скорость роста новой фазы и подвижность межфазной границы.

Следует отметить, что соотношение вкладов объёмных и поверхностных эффектов в процессе зародышеобразования при расслоении сверхтекучего раствора до настоящего времени практически не исследовались. В настоящей работе проведены исследования вклада подвижности межфазной границы и определение температурной зависимости её коэффициента роста $\xi(T)$.

Ранее методика исследования подвижности межфазной границы была предложена для изучения кинетических свойств сверхтекучей жидкости при сверхнизких температурах и подвижности границы между фазами для границ жидкость - кристалл [90,189] и жидкость - пар [127,129,160,191-192] в гелии. В методике используется тот факт, что колебание давления в исследуемой двухфазной системе должно вызвать процессы фазового превращения на границе фаз. Это, в частности, означает, что прохождение волны звука через границу двух фаз должно зависеть от подвижности этой границы. В случае, если скорость роста границы мала, прохождение и отражение звуковой волны будет таким же, как в несмешивающихся жидкостях. В противоположном предельном случае, когда подвижность границы велика и граница успеваеет подстраиваться под колебания давления, система успеваеет удерживать состояние фазового равновесия, и звуковая волна из одной фазы в другую не проходит. Таким образом, коэффициенты прохождения и отражения звука содержат информацию о скорости фазового превращения на границе раздела и их изучение даёт возможность проверить теоретические представления о зародышеобразовании в сверхтекучих растворах [180,184,193-201].

В настоящем Разделе вначале обсуждаются теоретические представления о возможных процессах, сопровождающих прохождение звуковой волны через границу между слабой и концентрированной фазами раствора, а также отражение волны от этой границы. Также обсуждается методика проведения эксперимента и первые результаты по прохождении звука через межфазную границу в расслоившемся растворе.

4.1. Коэффициенты прохождения и отражения акустической волны на межфазной границе расслоившихся растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$

При температуре ниже 100 мК раствор $^3\text{He} - ^4\text{He}$ расслаивается на фазу, состоящую из концентрированного, практически чистого ^3He (*c*-фаза), и на фазу с концентрацией ^3He , близкой к 6,6 % – разбавленный раствор ^3He в ^4He (*d*-фаза). Наличие такой системы позволяет проводить исследования кинетики фазового расслоения в бинарных растворах при температурах, близких к абсолютному нулю.

Для проведения таких исследований акустические эксперименты представляются наиболее информативными. Они позволяют исследовать как кинетические процессы, происходящие вблизи границы фазового расслоения, так и динамику межфазной границы. Волна давления, проходящая через границу двух фаз и распространяющаяся перпендикулярно к плоскости границы, приводит, в соответствии с фазовой диаграммой, к нарушению равновесия на границе раздела фаз. Это, в свою очередь, может вызвать, в дополнение к прошедшей и отраженной от границы волны давления, еще волну концентрации и температуры. Такая волна появляется из-за наличия теплоты расслоения, в сверхтекучей жидкости она является волной второго звука.

Теоретические исследования прохождения звуковой волны через границу расслоившегося раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ в гидродинамическом режиме рассеяния коллективных возбуждений были сделаны в работе

[192]. Было показано, что выражение для коэффициентов прохождения $\tau_{d \rightarrow c}$ и отражения $r_{c \rightarrow d}$ звука имеют вид

$$\tau_{d \rightarrow c} = \frac{2Y_c}{Y_c + Y_d + Y_c Y_d \xi_\omega}, \quad r_{c \rightarrow d} = \frac{Y_c - Y_d - Y_c Y_d \xi_\omega}{Y_c + Y_d + Y_c Y_d \xi_\omega}, \quad (4.1)$$

где $Y_c = u_c \rho_c$, $Y_d = u_d \rho_d$ - акустические импедансы, u_c и u_d - скорости звука, а ρ_c и ρ_d - плотности в фазах c (концентрированной) и d (разбавленной) соответственно. Кинетический коэффициент роста ξ_ω в выражении (4.1) имеет вид:

$$\xi_\omega = (u_2^2 - i\omega D)^{1/2} \rho_d \frac{\partial Z}{\partial c} \left(\frac{dc}{dP} \right)^2, \quad (4.2)$$

где u_2 - скорость второго звука, D - коэффициент массовой диффузии ³Не в d -фазе, ω - частота второго звука; P - давление, Z - термодинамический потенциал относящийся к раствору с массовой концентрацией c в d -фазе. В соответствии с выражениями (4.1) – (4.2) часть энергии звуковой волны идёт на образование волны второго звука и диффузионной волны, что приводит к уменьшению коэффициента прохождения звука и увеличению абсолютной величины коэффициента отражения.

Как видно из выражения (4.2), в пределе $\omega \rightarrow 0$ вклад диффузии ³Не в слабой сверхтекучей фазе исчезает, и коэффициент роста новой фазы полностью определяется скоростью второго звука. Кроме того, если $\xi_\omega \rightarrow 0$, прохождение звука должно быть максимально, что соответствует случаю несмешивающихся жидкостей. Такая ситуация возможна при выполнении условия $dc/dP = 0$. Согласно фазовой диаграмме растворов, это условие выполняется в максимуме растворимости как функции давления, что для сверхтекучего раствора ³Не - ⁴Не достигается при $x = 9,5\%$ ³Не и $P = 10$ атм. В точке максимума растворимости волна давления, проходящая через межфазную границу,

не изменяет концентрацию ^3He вблизи границы, то есть не оказывает влияния на фазовую диаграмму. Следовательно, не выделяется или поглощается теплота расслоения и не возбуждается волна второго звука. То есть, согласно (4.2), коэффициент роста вблизи максимума растворимости является минимальным.

4.2. Методика проведения эксперимента по исследованию подвижности межфазной границы

В настоящем подразделе приведены результаты экспериментальных исследований измерения амплитуды и изменения фазы звуковой волны, прошедшей границу расслоения в растворе ^3He – ^4He и отражённой от этой границы.

Для измерения коэффициента роста межфазной границы была использована ячейка, описанная ранее в параграфе 2.1.1. Методика измерения скорости и поглощения звука описана в параграфе 2.1.2. Для того, чтобы определить коэффициент роста границы из полученных данных по скорости и коэффициентам поглощения и отражения звуков, необходимо было хорошо знать объёмный вклад в затухание, а также скорость звуковой волны в обеих фазах. Соответствующие измерения описаны в подразделе 2.1. Кроме того, необходимо было точно определять расстояния между границей расслоившегося раствора и звуковыми датчиками. Был выбран метод, при котором положение границы расслоения регулируемо и плавно изменялось в промежутке между излучателем и приёмником звука.

4.2.1. Управление положением границы расслоения растворов.

Для того, чтобы управлять положением границы при постоянном давлении была использована двухкамерная ячейка, описанная в параграфе 2.1.1 и приведенная на рис. 2.3. Каждая камера измерительной ячейки была снабжена сверхщелями 5а и 5б.

Сверхтекучий ^4He через сверхщель 5а подавался в ячейку A , при этом граница в ячейке A двигалась вверх, в то же время сверхтекучий ^4He вытекал из ячейки B через сверхщель 5б, а межфазная граница в ней двигалась вниз. Этот процесс можно было направлять и в противоположном направлении. Скорость потока ^4He могла контролироваться снаружи вентилем тонкой регулировки, а также насосом, основанным на эффекте фонтанирования и расположенным на сверхщели 5б. Обратное в ячейку A ^4He можно было направлять через холодный клапан 7 или через систему коммуникаций, находящуюся при комнатной температуре и имеющую датчики контроля давления, но при этом вентиль 7 был закрыт.

В отличие от эксперимента, описанного в подразделе 2.1, в настоящем эксперименте температура исследуемой жидкости измерялась с помощью угольного термометра (Matsushita 100 Ω) непосредственно внутри каждой из ячеек. Термометры были предварительно прокалиброваны с помощью термометра, основанного на кривой плавления ^3He .

Для проверки надёжности акустических измерений и правильности определения температуры, вначале конденсировали чистый ^4He в ячейку и измеряли температурную зависимость поглощения и скорости звука от $T \leq T_\lambda$ до 100 мК и сравнивали с измеренными ранее данными для ^4He (см. подраздел 2.1). Затем при температуре около 30 мК конденсировали в ячейку ^3He , при этом опять измеряли поглощение и скорость звука, но теперь в зависимости от концентрации вплоть до наступления фазового расслоения. После расслоения излучатель и приемник ячейки B находились в d -фазе раствора, а ^3He добавляли до тех пор, пока линия расслоения не достигала верхнего приёмника звука ячейки B . Далее при постоянной температуре, регулируя поток ^4He через сверхщель, можно было двигать линию расслоения в пространстве между звуковыми датчиками, измеряя

и автоматически записывая в память компьютера изменение амплитуды и фазы прошедших в обоих направлениях акустических сигналов (вверх и вниз). Амплитуда сигнала, подаваемого на излучатели звука, была постоянна. До тех пор пока линия расслоения находилась выше датчиков звука, амплитуда и фаза сигналов были постоянны. Когда межфазная граница попадала в пространство между датчиками, наблюдался скачок амплитуды, связанный с дополнительным отражением и поглощением звуковой волны на границе раздела двух фаз. Дальнейшее движение линии расслоения вниз приводило к монотонному изменению амплитуды сигнала, связанному с поглощением прошедшей звуковой волны в увеличивающемся слое c -фазы, поглощение в которой велико. В эксперименте измерялись как амплитуда звука, прошедшего через границу фаз, так и амплитуда отраженной звуковой волны.

4.2.2. Измерения амплитуд акустического сигнала. Амплитуды прошедших сигналов, направленных вверх и вниз, $A_{\tau\downarrow}$ и $A_{\tau\uparrow}$ соответственно, записываются в виде:

$$A_{\tau\downarrow} = A_{\tau0\downarrow} \frac{Y_c \tau_{c \rightarrow d}}{Y_d (1 - r_{c \rightarrow d})} \exp \left[-(\alpha_c - \alpha_d) l_c - i \omega l_c \left(\frac{1}{u_c} - \frac{1}{u_d} \right) \right]; \quad (4.3)$$

$$A_{\tau\uparrow} = A_{\tau0\uparrow} \frac{\tau_{d \rightarrow c}}{(1 - r_{c \rightarrow d})} \exp \left[-(\alpha_c - \alpha_d) l_c - i \omega l_c \left(\frac{1}{u_c} - \frac{1}{u_d} \right) \right], \quad (4.4)$$

где $A_{\tau0\downarrow}$ и $A_{\tau0\uparrow}$ амплитуды звукового сигнала, прошедшего через d -фазу в направлении вниз и вверх соответственно, измеряемые при отсутствии линии расслоения между звуковыми датчиками, α_c , u_c и α_d , u_d - коэффициенты поглощения и скорости звука в c и d -фазах соответственно, $\tau_{c \rightarrow d}$ и $\tau_{d \rightarrow c}$ - коэффициенты прохождения звука через границу раздела расслоившегося раствора, вниз из c в d -фазу и вверх из d в c -фазу соответственно, $r_{c \rightarrow d}$ коэффициент отражения волны от

границы фазового расслоения при распространении звуковой волны в c -фазе. Так как измерения проводятся в присутствии очень тонкого слоя c -фазы l_c , в ней могут происходить многократные переотражения звуковой волны от границ фаз. Этот эффект учтён в (4.3) и (4.4) введением множителя $(1-r_{c \rightarrow d})^{-1}$.

Типичные результаты измерений показаны на рис. 4.1, где приведена зависимость $\ln|A_{\tau 0 \uparrow} / A_{\tau \uparrow}|$ от фазы сигнала $\theta \equiv \omega(1/u_c - 1/u_d)l_c$, которая, таким образом, является функцией толщины c -фазы. Звуковая волна была направлена из d -фазы в c -фазу, то есть снизу вверх.

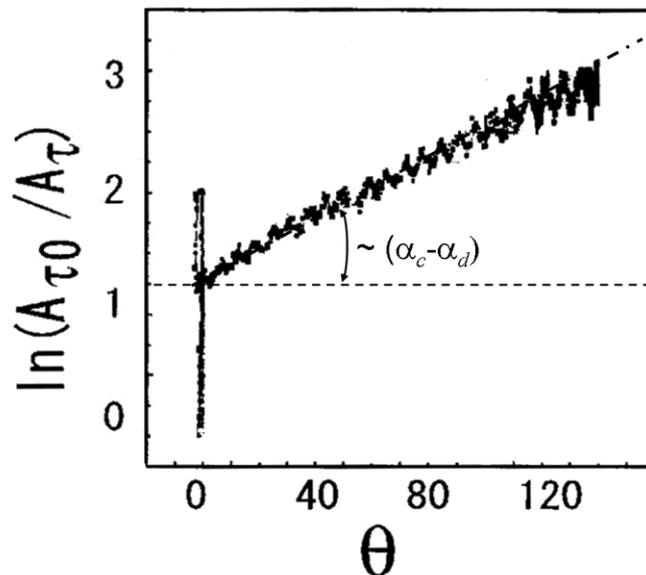


Рис. 4.1. Типичная зависимость $\ln|A_{\tau 0 \uparrow} / A_{\tau \uparrow}|$ для звуковой волны, распространяющейся из d -фазы в c -фазу. Температура 27 мК.

С помощью выражения (4.4) находили $|\tau_{d \rightarrow c} / (1-r_{c \rightarrow d})|$, экстраполируя полученные данные к $\theta = 0$ ($l_c = 0$) на рис. 4.1. Вблизи $l_c = 0$, амплитуда сигнала имеет более сложное поведение, по-видимому, из-за того, что граница фазового расслоения только начинает покрывать

поверхность звукового датчика, а также вследствие переотражения звуковой волны в слое верхней c -фазы. С увеличением толщины c -фазы, влияние переотражений быстро уменьшается из-за большого коэффициента поглощения акустического сигнала. Тем не менее, для точного определения $\tau_{c \rightarrow d}$ или $\tau_{d \rightarrow c}$ при температурах выше 70 мК необходимо проводить экстраполяцию данных, соответствующих большим θ или, что тоже самое, большой толщине c -фазы.

Звуковая волна, распространяющаяся из d -фазы в c -фазу, также отражается от межфазной границы. Амплитуду A_r первого отраженного сигнала, вернувшегося на излучатель звука, можно записать в виде:

$$A_r = A_0 \left[r_{d \rightarrow c} + \frac{\tau_{d \rightarrow c} \tau_{c \rightarrow d}}{(1 - r_{c \rightarrow d})} \exp \left(-2\alpha_c l_c - i2\omega \frac{l_c}{u_c} \right) \right] \times \\ \times \exp \left[-(\alpha_c - \alpha_d) l_c - i\omega l_c \left(\frac{1}{u_c} - \frac{1}{u_d} \right) \right]. \quad (4.5)$$

Отраженный сигнал регистрировался излучателем звука, после чего методом экстраполяции данных к $l_c = 0$ определялась величина

$$\frac{A_r}{A_0} = r_{d \rightarrow c} + \frac{\tau_{d \rightarrow c} \tau_{c \rightarrow d}}{1 - r_{c \rightarrow d}}, \quad (4.6)$$

где $\tau_{d \rightarrow c} \tau_{c \rightarrow d} = 4Y_c Y_d = 1,94 \cdot 10^{-2}$ (гсм²/с). Второе слагаемое в (4.6) максимально при высоких температурах и не превышало 20 % от $r_{d \rightarrow c}$, а при температурах ниже 70 мК, этим слагаемым можно было пренебречь из-за большого поглощения звука в c фазе.

Угол наклон кривой на зависимости $\ln|A_{\tau 0 \uparrow} / A_{\tau \uparrow}|$ от l_c определяется коэффициентом поглощения звука в концентрированной фазе. Из имеющихся экспериментальных данных был определен коэффициент поглощения акустической волны в концентрированной фазе,

температурная зависимость которого показана на рис. 4.2. Для сравнения на рис. 4.2 пунктирной линией приведены данные по температурной зависимости коэффициента поглощения для чистого ^3He , полученные в [202]. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются между собой во всём температурном интервале. Это свидетельствует о работоспособности данной методики как при малых коэффициентах поглощения (в чистом ^4He), так и при большом значении этого коэффициента.

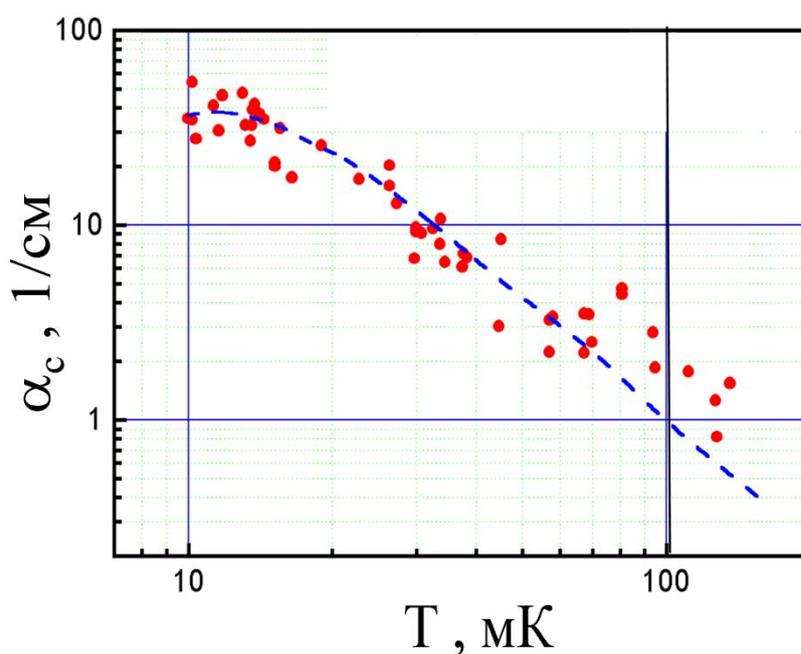


Рис. 4.2. Температурная зависимость коэффициента поглощения акустической волны в верхней концентрированной фазе расслоившегося раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

4.3. Температурная зависимость кинетического коэффициента роста границы фаз при расслоении растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$

4.3.1. Коэффициент прохождения акустической волны через границу расслоения. Как видно из уравнения (4.2), кинетический коэффициент роста ξ_ω имеет реальную и мнимую часть. Однако при

анализе экспериментальных данных учитывалась только его действительная часть, содержащая информацию о затухании сигнала. Из экспериментальных данных по $A_{\tau 0 \uparrow} / A_{\tau \uparrow}$ и $A_{\tau 0 \downarrow} / A_{\tau \downarrow}$ находим $\tau_{d \rightarrow c}$ и $\tau_{c \rightarrow d}$. Для того чтобы представить эти величины в универсальном виде, нормируем их и введём

$$\tau_{0,d \rightarrow c} = \frac{2Y_c}{Y_c + Y_d}; \quad \tau_{0,c \rightarrow d} = \frac{2Y_d}{Y_c + Y_d} \quad (4.7)$$

соответственно. Здесь $\tau_{0,d \rightarrow c}$ и $\tau_{0,c \rightarrow d}$ - коэффициенты прохождения звука через границу раздела расслоившихся растворов в отсутствие фазового превращения на границе под действием звуковой волны, то есть при условии неподвижности границы между двумя фазами. Результаты измерений показаны на рис. 4.4 для $\tilde{\tau} = \tau / \tau_0$ для обоих направлений распространения звуковой волны.

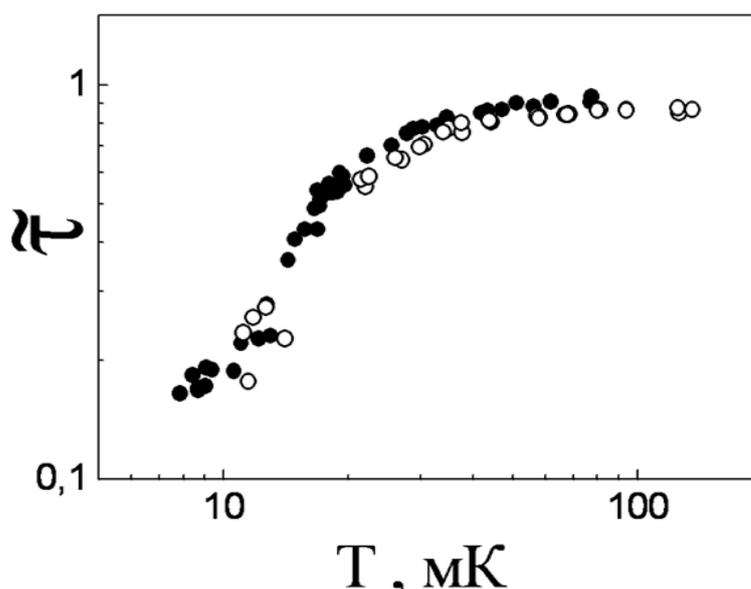


Рис. 4.4. Температурная зависимость коэффициента прохождения звуковой волны через границу расслоения растворов ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. ● - экспериментальные данные получены при условиях наилучшей параллельности излучателей звука и межфазной границы; ○ - данные получены при отсутствии параллельности, угол между излучателями и межфазной границей составлял 2×10^{-3} градуса.

Как и для коэффициента прохождения волны звука, полученные значения свидетельствуют о том, что при температуре выше 70 мК расслоившиеся растворы ведут себя как несмешивающиеся (см. (4.1)). Коэффициент отражения в этом случае имеет вид:

$$r = \frac{Y_c - Y_d}{Y_c + Y_d} \quad (4.8)$$

В то же время с понижением температуры коэффициент отражения уменьшается и стремится к $r = -1$, что соответствует полному отражению звуковой волны от межфазной границы. Это следует из общего выражение для r в пределе $Y_c \ll Y_d$ [189]:

$$r = \frac{Y_c - Y_d - Y_c Y_d \xi_\omega}{Y_c + Y_d + Y_c Y_d \xi_\omega} \quad (4.9)$$

При низких температурах основную роль играют процессы конверсии между фазами – «включаются» последние слагаемые в знаменателе и числителе (4.9).

4.3.3. Коэффициент роста межфазной границы расслоившихся растворов. С использованием уравнений (4.1), (4.3) и (4.4) можно определить значение коэффициента роста ξ_ω , температурная зависимость которого показана на рис.4.6. На рис 4.6 видно, что при температуре ниже 70 мК ξ_ω увеличивается с уменьшением температуры. Поскольку ξ_ω с уменьшением температуры возрастает, звук в конце концов не будет проходить через границу между двумя фазами.

Используя уравнение (4.2), записанное в гидродинамическом пределе, можно оценить величину ξ_ω . Так, при 10 мК $|\xi_\omega| = 2 \cdot 10^{-6}$, то есть очень мал. В то же время экспериментальные значения ξ_ω примерно в 10^4 раз больше расчётных значений. Столь сильное отличие может быть связано с тем, что при больших частотах измерений (10 МГц) поведение границы, по видимому, не может быть описано уравнениями

гидродинамики. Необходимо заметить, что наблюдаемая температурная зависимость величины ξ_ω при температурах ниже 70 мК близка к T^{-2} [14].

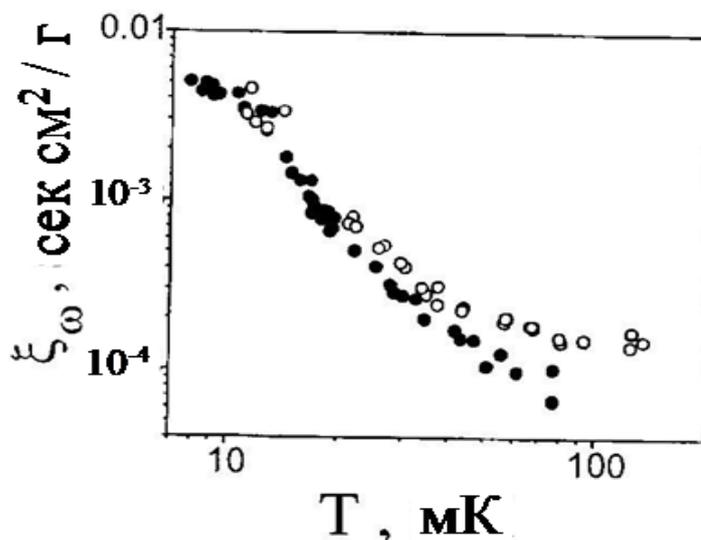


Рис.4.6. Температурная зависимость коэффициента роста межфазной границы расслоившихся растворов. ● - экспериментальные данные получены при условиях наилучшей параллельности излучателей звука и межфазной границы; ○ - данные получены при малой непараллельности, угол между излучателями и межфазной границей составлял 2×10^{-3} градуса.

4.3.4. Диссипативные потери в акустической волне при прохождении границы между фазами расслоившегося раствора. Волна звука, прошедшая через поверхность раздела двух фаз теряет энергию. Потери энергии в звуковой волне по отношению к энергии сигнала записываются в виде [14]

$$\varepsilon_{c \rightarrow d} = Y_c \tau_{c \rightarrow d}^2 \xi_\omega \quad \text{и} \quad \varepsilon_{d \rightarrow c} = Y_d \tau_{d \rightarrow c}^2 \xi_\omega \quad (4.10)$$

На рис. 4.7 показана рассчитанная по (4.10) величина $\varepsilon_{c \rightarrow d}$ как функция температуры. Данная зависимость имеет максимум при температуре около 20 мК. Природа этого максимума не ясна. Стоит отметить, что как раз в области температур вблизи максимума

происходит переход от гидродинамического к баллистическому режиму рассеяния примесенов.

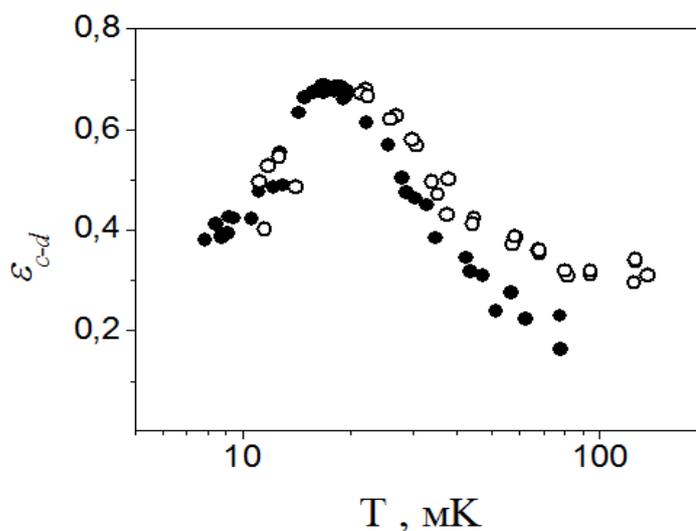


Рис. 4.7. Температурная зависимость относительных потерь звуковой волны.

То есть, при исследовании потерь энергии звуковой волны надо учитывать, кроме потерь на излучение второго звука [187] еще и влияние баллистических процессов, а также диссипацию в результате обычных необратимых кинетических процессов типа внутреннего трения.

Выводы

Проведены первые акустические экспериментальные исследования кинетического коэффициента роста межфазной границы в расслоившемся жидком растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Для волны звука с частотой 10 МГц кинетический коэффициент роста увеличивается с понижением температуры, начиная с 70 мК. Измеренное значение коэффициента роста при температуре 10 мК в 10^4 раз больше, чем предсказания гидродинамической теории. Этот факт, а также то, что температурная зависимость коэффициента роста пропорциональна T^2 в исследуемой области температур, даёт основания предположить, что при

вычислениях коэффициента роста границы необходимо учитывать кинетические процессы на ней.

РАЗДЕЛ 5

СВЕРХТЕКУЧАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ^4He

В большинстве случаев течение жидкостей и газов является турбулентным, а ламинарное течение является, скорее, исключением. Дополнительное сопротивление потоку, вызываемое турбулентностью течения, в технике приводит к тому, что необходимо затрачивать значительную часть прикладываемой мощности на его преодоление. Поэтому при конструировании различных объектов, будь то здание, морское или воздушное судно, морская бурильная установка, система вентиляции или охлаждения какого-либо объекта необходимо избегать турбулентного течения или, по крайней мере, учитывать его наличие.

В настоящее время проблема турбулентности является одной из наименее изученных областей физики. До сих пор отсутствует сколь-нибудь полное объяснение этого явления, основанное на фундаментальных законах физики. Имеющиеся описания турбулентности основаны на приближенных, эмпирических методах. В настоящее время для исследования турбулентности широко используют и численное моделирование. Однако применение указанных методов ограничено отсутствием чётко установленных и обоснованных закономерностей этого явления.

В последние годы интерес к проблеме турбулентности возрос благодаря нескольким факторам. Во-первых, резко выросли компьютерные технологии и мощности, что позволило значительно повысить эффективность моделирования и сократить время, требуемое на решение многих трудоёмких численных задач. Во-вторых, появились новые методы экспериментальных исследований в физике турбулентного течения, в том числе при низких и сверхнизких температурах. В-третьих, оказалось, что большой круг вопросов физики турбулентности может быть эффективно изучен экспериментально и

теоретически при исследовании сверхтекучих жидкостей, в которых квантовые эффекты играют определяющую роль при низких и сверхнизких температурах, отчего данные жидкости часто называют квантовыми жидкостями. Поведение сверхтекучих жидкостей, к которым относятся сверхтекучие ^4He , ^3He и их растворы, описывается законами квантовой гидродинамики.

Гидродинамика сверхтекучей жидкости хорошо соответствует двухжидкостной модели, согласно которой жидкости присущи два вида движения, которые называют сверхтекучим и нормальным. Сверхтекучая жидкость с нулевой вязкостью движется со скоростью v_s и имеет сверхтекучую плотность ρ_s . Нормальная жидкость, обладающая вязкостью, описывается полем нормальных скоростей v_n и имеет плотность ρ_n . Плотности как нормальной, так и сверхтекучей компонент зависят от температуры, причём полная плотность жидкости $\rho = \rho_n + \rho_s$. С понижением температуры при $T < T_\lambda$ плотность нормальной компоненты уменьшается, а сверхтекучей растёт. При $T < 1$ К жидкость практически становится полностью сверхтекучей ввиду $\rho_n / \rho_s < 10^{-3}$, и её движение практически не сопровождается трением, являясь потенциальным, т. е. $\text{rot}(v_s) = 0$, а связь градиента фазы $\nabla\theta$ волновой функции сверхтекучего состояния $\Psi(\mathbf{R}, t) = |\Psi(\mathbf{R}, t)| \exp[i\theta(\mathbf{R}, t)]$ со сверхтекучей скоростью задаётся условием $v_s = (\hbar/m)\nabla\theta$, где m масса атома ^4He .

Циркуляция $\Gamma = \oint v_s \cdot d\ell$ сверхтекучей жидкости по замкнутому контуру вблизи вихря квантуется с квантом циркуляции $\kappa = 2\pi\hbar / m$, а вихрь, соответственно, называют квантованным вихрем. Квантованный вихрь можно представить как вращающуюся сверхтекучую компоненту сверхтекучего гелия с областью в центре вращения, в которой $\rho_s = 0$.

Эта область называется вихревой нитью или кором вихря, её характерный размер составляет $\sim 1 \text{ \AA}$. Любое вращательное движение сверхтекучей жидкости связано с существованием квантованных вихрей.

Квантованные вихри отличаются от классических, во-первых, тем, что у них циркуляция квантуется и изменяется дискретно. Во-вторых, квантованный вихрь не затухает, в противоположность этому завихрённость обычной жидкости затухает диффузионным образом благодаря вязкости. И в-третьих, кор квантованных вихрей очень мал, порядка длины когерентности, которая в He II чуть больше ангстрема, и остаётся постоянным по всей своей длине. Динамика вихрей хорошо изучена теоретически. Оказывается, что свойства квантованного вихря делают его более удобным объектом исследования, чем классические вихри.

Еще в середине 50-х годов 20-го века Р. Фейнман [203] предположил возможность развития турбулентности в He II благодаря взаимодействию квантованных вихрей, образующих клубок. Сейчас такую турбулентность обычно называют квантовой турбулентностью. Это предположение было основано на ранее опубликованной работе [204], в которой было показано, что течение He II может быть диссипативным, если относительная скорость нормальной и сверхтекучей компонент превысит некую критическую скорость. Чуть позднее в [2,3,86] экспериментально было показано, что диссипация появляется вследствие взаимного трения между вихрями и потоком нормальной компоненты. В последующие сорок лет экспериментальных и теоретических работ, посвященных турбулентности сверхтекучей жидкости, было немного, к ним относятся теоретические [88,89] и экспериментальные исследования турбулентного течения в He II [205] и в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ [206-209]. Исследования турбулентности в растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ имели непосредственное практическое применение в технике сверхнизких температур и

направлены были на улучшение стабильности работы и повышения холодопроизводительности рефрижераторов растворения изотопов гелия.

В эти же годы получило развитие компьютерное моделирование турбулентных процессов в сверхтекучей жидкости, основанное на двух моделях. В одной из них изучается динамика вихревой нити [89], во второй модели, базирующейся на уравнении Гросса – Питаевского, исследуется динамика вихря как квантового объекта [210]. Каждая из моделей имеет свои достоинства и недостатки, их использование позволило впервые численно исследовать динамику и конфигурацию вихрей, процессы их пересоединения друг на друге.

К началу 2000-х годов были достаточно надёжно установлены основные механизмы диссипации турбулентного течения в сверхтекучей жидкости. Этими механизмами являются, как и в классической турбулентности, каскад Ричардсона (дробление вихревых колец) [211], пересоединение вихрей [212], волны Кельвина [213] и характерные для квантовой турбулентности при $T \rightarrow 0$ и при малых масштабах движения нелинейные волны Кельвина с пересоединениями и излучением высокочастотных (около 100 ГГц) фононов [214]. При этом оставалось невыясненным, при каких условиях возникает квантовая турбулентность, а при каких турбулентность сверхтекучей жидкости остаётся классической, когда и каким образом происходит смена механизмов диссипации [214,215]. Ответы на эти многочисленные вопросы мог дать только эксперимент, и приблизительно с 2004 года количество как экспериментальных, так и теоретических работ в данной области резко увеличилось, а интерес к проблеме не уменьшается по сей день.

В настоящее время сверхтекучая турбулентность исследуется в He II [214] и сверхтекучем ^3He [216], в бозе–эйнштейновском конденсате щелочных металлов [217]. Для таких исследований были привлечены

методы, ранее разработанные для изучения классической турбулентности: изучение течения сверхтекучей жидкости в трубе, обтекания тела потоком жидкости или исследование поведения тела, колеблющегося в сверхтекучей жидкости, визуализация жидких потоков и определение поля скоростей с помощью посторонних микрочастиц и другие. Особое значение приобрели исследования течения сверхтекучей жидкости методами осциллирующей микросферы [76,99,], вибрирующей проволочки [79-81], колеблющейся сеточки [82-83] и в особенности с помощью кварцевого камертона [6].

Появились и иные методы исследований. Так, во вращающемся сверхтекучем ^3He используется ЯМР [216], турбулентность в ^3He -В исследуется с помощью рассеяния квазичастиц – фононов на вихре [218], в He II измеряется поглощение второго звука [219], возбуждение метастабильных эксимерных молекул He_2 [220], используется прохождение ионов через вращающийся He II [221].

К настоящему времени установлено, что спектр сверхтекучего турбулентного течения подчиняется закону Колмогорова $E(k) \sim k^{-5/3}$ [222-223], где $E(k)$ - диссипируемая в единицы времени кинетическая энергия потока на единицу массы, вовлечённой в движение, k - волновое число (порядка характерного обратного размера). Такое же поведение сверхтекучей жидкости впервые наблюдалось экспериментально при наблюдении расположенных недалеко друг от друга двух дисков, вращающихся в противоположные стороны и погружённых в He II [224], и позднее при исследовании затухания развитой турбулентности в потоке He II, протекающего через сеточку [225]. Эксперименты [224-225] были проведены при $T > 1,3$ К. Главным выводом этих работ было то, что турбулентное течение сопровождается взаимным трением, причём в турбулентном течении участвует как сверхтекучая компонента в виде пучков квантованных вихрей, так и

нормальная компонента жидкости. Основным механизмом диссипации кинетической энергии турбулентного течения является каскад Ричардсона, а присутствие нормальной компоненты сильно влияет на развитие турбулентного течения, что очень усложняет теоретические подходы и возможность моделирования процесса развития турбулентного течения.

Поэтому в дальнейшем моделирование и теоретические исследования турбулентности в сверхтекучей жидкости проводились в условиях практического отсутствия нормальной компоненты, то есть при $T \rightarrow 0$. На основании таких работ [213,226] было выдвинуто предположение, что спектр квантовой турбулентности определяется не каскадом Ричардсона, а волнами Кельвина [213]. Теоретически был предсказан закон, подобный закону Колмогорова $E(k) \sim k^\zeta$ [226]. Причём было предложено три значения ζ : $\zeta = -7/5$ [227], $\zeta = -5/3$ [228], $\zeta = -1$ [229]. Если имеется режим, переходный между каскадом Ричардсона и каскадом кельвиновских волн, спектр может быть $E(k) \sim k^2$, в литературе этот спектр называют спектром «узкого горла» [230]. Также предсказывается спектр, в котором плавно сменяются три зависимости $E(k) \sim k^{-3} \rightarrow E(k) \sim k^0 \rightarrow E(k) \sim k^{-1}$ [231], каждая из которых определяется типом пересоединений квантованных вихрей (пересоединения между пучками вихрей, между самими вихрями в пучке и квантованного вихря самого на себе). Схематично смена механизмов диссипации кинетической энергии в зависимости от размера (волнового числа) продемонстрирована на рис. 5.1. Экспериментальных подтверждений или опровержений указанных теорий в настоящее время нет.

Таким образом, к началу выполнения настоящей работы оставались не исследованными экспериментально механизмы диссипации турбулентного течения в присутствии нормальной

компоненты и не выяснены условия, при которых происходит смена различных режимов диссипации и видов турбулентности. Не были изучены особенности квантовой турбулентности и переход между классической и квантовой турбулентностями.

В настоящем Разделе описаны первые исследования возбуждения и развития турбулентного течения в He II и в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с помощью методики колеблющегося кварцевого камертона, а также представлены результаты экспериментальных исследований условий возбуждения квантовой турбулентности и перехода от классической к квантовой турбулентности.

5.1. Квантовая турбулентность, вызванная колеблющимся телом, погружённым в сверхтекучий He II

Возникновение квантовой турбулентности связано с существованием квантованных вихрей, которые при $T = 0$ являются устойчивыми топологическими дефектами [232]. Квантованные вихри могут передвигаться в объёме жидкости, и при приближении друг к другу пересоединяться между собой, образуя при этом новые вихревые линии и вихревые кольца. Легче всего квантованные вихри образуются во вращающемся He II. Так, в сосуде радиусом 1 см появление квантованных вихрей становится энергетически выгодным уже при скорости вращения около 0,03 оборота в минуту или 40 оборотов в сутки [232]. Вероятно, что к таким скоростям вращения может приводить и возбуждение конвективных течений в сверхтекучей жидкости.

Важным является то обстоятельство, что при температурах выше 1 К, когда доля нормальной компоненты и вязкость жидкости еще достаточно велики, основной вклад в вязкость обусловлен взаимным рассеянием квазичастиц – ротоннов и фононов. При этом сверхтекучая и нормальная жидкости взаимодействуют между собой в основном из-за наличия квантованных вихрей. Поведение каждой из компонент

практически независимо, каждая из них может независимо находиться в турбулентном состоянии.

С уменьшением температуры ниже 0,6 К плотность нормальной компоненты становится пренебрежимо малой, гидродинамическая вязкость теряет физический смысл в условиях баллистического фонон–фононного рассеяния, которое в присутствии вихрей дополняется баллистическим рассеянием фононов на корах вихревых линий. При этом на квантованных вихрях могут возбуждаться волны Кельвина с большими длинами волн [213]. В отличие от случая высоких температур, такие волны затухают слабо, а дальнейшее понижение температуры приводит к тому, что и волны Кельвина с малой длиной волны становятся слабозатухающими. При $T \rightarrow 0$ малозатухающими остаются коротковолновые волны Кельвина с длиной волны $\sim 100 \text{ \AA}$, а диссипация кинетической энергии потока обуславливается излучением коротковолновых фононов с частотой $\sim 1 \text{ ГГц}$ [214].

В отличие от классической жидкости, где вихри имеют разные размеры, в квантовой сверхтекучей жидкости размер кора вихря постоянен, и это позволяет ввести величину, определяющую плотность квантованных вихрей, а именно L – общую длину вихрей в единице объёма. Тогда при равномерном распределении вихрей в объёме характерное расстояние между ними будет $l \propto L^{-1/2}$. Отметим, что при характерном размере прибора d , в котором возбуждается и исследуется турбулентность, намного большем l , завихрённость сверхтекучей жидкости можно рассматривать как непрерывную, аналогично тому, как это имеет место при рассмотрении классической турбулентности. В противоположность этому при характерных размерах $d \propto l$ необходимо учитывать дискретность квантованных вихрей, то есть завихрённость становится дискретной [226].

При больших размерах квантованных вихрей они движутся практически параллельно (квантованные вихри в жгуте), и такое

поведение описывается классическим энергетическим спектром Колмогорова (режим 1 на рис. 5.1 [226]). С уменьшением характерного размера квантованных вихрей становится возможным пересоединение вихрей друг с другом (режим 2), дальнейшее уменьшение размера ведёт к пересоединению вихрей самих на себя с образованием вихревых колец (режим 3). Эти процессы подобны каскаду Ричардсона [233]. При самых малых размерах ($d \ll l$) становится важным каскад нелинейных волн Кельвина с излучением высокочастотных фононов (режим 4).

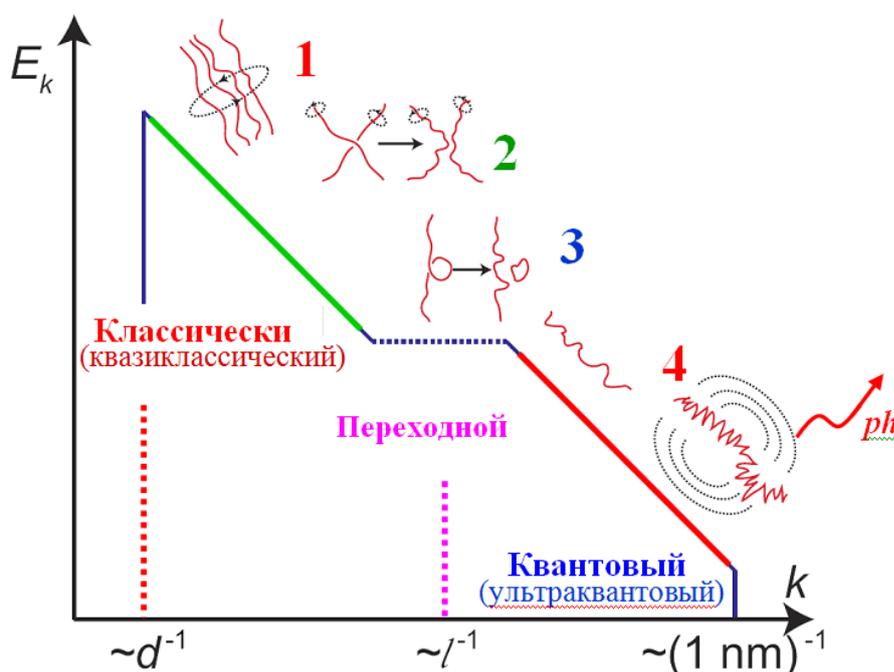


Рис. 5.1. Схематическое изображение в двойном логарифмическом масштабе энергетического спектра квантовой турбулентности при $T \rightarrow 0$.

Как и в работе [226], можно условно назвать ту область спектра, где характер поведения турбулентности близок к классическому — квазиклассическая турбулентность ($d \ll l$). В отличие от обычной классической турбулентности при квазиклассической имеются квантованные вихри, которые могут пересоединяться в жгуте. В противоположность квазиклассическому режиму, область спектра, характеризующаяся доминирующим вкладом нелинейных волн

Кельвина, называют квантовой турбулентностью ($d \ll l$). Часть спектра, где $d \sim l$, можно назвать переходной областью.

Для исследования турбулентности, связанной с квантованными вихрями в сверхтекучей жидкости, необходимо:

1. создать стартовые условия, при которых возможно управляемое возбуждение квантованных вихрей с большой плотностью;
2. обеспечить низкую плотность нормальной компоненты сверхтекучей жидкости (достаточно низкие температуры);
3. использовать как можно более малые размеры прибора для возбуждения и исследования турбулентности.

Условие 1 необязательно для исследования квантовой турбулентности. Условие 2 необходимо для того, чтобы в исследуемой системе было наименьшее количество тепловых возбуждений, рассеивающихся на квантованных вихрях, чтобы дать возможность возбуждаться слабозатухающим волнам Кельвина. Кроме того, при $T < 0,6$ К в He II основной диссипативный процесс обусловлен баллистическим рассеянием тепловых возбуждений как на колеблющихся ножках камертона, так и на квантованных вихрях, и в этой области температур, по-видимому, уже невозможно возбудить турбулентность нормальной компоненты, то есть классическую турбулентность, однако можно ожидать квантовую турбулентность. Отметим, что исследования квантовой турбулентности и перехода от квазиклассической к квантовой турбулентности можно осуществить при выполнении условия 3.

5.1.1. Возбуждение турбулентного течения в He II. Для возбуждения и исследования турбулентного течения использовалась методика кварцевого камертона, описанная в параграфе 1.2, с тем лишь отличием, что измерения проводились в более широком диапазоне возбуждающих напряжений, от 10^{-4} В до 20 В. Как указывалось выше

(подраздел 1.2) переход от ламинарного течения к турбулентному регистрировался по излому на зависимости $\nu(F)$, а скорость, которой соответствовал излом, назовём критической скоростью ν_c - минимальной скоростью, при которой ламинарное течение становится неустойчивым и возбуждается турбулентное течение. Экспериментальные данные, полученные для разных температур приведены на рис. 5.2.

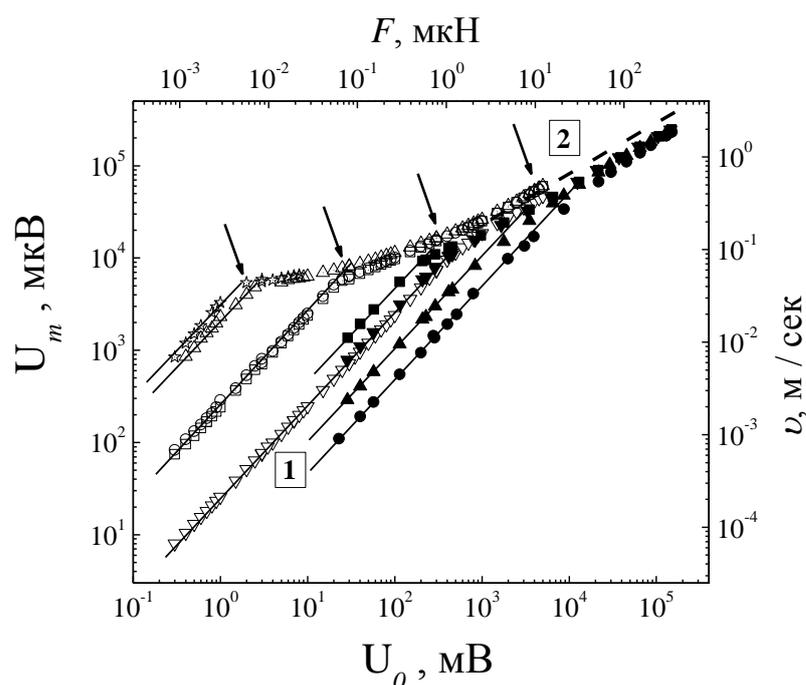


Рис. 5.2. Зависимость амплитуды скорости колебаний ножек камертона в сверхтекучем гелии (амплитуды сигнала на выходе кварцевого резонатора) от амплитуды возбуждающей колебания силы (амплитуды возбуждающего сигнала) при различных температурах: ∇ - 1,695 K; \square - 0,778K; \circ - 0,731 K; \triangle - 0,43 K; \star - 0,307 K, \bullet - 4,2 K, \blacktriangle - 2,144 K, \blacktriangledown - 1,642 K, \blacksquare - 1,305 K. Сплошные линии проведены по экспериментальным точкам и соответствуют линейной зависимости.

На рис. 5.2 видно, что при малых скоростях наблюдается линейная связь между F и ν , (на участке 1 эта зависимость показана сплошной линией). Линейный участок соответствует потенциальному течению

сверхтекучей компоненты и ламинарному течению нормальной компоненты, для описания которого можно пренебречь нелинейным по скорости членом в уравнении Навье – Стокса.

Как отмечалось выше, при больших скоростях движения линейная зависимость нарушается, и прикладываемая сила оказывается пропорциональной квадрату скорости (участок 2). Данная зависимость показана на рис. 5.2 штриховой линией. Такая зависимость характерна для классической турбулентности в обычных жидкостях и газах [87]. Отметим, что на этом участке экспериментальные точки, соответствующие разным температурам, лежат практически на единой кривой (см. рис. 5.2).

Кроме того, на рис. 5.2 также видно, что при понижении температуры в область $T < 0,7$ К характер зависимости ν от F изменяется: после возникновения неустойчивости ламинарного потока начальный участок нелинейного режима имеет более сильную степенную зависимость, чем квадратичная, но с увеличением скорости колебаний вновь появляется квадратичный участок, как и в классической турбулентности.

5.1.2. Зависимость критической скорости течения от температуры сверхтекучей жидкости. На рис. 5.2 критическая скорость перехода от ламинарного потока к турбулентному течению показана стрелкой для нескольких температур. Это позволяет определить температурную зависимость критической скорости в He II. Критические скорости смены режимов течения при разных температурах приведены на рис. 5.3 вместе с имеющимися в литературе данными других работ, в которых в качестве зондов использовались колеблющаяся сетка [82,234], камертон [84] и колеблющаяся проволочка [235]. Как видно на рисунке, все эти данные хорошо согласуются между собой. Однако следует заметить, что значения критических скоростей,

полученные с помощью колебания микросферы [76,99] и не приведенные на рис. 5.3, оказываются на $\sim 20\%$ ниже значений, указанных на рисунке.

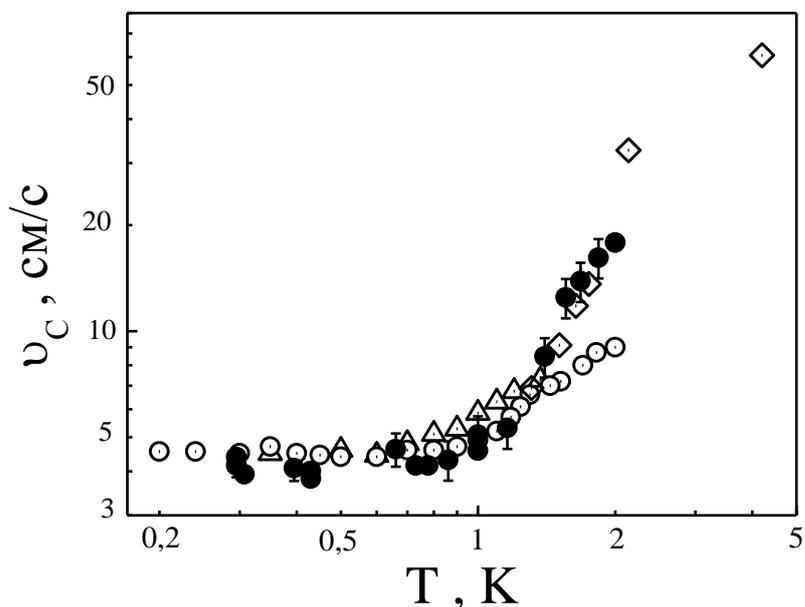


Рис. 5.3. Температурная зависимость критической скорости перехода к нелинейному режиму течения по данным разных работ: \diamond – колеблющийся кварцевый камертон при высоких температурах [84]; \bullet – колеблющийся кварцевый камертон при низких температурах (данная работа); Δ – колеблющаяся сетка [82,234] и \circ – колеблющаяся проволочка [235].

Как видно из рис. 5.3 при $T < 0,7$ К критическая скорость возникновения турбулентного течения практически не зависит от температуры. Можно предположить, что в этой области температур, когда длина свободного пробега тепловых возбуждений становится сравнима с характерным размером колеблющегося камертона (переход к баллистическому режиму рассеяния), нормальная компонента перестает играть основную роль при формировании турбулентного течения и критическая скорость определяется сверхтекучей компонентой.

5.1.3. Промежуточный режим. Для подробного исследования возникновения и развития турбулентного течения в условиях малой плотности нормальной компоненты гелия, то есть при $T < 0,7$ К, были проведены измерения вольт–амперных характеристик камертона и одновременно с этим измерения ширины резонанса и резонансной частоты кварцевого резонатора в зависимости от управляющего напряжения [26]. Оказалось, что характер перехода к нелинейному режиму течения различен для разных температур. Типичные измеренные зависимости для $T > 1$ К и $T < 1$ К приведены на рис. 5.4. Выбор данных температур измерений (1,49 К и 0,355 К) связан с тем, что при них хорошо проявляются отличия перехода к турбулентному режиму потока He II. Стоит отметить, что для данных температур очень сильно, почти на пять порядков, отличаются плотности нормальной компоненты He II.

Для температуры 1,49 К измеряемая вольт–амперная характеристика, так же как и в [84], при малых управляющих напряжениях линейна. При этом поток нормальной компоненты жидкости является ламинарным (участок I), а поток сверхтекучей компоненты в отсутствие турбулентности потенциален. При бóльших управляющих напряжениях появляется нелинейный турбулентный режим течения (участок II). Переход к турбулентному режиму сопровождается увеличением эффективной вязкости жидкости, что приводит к возрастанию ширины резонансной кривой и уменьшению частоты резонанса. Результат измерений находится в хорошем согласии с данными [84], полученными при температуре 1,37 К. Необходимо заметить, что с понижением температуры переход к турбулентному режиму становится более резким при $T < 1$ К.

При температуре 0,355 К, кроме режимов I и II наблюдается промежуточный нелинейный режим III (рис. 5.4б), характеризующийся появлением дополнительной диссипации.

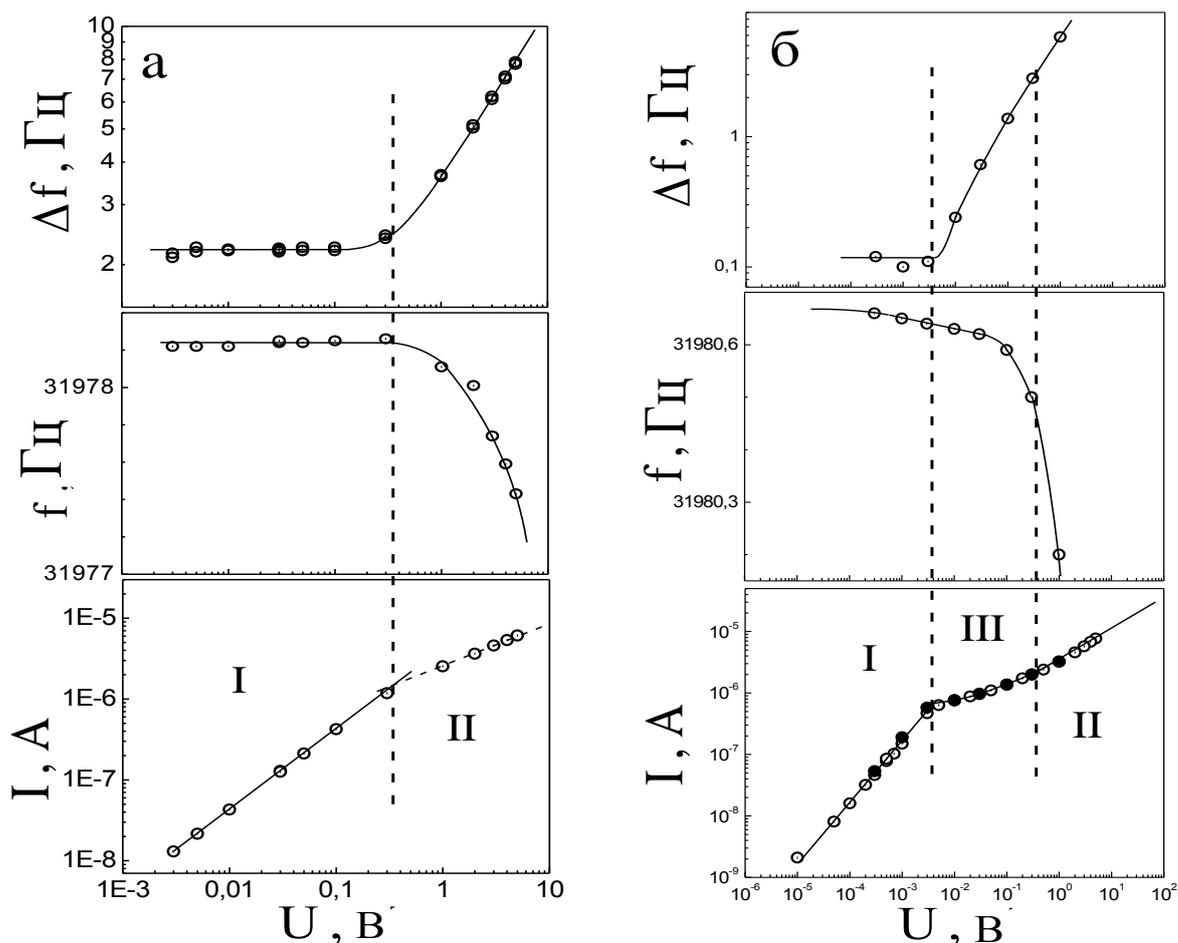


Рис. 5.4. Вольт–амперные и частотные характеристики кварцевого камертона в зависимости от прикладываемого напряжения: а – 1,49 К, б – 0,355 К (объяснения в тексте) [26].

Переход к промежуточному режиму при данной температуре наблюдается и по ширине резонанса и по резонансной частоте. Вообще, соответствующие зависимости сильно отличаются от тех, что были получены при $T = 1,49$ К. Так ширина резонансной кривой (рис. 5.4б), после начала нелинейного режима течения (3), начинает увеличиваться по более сильному степенному закону. В то же время резонансная частота уменьшалась медленнее, чем при высоких температурах. После достижения управляющих напряжений, соответствующих режиму II, характер зависимости частоты от управляющего напряжения становился таким же, как и при высокой температуре.

Таким образом, можно сделать вывод, что при низкой температуре $T < 0,7$ К нелинейный режим течения III, начинается при достижении определенных критических скоростей течения вдоль колеблющейся твердой поверхности резонатора и обусловлен появлением квантованных вихрей, что приводит к новому механизму диссипации в дополнение к механизмам, характерным для высокотемпературного турбулентного режима. В работах [26,234] было выдвинуто предположение, что таким механизмом может быть рост плотности квантованных вихрей на поверхности колеблющегося тела.

Наличие промежуточного режима проявляется и на амплитудно-частотных характеристиках на рис. 5.5 в виде плато вблизи резонансной частоты.

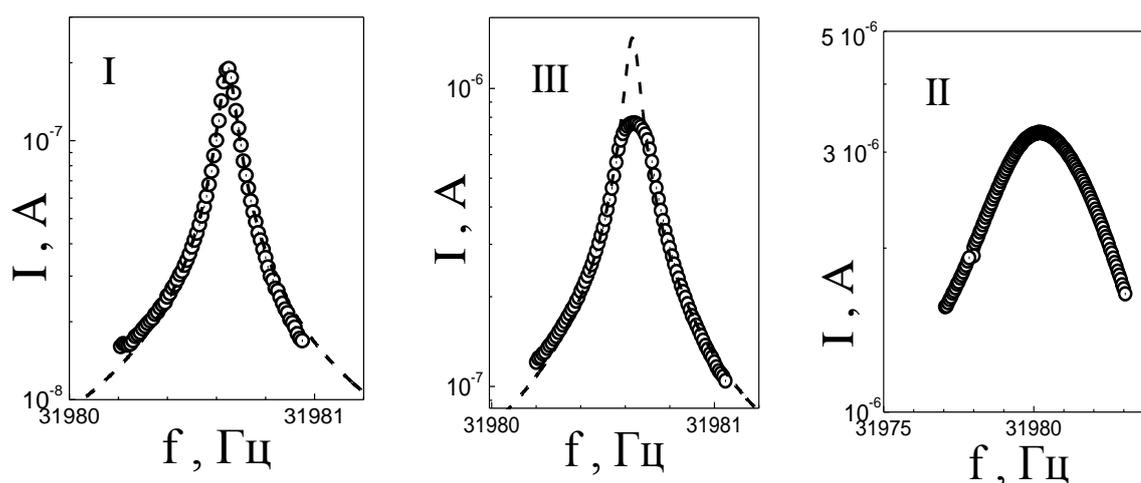


Рис. 5.5. Характерные амплитудно-частотные характеристики кварцевого резонатора при температуре 0,355 К и управляющих напряжениях 1 мВ (I - ламинарный режим течения); 10 мВ (III – промежуточный режим) и 1 В (II – развитый турбулентный режим).

Похожая зависимость наблюдалась при исследовании перехода к турбулентному режиму течения методом колеблющейся сеточки [234]. На рис. 5.5 приведены первичные экспериментальные данные, соответствующие каждому из режимов рис. 5.4б. Так, при ламинарном

режиме течения (режим I) амплитудно-частотная характеристика хорошо описывается лоренцианом (пунктирная линия на рис. 5.5). Такое поведение наблюдается и при высоких температурах (рис. 5.4а). В промежуточном режиме III, вдали от резонанса, данные также могут быть описаны лоренцианом, но при приближении к резонансу появляется резко выраженное плато, соответствующее нелинейному режиму вольт-амперной характеристики в переходной области. Такое поведение не наблюдается при $T > 0,7$ К. При развитом турбулентном течении (режим II) резонансная кривая сильно уширяется, и резонанс заметно сдвигается в область низких частот. Такое поведение характерно и для турбулентного течения при высоких температурах. Аналогичные амплитудно-частотные зависимости наблюдались и в работе [234], что может свидетельствовать об идентичности наблюдаемых процессов в наших экспериментах и в этой работе.

5.1.4. Коэффициент лобового сопротивления. При исследованиях турбулентности в классических жидкостях и газах для сравнения турбулентных потоков в различных измерительных системах используют такую безразмерную величину как коэффициент лобового сопротивления. Эта величина равна отношению диссипируемой энергии к кинетической энергии потока жидкости и записывается в виде:

$$C_d = \frac{F}{2\rho v^2 S}, \quad (5.1)$$

где ρ - полная плотность жидкости, v и S - скорость потока и площадь поперечного сечения тела (в нашем случае поперечного сечения камертона) соответственно. При турбулентном течении коэффициент лобового сопротивления для разных сред постоянен в широком интервале скоростей и зависит только от формы тела [237] (см. Таблицу 5.1). Коэффициент лобового сопротивления потоку воздуха для сферы приведен на рис. 5.6 при различных режимах течения, характеризуемых числами Рейнольдса [237].

Таблица 5.1.

Величина коэффициента сопротивления для тел различной геометрической формы.

Форма тела, находящегося в потоке жидкости или газа.	C_d
Сфера	0,4
Куб	1,05
Пластинка с плоскостью, перпендикулярной потоку	1,95
Проволока (цилиндр)	1,0 - 1,3
параллелепипед	1

При малых скоростях потока, что соответствует малым числам Рейнольдса, когда сила сопротивления $F \sim \nu \rho R v$ пропорциональна скорости потока, коэффициент сопротивления обратно пропорционален скорости течения, соответствующий режим течения обозначен на рис. 5.6 цифрой 1. При увеличении скорости течения начинается турбулентность приграничного слоя, толщина которого близка к глубине проникновения вязкой волны (режим 2) [87]. При дальнейшем увеличении скорости потока коэффициент сопротивления становится постоянным (режим 3), сила сопротивления при этом режиме $\sim v^2$. Этот режим сохраняется в широком интервале скоростей до тех пор, пока не наступит кризис сопротивления, когда коэффициент сопротивления уменьшается в 5 раз (режим 4). При столь больших скоростях потока необходимо учитывать сжимаемость среды, которая оказывает стабилизирующее влияние на течение в ламинарном пограничном слое, что увеличивает величину критической скорости образования турбулентности. При достижении числа Рейнольдса, соответствующего кризису сопротивления, коэффициент лобового сопротивления резко уменьшается. Заметим, что при скоростях течения, близких к скорости звука, необходимо учитывать сжимаемость среды. Присутствие

шероховатостей на поверхности может привести к уменьшению скорости, соответствующей кризису сопротивления (это иллюстрируется пунктирной линией на рис 5.6). Во всем диапазоне скоростей величина коэффициента сопротивления зависит от формы тела и величины шероховатости.

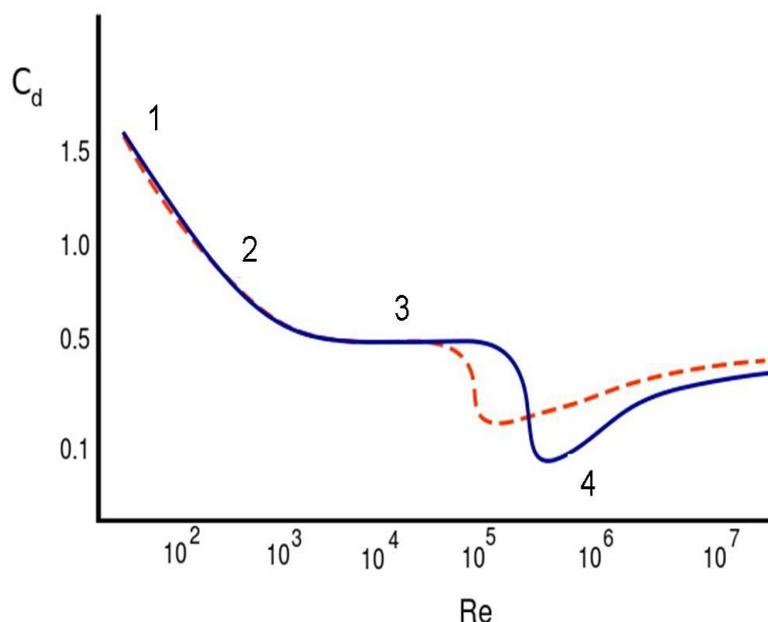


Рис. 5.6. Коэффициент сопротивления потоку воздуха для сферы в зависимости от числа Рейнольдса.

Из имеющихся экспериментальных данных можно определить коэффициент лобового сопротивления (см. (5.1)) камертона, погруженного в He II, так же как это было сделано в работе [96] - коэффициент лобового сопротивления можно получить в зависимости от скорости колебаний камертона. На рис. 5.7 приведена такая зависимость. Ножки камертона имеют форму параллелепипеда, что позволяет ожидать при турбулентном течении величины $C_d \approx 1$ - пунктирная линия на рис 5.7 (см. таб. 5.1).

Как видно на рис. 5.7 при $T > 1,4$ К поведение коэффициента сопротивления качественно хорошо согласуется с поведением

коэффициента сопротивления сферы в воздухе при различных скоростях потока, на рис. 5.6 это соответствует режимам 1 - 3.

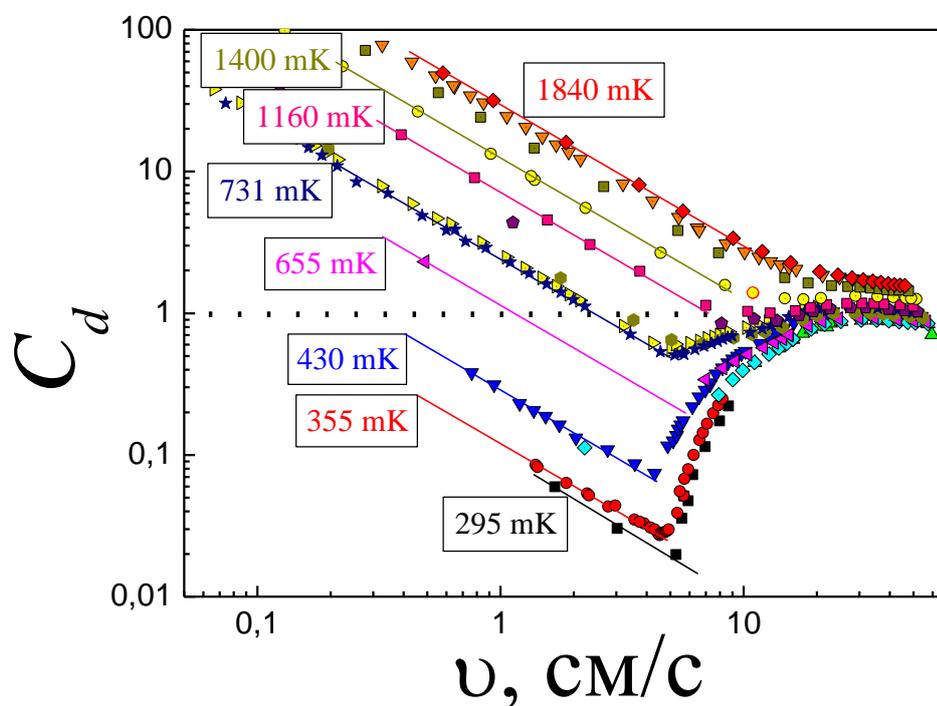


Рис. 5.7. Коэффициент лобового сопротивления камертона в гелии в зависимости от скорости колебаний его ножек в широком интервале температур.

С понижением температуры плотность нормальной компоненты уменьшается по закону T^4 , что приводит к уменьшению диссипации энергии колебаний за счет вязкого трения колеблющихся ножек камертона, в результате чего зависимость $C_d \sim 1/\nu$, смещается влево по скоростям. При низких температурах $T < 0,6$ К, когда наступает баллистический режим рассеяния фононов, величина C_d в области скоростей $\nu \leq \nu_c$, то есть еще при ламинарном режиме течения, достигает значений, значительно меньших, чем это бывает в обычных жидкостях и газах. При $\nu > \nu_c$ начинается возрастание C_d до значений, близких к 1, это соответствует промежуточному режиму, обозначенному

цифрой 3 на рис. 5.4 и 5.5. Такое поведение C_d может свидетельствовать об изменении условий возбуждения турбулентного течения, а зависимость C_d от ν , как указывалось в [92], с понижением температуры, начиная с 0,6 К, всё больше и больше определяется турбулентностью сверхтекучей компоненты, так как скорость нормальной компоненты становится пренебрежимо малой.

5.1.5. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от эффективного числа Рейнольдса. Для того чтобы сравнивать течения нормального и сверхтекучего гелия при различных температурах необходимо использовать критерий подобия, одним из которых в гидродинамике является безразмерное число Рейнольдса. Считается, что два течения подобны, если у них одинаковые числа Рейнольдса. Поэтому целесообразным представляется исследовать зависимость коэффициента лобового сопротивления от числа Рейнольдса. Для этой цели необходимо установить, какая безразмерная величина в рассматриваемой колебательной проблеме играет ту же роль, что число Рейнольдса при стационарном движении.

Величина силы в выражении для безразмерной величины C_d (5.1) в гидродинамическом пределе определяется вязким трением, так что до достижения условий, при которых становится существенным взаимодействие нормального и сверхтекучего движений, сила связана лишь с первым из них. Таким образом, под ρ , ν следует подразумевать плотность (ρ_n) и кинематическую вязкость нормальной компоненты (ν_n). Точное решение, описывающее движение неограниченной жидкости при колебаниях погруженного в неё тела конечных размеров, известно лишь для тела сферической формы [87]. Однако соответствующие формулы можно применить и для тел других форм, причем влияние формы тела на величину коэффициента сопротивления следует определить из экспериментальных данных. Поскольку размеры

ячейки значительно превосходят поперечные размеры ножек камертона, можно считать, что указанные формулы могут быть применены и в случае конечного объёма жидкости. Сделанные предположения оправдываются приведенными ниже результатами.

Упомянутое выше точное решение [87, § 24] определяет зависимость полной силы сопротивления потоку F от скорости колебаний, и в высокочастотном приближении имеет вид:

$$F = \frac{2\pi}{3} \rho R^3 \frac{d\nu}{dt} + 3\pi\rho R^2 \sqrt{2\nu\omega\nu}, \quad (5.2)$$

где R - радиус сферы.

Выражение (5.2) справедливо в пределе $(2\nu/\omega R^2)^{1/2} < 1$. Это условие выполняется во всем диапазоне параметров задачи в [25,26]. Поскольку в эксперименте определяется среднее по времени τ значение силы и коэффициента сопротивления, для нахождения F и C_d следует

вычислять величину $\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} F dt$, а затем, разделив её на характерное значение скорости, u , получить среднее значение коэффициента лобового сопротивления. Первое слагаемое в правой части соотношения (5.2), инерционная составляющая силы, даст при таком усреднении нуль, а второе слагаемое приводит к выражению:

$$F = K \rho S \sqrt{2\nu\omega} \cdot \nu, \quad (5.3)$$

где S - площадь поперечного (по отношению к направлению скорости колебаний) сечения тела, а K - безразмерный параметр, зависящий от его формы. Таким образом, по крайней мере, при не слишком больших скоростях, сила сопротивления линейно зависит от скорости. Соответствующий режим течения, как и в случае стационарного обтекания тела, будем называть ламинарным, а отклонение от такого поведения следует, очевидно, связать с возникновением турбулентности.

С учетом (5.3) получаем

$$C_d = 2K \sqrt{\frac{\nu \omega}{\nu^2}}. \quad (5.4)$$

При подстановке в соотношение (5.4) вместо частоты ω её значения, равного отношению скорости колебаний к их амплитуде колебаний ℓ , под знаком корня будет находиться величина, обратная $\nu \ell / \nu$, которая, как легко видеть, имеет ту же структуру, что и число Рейнольдса [87]. Таким образом, в отличие от стационарного обтекания тела в ламинарном режиме, когда $C_d = K Re^{-1}$, в случае колеблющегося тела коэффициент сопротивления обратно пропорционален квадратному корню из числа, которое можно назвать эффективным числом Рейнольдса, выраженным не через размеры тела, а через амплитуду его колебаний. Обозначая это число как $\Omega = \nu \omega / \nu^2$, имеем:

$$C_D = 2K \Omega^{-1/2}. \quad (5.5)$$

Приведенный анализ экспериментальных данных показывает, что они описываются соотношениями (5.3) и (5.5) при значениях параметра Ω , не превышающих некоторой величины, выше значений которой происходит качественное изменение в поведении зависимости $C_d(\Omega)$. Легко понять, что при температурах выше температуры λ – перехода в гелии, когда он представляет собой обычную жидкость, это означает смену ламинарного режима движения жидкости на переходный, который, по-видимому, сменяется развитой турбулентностью с ростом Ω . При температурах ниже точки λ – перехода отклонение от указанной зависимости демонстрирует действие квантовых эффектов, связанных со сверхтекучей компонентой и приводящих в конечном итоге к явлению, называемому квантовой турбулентностью. Последнее наглядно изображается приводимым в предыдущем разделе рис. 5.2, на котором приведена зависимость $\nu(F)$, которая в некотором интервале скоростей

удовлетворяет соотношению (5.3), но далее, так же, как и $C_d(\Omega)$, меняет свой вид из-за влияния квантовых эффектов.

Приступая к обсуждению экспериментальных результатов в терминах $C_d(\Omega)$, следует иметь в виду, что их универсальность (возможность представить эти результаты в виде безразмерных соотношений) может быть связана лишь с движением нормальной компоненты. Действительно, из параметров, характеризующих не обладающую вязкостью сверхтекучую компоненту, невозможно образовать безразмерную характеристику, имеющую структуру числа Рейнольдса. Поэтому ясно, что квантовые эффекты, обязанные своим происхождением именно сверхтекучей компоненте, плотность которой растет с уменьшением температуры, с изменением последней начинают проявлять себя при различных значениях параметра Ω соответствующих разной температуре.

Как видно из рис. 5.8, при температуре выше λ – перехода, а именно при 4,2 К, и немного ниже $T_\lambda \approx 2,114$ К (когда плотность нормальной компоненты велика), зависимость $C_d(\Omega)$ в точности совпадает с (5.5); при этом линейная часть графика (ламинарный режим) плавно сменяется нелинейной при значениях параметра Ω порядка нескольких десятков. Можно предполагать, что при увеличении Ω после смены режимов наступает развитый турбулентный режим. При температурах ниже приблизительно 1,6 К кривые $C_d(\Omega)$ отклоняются от универсальной зависимости, причем это отклонение происходит при тем меньшем значении Ω , чем ниже температура. Как показано в [236], такое поведение сходно с тем, которое обусловлено влиянием шероховатости границ в обычной гидродинамике, но в сверхтекучей жидкости его естественно связывать с действием квантовых эффектов, связанных с рождением квантованных вихрей на шероховатостях. Из

рис. 5.8 видно, что эффект заметнее при низких температурах (0,43 К и 0,307 К), при которых на кривых появляется излом.

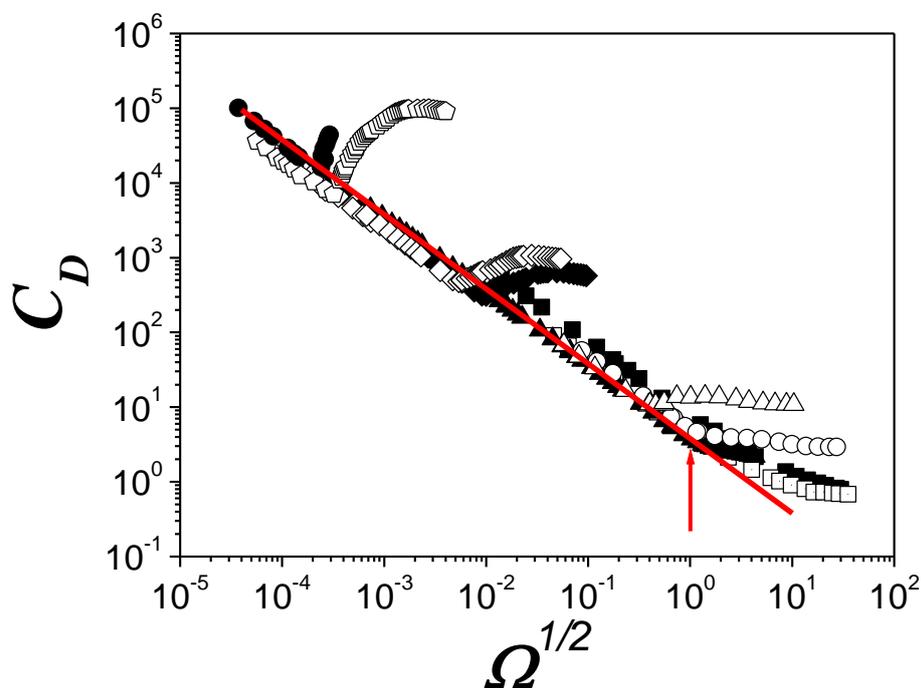


Рис. 5.8. Зависимость безразмерного коэффициента сопротивления от эффективного числа Рейнольдса при разных температурах. ■ - 4,2 К; □ - 2,114 К; ▲ - 1,695 К; ○ - 1,642 К; △ - 1,305 К; ◆ - 0,778 К; ◇ - 0,731 К; ◊ - 0,43 К; ● - 0,307 К. Сплошная прямая – линейный, ламинарный режим движения [36].

По-видимому, последнее объясняется тем фактом, что плотность нормальной компоненты при этих температурах мала и, таким образом, она оказывает незначительное влияние на квантовые явления в сверхтекучей жидкости.

Что касается квантовой турбулентности, то можно предполагать, что с ростом параметра Ω , например, за счёт увеличения скорости колебаний тела, взаимодействие квантовых вихрей между собой и рост их суммарной длины в единице объёма в конце концов приведут к имитации движения обычной

вязкой жидкости (рост плотности квантованных вихрей при увеличении скорости вращения содержащего He II цилиндрического сосуда рассмотрен в [237]). В этом случае все «расслоенные» кривые рис. 5.8 должны были бы слиться между собой; такое слияние свидетельствовало бы о наступлении универсального режима развитой квазиклассической турбулентности, когда квантовыми эффектами можно пренебречь. До такого слияния квантовыми эффектами пренебрегать нельзя; их доминирующим влиянием, по-видимому, определяются основные свойства квантовой турбулентности, отличающие её от классического аналога.

5.1.6. Влияние квантованных вихрей на возникновение турбулентного течения в He II. При малых скоростях ν колебаний камертона при его обтекании нормальная компонента He II совершает ламинарное течение, причём движение сверхтекучей компоненты можно считать потенциальным. Ламинарное движение нормальной компоненты распространяется на расстояниях порядка глубины проникновения вязкой волны от поверхности камертона, причем на его поверхности скорость нормальной компоненты равна скорости колебаний камертона. Сверхтекучая компонента совершает потенциальное течение до тех пор, пока скорость камертона не превысит критического значения ν_c , когда начинают генерироваться квантованные вихри. Этот процесс приводит к дополнительному торможению камертона, поскольку наличие вихрей приводит к возникновению взаимного трения между нормальной и сверхтекучей компонентами.

С одной стороны, гомогенное рождение квантованных вихрей в объёме сверхтекучей жидкости, как это было показано в [238], требует больших критических скоростей потока сверхтекучей жидкости, на два порядка выше наблюдаемых в эксперименте. С другой стороны, известно, что вихри могут зарождаться на поверхности движущегося

тела вследствие быстрого охлаждения или других неконтролируемых неравновесных процессов, что означает гетерогенное рождение квантованных вихрей при скоростях потока, гораздо меньших, чем те, что требуются для гомогенного зародышеобразования. Перецепление (reconnection) и размножение вихрей, в свою очередь, приводят к образованию вихревого клубка или сверхтекучей турбулентности. Данное явление исследовалось в работе [239].

Оценим по порядку величины критические значения скорости для возникновения вихрей, подразумевая, что вихри имеют форму колец или петель в виде полуколец. Если предположить, что в результате колебаний камертона рождаются вихревые кольца диаметра d , то необходимая для этого критическая скорость связана с d соотношением [240-241]:

$$v_{cv} = \frac{\kappa}{\pi d} \ln \left(\frac{4d}{a_0} \right), \quad (5.6)$$

где $\kappa = \hbar/m$ - квант циркуляции скорости сверхтекучей компоненты, a_0 - радиус кора вихря. Как следует из (5.6), легче образуются и развиваются вихревые кольца с бóльшим радиусом или вихревые нити с бóльшим радиусом кривизны, так как для их образования требуется меньшая критическая скорость. Обычно размер вихревых колец ограничивается стенками ячейки или, если в движение вовлечена не вся жидкость, толщиной пограничного слоя.

Выражение (5.6) можно использовать для оценки размера вихревого кольца из измеренных значений критической скорости [241]. Найденные таким образом значения диаметра вихревого кольца d приведены на рис. 5.9. Для сравнения также показана температурная зависимость глубины проникновения вязкой волны при колебаниях камертона в ^4He . Её значения рассчитывались с использованием данных по вязкости, полученным в работах [25,72]. При низких температурах,

когда не выполняются условия для гидродинамического режима, значение глубины проникновения вязкой волны, оценённое из эффективной вязкости, показано пунктирной линией.

Как видно на рис. 5.9, при температурах выше ~ 1 К размер вихревого кольца превышает глубину проникновения вязкой волны, означая, что образование вихревых колец в этой области практически невозможно.

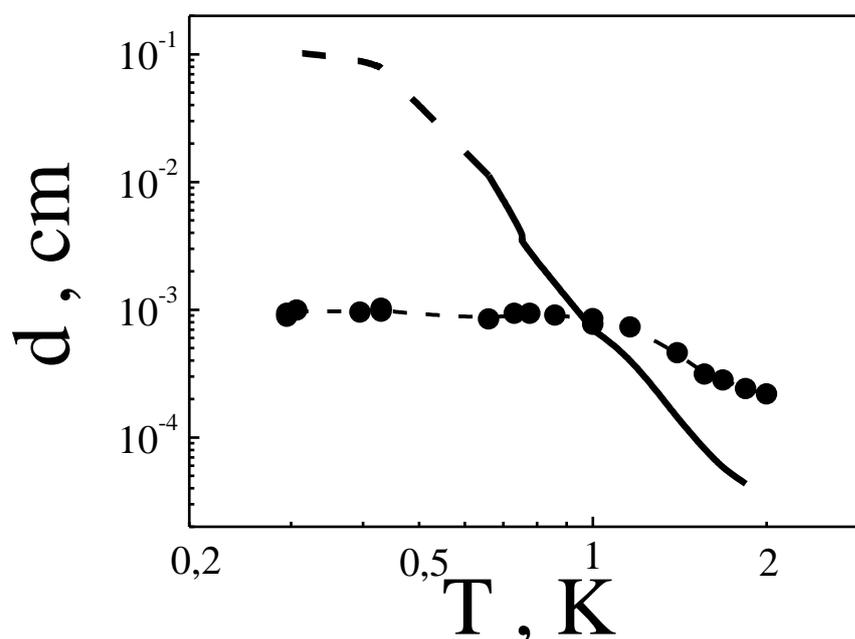


Рис. 5.9. Температурная зависимость диаметра вихревого кольца, возникающего при критической скорости течения He II. Сплошная линия – температурная зависимость глубины проникновения вязкой волны на частоте камертона.

В то же время при $T < 0,8$ К образование и рост вихревых колец может происходить в слое, пограничном с колеблющейся поверхностью камертона. Это в свою очередь должно вызвать дополнительную диссипацию энергии колебаний камертона. Интересно, что как раз при этой температуре увеличивается ширина резонансной кривой, и

появляется плоский участок в районе её максимума – промежуточный режим (см. рис. 5.4 и 5.5).

Так как размер вихревых колец ($\leq 10^{-3}$ см), генерируемых колебаниями ножек камертона, намного меньше размера самих ножек (около $3 \cdot 10^{-2}$ см), то естественно предположить, что вихревые кольца могут генерироваться шероховатостями на поверхности. Исследования поверхности камертона, проведенные с помощью оптического микроскопа, представленные на рис. 5.10, показали, что типичный размер шероховатостей составляет $(1 \div 10) \cdot 10^{-4}$ см, что делает высказанное предположение правдоподобным.

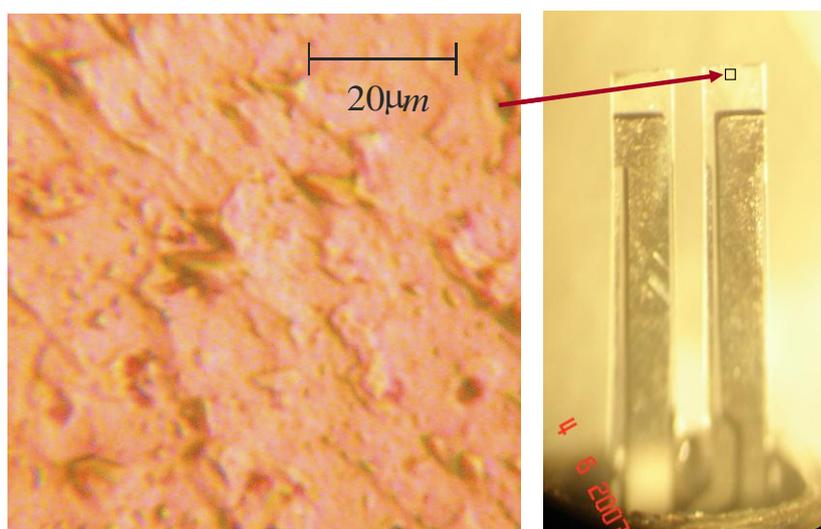


Рис. 5.10. Типичная картина шероховатости боковой поверхности ножек камертона.

Таким образом, при $T > 1$ К критическая скорость образования турбулентного течения, по-видимому, обусловлена началом турбулентного течения нормальной компоненты. Как и в классической жидкости, турбулентное течение генерируется на углах ножек камертона и затем развивается в пристеночном слое [84]. На рис. 5.2 и 5.7 видно, что развитие турбулентного течения наблюдается на участке, который начинается с отклонения от линейного режима и продолжается до

участка, соответствующего зависимости $F \sim \nu^2$ (рис. 5.2) или $C_d = \text{const}$ (рис. 5.7). На этом участке турбулентность считается развитой. Конечно, турбулентные потоки могут стимулировать образование квантованных вихрей, что приведёт к увеличению взаимного трения и дополнительной диссипации в системе. В этой области температур турбулентность сверхтекучей жидкости является квазиклассической.

Противоположностью высоким температурам является область температур ниже 0,6 К. В этой области температур, основной механизм диссипации обусловлен баллистическим рассеянием тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона и на квантованных вихрях. В «баллистической» области температур понятие турбулентности нормальной компоненты лишено физического смысла, но появляется возможность наблюдать квантовую турбулентность – турбулентность сверхтекучей компоненты. Как указывалось выше, в этой области температур возможно образование и рост вихрей, закреплённых на шероховатостях поверхности. При этом область, в которой вероятнее всего появляется турбулентность квантованных вихрей (квантовая турбулентность), ограничивается пристеночным слоем с толщиной, близкой к размеру шероховатостей поверхности [236].

5.2. Влияние акустической волны на возбуждение сверхтекучей турбулентности

Как уже отмечалось, метод кварцевого камертона позволяет проводить исследования при сверхнизких температурах в широком диапазоне частот от 6 до 250 кГц [242]. Как было показано в Разделе 1, кварцевый камертон активно используется для исследований кинетических свойств сверхтекучих жидкостей, вязкого трения при $T > 0,7$ К и баллистического рассеяния тепловых возбуждений при $T < 0,5$ К [25,28]. Кроме того, было обнаружено, что кварцевый камертон в

сверхтекучей жидкости может излучать волну первого звука [29,30], что может существенно сказаться на результатах измерений [30-32,34-35].

В работах [29-33, 243] исследовались условия возбуждения акустической волны камертоном в He II. Было обнаружено, что мощность акустического излучения понижается с уменьшением размеров камертона и частоты [29,31,34,155], а также с увеличением скорости первого звука, которую можно было варьировать с помощью изменения давления исследуемой сверхтекучей жидкости [30,155]. Кроме того, было обнаружено, что уменьшение размера ячейки, в которой располагался камертон, по отношению к длине волны звука также уменьшает мощность акустического излучения [30]. Влияние размера ячейки на акустическое излучение становится особенно важным в условиях акустического резонанса, как было показано в [32] для цилиндрической ячейки, заполненной He II.

Параллельно с изучением различных диссипативных процессов в He II при ламинарном течении проводились исследования перехода от ламинарного течения к турбулентному течению, а также развитие турбулентного течения. Была измерена температурная зависимость критической скорости перехода v_c [72], обнаружен переходной режим при развитии турбулентного течения [25], а также гистерезисы при переходе к квантовой турбулентности [231] в He II при $T = 10$ мК. Кроме того, было обнаружено, что если основным диссипативным процессом при ламинарном режиме течения было акустическое излучение, то переход к турбулентному течению происходил при больших скоростях течения жидкости [30].

В данном подразделе приведены экспериментальные данные по изучению влияния акустического излучения на величину скорости перехода к турбулентному течению в He II, а также исследования возможных механизмов возникновения турбулентности.

5.2.1. Методика проведения исследований при переменной мощности акустического излучения. В экспериментах исследовалось поведение 8 кварцевых камертонов, погруженных в сверхтекучий ^4He , при различных давлениях. Все камертоны имели одинаковую резонансную частоту (~ 32 кГц) но различные геометрические размеры (Табл. 5.2).

Таблица 5.2

Основные параметры используемых камертонов.

Номер камертона	L , мм	H , мм	M , мм	D , мм	f_0 , Гц	Δf_0 , Гц	R , см	R/λ_{svp}
К1	3,79	0,3	0,6	0,3	32708,35	0,035	1,1	1,48
К5	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,95	0,08	0,13	0,18
К8	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,88	0,05	0,13	0,18
К9	2,53	0,1	0,25	0,13	32708,25	0,032	0,07	0,095
К19	3,41	0,33	0,38	0,2	32719,5	0,04	0,4	0,52
К20	3,41	0,33	0,38	0,2	32704,65	0,1	0,4	0,52
К21	3,41	0,33	0,38	0,2	32720,3	0,075	0,4	0,52
К22	3,81	0,34	0,6	0,3	32711,7	0,044	0,4	0,52

Параметры некоторые камертонов были приведены ранее, но для наглядности и удобства они включены и в Таблицу 5.2. Камертоны были закреплены так, чтобы их ось совпадала с осью цилиндрической полости либо была перпендикулярна, как об этом говорилось в подразделе 2.2. Там же приведены все подробности получения и измерения температур эксперимента.

Давление в ячейке создавалось с помощью охлаждаемого объема с адсорбентом и измерялось манометром, находящимся при комнатной температуре. Точность измерения давления при 24 атм. составляла

$\pm 0,05$ атм., а стабильность давления в процессе измерений была меньше точности измерений.

Проводились два типа экспериментов:

- при постоянной температуре 370 мК и различных давлениях, от давления насыщенного пара до 24,8 атм;
- разных температурах в интервале от 0,25 К до 2 К при давлении насыщенного пара.

Поскольку мощность акустического излучения W_a сильно зависит от скорости звука c ($W_a \sim c^{-5}$ [29,30]), а скорость звука в свою очередь зависит от давления, это позволяло изменять мощность акустического излучения почти на порядок величины.

Эксперимент проводился следующим образом. Вначале ячейка охлаждалась до температуры 0,5 К и проводились измерения пьезоэлектрической постоянной a всех камертонов в вакууме. Затем конденсировался ^4He , причем скорость конденсации была такой, чтобы ячейка не отогревалась выше 0,6 К. По окончании конденсации ^4He в ячейке создавалось давление, близкое к давлению кристаллизации, и стабилизировалась температура 370 мК. Затем проводился цикл измерений при постоянном давлении, после чего давление в ячейке понижали и проводили следующий цикл измерений при другом давлении.

Методика измерений с помощью кварцевого камертона была описана в работах [34-35]. В цикл измерений входили измерения амплитудно-частотных характеристик камертонов при различных возбуждающих напряжениях U постоянных давлении P и температуре T .

5.2.2. Критическая скорость образования турбулентного течения. Роль акустического излучения. Полученные типичные экспериментальные данные о зависимости скорости колебаний

камертона от возбуждающей силы при температуре 370 мК [34-35] приведены на рис. 5.11.

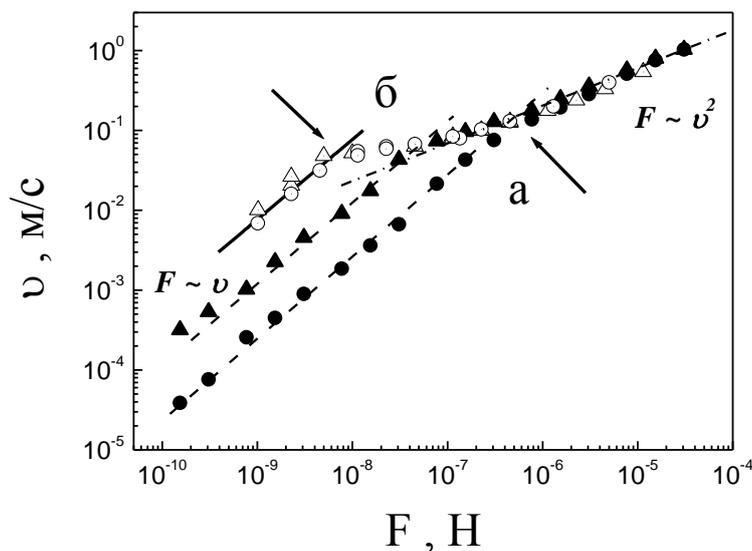


Рис. 5.11. Зависимость скорости колебания ножек камертона от возбуждающей силы. Δ , \circ - камертон K5 при давлении He II 7,6 и 22,3 атм и $T = 370$ мК. \bullet , \blacktriangle - камертон K21 при давлениях He II соответственно 8,35 атм и 24,1 атм. Сплошная линия – расчет для случая баллистического рассеяния тепловых возбуждений. Пунктирная линия – ламинарный режим течения при акустическом излучении. Штрихпунктирная линия – зависимость $F \sim v^2$, соответствующая турбулентному режиму течения.

Как видно из рис. 5.11, при малых F наблюдается линейная зависимость $F \sim v$ (сплошная и пунктирные линии), что характерно для ламинарного режима течения жидкости. С ростом F наблюдается отклонение от такой линейной зависимости, причём в одном случае (зависимость a , черные символы) сразу появляется квадратичная зависимость ($F \sim v^2$) (штрихпунктирные линии), а в другом случае (зависимость b , открытые символы) наблюдается промежуточный режим между линейным и квадратичным. В обоих случаях на кривых имеются характерные

изломы (показаны стрелкой), соответствующие критической скорости v_c перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения.

Следует обратить внимание, что кривые на рис. 5.11 отличаются различными значениями отношения R/λ , где R - радиус ячейки: для чёрных символов $R/\lambda > 1/4$, а для открытых символов $R/\lambda < 1/4$. Все камертоны, используемые в эксперименте, можно условно распределить в соответствии с этими соотношениями. Такое распределение обусловлено различными механизмами диссипации при ламинарном течении для разных значений R/λ . При $R/\lambda > 1/4$ основным механизмом диссипации является акустическое излучение, а при $R/\lambda < 1/4$ реализуется баллистический режим, в котором диссипация определяется рассеянием тепловых возбуждений Не II на колеблющихся ножках камертона. Этот механизм практически не зависит от давления [30], этим объясняется то, что на рис. 5.11 данные для разных давлений совпадают. Расчёт зависимости $\nu(F)$ с использованием кинетических уравнений при баллистическом рассеянии тепловых возбуждений был проведен в [28], результаты расчёта, показанные сплошной линией на рис. 5.11, демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными.

Как отмечалось в работе [32], при ламинарном режиме течения за счёт переотражения звуковой волны на стенках ячейки наибольшее влияние на измеряемые в эксперименте величины наблюдается в области выполнения условия $R/\lambda = 1/2$ для резонанса волны первого звука в цилиндрической ячейке. Для камертонов К20 – К22 этот режим должен наблюдаться при $P \sim 2$ атм. в Не II.

На рис. 5.12 приведены установленные значения критической скорости v_c от давления для обоих случаев в одинаковом масштабе. Как уже отмечалось, при $R/\lambda < 1/4$ значения v_c практически не зависят от давления (рис. 5.12.а), в

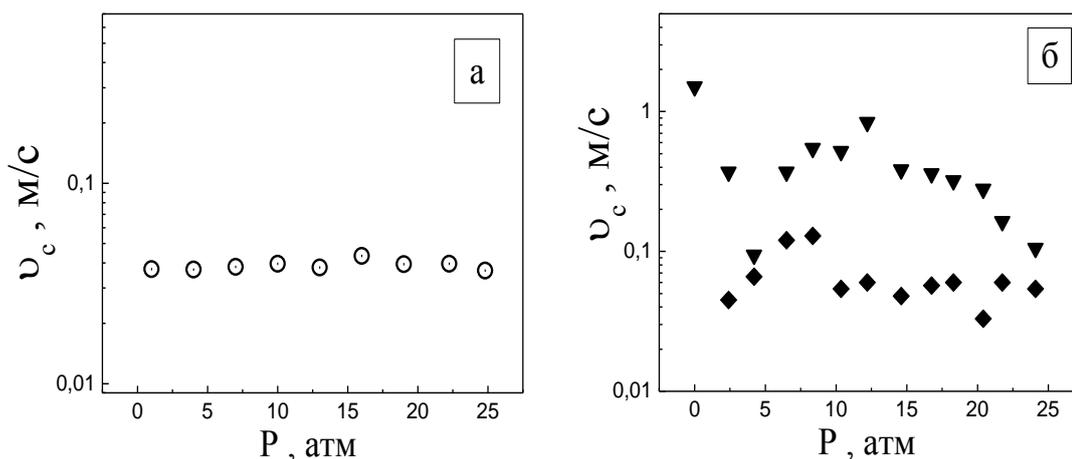


Рис. 5.12. Критическая скорость перехода от ламинарного режима течения к турбулентному в зависимости от давления при $T = 370$ мК: а - камертон K8 - \circ ; б - K21 и K22 - \blacklozenge , \blacktriangledown соответственно.

то время как для $R/\lambda > 1/4$, наблюдается большой разброс данных (рис. 5.12.б), что связано с переотражениями звуковой волны от стенок ячейки. При этом, как и в работах [30,32], разброс значений критической скорости значительно больше, чем в отсутствие акустического излучения, особенно при низких давлениях, что связано с большими значениями λ и возможностью достижения условий акустического резонанса.

5.2.3. Зависимость критической скорости от температуры и мощности, возбуждающей колебания камертона. Для того чтобы проследить, как влияет акустическое излучение на критическую скорость перехода от ламинарного течения к турбулентному течению, удобно данные привести в виде зависимости критической скорости от соответствующей ей мощности, возбуждающей колебания ножек камертона. На рис. 5.13 приведена такая зависимость для камертонов с различными геометрическими размерами и при разных постоянных давлениях He II. Открытые символы отвечают камертонам, у которых

при ламинарном режиме течения основным механизмом диссипации является баллистическое рассеяние тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона. Закрытые символы - критические скорости для камертонов, у которых преобладающим диссипативным механизмом является акустическое излучение ($R/\lambda > 1/4$).

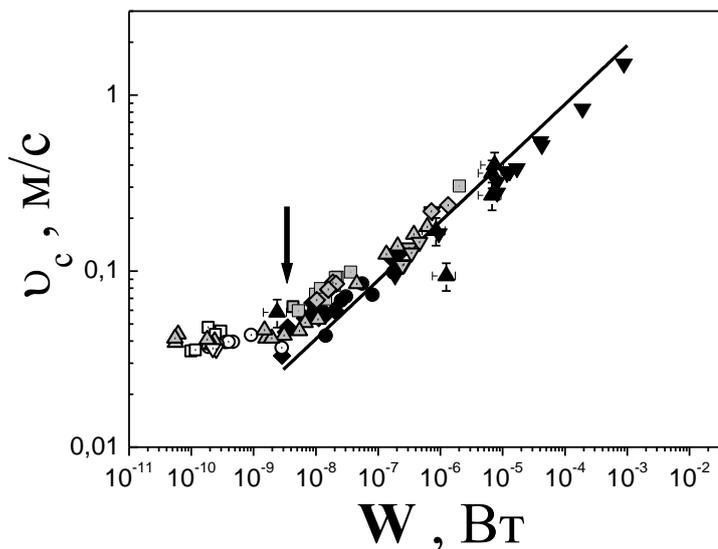


Рис. 5.13. Зависимость критической скорости перехода к турбулентному режиму течения в He II от мощности возбуждающего сигнала. \square - K5; ∇ - K9; \circ - K8; \diamond - K1 [231]; \blacksquare - K20; \blacktriangle - K21; \blacktriangledown - K22; \bullet - K19 при $T = 370$ мК и различных давлениях (см. рис. 5.11); K8 (Δ), K19 (\diamond), K20 (\blacksquare) и K21 (∇) при давлении насыщенного пара и различных температурах (см. рис. 5.3).

Из рис. 5.13 видно, что на зависимости критической скорости от возбуждающей мощности проявляются два механизма возбуждения турбулентного течения. При мощностях излучения $W \geq 10^{-8}$ Вт все данные описываются единой зависимостью, показанной сплошной линией. Такая зависимость характерна для турбулентного течения в обычных жидкостях или газах и имеет вид $W \sim v_c^3$ (см. подраздел 5.2.4). При малых мощностях $W < 10^{-8}$ Вт наблюдается заметное отклонение от этой зависимости. При этом v_c практически не зависит от W_c . В этом

случае реализуется переходной режим, характеризующийся быстрым ростом плотности квантованных вихрей [26]. Отметим, что такое поведение было обнаружено для камертонов разных размеров, то есть определяющим обстоятельством является не размер камертона, а условие отсутствия акустического излучения.

Для того чтобы проследить влияние температуры на эффект возбуждения турбулентного течения за счет акустического излучения были проведены измерения температурной зависимости критической скорости для пяти камертонов, погруженных в He II, находящийся при давлении насыщенного пара. На рис. 5.14 приведены полученные данные для случая $R/\lambda < 1/4$ (открытые символы) и $R/\lambda > 1/4$ (заполненные символы).

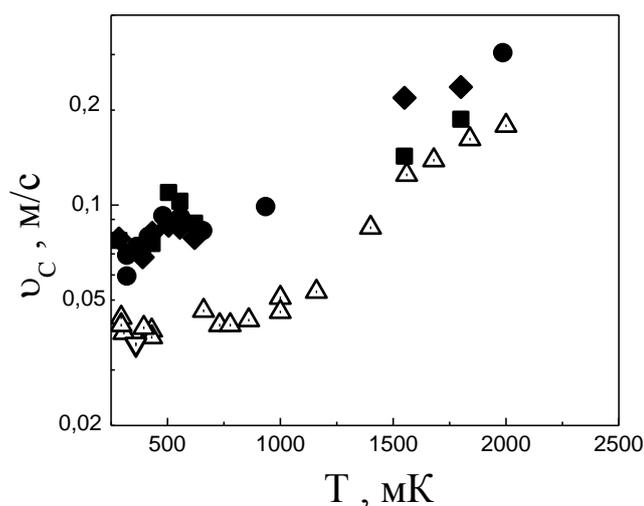


Рис. 5.14. Температурная зависимость критической скорости перехода от ламинарного режима течения к турбулентному режиму. ◆ - K19, ● - K20, ■ - K21 и ○ - K8, ▽ - K9.

Как видно из рис. 5.14, при $T > 1,2$ К для обоих случаев экспериментальные данные практически совпадают, что связано с доминирующим влиянием вязкостной диссипации. При $T < 1,2$ К для $R/\lambda > 1/4$ основным механизмом диссипации становится акустическое излучение, при этом критическая скорость перехода становится

значительно больше чем при $R/\lambda < 1/4$, где основным механизмом диссипации по прежнему является вязкое трение. При $T < 0,6$ К величины ν_c практически не зависят от температуры для обоих случаев.

Но для камертонов с $R/\lambda < 1/4$ основной механизм диссипации кинетической энергии колеблющихся ножек камертона меняется с вязкого трения на баллистическое рассеяние тепловых возбуждений.

Для дальнейшего анализа была взята температурная зависимость $\nu_c(T)$ от W , которая приведена на рис. 5.13 серыми символами. Как видно из рисунка, эти данные укладываются на единую зависимость и совпадают с данными, полученными при $T = 370$ мК. При высоких температурах ($T > 0,9$ К) экспериментальные данные также описываются зависимостью $W \sim \nu_c^3$. Таким образом, вне зависимости от типа эксперимента (постоянная температура, но разные давления и мощности акустического излучения или температурная зависимость при постоянном давлении и фиксированной мощности) все данные описываются единой кривой. При $T > 0,9$ К это кубическая зависимость, а при $T < 0,6$ К зависимость ν_c от W отсутствует.

Экспериментальные результаты, полученные при $T < 0,9$ К, когда ρ_n мало, можно интерпретировать в рамках классификации режимов сверхтекучей турбулентности, приведенной в [224,226-228]. В этом случае при высоких возбуждающих мощностях $> 10^{-8}$ Вт (рис. 5.13) наблюдается квазиклассическая турбулентность, когда вихри поляризованы и объединены в жгуты, а образование турбулентности происходит за счет пересоединений вихрей внутри жгута или пересоединения жгутов. При возбуждающих мощностях $< 10^{-9}$ Вт наблюдаются два механизма возбуждения турбулентности. Если доминирует акустическое излучение, когда значительная часть возбуждающей мощности затрачивается на возбуждение акустической волны, по-видимому, формируется квазиклассическая турбулентность. В

случае, когда акустическое излучение пренебрежимо мало, и мощности, возбуждающие колебания камертона, также малы, можно говорить о переходе к квантовой турбулентности, и турбулентный клубок образуется за счёт квантованных вихрей, появляющихся на шероховатостях и пересоединяющихся между собой и самих на себя.

Может ли акустическое излучение при этом возбуждать замкнутые потоки жидкости, иногда называемые акустическим течением [87], в настоящее время ответить нельзя, но замкнутые потоки Не II могли бы привести к возбуждению квазиклассической турбулентности.

5.2.4 Влияние акустического излучения на коэффициент лобового сопротивления. Для сравнения между собой экспериментальных данных, полученных при различных режимах течения, а также с соответствующими данными для обычных жидкостей или газов, оказывается удобным изучить полученные данные, построив зависимости безразмерного коэффициента лобового сопротивления C_d , который определяется выражением [59], от критической скорости перехода к турбулентному течению.

При этом в терминах лобового сопротивления можно наглядно представить различные режимы течения жидкости. Поскольку при ламинарном режиме $F \sim \nu$, то $C_d \sim 1/\nu$, что соответствует экспериментальным данным при малых скоростях ν , приведенным на рис. 5.15.

Как видно на рис. 5.15, для случая, когда $R/\lambda > 1/4$ (закрытые символы) после начала турбулентного течения величина $C_d \sim 0,5$ в весьма широком интервале скоростей. В противоположном пределе $R/\lambda < 1/4$ зависимость C_d от ν является немонотонной, причём минимум наблюдается при значениях $C_d \approx 1$. Последующий рост C_d с увеличением скорости, соответствует переходному режиму [26] и, по-видимому, обусловлен ростом плотности квантованных вихрей и, как

следствие, взаимного трения. Такое поведение рассматривалось в подразделе 5.1, где было показано, что достижение развитой турбулентности происходит для $C_d = 0,3$.

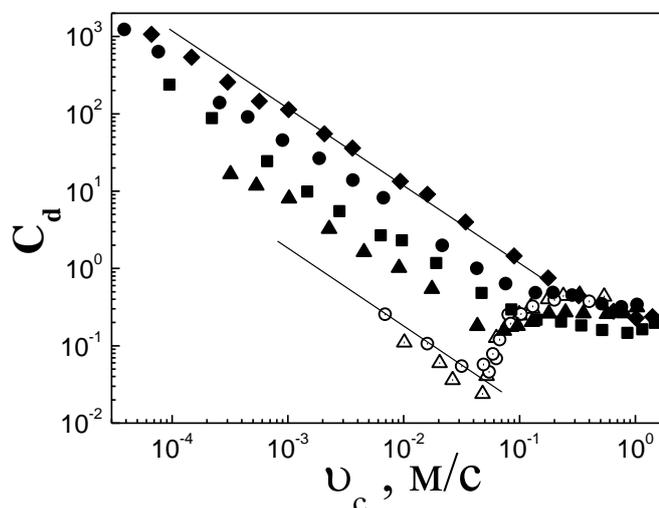


Рис. 5.15. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от критической скорости потока He II. $T = 370$ мК, Δ , \circ - камертон K5 при давлениях He II 7,6 и 22,3 атм. \bullet , \blacktriangle - камертон K21 при давлениях He II 8,35 атм. и 24,1 атм., \blacklozenge , \blacksquare - камертон K21 при давлениях He II 8,35 атм. и 24,1 атм. Сплошная линия – зависимость $C_d \sim 1/v$.

Зависимости на рис. 5.14 также иллюстрируют влияние акустического излучения. С увеличением мощности переход между ламинарным и турбулентным режимами течения становится более плавным. Это качественно похоже на поведение C_d в обычных жидкостях или газах [87].

Кроме того, рассчитанная зависимость v_c от W , приведенная на рис. 5.12 сплошной линией, как и в обычных жидкостях или газах, хорошо согласуется с выражением (5.1) при условии, что $C_d = \text{const}$ и соответственно выбранным площади поперечного сечения камертонов (S) и плотности He II (ρ_n).

Выводы

Проведенная серия экспериментов с камертонами, погруженными в сверхтекучий ^4He , позволила установить, что наблюдаются два механизма перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения, которые связаны с акустическим излучением камертона и вязкой диссипацией при высоких температурах (или баллистическим рассеянием тепловых возбуждений He II при низких температурах). Установлено, что при доминирующем влиянии акустического излучения величина коэффициента лобового сопротивления $C_d \approx 0,5$, и его поведение в зависимости от скорости колебаний ножек камертона близко к случаю классической жидкости. При доминировании баллистического рассеяния критическая скорость заметно уменьшается, и, кроме того, возникает промежуточный режим течения между ламинарным и турбулентным. Условия перехода к турбулентному режиму течения зависят от возбуждающей мощности: при малых мощностях менее 10^{-9} Вт оба механизма перехода четко разделены. Причём при доминировании акустического излучения, по-видимому, реализуется квазиклассическая турбулентность He II, а в случае, когда акустическим излучением можно пренебречь, происходит переход к квантовой турбулентности.

Впервые показано, что при $T < 0,7$ К развитие турбулентного течения обусловлено ростом плотности квантованных вихрей и основной механизм диссипации. Это рассеяние тепловых возбуждений на квантованных вихрях, определяющееся силой взаимного трения.

РАЗДЕЛ 6

ОСОБЕННОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРАХ $^3\text{He} - ^4\text{He}$

Как было показано в Разделе 1 кинетические свойства сверхтекучих растворов ^3He в ^4He существенно отличаются от кинетических свойств He II . Атомы ^3He в сверхтекучем растворе являются примесными возбуждениями, вносящими дополнительное рассеяние с фононами и ротонами, изменяя как времена релаксации, так и длины свободного пробега тепловых возбуждений. Например, если в He II баллистический режим рассеяния наступает при $T < 0,7 \text{ K}$, то в растворе из-за рассеяния фононов на примесных возбуждениях баллистический режим отсутствует. С точки зрения течения сверхтекучей жидкости, примесные возбуждения участвуют в движении только нормальной компоненты, и концентрация раствора определяет плотность нормальной компоненты, которая становится практически постоянной при $T < 1 \text{ K}$, в тоже время в He II $\rho_n \sim T^4$. С точки зрения турбулентного течения, примесные атомы участвуют в развитии квазиклассической и классической турбулентности. Кроме того, появление квантованных вихрей приводит к дополнительному механизму диссипации в сверхтекучей жидкости, кроме рассеяния нормальной компоненты на вихрях рассеиваются примесные возбуждения, что приводит к значительному увеличению диссипации кинетической энергии течения сверхтекучей компоненты.

Ламинарное и турбулентное течения в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ ранее исследовались методом тепловых потоков в относительно узких цилиндрических или прямоугольных каналах [244,245]. Эксперименты проводились при относительно высоких температурах $1,3 \text{ K} - 1,7 \text{ K}$ и концентрациях сверхтекучего раствора $4,6 \%$, $7,2 \%$ и $11,0 \%$ ^3He . По мощности теплового потока определялась

скорость течения нормальной компоненты раствора, измерялись градиенты температуры и давления на длине канала. Было обнаружено, что при малых скоростях потока зависимость этих градиентов от скорости потока линейна, что свидетельствует о ламинарном характере течения (см. Раздел 3). С увеличением скорости зависимость градиентов температуры и давления от скорости потока становилась нелинейной, а течение раствора становилось турбулентным. Скорость течения, соответствующая переходу к турбулентному течению, в экспериментах была около 10 см/с.

С развитием техники получения сверхнизких температур появилась необходимость измерения критической скорости возникновения турбулентного течения в более низкотемпературной области. Практический интерес к проблеме был обусловлен необходимостью оптимизации работы рефрижераторов растворения, так чтобы исключить дополнительные теплопритоки ввиду возрастания диссипации кинетической энергии потока раствора при появлении в нём турбулентных течений в ходе циркуляции ^3He в рефрижераторе растворения [208,209]. Были проведены измерения критической скорости потока ^3He начала турбулентного течения в сверхтекучих растворах с концентрацией 6,6 % ^3He при $T < 100$ мК. Скорость потока регулировалась циркуляцией ^3He , измерялась разность давлений на входе и выходе канала, образованного пучком капилляров и имеющего одинаковую температуру на всей своей длине. Наблюдалось ламинарное течение ^3He вдоль канала вплоть до скоростей около 5 см/с. При более высокой скорости зависимость градиента давления от скорости течения становилась нелинейной, а температура камеры растворения начинала увеличиваться, что означало появление дополнительного вязкого трения при турбулентном течении в каналах.

Возникновение и развитие турбулентного течения в сверхтекучих растворах сопровождается появлением квантованных вихрей. При этом

примесные атомы ^3He адсорбируются в коре квантованных вихрей [93,206]. Экспериментально факт адсорбции ^3He в корах вихрей был подтверждён в работе [246] методом измерения подвижности отрицательных ионов. Исследовались растворы с концентрациями от $10^{-2}\%$ до 3% ^3He в интервале температур $1,0 - 0,4$ К. Было обнаружено, что критическая температура раствора, при которой ^3He начинает конденсацию, тем меньше, чем ниже его концентрация. Так для минимальной и максимальной исследуемой концентрации критическая температура была $0,43$ и $0,81$ К, соответственно.

Несмотря на проведенные экспериментальные исследования, к моменту начала выполнения данной диссертационной работы не был исследован переход от ламинарного к турбулентному течению в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ в широком интервале температур от $1,3$ К до $0,1$ К. Кроме этого, полностью отсутствовала информация об адсорбции ^3He для растворов с концентрацией более 3% ^3He .

В данном Разделе приведены результаты исследования ламинарного и турбулентного течения 5% раствора ^3He в интервале температур от $2,5$ К до $0,3$ К с помощью метода кварцевого камертона. Также описаны результаты исследований конденсации ^3He на квантованных вихрях, возбуждаемых колебаниями ножек камертона [18], и конденсации ^3He в насыщенном растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ [13].

6.1. Особенности возбуждения турбулентного течения в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

6.1.1. Исследование течения жидкости в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ методом кварцевого камертона. Методика измерений резонансной частоты, ширины резонансной линии и амплитуды тока на камертоне аналогична той, что была применена при исследованиях He II и которая описана в подразделе 1.2.

Так как резонансная частота колеблющегося камертона при ламинарном режиме течения определяется плотностью жидкости, то качественно её температурные зависимости в He II и 5 % растворе будут одинаковы. Первичные экспериментальные данные, полученные в различных экспериментах [24], приведены на рис. 4.15. При измерениях использовались камертоны, имеющие разные резонансные частоты в вакууме, но обладающие одинаковыми размерами. Отличительной особенностью данных является характерная особенность при температуре перехода жидкости в сверхтекучее состояние. Так, если для ^4He $T_\lambda \approx 2,17$ К, то для 5% раствора ^3He в ^4He $T_\lambda \approx 2,09$ К [167] (на рис. 6.1 соответствующие температуры показаны стрелками).

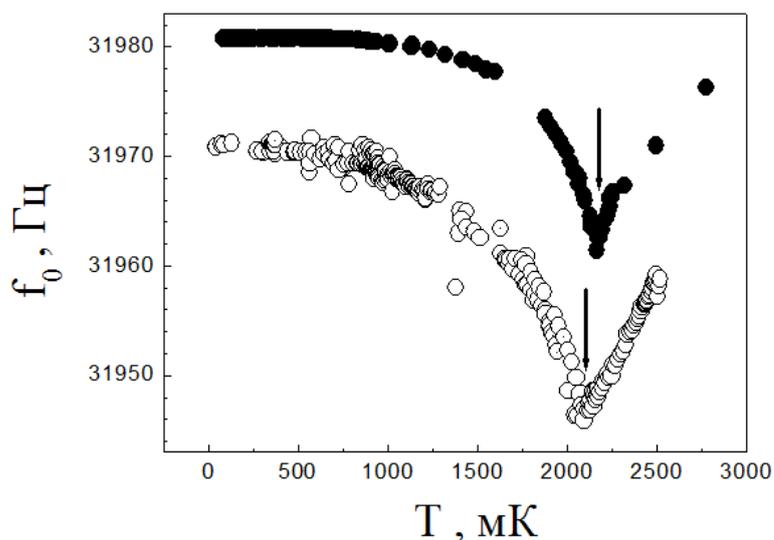


Рис. 6.1. Зависимость частоты резонанса колеблющегося кварцевого камертона погруженного в He II – ●, 5 % раствор ^3He в ^4He – ○.

Как известно из литературы [186], зависимость вязкости от температуры для He II и 5% раствора ^3He в ^4He не сильно отличаются в интервале температур от T_λ до приблизительно 1,6 К. При более низких температурах за счет того, что плотность нормальной компоненты He II быстро уменьшается с температурой, а в растворе плотность нормальной компоненты в основном определяется концентрацией примесных атомов ^3He и не зависит от температуры. Поэтому, например при сверхнизких

температурах, когда в He II основным диссипативным механизмом рассеяния является баллистическое рассеяние тепловых возбуждений, то в растворе из-за наличия ^3He по-прежнему диссипация должна осуществляться за счет вязкого трения. Кроме того, как указывалось в Разделе 2, камертон может излучать как первый, так и второй звуки. Даже если избежать излучения камертоном первого звука в условиях ограниченной геометрии, излучение второго звука из-за малости длины волны по сравнению с длиной волны первого звука при тех же условиях, в растворе будет присутствовать практически всегда. В результате, в растворе с помощью метода кварцевого камертона исследуются два основных механизма диссипации – вязкое трение и возбуждение волны второго звука. Иллюстрацией данного факта являются первичные данные измерений ширины резонансной линии камертонов с резонансной частотой около 32 кГц (камертонов K1 и K5 Таблицы 1.1), полученные в экспериментах с He II и 5 % растворах ^3He - ^4He . На рис. 6.2 приведена зависимость ширины резонанса от температуры для He II и 5 % раствора ^3He . Видно, что вплоть до температуры 1,5 К зависимости ширины резонансных линий от температуры практически совпадают, что свидетельствует о том, что в растворе, как и в He II, основным диссипативным механизмом в данной области температур является вязкое трение. Ниже этой температуры ширина резонанса для He II продолжает уменьшаться по закону, близкому к T^4 , а ширина резонанса для раствора становится практически не зависящей от температуры. Обращает на себя внимание тот факт, что разброс экспериментальных данных о ширине резонанса в 5 % растворе ^3He намного больше ширины резонанса в вакууме и точности измерения. Как указывалось в подразделе 2.2, колеблющийся камертон может возбуждать акустическую волну, что приводит, за счет переотражений волны звука от стенок ячейки, к значительному разбросу экспериментальных данных. Так как излучение первого звука за счет размера ячейки

подавлено (размер недостаточен для формирования волновой зоны), то в данном эксперименте возбуждается в основном второй звук.

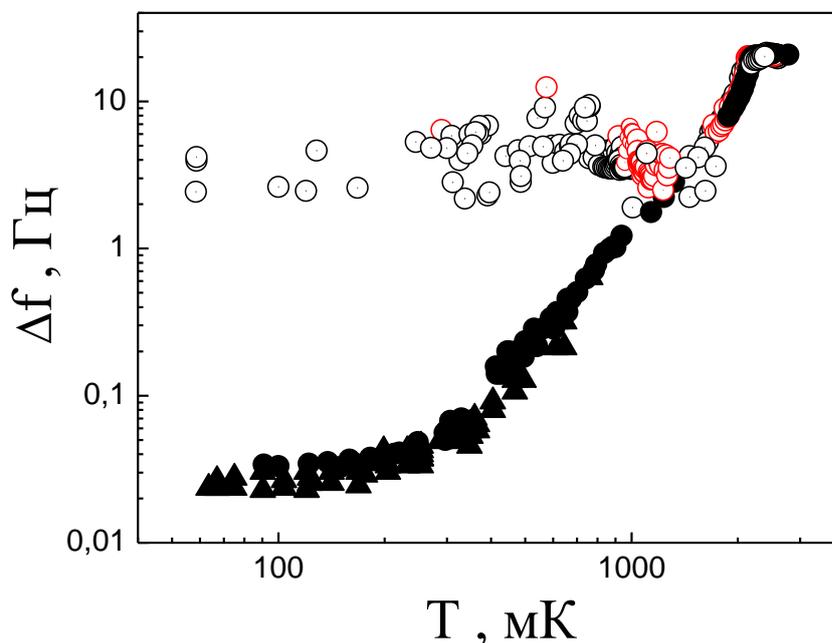


Рис. 6.2. Зависимость ширины резонанса кварцевых камертонов от температуры для He II – ▲, ● и 5% раствора ^3He в ^4He – ○.

Излучение обоих звуков колеблющейся твердой стенкой впервые экспериментально исследовано в работах [162,247]. Было показано, что соотношение интенсивностей первого (J_1) и второго (J_2) звуков:

$$\frac{J_2}{J_1} = \beta^2 \frac{\rho_s c_1}{\rho_n c_2} \quad (6.1)$$

где c_1 и c_2 – скорости первого и второго звука. Параметр β имеет вид:

$$\beta = \alpha \bar{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_{P,c} - \frac{c}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial c} \quad (6.2)$$

где $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P,c}$ – коэффициент теплового расширения, $\bar{\sigma}$ – энтропия

на единицу массы, c – концентрация раствора, $\rho = \rho_n + \rho_s$. В случае He II $c = 0$, и из-за малости α второй звук практически не излучается. В то же время в растворах за счет второго слагаемого в (6.2), которое

зависит от концентрации раствора, величина β на несколько порядков больше, чем в He II. Оценки [162,247] показывают, что у 20 % раствора ^3He при $T < 2$ К величина $\beta = 10^{-4}$, что почти на два порядка больше, чем в He II. Относительно большое значение параметра β означает, что в растворе в волне первого звука, возбуждённого камертоном, будут присутствовать колебания температуры - волна второго звука. Амплитуда такой волны, казалось бы, мала, но если использовать выражение (2.35) пункта 2.2.2 и учесть, что длина волны второго звука почти на порядок меньше длины волны первого звука, становится понятным, что излучение кварцевым камертоном второго звука может быть достаточно интенсивным. Как следствие, мощности, затрачиваемые камертоном на его возбуждение, будут велики. С этим связано резкое отличие температурных зависимостей ширины резонанса камертона в He II и 5 % растворе ^3He .

Таким образом, кинетическая энергия колебаний ножек камертона в растворе будет затрачиваться не только на возбуждение первого звука, как в He II, но еще и на возбуждение второго звука. Эту особенность необходимо учитывать при применении метода колеблющегося камертона в растворах ^3He - ^4He .

6.1.2. Температурная зависимость критической скорости потока сверхтекучего раствора с концентрацией 5% ^3He в ^4He . Для того чтобы построить вольт-амперные характеристики, использовались амплитудно-частотные характеристики, с помощью которых определялась амплитуда тока на резонансной частоте, индуцируемого, с использованием пьезоэлектрического эффекта, колеблющимися ножками камертона. Пример типичных амплитудно-частотных характеристик при $T = 1,03$ К показан на рис. 6.3 в полулогарифмическом масштабе. Как видно из рис. 6.3, при малых возбуждающих напряжениях резонансная частота и ширина резонанса постоянны

(кривые 4, 5), с увеличением же возбуждающего напряжения ширина резонансной кривой увеличивается, а резонансная частота уменьшается. Такое поведение АЧХ аналогично тому, что наблюдалось в He II при переходе к турбулентному режиму течения (см. рис. 1.12а).

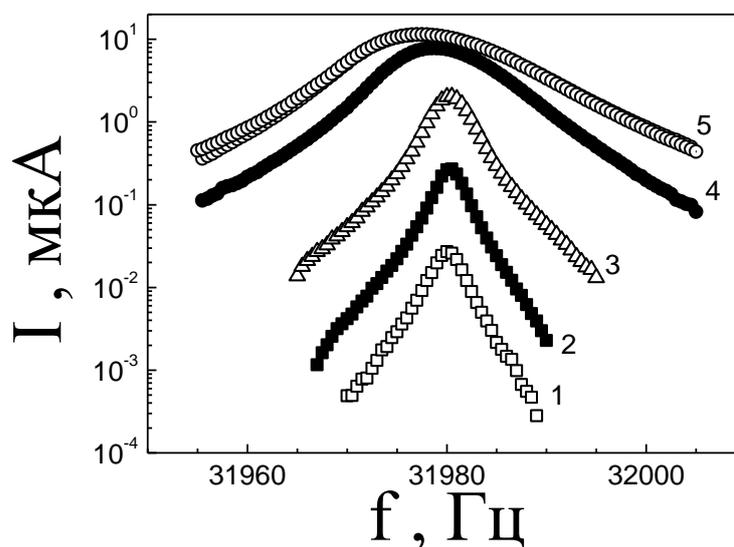


Рис. 6.3. Амплитудно–частотная характеристика кварцевого камертона при различных возбуждающих напряжениях: 1 – 0,01 В; 2 – 0,1 В; 3 – 1 В; 4 – 10 В; 5 – 20 В. Температура 1,03 К.

На рис. 6.4 показана вольт - амперная характеристика кварцевого камертона, погруженного в исследуемый раствор при температуре 1,03 К и построенная по данным, приведенным на рис. 6.3. Кроме этого, для сравнения показана вольт–амперная характеристика для ^4He при близкой температуре ($T = 1,16 \text{ К}$). В случаях как ^4He , так и 5% раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$, при малых управляющих напряжениях амплитуда сигнала пропорциональна этому напряжению (сплошная линия), что характерно для ламинарного потока исследуемой жидкости вдоль поверхности колеблющегося камертона. С увеличением управляющего напряжения ламинарный поток сменяется турбулентным, при этом квадрат амплитуды сигнала пропорционален управляющему напряжению (пунктирная линия). Пересечение сплошных и пунктирных линий

показывает критическую амплитуду сигнала, соответствующую смене режимов. На рис.6.4 видно, что в растворе с увеличением управляющего напряжения смена режимов ламинарного потока течения на турбулентный происходит плавно, тогда как в He II наблюдается излом.

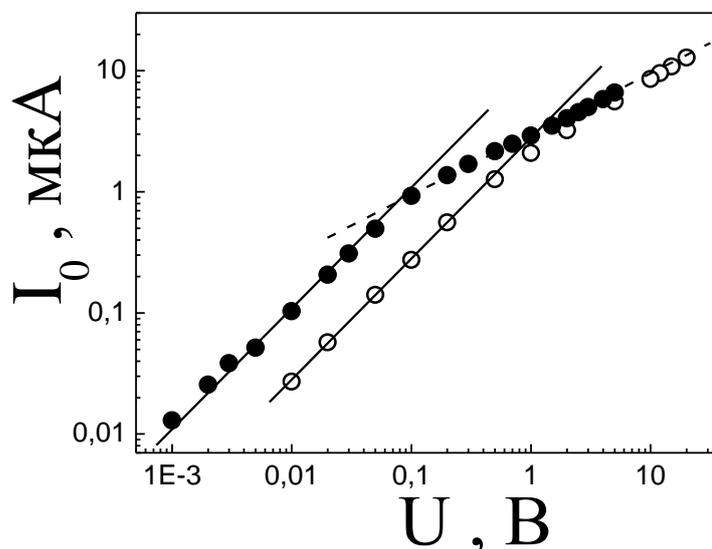


Рис. 6.4. Вольт - амперная характеристика камертона для 5 % раствора, находящегося при температуре 1,03 K - (○). Данные для ${}^4\text{He}$ при температуре 1,16 K - (●).

По излому на вольт – амперной характеристике, аналогично [25], была определена критическая скорость перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения. Температурная зависимость критической скорости перехода для раствора показана на рис. 6.5 вместе с данными для чистого ${}^4\text{He}$. Сплошные линии проведены по экспериментальным точкам.

Из рисунка видно, что критические скорости потока в случае раствора намного выше соответствующих критических скоростей в чистом ${}^4\text{He}$, причём температурная зависимость критической скорости в растворе является немонотонной. Как и в He II, присутствие акустического излучения может объяснить большие значения скорости перехода от ламинарного режима течения к турбулентному. Однако это

утверждение, скорее всего, можно считать справедливым только при $T > 0,7$ К, тогда как рост критической скорости перехода к турбулентному режиму с понижением температуры при $T < 0,7$ К не может быть объяснен влиянием излучения камертоном второго звука.

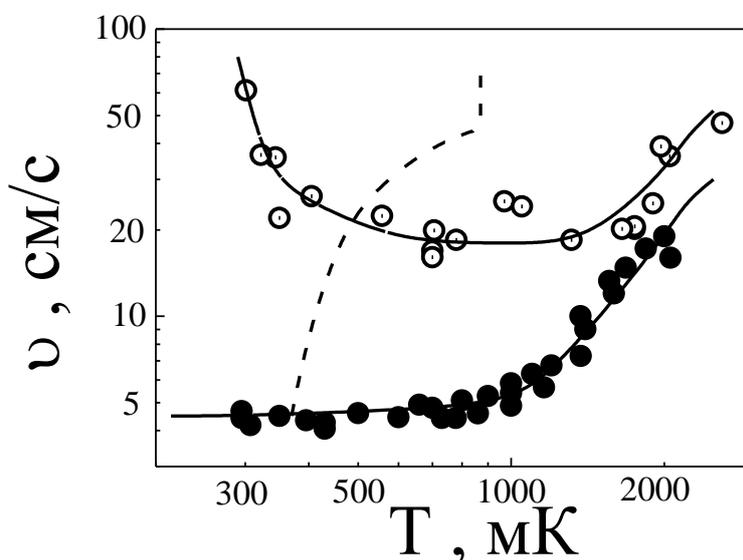


Рис. 6.5. Температурная зависимость критической скорости перехода от ламинарного потока к турбулентному в 5 % растворе ^3He в ^4He (○) и в чистом ^4He (●). Слева от пунктирной линии располагается область, где наблюдались аномалии на резонансных кривых [27].

Как следует из рис. 6.2, ниже 1,5 К величина диссипации, определяющая величину Δf в эксперименте, обусловлена излучением волны второго звука и практически не изменяется. Это позволяет утверждать, что и критическая скорость перехода не должна изменяться с понижением температуры. По всей видимости, на зависимости критической скорости от температуры определяющим образом сказывается достаточно большая величина нормальной компоненты, которая при температуре ниже 1 К в основном определяется вкладом примеси ^3He в растворе.

6.2. Адсорбция атомов ^3He в корях квантованных вихрей

6.2.1. Конденсация ^3He и квантованные вихри в 5 % растворе ^3He в ^4He . Характерной особенностью раствора является то, что с

понижением температуры характер АЧХ погруженного в него камертона изменяется. Так, если при температуре 1,03 К АЧХ являются гладкими и могут быть хорошо описаны лоренцианом, то при более низких температурах на таких зависимостях наблюдаются нерегулярности и срывы. Примеры таких зависимостей для нескольких температур приведены на рис.6.6.

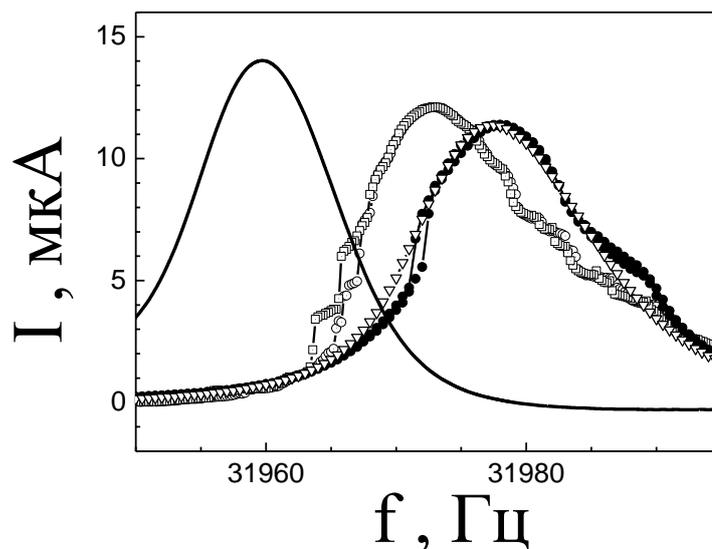


Рис. 6.6. Амплитудно–частотные характеристики камертона, погруженного в 5 % раствор при $T = 1,03$ К (∇); $0,71$ К (\bullet) и $0,35$ К (\circ , \square), управляющее напряжение – 20 В. Сплошная линия - данные для He II при $T = 0,35$ К.

Как видно на рис. 6.6, нерегулярности в виде скачков на резонансных кривых проявляются при температурах $0,71$ К и $0,35$ К (левее пунктирной линии на рис. 6.5). С понижением температуры количество скачков увеличивается, и они проявляются на большем расстоянии от резонансной частоты, причем характер скачков со стороны меньших и больших частот от резонанса различен. Кроме того, с понижением температуры скачки начинают наблюдаться и при скоростях потока, меньших критических значений для растворов. При повторном сканировании по частоте скачки повторялись практически при тех же

амплитудах сигнала, что отображено на рис. 6.6. Так, для температуры 0,71 К сканирование по частоте проводилось дважды от меньших к большим частотам. Для температуры 0,35 К, сканирование проводилось в обоих направлениях (○ - в сторону увеличения частоты, □ - в сторону уменьшения частоты).

Подчеркнем, что подобное поведение АЧХ не наблюдалось в чистом ^4He . Данные для He II при температуре 0,35 К и тех же скоростях потока, что и в растворе, для сравнения приведены на рис. 6.6 сплошной линией.

Как известно, ^3He при низких температурах адсорбируется в коре квантованного вихря [93-94]. Ранее экспериментально адсорбция ^3He на коре вихря наблюдалось в работе [246]. В этой работе было показано, что с увеличением концентрации раствора адсорбция ^3He на коре вихря происходит при более высоких температурах. Экспериментальные данные [246] приведены (○) на фазовой диаграмме раствора, показанной на рис. 6.7. В работе [246] было выдвинуто предположение, что концентрация ^3He в растворе вблизи квантованного вихря меняется от равновесной концентрации раствора x_0 до концентрации в коре вихря, соответствующей концентрации расслоения x_C , а экспериментальные данные должны описываться выражением:

$$x_0 = x_C \exp\left(-\frac{U}{T_C}\right), \quad (6.3)$$

где T_C - температура расслоения раствора с концентрацией x_C , а U - параметр. Расчет показывает, что при $U = 2,7$ К экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными (штрихпунктирная линия на рис. 6.7). На рисунке черным квадратиком приведены экспериментальные данные для 5 % раствора [27]. Как видно из рис. 6.7 экспериментальные данные хорошо согласуются между собой и с расчетом по (6.2), а начало конденсации ^3He в коре вихря происходит

рассмотрена структура квантованного вихря. В них было показано, что структура вихря зависит от температуры адсорбции атомов ^3He и при $T < 0,87$ К концентрация вблизи вихря не превышает концентрацию слабого раствора, а в коре вихре изменяется скачком и не превышает концентрацию концентрированной фазы расслоившегося раствора. В тоже время при $T > 0,87$ К концентрация вблизи вихря меняется плавно по степенному закону. По видимому наблюдаемые нерегулярности на АЧХ камертона в растворе как раз и связаны с изменением структуры квантованного вихря.

Выводы

Появление нерегулярностей на амплитудно – частотной зависимости в растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ следует связать с адсорбцией ^3He в коре вихря. Для 5 % раствора температура начала конденсации ^3He в коре вихря составляет $T \approx 0,8$ К, что хорошо согласуется с экспериментальными данными и теоретическими представлениями, имеющимися в литературе [246].

Понижение температуры, по-видимому, приводит к облегчению рождения квантованных вихрей и, как следствие, начало адсорбции ^3He на вихре происходит при меньших скоростях колебания камертона. При $v \leq 5$ м/с развитие квантованных вихрей в сверхтекучей компоненте затруднено, и конденсация ^3He не наблюдается.

Скорость перехода от ламинарного к турбулентному течению при $T > 1,5$ К уменьшается с уменьшением температуры и практически совпадает с критическими скоростями перехода в He II, но при более низких температурах температурная зависимость критической скорости в растворе $^3\text{He}-^4\text{He}$ имеет минимум и при $T < 0,5$ К увеличивается и становится больше значений критической скорости перехода в He II практически на порядок.

РАЗДЕЛ 7

ДВУМЕРНАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ ^4He В ПОЛЕ СИЛ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

Сверхтекучий переход в тонких пленках ^4He , покрывающих плоскую поверхность, трактуется в терминах двумерного фазового перехода Костерлица – Таулеса (КТ) [251-252]. Вблизи некоторой критической температуры пары вихрь – антивихрь распадаются, и в плёнке становятся невозможными сверхтекучие потоки, а сверхтекучая плотность исчезает. Подтверждение этой картины впервые было осуществлено в экспериментах [253-254]. В этих работах гелиевая пленка адсорбировалась на листы майлара, помещенного внутри торсионного осциллятора. Температура сверхтекучего перехода определялась по изменению периода осциллятора в результате уменьшения эффективного момента инерции, когда плёнка становилась сверхтекучей и не связанной с поверхностью. Впервые метод торсионного осциллятора использовался Андроникашвили [255] для определения сверхтекучей плотности объёмного ^4He .

Главной особенностью экспериментов [253-254] было то, что торсионный осциллятор имел добротность $Q > 10^5$, а типичные резонансные частоты находились в диапазоне 0,5 – 2 кГц, что далеко от типичных частот вибрации в используемых криогенных системах. Методика эксперимента позволила регистрировать как малые изменения периода осцилляций в результате сверхтекучего перехода, так и наблюдать характерный пик на амплитуде колебаний осциллятора, т. е. пик диссипации при сверхтекучем переходе. Скачок периода осциллятора при фазовом переходе, предсказанный теорией КТ, несколько смазан из-за зависимости его от частоты колебаний [253]. Тем не менее, в работе [254] удалось подтвердить теоретические представления о температуре сверхтекучего перехода, согласно которым

должно выполняться соотношение для сверхтекучей плотности в точке перехода:

$$\frac{\rho_s(T_c)}{T_c} = \frac{2k_B m_4^2}{\pi \hbar^2}, \quad (7.1)$$

где m_4 - масса атома ^4He . В дальнейшем в работе [256] была исследована частотная зависимость скачка периода осциллятора и пика диссипации при разных частотах колебаний и проведено сравнение с теорией КТ. Оказалось, что переход происходит по-разному при разных частотах. При увеличении частоты скачок периода и пик диссипации уширяются.

Подложки из майлара являются сильно неоднородными, то есть поверхность неупорядочена и является атомно-шероховатой. В результате до некоторой пороговой толщины пленки атомы ^4He могут быть локализованы на неоднородностях подложки, что приводит к уширению пика диссипации, уменьшению скачка периода колебаний и, следовательно, к трудностям в наблюдении сверхтекучего перехода. Такая пороговая толщина обычно называется «мёртвый слой» или «инертный слой» [257].

Позднее начались исследования плёнок ^4He , адсорбированных на поверхности графита со сколом в основной базисной плоскости. В этих экспериментах также использовалась методика торсионного осциллятора. Первые исследования были проведены в работе группы Реппи [258-260], позже Махандо с соавторами [261-262] проводили эксперименты с плёнками атомной толщины, но при этом в качестве подложки использовался графойл, имеющий большую площадь поверхности, чем графит, что позволило значительно увеличить чувствительность измерений. Хорошо известно, что поверхность графойла атомно гладкая, а кристаллиты имеют размер сотни ангстрем. Это позволяет провести исследования в условиях однородных атомных

плёнок. По оценкам неоднородность, связанная с границами кристаллитов на поверхности, составляет около 2 % от общей площади поверхности, занятой веществом в первом атомном слое ^4He , давая относительно небольшой вклад в эффекты уширения, связанные со сверхтекучим переходом. Важным является то, что атомные плёнки ^4He растут послойно, это хорошо проявляется в экспериментах по измерению изотерм адсорбции [262], по измерениям теплоёмкости [262-265] и из измерений скорости третьего звука [262]. Послойный рост и структуру плёнки также можно исследовать, исходя из первых принципов, считая что атомный слой представляет собой плотно упакованную структуру [266]. Таким образом, в отличие от неоднородной подложки, структура плёнки гелия на графойле хорошо известна и слабо влияет на качество сверхтекучего перехода.

Графойл известен как адсорбент и широко используется при изучении адсорбции газов. Энергию связи атомов ^4He с поверхностью можно изменять контролируемым образом путём нанесения на поверхность дополнительных слоев инертных газов или водорода. Изменяя количество дополнительных слоев, можно дискретно менять энергию связи пленки ^4He с подложкой в пределах от энергии связи с графойлом до энергии связи с веществом, наносимым на графойл при достаточно толстых покрытиях. Эта возможность использована в настоящей работе, где поверхность графойла покрывалась вначале двумя или тремя слоями дейтероводорода HD . Для создания дополнительного слоя не использовался параводород H_2 или D_2 ввиду того, что было необходимо избежать орто – пара конверсии, которая сопровождается выделением тепла. Такая конверсия является серьёзным препятствием для исследований при сверхнизких температурах. Использование толстых плёнок дейтероводорода, помимо всего прочего, позволяет избежать затвердевания первого атомарного слоя ^4He и даёт возможность проведения исследований с не заполненными целиком

одноатомными пленками. Бриссоном с соавторами [267] были проведены исследования скорости распространения третьего звука в адсорбированных гелиевых пленках на дейтериеводородной поверхности, представляющей собой стекло. Кроме того, Мочел с соавторами [268-270], а также Адамс и Пэнт [271] исследовали гелиевые плёнки на металлической поверхности, покрытой толстой плёнкой водорода, с помощью метода измерения скорости распространения третьего звука и с использованием торсионного осциллятора. Во всех случаях наблюдался сверхтекучий переход, и указанные методики позволили провести измерения в плёнках ^4He с незаполненным полностью слоем. Также в [268-270] были обнаружены различные моды третьего звука в зависимости от степени заполнения слоёв. Как было показано в [272], результаты подобных экспериментов существенно зависят от качества и обстоятельств формирования водородной пленки, что необходимо тщательно контролировать. Поэтому в [272] исследования были начаты с тонких плёнок водорода, не более трёх атомных слоев, адсорбированных на графойле. Структура таких плёнок ранее исследовалась с помощью нейтронного рассеивания, причём была определена плотность вещества в плёнке [273] и показано, что поверхность водородных плёнок атомарно гладкая. Первые исследования сверхтекучего перехода в плёнках ^4He на водороде, покрывающем графойл, были проведены с помощью измерений скорости третьего звука, который наблюдается в сверхтекучей плёнке, в работе Зиммкли, Майстура и Чаном [263]. Вилчес с соавторами [273] провели измерения теплоёмкости пленки ^4He на графойле.

Одним из недостатков графойла можно считать тот факт, что при масштабах его зёрен порядка 1 мкм их ориентация является хаотической. Однако данное обстоятельство не приводит к каким-либо экспериментальным проблемам, поскольку при использовании методики торсионного осциллятора амплитуда его колебаний намного меньше

этих масштабов и, следовательно, неупорядоченность практически не влияет на температуру сверхтекучего перехода. Влияние неоднородности может быть учтено количественно введением так называемого χ - фактора, являющегося мерой количества вещества, участвующего в движении вместе с поверхностью графойла. Если же при низких температурах всё вещество плёнки должно находиться в сверхтекучем состоянии, то при наличии сильной неоднородности часть вещества не будет участвовать в сверхтекучем движении, будучи «связанным» с поверхностью, увлекаясь неоднородностями и двигаясь вместе с поверхностью. Для майлара [271] χ -фактор равен 0,14. В результате уменьшается скачок периода осцилляций во время сверхтекучего перехода по сравнению с графойлом, где χ -фактор намного выше и близок к единице, $\chi = 0,989$ [258-260]. При этом благодаря развитости поверхности графойла скачок периода относительно легко регистрируется.

Гелиевая плёнка на графойле без дополнительного покрытия исследовалась достаточно подробно с помощью измерений теплоёмкости [275] и рассеивания нейтронов [276]. В этих работах была построена фазовая диаграмма для незаполненного первого атомного слоя ^4He . Целиком заполненный первый атомный слой образует несоизмеримую треугольную решетку твёрдого гелия при достаточно низких температурах [264,265,277,278]. Целиком заполненный второй атомный слой при этом также твёрдый [264,265]. Более толстые пленки ^4He являются жидкими. Таким образом, в случае плёнки на графойле без покрытия имеются два слоя твёрдого гелия. Если графойл покрыт двумя или тремя слоями дейтериевого водорода, энергия связи атома гелия с подложкой уменьшается, и в этом случае только один слой гелия затвердевает. Необходимо заметить, что по причине очень малой энергии связи пленка ^4He на объёмном водороде не затвердевает [279].

Относительно первого слоя плёнки ^4He на графойле имеются теоретические предсказания [280], что он является твёрдым до плотностей $5,5 \text{ нм}^{-2}$. Второй слой гелия при достаточно низких температурах с плотностью меньше чем 4 нм^{-2} при $T \rightarrow 0 \text{ К}$ «газообразен», в нём происходит при увеличении плотности фазовый переход от «газа» с малой плотностью к «жидкости». Величина плотности, соответствующей переходу, хорошо согласуется с результатами, полученными при измерениях теплоемкости [264,265]. В соответствии с фазовой диаграммой, имеется и переход к сверхтекучему состоянию, который происходит при дальнейшем увеличении поверхностной плотности после перехода газ – жидкость [281,282]. Наличие сверхтекучего перехода было экспериментально подтверждено Клеменсом с соавторами [283,284]. Сосуществование «газовой» и «жидкой» фаз наблюдалось в каждом из трёх первых жидких слоёв гелия на чистом графойле, существование которых регистрировалось по изотермам адсорбции. При интерпретации результатов экспериментов необходимо учитывать фазовый состав слоёв гелия.

Данный Раздел имеет следующую структуру. Вначале кратко описаны экспериментальные методы в подразделе 7.1, включая метод торсионного осциллятора. Также описан датчик давления, расположенный на ячейке. Подраздел 7.2 содержит экспериментальные результаты по росту плёнок HD (2-3 слоя) на графойле, а также по росту плёнок ^4He на слоях HD, полученные с помощью измерения изотерм адсорбции. В подразделе 7.3 содержатся результаты по сверхтекучим переходам в первых двух жидких слоях гелия. Подраздел 7.4 содержит результаты по наблюдению мод третьего звука в зависимости от степени заполнения слоёв гелия. В заключение раздела обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

7.1. Методика торсионного осциллятора исследований атомарных пленок, адсорбированных на поверхности графойла

В экспериментах использовалась широко используемая конструкция торсионного осциллятора, приведенная на рис. 7.1. Осциллятор состоит из торсионного стержня 1, изготовленного из бериллиевой бронзы, к которому с помощью Stycast 1266 приклеена ячейка 2, изготовленная из того же Stycast 1266 и имеющая диаметр 18 мм и высоту 12 мм. Ячейка заполнялась спрессованными листами графойла 3. Возбуждение и регистрация основных мод осциллятора - моды скручивания и изгибной моды [12] осуществлялась ёмкостным способом. Для этого на ячейке был закреплен держатель 4 с возбуждающим и приёмным электродами 5. Резонансные частоты этих мод были 1056 и 605 Гц, соответственно. Все измерения проводились на основной резонансной частоте при постоянной амплитуде подкачки. Период колебаний осциллятора определялся счётчиком HP5335A.

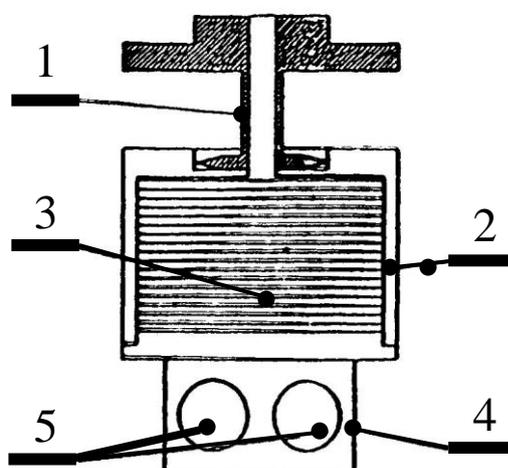


Рис. 7.1. Схематическое изображение торсионного осциллятора.

Регистрируемый сигнал колебаний осциллятора вначале усиливался предусилителем, а затем подавался на фазовый детектор. Амплитуда колебаний пропорциональна добротности осциллятора, которая

измерялась по методу затухания колебаний после выключения управляющего напряжения.

Лист графойла имеет форму диска толщиной 0,15 мм, с общей поверхностью около 65 м². Графойл был подвергнут отжигу при температуре 1100 С для очистки от влаги и примесей, после чего помещался в ячейку. Для повышения точности измерений и исключения влияния конструктивных особенностей ячейки, вначале измерялась температурная зависимость периода колебаний и затухание пустой ячейки в температурном диапазоне от 12 К до 20 мК. Если адсорбированная пленка не была сверхтекучей, торсионный осциллятор играл роль чувствительных микробалансных весов, причём изменение периода колебаний было пропорционально массе адсорбируемого вещества. Чувствительность осциллятора на единицу поверхностной плотности составляет 26 нс/нм².

Ячейка соединена слабой тепловой связью с плитой камеры растворения адсорбционного рефрижератора растворения [285,286] через дополнительный массивный антивибрационный фильтр. Такая конструкция позволяла с помощью нагревателя проводить измерения температурных зависимостей относительных изменений периода и поглощения колебаний на медленном дрейфе температуры ячейки. Скорость изменений температуры выбиралась так, чтобы гистерезис на измеряемых величинах при нагреве и охлаждении отсутствовал (что может быть, если температура плёнки не соответствует температуре, измеряемой на ячейке). Температура ячейки измерялась электрическими сопротивлениями Speer 470 Ом и GaAs. Термометр сопротивления Speer был прокалиброван по термометру, основанному на измерениях кривой плавления ³He в температурном диапазоне 50 – 800 мК. GaAs термометр сопротивления использовался в более высоком температурном диапазоне (0,7 – 15 К).

Для измерения давления в ячейке использовался дифференциальный датчик давления, конструкция которого такая же, как в работе [259]. Датчик был установлен на плите камеры растворения. Его чувствительным элементом являлась позолоченная каптоновая мембрана. Измерения проводились ёмкостным способом, погрешность измерения давления составляла 5 нбар. Объём датчика, расположенного с обратной стороны мембраны от измерительного объёма ячейки, был соединен капилляром с адсорбционным насосом, находящимся на одноградусной ванне, и диффузионным насосом, находящимся при комнатной температуре. Такое расположение позволило более надёжно проводить относительные измерения давления во всем температурном диапазоне, чем в случае, когда обратная сторона дифференциального датчика давления была напрямую соединена с вакуумной рубашкой. Датчик давления был прокалиброван по давлению паров над жидким ${}^4\text{He}$ в температурном диапазоне от 0,75 до 1,25 К. Датчик давления использовался для измерений изотерм адсорбции при выращивании плёнок HD и формировании плёнок ${}^4\text{He}$. Кроме того, датчик применялся для измерения давления над плёнкой в ходе измерения периода колебаний. Это, позволяло делать поправку в величине периода колебаний при десорбции вещества из плёнки при высоких температурах. Измерительная система также была снабжена высокочувствительным датчиком давления «Paroscientific pressure gauge», находящимся при комнатной температуре.

Линия заполнения ячейки снабжена несколькими нагревателями, использование которых обеспечивало нахождение самого холодного места в исследуемой системе в ячейке, отчего исследуемый газ не конденсировался на стенках капилляра заполнения. В основном нагреватели использовались при приготовлении водородных атомных слоев для подогрева конденсационных капилляров.

7.2. Адсорбция и рост атомных плёнок HD и ^4He

7.2.1. Приготовление двух и трёх атомных слоёв HD на графойле. Измерения на плёнках ^4He проводились при наличии двух и трёх дополнительных слоёв HD на графойле. Процедура выращивания дополнительных слоёв была следующей. Вначале по изотерме адсорбции ^4He измерялась площадь поверхности графойла при температуре 4,2 К с использованием “beta point” методики [275], позволяющей с хорошей точностью определять величину заполнения первых слоёв HD и He. Значение факторов заполнения необходимо для определения поверхностной плотности в течение всего эксперимента в ходе роста слоёв HD и ^4He . Для определения плотности HD плёнок с точностью порядка 2 % была использована методика [273], ранее применённая для установления плотностей плёнок H_2 и D_2 на графойле, содержащих 1 – 3 атомных слоя, с помощью нейтронного рассеивания. Для двух и трёх атомных слоёв HD определённая таким образом плотность составляет 18,3 и 27,1 nm^{-2} соответственно. Эта величина хорошо согласуется с плотностями 18,9 и 27,2 nm^{-2} для двух и трёх слоёв, найденных при наблюдении минимумов сжимаемости, определённых из изотерм адсорбции. Минимум сжимаемости соответствует полному заполнению слоя.

7.2.2. Приготовление и измерение плотности плёнок ^4He . Для подложек с двумя или тремя слоями дейтериевого водорода рост плёнок ^4He также контролировался с помощью измерения изотерм адсорбции гелия. Результаты измерений при наличии двух и трёх слоёв водорода при температуре ячейки 940 мК показаны на рис. 7.2.

По минимуму сжимаемости определяли плотность каждого из жидких слоёв. Так, для двух слоёв HD эти величины составляют 7,3; 12,5; 18,7 и 25,2 nm^{-2} . Последние три значения на 20 % меньше измеренных в [263] для ^4He с двумя слоями водорода.

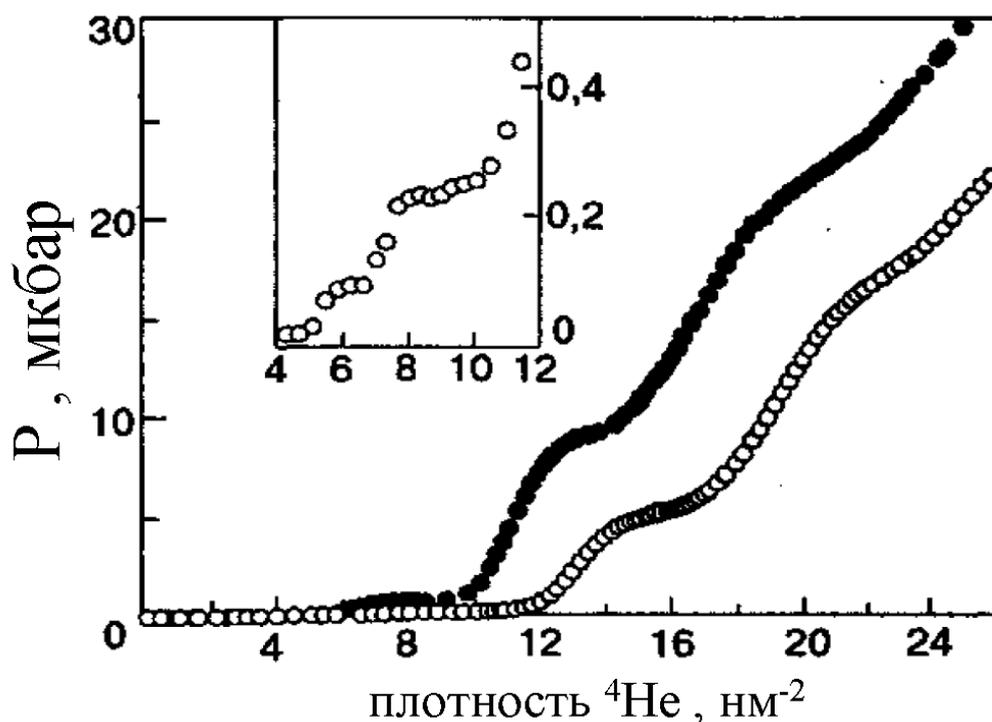


Рис. 7.2. Изотермы адсорбции пленок ^4He при температуре 940 мК на графойле с двумя (открытые точки) и тремя (заполненные точки) дополнительными слоями HD. На вставке более детально показана область окончания заполнения первого твёрдого слоя гелия (с плотностью ^4He 7,3 nm^{-2}) при двух дополнительных слоях дейтериевого водорода на графойле.

Для трёх слоев водорода атомные слои ^4He полностью заполнены при их плотностях 5,65; 10,3; 16,7; и 24,0 nm^{-2} . Для всех слоёв ^4He с тремя слоями водорода значение поверхностной плотности меньше, чем при двух слоях водорода. И при двух, и при трёх слоях водорода не наблюдался сверхтекучий переход в первом атомном слое ^4He , что говорит о том, что первый слой гелия полностью твёрдый, аналогично тому, как это имеет место на чистом графойле. Последующие атомные слои имеют меньшую плотность, и в них наблюдается сверхтекучесть, поэтому эти атомные слои следует считать жидкими. Таким образом, для двух и трёх слоев водорода, нанесённых на графойл, имеем первый

слой ^4He твёрдым, а второй и третий атомные слои гелия являются первым и вторым жидкими слоями.

Необходимо отметить, что в [258-260] сверхтекучесть наблюдалась во втором атомном слое ^4He , адсорбированном непосредственно на графойле, до наступления затвердевания, а величина скачка периода осцилляций, связанная с переходом в сверхтекучее состояние. Согласно фазовой диаграмме [264-265], сверхтекучий переход происходит при давлении, соответствующем кривой сосуществования жидкость – газ. В нашем случае, когда имеются слои HD, сверхтекучий переход в первом атомном слое ^4He подавлен затвердеванием плёнки, но проявляется в последующих, менее плотных слоях. Подобное поведение наблюдается и в экспериментах с плёнками ^3He , размещенными на двух дополнительных слоях водорода, где переход твёрдое – жидкое в пределе низких температур происходит при поверхностной плотности $4,8 \text{ нм}^{-2}$ [264,265].

7.3. Сверхтекучесть в жидких слоях ^4He

Полученные экспериментальные результаты по температурной зависимости скачка периода осцилляций в процессе сверхтекучего перехода и соответствующий пик диссипации для гелиевых плёнок различной плотности на трёх слоях дейтериевого водорода показаны на рис. 7.3. Температурные зависимости скачка периода для плёнок с плотностями, лишь немного превышающими плотность заполненного второго слоя, показаны на рис. 7.4 и лучше всего описываются теорией КТ перехода. Диссипативный пик, связанный со сверхтекучим переходом, относительно узок, а его полуширина порядка 50 мК. Из полученных данных можно определить полный скачок периода $\Delta P(0)$ всех плёнок от температуры начала перехода до минимальных температур. Количественное различие в величине скачка периода непосредственно после сверхтекучего перехода и $\Delta P(0)$ исчезает при

учете давления насыщенного пара порядка 1,5 К, когда плёнка исчезает. Данные для ΔP показаны на рис. 7.5 как функция заполнения атомных слоев гелием на двух (верхний график, открытые точки) и на трёх (нижний график, заполненные точки) слоях HD.

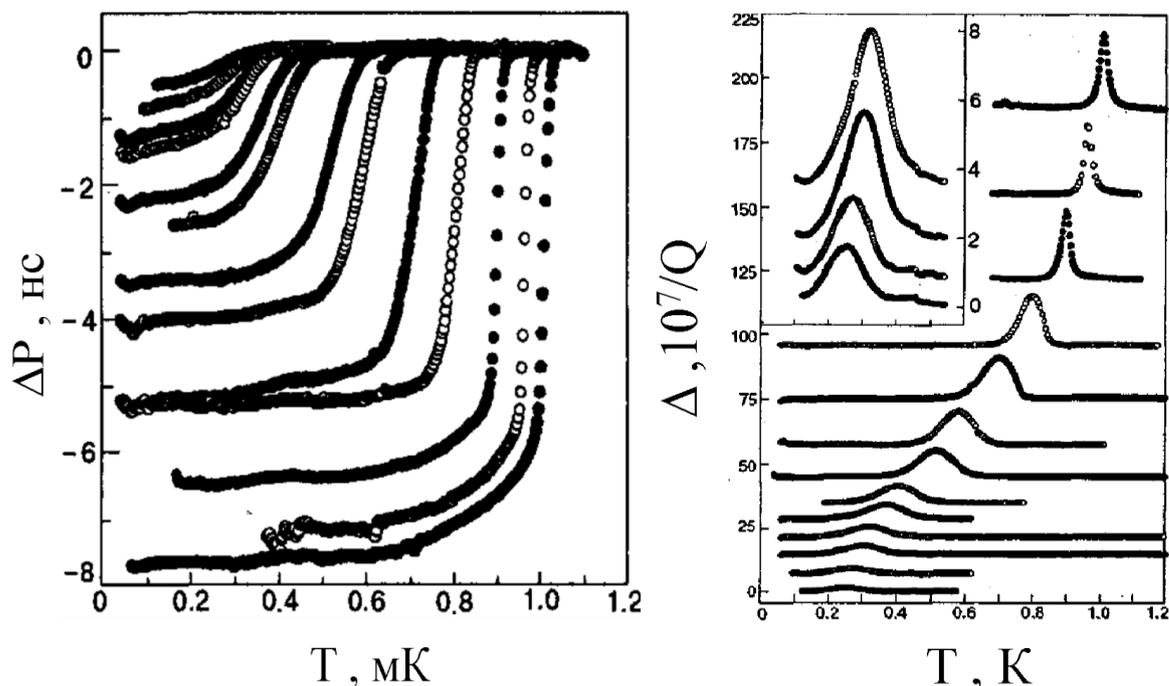


Рис. 7.3. Скачок периода и максимум поглощения колебаний торсионного осциллятора при переходе в сверхтекучее состояние пленок ^4He , расположенных на трёх дополнительных слоях дейтероводорода на графойле. Средние плотности (слева направо): 7,02; 7,50; 8,15; 8,47; 9,11; 9,35; 9,61; 9,74; 10,16; 10,60; 11,71; 12,58; 13,11 nm^{-2} . Данные для поглощения для удобства приведены со сдвижкой, на вставке показаны зависимости для первых четырёх плотностей ^4He в большем масштабе.

Вертикальные пунктирные линии соответствуют плотностям полного заполнения слоёв, определённым по данным изотерм адсорбции. Точечная линия показывает линейную аппроксимацию изменения периода при формировании второго (третьего жидкого) атомного слоя. Температура сверхтекучего перехода определялась по максимуму пика

поглощения. Зависимость температуры сверхтекучего перехода от поверхностной плотности плёнок приведена на рис. 7.4 для двух и трёх дополнительных слоев водорода на графойле.

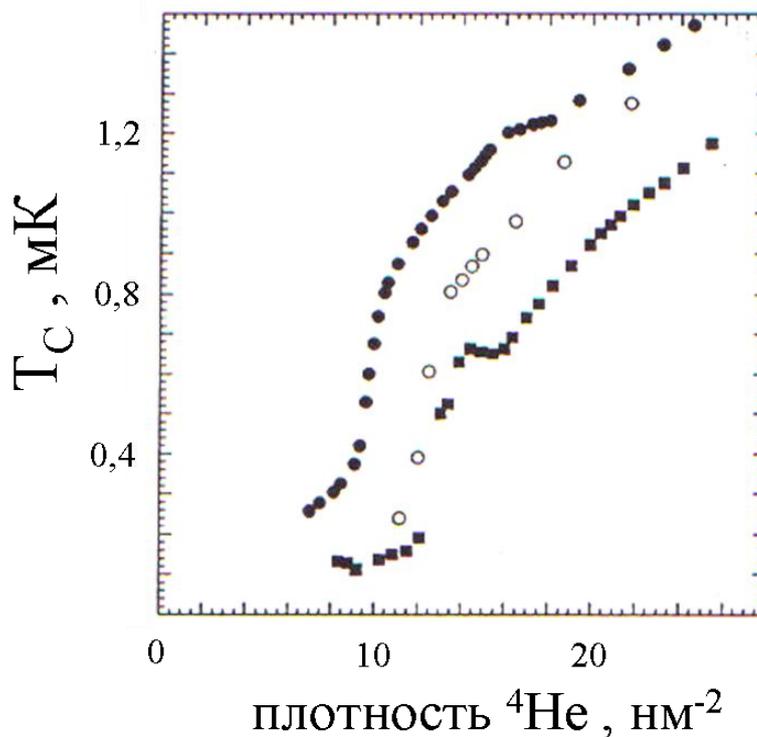


Рис. 7.4. Зависимость температуры сверхтекучего перехода от плотности плёнок ^4He , выращенных на двух (○) и трёх (●) слоях HD на графойле [277], ■ - данные работы [248] для чистого графойла.

7.3.1. Первый жидкий слой гелия. Хорошо видно, что поведение плёнок ^4He в случае обоих дополнительных слоёв водорода похоже. Отличия в основном связаны с величиной поверхностной плотности первого твёрдого атомного слоя гелия. Поведение второго атомного слоя ^4He (первого жидкого слоя) такое же, как в [246-248] для третьего атомного слоя (первого жидкого слоя в этих работах) на чистом графойле. Зависимости $\Delta P(0)$ и T_C определяются степенью заполнения слоя атомами ^4He . В [258-260] была предложена модель, согласно которой по мере заполнения слоя происходит двумерная конденсация в этом слое с образованием жидких «лужиц».

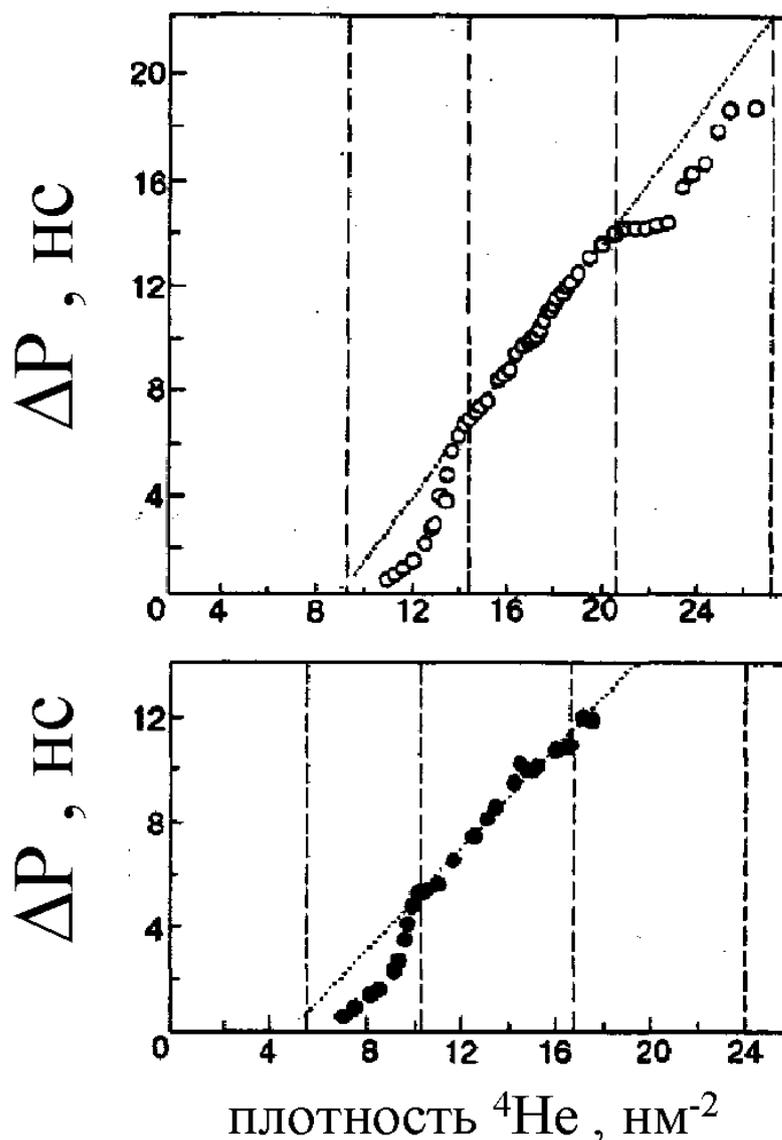


Рис. 7.5. Зависимость полного изменения периода колебаний торсионного осциллятора при переходе к сверхтекучести от средней плотности плёнки ${}^4\text{He}$. Верхний график (○) - два слоя водорода. Нижний график (●) - три слоя водорода.

Так, при плотности более $10,8$ ($7,3$) nm^{-2} для двух (трёх) слоёв HD в атомном слое гелия возникает две фазы: «газ» с малой плотностью и сверхтекучая «жидкость» с высокой плотностью атомов ${}^4\text{He}$. Таким образом, скачок периода и начало сверхтекучести соответствуют линии сосуществования двух фаз. Этот результат хорошо согласуется с результатами измерений скорости третьего звука в гелиевых плёнках,

расположенных на двух слоях H_2 [263]. Кроме того, измерения теплоёмкости [274] в системе с двумя и тремя дополнительными слоями водорода также свидетельствуют в пользу двумерной конденсации с критической температурой 0,8 К. Из наших экспериментальных данных для двух (трёх) слоёв HD следует, что минимальная плотность второго жидкого атомного слоя, при котором жидкость остаётся однородной и устойчивой вплоть до $T = 0$ составляет $n_2 = 4 \pm 0,5 \text{ нм}^{-2}$. Наибольшая ошибка в определении величины n_2 связана с точностью определения плотности первого твёрдого слоя. Полученное значение n_2 хорошо согласуется с предсказаниями теории [280,283].

Таким образом можно сказать, что двумерный сверхтекучий переход становится чётко регистрируемым только при температуре выше 0,4 К для плёнок ^4He на трёх слоях водорода. Аналогично ведут себя плёнки ^4He на двух слоях водорода. Данные измерения подтверждают существование сверхтекучего перехода в «лужице» сконденсировавшейся двумерной жидкости. Значения T_C на рис. 7.4 соответствуют максимуму поглощения и зависят от поверхностной плотности, рассчитанной из количества вещества, подаваемого в ячейку. В то же время, уменьшение полуширины пиков поглощения с увеличением плотности атомов ^4He в слое на рис. 7.3 может свидетельствовать об увеличении размера «лужицы» или о взаимодействии сверхтекучих потоков в различных отдельных сверхтекучих «лужицах» [283].

При дальнейшем увеличении количества атомов ^4He в слое и приближении к полному заполнению первого слоя жидкостью величина полного скачка периода и температуры сверхтекучего перехода резко увеличиваются. Это происходит вплоть до начала формирования второго жидкого слоя. Подобное поведение наблюдалось и на чистом графойле [258,260]. Данный результат можно объяснить следующим образом (см. фазовую диаграмму на рис. 7.6).

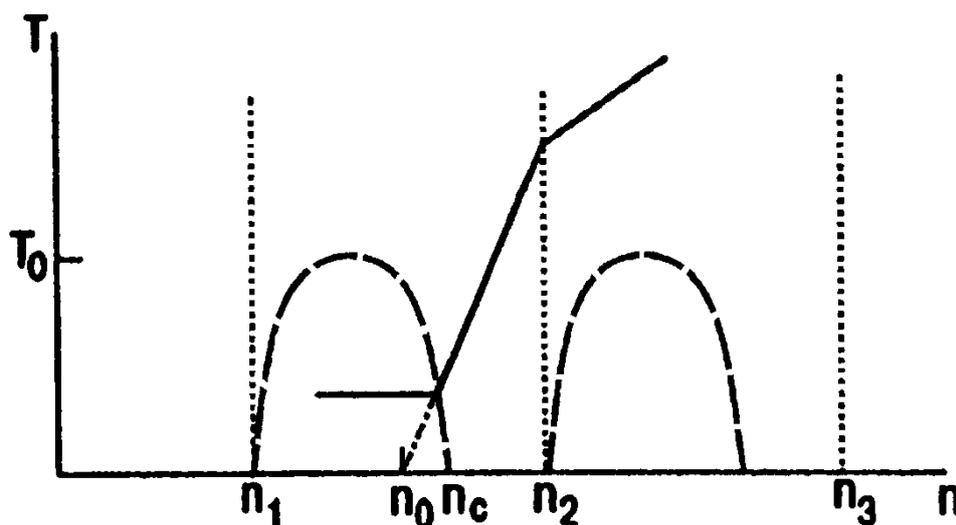


Рис. 7.6. Схематическая фазовая диаграмма для объяснения сверхтекучего перехода и двумерной конденсации в пленках ${}^4\text{He}$. Полному заполнению слоев соответствуют плотности n_1, n_2, n_3 . При $n < n_1$ первый атомный слой твердый. При $n_1 < n < n_c$ второй атомный жидкий слой соответствует области сосуществования двух фаз (двумерный газ и жидкость). Для $n_c < n < n_2$ имеется второй жидкий однородный атомный слой. После окончательного заполнения второго жидкого слоя и перехода к заполнению третьего атомного слоя при n_2 жидкость в слое также однородна. Критическая температура области сосуществования двух фаз T_0 порядка $0,8$ К. Сплошной линией на диаграмме показана температура сверхтекучего перехода T_c , которая постоянна в области сосуществования двух фаз и быстро растёт при переходе в однородную жидкость во втором жидком слое. Экстраполяцией в нуль температуры находим n_0 — «мёртвый слой». При $n > n_2$ наклон зависимости T_c от плотности изменяется.

При малом количестве вещества с плотностью менее $1/2$ полного слоя, сосуществуют две фазы: двумерный газ и жидкость, при этом атомы в слое могут иметь высокую подвижность. С возрастанием количества вещества до значения, соответствующего началу формирования второго жидкого

слоя, газовая фаза исчезает, и в слое остаётся только двумерная сверхтекучая жидкость. Экстраполируя температуру сверхтекучего перехода в нуль, можно определить поверхностную плотность, ниже которой сверхтекучесть подавляется двумерной конденсацией – так называемый «мертвый слой». Эта величина составляет $10,5 \text{ нм}^{-2}$ и $8,5 \text{ нм}^{-2}$ для двух и трёх слоев водорода. Для обоих случаев величина поверхностной плотности в слое жидкости составляет 3 нм^{-2} , то есть при средней плотности вещества меньше этого значения в слое сосуществуют двумерные газ и жидкость.

Значения величины поверхностной плотности n_0 , соответствующей «мёртвому слою», полученные в данном эксперименте, сравнимы с наблюдаемыми в экспериментах по третьему звуку [267-268] на относительно толстых плёнках водорода (эта величина составляла $3,9 \text{ нм}^{-2}$ [287]). Измерения методом торсионного осциллятора на толстых пленках H_2 [271] дают значение «мертвого слоя» порядка $1/2$ жидкого слоя. Такое отличие от нашего результата можно объяснить неоднородностью поверхности водородного слоя. В настоящем эксперименте два и три дополнительных слоя HD были атомно-гладкими, что легко контролировалось изотермами адсорбции, а переход газ – жидкость для первого жидкого слоя гелия происходил при $0,6$ плотности заполненного слоя жидкости. Этот результат находится в хорошем согласии с результатами аналогичных экспериментов для чистого графойла без покрытия [258-260].

При дальнейшем увеличении количества ^4He на поверхности, когда имеется однородная жидкость ($n_c < n < n_2$), температура сверхтекучего перехода резко возрастает. Это возрастание происходит значительно быстрее, чем в теории КТ, где $T_c = 0,56n$ при $\rho_s(T_c) = 0,82\rho_s(0)$ [253-254] с использованием чистой массы ^4He в (7.1). Полуширина пика поглощения при сверхтекучем переходе с увеличением количества ^4He в слое тоже уменьшается быстрее, чем это предсказывается теорией [254]

Причины столь сильного подавления сверхтекучести и быстрого роста T_C с увеличением степени заполнения слоя до сих пор не ясны. Это может быть следствием, например, неоднородности поверхности. Заметим, что подобное повышение температуры сверхтекучего перехода наблюдается как при наличии дополнительных двух и трёх слоёв HD, так и при их отсутствии на чистом графойле с естественной неоднородностью. Также, такое поведение может говорить о влиянии периодического потенциала верхнего твёрдого слоя на температуру сверхтекучего перехода. Наконец, быстрый рост температуры сверхтекучего перехода можно связать с делокализацией плёнки в перпендикулярном направлении к поверхности, но теория, предсказывающая этот эффект [283-284], предполагает подобное явление при значительно меньших степенях заполнения слоя.

Необходимо отметить, что предположение о том, что ${}^4\text{He}$ в слое находится в жидком состоянии, подтверждается с помощью математического моделирования, основанного на методе Монте–Карло. Для монослоя ${}^4\text{He}$ на поверхности водорода [288] локальная плотность определяется периодическим поверхностным потенциалом, а конденсация начинается при плотностях ${}^4\text{He}$ ниже, чем $4,6 \text{ нм}^{-2}$.

Таким образом, имеется хорошее согласие между настоящими экспериментальными данными и данными, полученными ранее другими авторами: наблюдается сильное подавление сверхтекучести в одноатомном слое ${}^4\text{He}$ с малым заполнением слоя. С увеличением числа дополнительных слоев HD подавление сверхтекучести ослабевает [11]. По-видимому, для лучшего понимания такого поведения при теоретическом рассмотрении свойств одноатомных плёнок, кроме влияния периодического потенциала на сверхтекучесть, необходимо учитывать и делокализацию плёнки вдоль нормали к поверхности.

7.3.2. Второй атомный жидкий слой. При заполнении слоя до плотности от $12,5$ до $18,7 \text{ нм}^{-2}$ ($0,3$ до $16,7 \text{ нм}^{-2}$) для двух (трёх) слоев HD

формируется третий или второй жидкий слой ${}^4\text{He}$. То есть, имеется два атомных слоя жидкости поверх твёрдого слоя ${}^4\text{He}$ на двух (трёх) дополнительных слоях HD на графойле. Температура сверхтекучего перехода, скачок периода колебаний торсионного осциллятора зависят от величины заполнения слоя. С увеличением степени заполнения слоя общий скачок периода $\Delta P(0)$ увеличивается линейно с хорошей точностью. Величина $\Delta P(0)$ определяет количество вещества, участвующего в сверхтекучести в пределе $T \rightarrow 0$. Экстраполируя ΔP по линейному закону к $T=0$, получаем значения плотности 6,7 (4,8) нм^{-2} для двух (трёх) дополнительных слоёв HD. Эти значения достаточно близки, хотя и немного ниже, чем соответствующие значения плотностей, соответствующие началу формирования первого жидкого слоя: 7,3 (5,65) нм^{-2} .

Этот факт свидетельствует в пользу того, что в низкотемпературном пределе, плёнки и из второго, и из третьего жидких слоев ${}^4\text{He}$, расположенные над твёрдым атомным слоем ${}^4\text{He}$, находятся в сверхтекучем состоянии. То есть вся жидкость участвует в сверхтекучем движении, а так называемый «мёртвый слой» - не что иное, как первый твёрдый слой ${}^4\text{He}$. Таким образом, в отличие от второго слоя жидкости, в первом, кроме «мёртвого слоя» еще присутствует дополнительная несверхтекучая часть жидкости.

Если на рис. 7.4 нанести линию с наклоном, соответствующим КТ перехода, которая описывается уравнением $T_c = 0,156(n - n_1)$ с $n_1 = 6,7$ (4,8) нм^{-2} для двух (трёх) дополнительных слоёв HD, то температура перехода в сверхтекучее состояние, измеряемая в эксперименте, практически совпадает с теоретической при плотности, когда второй атомный слой полностью заполнен и начинает формироваться третий атомный слой. Согласие с КТ теорией оказывается очень хорошим для трёх дополнительных слоев водорода. Причиной может быть то, что

первый жидкий слой является полностью сверхтекучим в отличие от случаев с меньшим количеством дополнительных слоев HD.

Поведение ^4He после начала формирования второго жидкого слоя на графойле, без дополнительных покрытий (это соответствует формированию четвертого атомного слоя в системе), более сложно для объяснения. Так, сверхтекучесть в таких системах сильно зависит от числа атомных слоев гелия. Именно, в системе гелия на чистом графойле сверхтекучесть начинается при $l - 2$, а в системах с дополнительными слоями при $l - 1$, где l – полное число слоев. Измерения T_C и ΔP , приведенные в [258-260], показывают немонотонное поведение ΔP в зависимости от количества ^4He сразу после заполнения первого жидкого слоя. Сравнения такого поведения ΔP с результатами других наших экспериментов проводить в настоящем пункте не будем.

Интересно провести сопоставление с зависимостью температуры сверхтекучего перехода от степени заполнения слоёв гелия на майларе без водородного покрытия [253,254,256]. В этом случае «мёртвый слой» обычно составлял $25 - 30$ мкмоль/м². При формировании атомного слоя, из-за того, что поверхность майлара аморфна, что сглаживает периодичность потенциала взаимодействия, какая-то часть атомов ^4He находится в делокализованном состоянии. Именно эти атомы, по видимому, участвуют в сверхтекучести за счет механизма КТ. Данные [253,254] показывают линейную зависимость температуры сверхтекучего перехода от степени заполнения слоя и описываются соотношением КТ $T_C = 0,156n$. Измерения в широком интервале поверхностных плотностей, проведенные в [256], дали для «мёртвого слоя» 28 мкмоль/м², причём соотношение между температурой сверхтекучего перехода и поверхностной плотностью согласуются с теорией КТ. Тем не менее вблизи плотности покрытия около 40 мкмоль/м², соответствующей

плотности жидкости около 7 нм^{-2} , наклон линии на зависимости $T_C(n)$ уменьшается и составляет около $0,071 \text{ К нм}^2$. Такое поведение напоминает резкое уменьшение dT_C/dn при начале формирования второго жидкого слоя в нашем эксперименте с дополнительными слоями водорода. Уменьшение наклона зависимости $T_C(n)$ происходит всегда при $T_C \sim 0,8 \text{ К}$. Наклон линейной зависимости $T_C(n)$ для ^4He во втором жидком слое очень близок к значениям для второго жидкого слоя на майларе и составляют $0,084$ и $0,06 \text{ К нм}^2$ для трёх и двух слоев водорода, соответственно.

Этот факт может свидетельствовать о том, что природа сверхтекучего перехода при заполнении второго атомного слоя жидкости обусловлена соседством двух взаимодействующих слоёв жидкости, расположенных один над другим. В самом деле, на майларовой поверхности плёнка не так чётко разделена на слои, в результате наклон $T_C(n)$ изменяется не с изломом, а плавно, как в настоящем эксперименте.

Таким образом, только в первом жидком слое природа сверхтекучего перехода для майларе и графойла с покрытием HD резко отличаются друг от друга. На майларе отсутствие периодического потенциала приводит к отсутствию двумерной конденсации, и температура сверхтекучего перехода соответствует КТ теории. В противоположность этому графойл имеет периодический потенциал. При плотностях порядка 4 нм^{-2} слой является «газообразным» до очень низких температур, и существует двумерная конденсация в этом «газе». Возможно, причина этому - влияние периодического потенциала от твёрдых слоёв HD на графойле. Ситуация остаётся неясной, желательным представляется теоретическое рассмотрение данной системы с учетом её особенностей.

7.4. Возбуждение колебаний в пленках ^4He

При заполнении третьего слоя (второго жидкого слоя) плёнки ^4He на двух дополнительных слоях HD кроме пика. Связанного с переходом в сверхтекучее состояние, был обнаружен дополнительный узкий пик поглощения, по-видимому, связанный с третьим звуком. Наблюдать этот эффект можно, поскольку выращивание плёнки ^4He производилось с малым шагом, то есть средняя плотность между соседними измеряемыми покрытиями могла отличаться на не более чем $0,1 \text{ nm}^{-2}$. Температуры максимума поглощения, показаны на рис. 7.8 в зависимости от плотности плёнки ^4He [12]. Подобные результаты могут свидетельствовать в пользу сосуществования двух фаз, «газообразной» и сверхтекучей, и, возможно о послойной конденсации, предложенной Клеменсом и др. [283,284], при которой второй (первый жидкий) слой уже сформирован, а третий (второй жидкий) формируется в виде «лужиц». Область сосуществования двух фаз соответствует интервалу плотности около 4 nm^{-2} , а критическая температура равна $0,8 \text{ K}$, что близко к значениям, найденным из измерений теплоемкости [275].

Следует заметить, что, помимо обсуждаемого эффекта, в эксперименте, аналогично работе [289], наблюдались и резонансы третьего звука. Для того, чтобы выделить эти резонансы, проводились измерения поглощения на более низкой частоте, соответствующей колебательной, «флоппи» моде торсионного осциллятора. Наблюдаемые по измерениям пиков поглощения резонансы, определяющиеся скоростью третьего звука, хорошо видны на зависимости максимумов поглощения от плотности и их основной характеристикой был тот факт, что добротность резонанса крутильной моды осциллятора была намного больше добротности колебательной моды. С увеличением числа слоёв гелия количество резонансов третьего звука возрастает, что затрудняет интерпретацию данных.

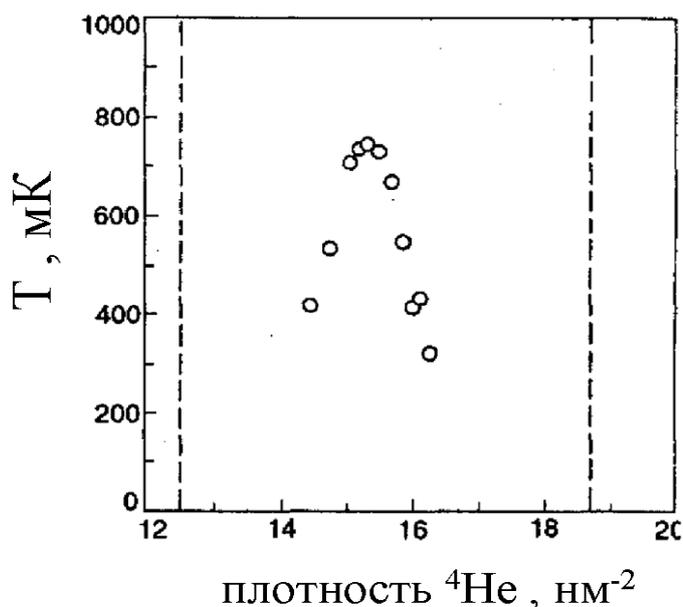


Рис. 7.8. Температура дополнительного максимума поглощения как функция плотности наблюдаемых в эксперименте дополнительных максимумов поглощения, связанных с формированием и ростом «лужиц» в третьем атомном слое.

Появление третьего звука ^4He наблюдалось в [258-260], где было предложено несколько объяснений появления соответствующих резонансов, связанных с возможной перестройкой гелиевого покрытия. Имеющихся экспериментальных данных недостаточно для описания третьего звука в более толстых плёнках ^4He .

Другой интересный результат связан с шириной пика поглощения при сверхтекучем переходе. Полуширина пика поглощения $\Delta P_{(1/2)}$ должна быть связана с динамикой вихрей в пленке. Для обоих дополнительных покрытий экспериментальный результат показывает идентичное поведение в зависимости от средней плотности ^4He в пленке (см. рис. 7.9). Во время окончательного формирования первого жидкого слоя для обоих водородных покрытий и при начале заполнения следующего второго жидкого слоя полуширина пика резко уменьшается. При заполнении второго слоя на 30 % полуширина пика имеет минимальное значение, а при 70 % заполнения слоя, напротив, максимальное для

этого слоя жидкости. В добавок, именно при заполнении этого слоя температура сверхтекучего перехода становится выше значения 0,8 К, которое соответствует критической температуре сосуществования двух фаз, газа и жидкости. То есть, дальнейший рост слоёв гелия не должен сопровождаться появлением «лужиц», и жидкость является однородной, а влияние толщины плёнки на поглощение колебаний торсионного осциллятора в момент сверхтекучего перехода должно резко уменьшиться, что и наблюдается в эксперименте.

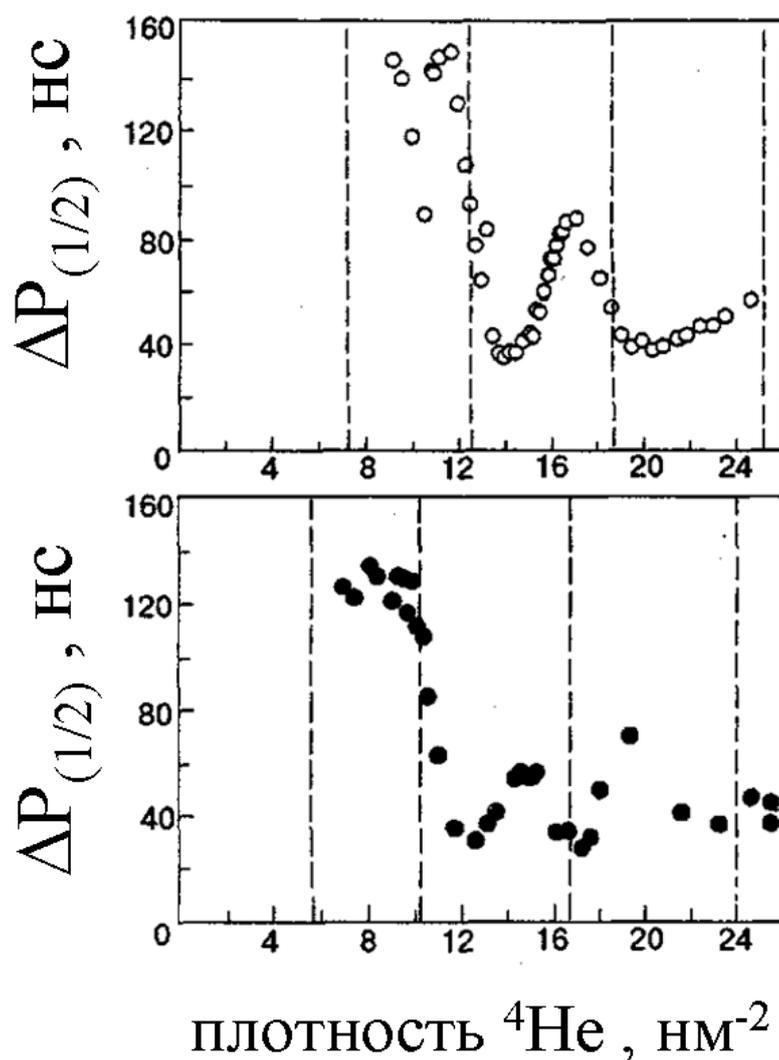


Рис. 7.9. Полуширина пика поглощения при сверхтекучем переходе в зависимости от средней плотности ${}^4\text{He}$ в атомных слоях. Открытые (заполненные) кружочки для случая с двумя (тремя) дополнительными слоями HD.

Выводы

Полученные в данной работе экспериментальные данные, а также предыдущие эксперименты [258-260], демонстрируют разнообразие новых явлений в атомных пленках ^4He на графойле. Изменение потенциала взаимодействия ^4He с графойлом при осаждении дополнительных слоев дейтериевого водорода позволяет влиять на характеристики системы.

При дополнительном покрытии двумя и тремя слоями HD в первом атомном слое ^4He сверхтекучесть отсутствует.

При формировании второго слоя в области температур $T < 0,8$ К наблюдается двумерная конденсация с плотностями в слое менее 4 nm^{-2} . При больших плотностях в слое жидкость однородна. При этом температура сверхтекучего перехода в зависимости от плотности увеличивается быстрее с ростом плотности ^4He в слое, чем предсказано теорией [251,252]. Это связано с сильным влиянием периодического потенциала поверхности графойла на сверхтекучесть, которая полностью подавлена при самых низких температурах и заполнении первого жидкого слоя менее, чем на 60 %. После заполнения первого жидкого слоя температура сверхтекучего перехода близка к теоретической [251,252], а слой, не участвующий в сверхтекучем движении, есть первый твердый слой ^4He .

Результаты эксперимента показывают, что температура сверхтекучего перехода в атомной плёнке совпадает с теоретическими предсказаниями только при формировании третьего атомного слоя, когда плёнка содержит заполненный жидкий атомный слой, находящийся над твердым атомным слоем ^4He .

Пока остаётся неясной динамика поведения вихрей в атомных пленках, природа возбуждения и распространение третьего звука в них, что требует дальнейших исследований. Кроме того, представляется

интересным изучение поведения атомных плёнок ^4He на более толстых водородных покрытиях, что может дать возможность наблюдать двумерную конденсацию и другие фазовые переходы в двумерных плёнках гелия в наиболее чистых условиях при минимальном влиянии графойла.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе обобщены результаты экспериментальных исследований кинетических свойств сверхтекучих жидкостей: ^4He и сверхтекучих растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Исследования проведены как при условиях, близких к равновесию, так и при больших градиентах температуры и давления, то есть при сильной неоднородности системы или конвективном и турбулентном течениях жидкости. С использованием современных теоретических представлений проанализированы как процессы зародышеобразования в сверхтекучих растворах, так и подвижность межфазной границы расслоившихся сверхтекучих растворов, возбуждение конвективных и турбулентных течений в сверхтекучих жидкостях. Для выполнения работы были использованы новейшие и высокочувствительные методики, специально созданные для проведения исследований при низких и сверхнизких температурах. К ним относятся высокоточные одновременные измерения градиентов температуры и концентрации в растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$, одновременные измерения скорости распространения и поглощения акустической волны, измерения изотерм адсорбции атомных плёнок ^4He и дейтериеводорода на графойле с помощью сконструированного и изготовленного высокочувствительного датчика давления, измерения теплоёмкости в милликельвиновой области температур.

Среди результатов, полученных в ходе выполнения работы, наиболее приоритетными являются следующие:

1. Показано, что тепловой поток снизу вверх вызывает градиенты температуры и концентрации и 5% растворе приводит к устойчивому распределению плотности, таким образом, что менее плотный раствор находится сверху. В растворах с концентрациями 9,5% и 9,8% ^3He за счет градиентов температуры и концентрации наблюдается вначале гетерогенное зародышеобразование на квантованных вихрях, а затем

расслоение раствора на более легкую и тяжелую фазы, что приводит к появлению конвективной турбулентности.

2. Впервые получены результаты о коэффициентах прохождения и отражения акустической волны на границе фаз расслоившихся растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Это позволило определить температурную зависимость коэффициента роста границы фаз при расслоении растворов в интервале температур от 0,2 К до 0,01 К и показано, что при температуре 0,01 К экспериментальная величина коэффициента роста превышает теоретическое значение более чем в 10^4 раз.

3. Впервые определены и описаны в рамках современных теоретических представлений, температурная зависимость коэффициента сопротивления для осциллирующей камертона при ламинарном течении в широком диапазоне частот, как для гидродинамического режима так и для баллистического рассеивания тепловых возбуждений.

4. Впервые с помощью прямого акустического измерения показано, что осциллирующий камертон является квадрупольным излучателем акустической волны, амплитуда которой зависит от скорости и частоты колебаний камертона при наличии резонансных условий. Установлены условия, при которых вкладом акустического излучения в диссипации можно пренебречь по сравнению с вкладом вязкого трения или баллистического рассеивания тепловых возбуждений.

5. Впервые с помощью осциллирующего камертона измерена критическая скорость перехода от ламинарного к турбулентному течению в чистом ${}^4\text{He}$ и 5% растворе ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ в интервале температур от 2,5 К до 0,05 К, и исследована адсорбция атомов ${}^3\text{He}$ в 5% растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ на корях квантованных вихрей также определена область температур и скоростей при которых она происходит.

6. Впервые определено, что плотность нормальной компоненте сверхтекучей жидкости влияет на величину критической скорости, с увеличением плотности нормальной компоненте критическая скорость

перехода от ламинарного к турбулентного течения растёт. Более того, примеси ^3He , которые при сверхнизких температурах определяют величину плотности нормальной компоненты, значительно увеличивают критическую скорость потока.

7. Впервые показано, что при турбулентном течении He II в области температур ($T < 0,7\text{K}$) при баллистическом рассеивании тепловых возбуждений, обнаружен промежуточный режим течения в котором наблюдается взаимодействие сверхтекучей и нормальной компонент за счет появления квантованных вихрей и рассеяния тепловых возбуждений на них, что приводит к взаимного трения нормальной компоненты на вихрях.

8. Впервые с помощью методики торсионных колебаний показано, что температура сверхтекучего перехода в атомарных пленках ^4He существенно зависит от количества слоев дейтероводорода, которые находятся между атомарной пленкой ^4He и подложкой, причем увеличение количества слоев дейтероводорода приводит к увеличению температуры, при которой происходит переход к сверхтекучее состояние в двумерных пленках гелия. Было обнаружена во втором жидком слое гелия двумерная конденсацию, расположенного на двух дополнительных слоях дейтероводорода.

* * *

В заключение хотел бы выразить свою благодарность своему первому научному руководителю, члену-корреспонденту НАН Украины профессору Э. Я. Рудаковскому за создание максимально благоприятной и творческой атмосферы в возглавляемой им лаборатории, а впоследствии и отделом №12, за поддержку, чуткость, внимание и неизменно доброжелательное отношение, что в огромной степени способствовало выполнению настоящей работы.

Я глубоко благодарен доктору физико-математических наук С. С. Соколову, в последние годы возглавляющему отдел квантовых жидкостей и кристаллов за постоянное дружеское отношение и поддержку на всех этапах выполнения работы и за существенные замечания по тексту диссертации.

Я признателен доктору физико-математических наук В. А. Майданову за постоянный интерес к проводимым мною исследованиям, многочисленные обсуждения и доброжелательную критику.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить доктора физико-математических наук В. К. Чаговца за помощь в работе и многолетнее сотрудничество, а также за обсуждения результатов совместных работ.

Я признателен доктору физико-математических наук К. Э. Немченко за плодотворные дискуссии, обсуждения различных насущных физических проблем и за дружескую поддержку.

Мне также хотелось бы поблагодарить профессора Сато Такео и его сотрудников Харука Аббе и Микки Наказава (Low Temperature group, Tohoku University, Japan), профессора Джона Сандерса с сотрудниками Яна Неки и Криса Лашер (Low Temperature Lab, Royal Holloway University, United Kingdom), а также профессора Ладислава Скрбека и Дэвида Шлиманзера (Low Temperature Lab, Charles University, Prague), а также профессора Франка Побелла и профессора Георга Эска (Low Temperature Lab, Bayreuth University, Germany) за длительное, приятное и плодотворное сотрудничество, благодаря которому были получен ряд интересных результатов, используемых в настоящей работе.

Я сердечно признателен моим коллегам И. А. Гриценко, В. Е. Сивоконю, О. И. Киричеку, Н. П. Михину, А. С. Рыбалко, В. А. Николаенко, А. А. Задорожко, Т. А. Калько и И. В. Ушерову-Маршаку, разделившим со мною все трудности и радости получения научных результатов.

Хочу поблагодарить сотрудников отдела квантовых жидкостей и кристаллов ФТИНТ им. Б. И. Веркина НАН Украины за постоянную многолетнюю поддержку, внимание, помощь и доброжелательное отношение.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Gorter C.J. On the irreversible processes in liquid helium II / C.J. Gorter and J.H. Mellink // *Physica*. – 1949. – Vol. 15, № 3/4. – P. 285-304.
2. Hall H.E. The rotation of liquid helium II. I. Experiments on the propagation of second sound in uniformly rotating helium II / H.E. Hall and W.F. Vinen // *Proc. R. Soc. London A*. – 1956. – Vol. 238, № 1213. – P.204-214.
3. Vinen W.F. Mutual friction in a heat current in liquid helium II. III. Theory of the mutual friction / W.F. Vinen // *Proc. R. Soc. London A*. – 1957. – Vol. 242, № 1231. – P.493-515.
4. Халатников И.М. Теория сверхтекучести / И.М. Халатников – Наука, Москва – 1971. – 320 с.
5. Гриценко И.А. Диссипация кинетической энергии камертона, погруженного в сверхтекучий гелий, при различных частотах / И.А. Гриценко, К.А. Клокол, С.С. Соколов [и др.] // *ФНТ*. – 2016. – Т. 42, №1. – С. 28-34.
6. Blaauwgeers K. Quartz tuning fork: thermometer, pressure- and viscometer for helium liquids / R. Blaauwgeers, M. Blazkova, M. Človečko [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2007. – Vol. 146, № 5. – P. 537-562.
7. Bradley D.I. Stability of flow and the transition to turbulence around a quartz tuning fork in superfluid ^4He at very low temperatures / D.I. Bradley, M.J. Fear, S.N. Fisher [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2014. – Vol. 89, № 21. – P. 214503-1 - 214503-9.
8. Гриценко И.А. Особенности квазиустойчивого ламинарного течения He II и дополнительный диссипативный процесс / И.А. Гриценко, К.А. Клокол, С.С. Соколов [и др.] // *ФНТ*. – 2016. – Т. 42, №3. – С. 211-215.
9. Bishop J.D. Study of the superfluid transition in two-dimensional ^4He films / D.J. Bishop, J.D. Reppy // *Phys. Rev. Lett.* – 1978. – Vol. 46, № 26. – P.1727-1730.

10. Li J. Heat capacity of titanium hydride at millikelvin temperatures / J. Li, **G. Sheshin**, I. Roggatz, F. Pobell // J. Low Temp. Phys. – 1996. – Vol. 102, № 1/2. – P. 61-72.
11. Ray R. Superfluidity of thin ^4He film on atomically flat surfaces / R. Ray, **G.A. Sheshin**, J. Nyeki, B. Cowan, J. Saunders // Czech. J. Phys. – 1996. – Vol. 46, Suppl S1. – P. 427-428
12. Nyeki J. Structure and superfluidity of ^4He films on plated graphite / J. Nyeki, R. Ray, **G. Sheshin**, V. Maidanov, V. Mikheev, B. Cowan, J. Saunders // ФНТ. – 1997. – Т. 23, № 5/6. – P.515-526.
13. Burmistrov S. On the structure of quantized vortices in a saturated liquid ^3He - ^4He mixture / S. Burmistrov, V. Chagovets, L. Dubovskii, E. Rudavskii, T. Satoh, **G. Sheshin** // Physica B. – 2000. – Vol. 284-288, № 1. – P.321-322.
14. Abe H. Transmission of first sound wave at the interface of phase-separated ^3He - ^4He mixtures / H. Abe, M. Nakazava, **G. Sheshin**, T. Satoh // J. Low Temp.Phys. – 2000. – Vol. 121, № 5/6. – P. 315-322.
15. Sheshin G. Transmission and reflection of first sound wave at the interface of phase-separated ^3He - ^4He mixtures. / **G. Sheshin**, H. Abe, M. Nakazava, T. Satoh // The Phys. Soc. of Japan (JPS) – 2000. – Vol. 55, № 1. – P. 674-674.
16. Задорожко А.А. Связь градиентов температуры и концентрации в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He в стационарном режиме / А.А. Задорожко, Т.В. Калько, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2003. – Т. 29, № 4. – P.1367-374.
17. Задорожко А.А. Конвективная неустойчивость сверхтекучих растворов ^3He - ^4He . / А.А. Задорожко, Т.В. Калько, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2003. – Т. 29, № 8. – P.829-834.
18. Sheshin G. Thermal instability of superfluid phase-separated ^3He - ^4He solution heated from below / **G. Sheshin**, V. Chagovets, T. Kalko, A. Zadorozhko, K. Neoneta, E. Rudavskii, G. Sheshin // J.Low Temp.Phys. – 2005. – Vol. 138, № 1/2. – P. 301-308.

19. Задорожко А.А. Фазовое расслоение и тепловая неустойчивость сверхтекучих растворов ^3He - ^4He , нагреваемых снизу / А.А. Задорожко, Т.В. Калько, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2005. – Т. 31, № 2. – P. 134-140.

20. Dubrovinskaia N. Superconductivity in polycrystalline boron-doped diamond synthesized at 20 GPa and 2700 K / N. Dubrovinskaia, G. Eska, **G. Sheshin**, H. Braun // J. of Applied Phys. – 2006. – Vol. 99. – P. 033903-1–033903-7.

21. Sheshin G.A Thermal instability of stratified superfluid mixtures ^3He - ^4He under heating from below/ **G.A. Sheshin**, S.S. Sokolov // Journal of Molecular Liquids. – 2006. – Vol.127. – P. 153-155.

22. Chagovets V. Temperature and concentration relaxation in phase-separated superfluid ^3He - ^4He mixtures / V. Chagovets, T. Kalko, K. Nemchenko, E. Rudavskii, **G. Sheshin**, A. Zadorozhko // J. Low Temp. Phys. – 2007. – Vol. 146, № 3/4. – P. 403-416.

23. Sheshin G. Phase separation and nucleation in superfluid mixtures of ^3He - ^4He at presence of a heat flow / **G. Sheshin**, V. Chagovets, T. Kalko, E. Rudavskii, A. Zadorozhko // J. Low Temp. Phys. – 2007. – Vol. 148, № 3/4. – P. 151-156.

24. Sheshin G. Convective turbulence in superfluid solutions ^3He - ^4He / **G. Sheshin**, V. Chagovets, T. Kalko, E. Rudavskii, A. Zadorozhko // J. Low Temp. Phys. – 2008. – Vol. 150, № 3/4. – P. 420-425.

25 Шешин Г.А. Особенности перехода к турбулентности в сверхтекучем ^4He при низких температурах / **Г.А. Шешин**, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова // ФНТ. – 2008. – Т. 34, № 11. – P.1111-1121.

26. Chagovets V. Flow regimes of the superfluid helium caused by oscillating quartz tuning fork / V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, **G. Sheshin**, A. Zadorozhko // J. of Physics: Conference Series. – 2009. – Vol.150. – P. 032014-1–032014-4.

27. Gritsenko I.A. Transition to turbulence and critical velocity in superfluid solution of ^3He in ^4He / I.A. Gritsenko, A.A. Zadorozhko,

E.Y. Rudavskii, V.K. Chagovets, G.A. Sheshin // J. Low Temp. Phys. – 2010. – Vol. 158, № 5/6. – P. 450-455.

28. Гриценко И.А. Колебания кварцевого камертона в He II и коэффициент сопротивления / И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, А.С. Неонета, В.К. Чаговец, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2011. – Т. 37, № 7. – P.695-702.

29. Schmoranzer D. Acoustic emission by quartz tuning forks and other oscillating structures in cryogenic ^4He fluids / D. Schmoranzer, M. La Mantia, **G. Sheshin**, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, M. Rotter, L. Skrbek // J. Low Temp. Phys. – 2011. – Vol. 163, № 3/4. – P. 317-344.

30. Гриценко И.А. Механизмы диссипации колеблющегося кварцевого камертона в He II при повышенных давлениях / И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2012. – Т. 38, № 12. – P.1395-1042.

31. Gritsenko I. Decay mechanisms of oscillating quartz tuning fork immersed in He II / I. Gritsenko, A. Zadorozhko, **G. Sheshin** // J. of Physics: Conference Series. – 2012. – Vol.400. – P.012068-1–012068-4.

32. Gritsenko I. Frequency characteristics of a quartz tuning fork immersed in He II / I. Gritsenko, A. Zadorozhko, **G. Sheshin** // J. Low Temp. Phys. – 2013. – Vol. 171, № 3/4. – P. 194-199.

33. Sheshin G. Mutual interactions of oscillating quartz tuning forks in superfluid ^4He / **G. Sheshin**, I. Gritsenko, D. Schmoranzer, L. Skrbek // ФНТ. – 2013. – Т. 39, № 10. – P.1062-1067.

34. Gritsenko I. The influence of acoustic emission on the onset of turbulent flow in He II / I. Gritsenko, **G. Sheshin** // J. Low Temp. Phys. – 2014. – Vol. 175, № 1/2. – P. 91-96.

35. Гриценко И.А. Влияние акустического излучения на критическую скорость перехода к турбулентному течению в He II / И.А. Гриценко, **Г.А. Шешин** // ФНТ. – 2014. – Т. 40, № 9. – С.1028-1034.

36. Гриценко И. Квантовая турбулентность: коэффициент сопротивления при колебаниях погруженного в He II кварцевого

камертона / И. Гриценко, А. Цескис, **Г. Шешин** // ФНТ. – 2015. – Т. 41, № 4. – С.338-342.

37. Адаменко И. Н., Взаимодействие квазичастиц и стационарные состояния сверхтекучих растворов изотопов гелия / И.Н. Адаменко, К.Э. Немченко, В.И. Цыганок [и др.] // ФНТ. – 1994. – Т. 20, № 7. – С. 636-644.

38. Немченко К.Э. Релаксация концентрации и температуры в сверхтекучих растворах ^3He - ^4He / К.Э. Немченко // ФНТ. – 1997. – Т. 23, № 8. – С. 799-802.

39. Behringer R.P. Diffusive relaxation processes in liquid ^3He - ^4He mixtures. I. Normal phase / R.P. Behringer and H. Meyer // J. Low Temp. Phys. – 1982. – Vol. 46, № 5/6. – P.407-434.

40. Халатников И.М. Теория диффузии и теплопроводности слабых растворов ^3He в гелии II / И.М. Халатников, В.Н. Жарков // ЖЭТФ. – 1957. – Т.32, № 5. – С. 1108-1125.

41. Птуха Т.П. Теплопроводность и диффузия слабых растворов ^3He - ^4He в области температур от λ -точки до 0,6 К / Т.П. Птуха // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40, № 6. – С. 1583-1593.

42. Baym G. Phonon-quasiparticle interaction in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He : II. Phonon Boltzmann equation and first viscosity / G. Baym, W. Saam // Phys. Rev. – 1968. – V. 171, № 1. – P. 172-178.

43. Адаменко И.Н. Коллективные моды и диссипативные коэффициенты в растворах квантовых жидкостей ^3He - ^4He / И.Н. Адаменко, В.И. Цыганок // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88, № 5. – С. 1641-1655.

44. Адаменко И. Новый релаксационный процесс в фонон-примесонной системе растворов ^3He - ^4He / И Адаменко, Э. Рудавский, В. Цыганок [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 33, № 9. – С. 404-407.

45. Адаменко И.Н. Кинетика фонон-примесонной системы сверхтекучих растворов ^3He в ^4He / И.Н. Адаменко, Э.Я. Рудавский // ФНТ. – 1987. – Т. 13, № 1. – С. 3-32.

46. Baym G. Phonon-quasiparticle interactions in dilute solutions of ^3He

in superfluid ^4He . 1. Phonon thermal conductivity and ultrasonic attenuation / G. Baym, C. Ebner // *Phys. Rev.* – 1967. – Vol. 164, № 1. – P. 235-244.

47. Sullivan T.S. Thermal convection and thermal conductivity of nondilute ^3He - ^4He mixtures / T.S. Sullivan, V. Steinberg, R.E. Ecke // *J. Low Temp. Phys.* – 1993. – Vol. 90, № 5/6. – P. 343-354.

48. Radebough R. Thermodynamic properties of ^3He - ^4He solution with application to the dilution refrigerator / R. Radebough // *Nat. Bur. Stand. Tech. Note.* – 1967. – №. 362. – P.137-151.

49. Edwards D.O. Number density and phase diagram of dilute He^3 - He^4 mixtures at low temperatures / D.O. Edwards, E.M. Ifft, R.E. Sarwinski // *Phys.Rev.* – 1969. – Vol. 177, № 1. – P. 380-391.

50. Watson G.E. Low-temperature density and solubility of ^3He in liquid ^4He under pressure / G.E. Watson, J.D. Reppy, and R.C. Richardson // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 188, № 1. – P. 384-396.

51. Landau J. Temperature, pressure, and concentration dependence of the osmotic pressure of dilute ^3He - ^4He mixtures / J. Landau, J.T. Tough, N.R. Brubaker, and D.O. Edwards // *Phys. Rev. A.* – 1970. – Vol. 2, № 6. – P. 2472-2482.

52. Wilson M.F. Osmotic pressure of dilute solutions of ^3He in ^4He / M.F. Wilson, J.T. Tough // *Phys. Rev. A.* – 1970. – Vol. 1, № 3. – P. 914-922.

53. Landau J. Osmotic pressure of very dilute liquid mixtures of ^3He in ^4He / J. Landau and R.L. Rosenbaum / J. Landau and R.L. Rosenbaum // *J. Low Temp. Phys.* – 1973. – Vol. 11, № 3/4. – P. 483-488.

54. The osmotic pressure of ^3He - ^4He mixtures along the phase separation curve / L. J.M. Van der Klundert [et al.] // *Phys. Lett.A.* – 1977. – Vol. 62, № 7. – P.487-489.

55. Thermodynamics properties of liquid ^3He - ^4He mixtures at zero pressure for temperatures below 250 mK and concentrations below 8 % / J. G. M. Kuerten [et al.] // *Cryogenics* – 1985. – Vol. 25, № 8. – P.419-443.

56. Effective heat conductivity and relaxation processes in superfluid mixtures of ^3He - ^4He . / G. Sheshin [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2004. – Vol. 134, № 1/2. – P. 695-700.

57. Abel W.R. Experimental thermal conductivity of two dilute solutions of He^3 in superfluid He^4 / W.R. Abel, J.C. Wheatley // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – Vol. 21, № 17. – P. 1231-1234.

58. Kapitza P. Viscosity of liquid helium below the lambda point / P. Kapitza // *Nature.* – 1938. – Vol. 141, № 3558. – P.74.

59. Keesom W.H. The viscosity of liquid helium / W.H. Keesom, G.E. Macwood // *Physica.* – 1938. – Vol. 5, № 8. – P.737-744.

60. W.H. Keesom On the viscosity of liquid helium in the neighbourhood of the lambda-point / W.H. Keesom, P.H. Keesom // *Physica.* – 1941. – Vol. 8, № 1. – P.65-66.

61. Андроникошвили Э. Л. Исследования вязкости нормальной компоненты He II / Э.Л. Андроникошвили // *ЖЭТФ.* – 1948. – Т. 18, № 5. – С. 429-433.

62. Ландау Л.Д. Теория вязкости He II . I. Столкновение элементарных возбуждений He II / Л.Д. Ландау, И.М. Халатников // *ЖЭТФ.* – 1949. – Т. 19, № 7. – С. 637-650.

63. Ландау Л.Д. Теория вязкости He II / Л.Д. Ландау, И.М. Халатников // *ЖЭТФ.* – 1949. – Т. 19, № 8. – С. 709-726.

64. Dash J.G. Hydrodynamics of oscillating disks in viscous fluids: density and viscosity of normal fluid in pure ^4He from 1,2 K to the lambda point / J.G. Dash, R.D. Taylor // *Phys. Rev. Lett.* – 1957. – Vol. 105, № 1. – P. 7-24.

65. Зиновьева К.Н. Коэффициент объемного поглощения второго звука и вязкость нормальной компоненты гелия II до 0,83K / К.Н. Зиновьева // *ЖЭТФ.* – 1956. – Т. 31, № 1. – С. 31-36.

66. Alnaimi A.E. Reduced Kapitza conductance for clean silver surfaces at temperatures between 1 and 2 K / A.E. Alnaimi, J.C.A. van der Sluijs // *Cryogenics.* – 1974. – Vol. 14, № 11. – P. 599-600.

67. Harrison J.P. Kapitza resistance—A universal curve / J.P. Harrison // *J. Low Temp. Phys.* – 1974. – Vol. 17, № 1/2. – P. 43-48.

68. De Troyer A. Measurements on the viscosity of liquid helium by means of the oscillating disc method / A. De Troyer, A Van Itterbeek, G.J Van Den Berg // *Physica*. – 1941. – Vol. 17, № 1. – P.50-62.

69. Taylor R.D. Hydrodynamics of oscillating disks in viscous fluids: viscosities of liquids He^3 and He^4 / R.D. Taylor and J.G. Dash // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 106, № 3. – P. 398-403.

70. Bowers R. The Viscosity of liquid helium between 2 and 5 Degrees K / R. Bowers, K. Mendelssohn // *Proc. Roy. Soc. A.* – 1950. – Vol. 204, № 1078. – P. 366-374.

71. Welber B. Damping of a torsionally oscillating cylinder in liquid helium at various temperatures and densities / B. Welber // *Phys. Rev.* – 1960. – Vol. 119, № 6. – P. 1816-1822.

72. Особенности поведения вязкости жидкого гелия ниже 1 К / Б.Н. Есельсон, О.С. Носовицкая, Л.А. Погорелов [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. – 1980. – Т. 31, № 1. – С. 34-37.

73. Woodsand A.D.B. The viscosity of liquid helium II between 0.79 K and the lambda point / A.D.B. Woodsand, A.C. Hollis Hallett//*Can. J. Phys.* – 1963. – Vol. 41, № 4. – P. 596-609.

74. Donnelly R.J. The observed properties of liquid helium at the saturated vapor pressure/ R.J. Donnelly and C.F. Barenghi // *J. Phys. Chem. Ref.* – 1998. – Vol. 27, № 6. – P. 1217-1274.

75. Kinematic viscosity of helium II / R.J. Donnelly, G.V. Chester, R.H. Walmsley [et al.]// *Phys. Rev.* – 1956. – Vol. 102, № 1. – P. 3-4.

76. Niemetz M. Stability of laminar and turbulent flow of superfluid ^4He at mK temperatures around an oscillating microsphere/ M. Niemetz, W. Schoepe // *J. Low Temp. Phys.* – 2004. – Vol. 135, № 5/6. – P. 447-469.

77. Гуревич В.Л. Кинетика фононных систем / В.Л. Гуревич // *Наука, Москва*. – 1980. – С.400.

78. Касевич Ю.А. К вопросу о поперечной релаксации фононов в He II ниже 0,7 К / Ю.А. Касевич // *ФНТ*. – 1983. – Т. 9, № 5. – С. 479-484.

79. Hanninen R. Universal critical velocity for the onset of turbulence of oscillatory superfluid flow / R.Hanninen, W. Schoepe // J. Low Temp. Phys. – 2008. –Vol. 153, № 5/6. – P. 189 -196.

80. The transition to turbulent drag for a cylinder oscillating in superfluid ^4He : a comparison of quantum and classical behavior / D.I. Bradley, S.N. Fisher, A.M. Guenault [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2009. –Vol. 154, № 3/4. – P. 97-116.

81. Transition to quantum turbulence generated by thin vibrating wires in superfluid ^4He / H. Yano, T. Ogawa, A Miura [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2009. –Vol. 156, № 3/6. – P. 132-144.

82 Flow of He II due to an oscillating grid in the low-temperature limit / H.A. Nichol, L. Skrbek, P.C. Hendry [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2004. –Vol. 92, № 24. – P. 244501-1 – 244501-4.

83. Experimental investigation of the dynamics of a vibrating grid in superfluid He4 over a range of temperatures and pressures / D. Charalambous, L. Skrbek, P.C. Hendry, [et al.] // Phys. Rev. E. – 2006. –Vol. 74, № 3. – P. 036307-1 – 036307-10.

84. Blazkova M. Transition from laminar to turbulent drag in flow due to a vibrating quartz fork / M. Blazkova, D. Schmoranzler, and L. Skrbek // Phys. Rev. E. – 2007. –Vol. 75, № 3. – P. 025302-1 – 025302-4.

85. Transition to turbulence for a quartz tuning fork in superfluid ^4He / D.I. Bradley, M.I. Fear, S.N. Fisher [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2009. –Vol. 156, № 3/6. – P. 116-131.

86. Vinen W.F. Mutual friction in a heat current in liquid helium II. I. Experiments on steady heat currents / W.F.Vinen // Proc. Roy. Soc. A . –1957. –Vol. 240, № 1220. – P. 114-127.

87. Ландау Л.Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Наука, Москва. –1986.

88. Vinen W.F. Mutual friction in a heat current in liquid helium II. IV. Critical heat in wide channels / W.F. Vinen // Proc. Roy. Soc. A. –1958. –Vol. 243, № 1234. – P. 400-413.

89. Shwartz K.W. Three-dimensional vortex dynamics in superfluid He4: Homogeneous superfluid turbulence / K.W. Shwartz // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol. 38, № 4. – P. 2398-2417.
90. Shwartz K.W. Transient behavior of superfluid turbulence in a large channel/ K.W Shwartz, J.R. Rozen // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol. 44, № 14. – P. 7563 -7577.
91. Blazkova M. On cavitation in liquid helium in a flow due to a vibrating quartz fork / M. Blazkova, D. Schmoranzer, and L. Skrbek // Low Temp. Phys. – 2008. – Vol. 34, № 4. – P. 298 -308.
92. Blazkova M. Vibrating quartz fork -a tool for cryogenic helium research / M. Blazkova, M. Clovecko, V.B. Eltsov [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2008. – Vol. 150, № 3/4. – P. 525 -535.
93. Reut L.S. Adsorption of atomic impurities on quantized vortices in liquid helium II/ L.S. Reut, I.Z. Fisher // JETP. – 1969. – Т. 28, № 2. – С. 375 -380.
94. Ostermeier R.M. Instability of vortex lines in the presence of axial normal fluid flow / R.M. Ostermeier, W.I. Glaberson // J. Low Temp. Phys. – 1975. – Vol. 21, № 1/2. – P. 191-196.
95. Karrai K. Lecture notes on shear and friction force detection with quartz tuning forks [Электронный ресурс] / К. Karrai //Work presented at the "Ecole Thématique du CNRS" on near-field optics – 2000. – Режим доступа до ресурсу: http://www.nano.physik.unimuenchen.de/publikationen/Preprints/p-00-03_Karrai/pdf.
96. Generation of turbulence by vibrating forks and other structures in superfluid 4He / M. Blazkova, D. Schmoranzer, L. Skrbek [et al.] // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79, № 5. – P. 054522-1–054522-11.
97. Ландау Л. Д. Механика т.1. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Наука. – 1965.
98. Ландау Л.Д. Столкновения элементарных возбуждений в гелии II / Л.Д. Ландау, И.М. Халатников // ЖЭТФ. – 1949. – Т. 19, № 3. – С. 637 -641.

99. Niemetz M. Intermittent switching between potential flow and turbulence in superfluid helium at mK temperatures / M. Niemetz, H. Kerscher and W. Schoepe // J. Low Temp. Phys. – 2002. – Vol. 126, № 1/2. – P. 287-296.

100. Mean free path effects in superfluid ^4He / M. Morishita, T. Kuroda, A. Sawada [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1989. – Vol. 76, № 5/6. – P. 387-416.

101. Roach P.R. New relaxation effect in the attenuation in liquid ^4He under pressure / P.R. Roach, J.B. Ketterson, M.Kushnir // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 25, № 15. – P. 1002-1005.

102. Roach P.R. Ultrasonic attenuation in liquid ^4He under pressure / P.R. Roach, J.B. Ketterson, M.Kushnir // Phys. Rev. A. – 1972. – Vol. 5, № 5. – P. 2205-2214.

103. Jackle J. High-frequency ultrasonic attenuation in superfluid helium under pressure / J. Jackle, K.W. Kehr // Phys. Rev. Lett. – 1971. – Vol. 21, № 10. – P. 654-657.

104. Dynes R.C. Measurement of anomalous dispersion and the excitation spectrum of He II / R.C. Dynes, V. Naraynamuri // Phys. Rev. B. – 1975. – Vol. 12, № 5. – P. 1720-1730.

105. Junker W.R. Pressure dependence of the low-momentum phonon dispersion relation in liquid ^4He / W.R. Junker, C. Elbaum // Phys. Rev. B. – 1977. – Vol. 11, № 1. – P. 162-173.

106. Maris H.S. Phonon – phonon interactions in liquid helium / H.S. Maris // Rev. Mod. Phys. – 1977. – Vol. 49, № 2. – P. 341-359.

107. Andreev A.P. On the temperature dependence of the velocity of sound in liquid helium / A.P. Andreev, I.E. Khalatnikov // J. Low Temp. Phys. – 1970. – Vol. 2, № 2. – P. 173-174.

108. Гуревич В.Л. Поглощение звука в He II при низких температурах и поперечная релаксация фононов / В.Л. Гуревич, Б.Д. Лайхман // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, № 5. – С. 1907-1920.

109. Baym G. First sound velocity in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He / Baym G. // Proceedings of the 11th Int. Conf. on Low Temp. Phys. (ed. J. Allen, D. Finlayson, D. McCall). – 1968. – Vol. 1 – P. 385-388.

110. Non linear concentration dependence of sound velocity in ^3He - ^4He solutions / B.M. Abroham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 21, № 7. – P. 422-424.

111. Techniques for measuring sound propagation in liquid ^4He and ^3He - ^4He solutions / B.M. Abroham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson [et al.] // Cryogenics. – 1969. – Vol. 9, № 4. – P. 274-280.

112. Velocity of sound, density and Grüneisen constant in liquid ^4He / / B.M. Abroham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson [et al.] // Phys. Rev. A. – 1970. – Vol. 1, № 2. – P. 250-257.

113. Новый релаксационный процесс в фонон-примесной системе раствора ^3He - ^4He / И.Н. Адаменко, Э.Я. Рудаковский, В.И. Цыгонок [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 33, № 9. – С. 404-407.

114. Sound attenuation in ^3He - ^4He mixtures under pressure / I. Fujii, A.J. Ikushima, M. Fukuhara [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1986. – Vol. 63, № 5/6. – P. 535 -551.

115. Attenuation and velocity of first sound in a saturated ^3He - ^4He mixture at very low temperatures and high magnetic field / S. Wieggers, R. Jochemson, C. Kranenburg [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1988. – Vol. 71, № 1/2. – P. 69-85.

116. Адаменко И.Н. Кинетика фонон-примесной системы сверхтекучих растворов ^3He в ^4He / И.Н. Адаменко, Э.Я. Рудаковский // ФНТ. – 1987. – Т. 13, № 1. – С. 3-32.

117. Excess first sound attenuation in metastable superfluid ^3He - ^4He mixtures / I.A. Usherov-Marshak, E. Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets [et al.] // Czech. J. Phys. – 1996. – Vol. 46, Suppl S 1. – P.97-98.

118. Acoustic properties of supersaturated superfluid ^3He - ^4He solution / V.K. Chagovets, E.Ya. Rudavskii, G.A. Sheshin [et al.] // J. Mol. Liq. – 2001. – Vol. 93, № 1-3. – P. 61-64.

119. Концентрационная зависимость поглощение первого звука в пересыщенных растворах ^3He - ^4He при повышенных давлениях / А.А. Задорожко, Т.В. Калько, Э.Я. Рудаковский [и др.] // ФНТ. – 2002. – Т. 28, № 2. – С. 107-114.

120. First sound velocity and attenuation of supersaturated superfluid ^3He - ^4He solutions under elevated pressure / G. Sheshin, V. Chagovets, T. Kal'lo [et al.] // Physica B. – 2003. – Vol. 329-333, № 1. – P. 176-177.

121. Зиновьева К.Н. Поглощение второго звука в гелии II / К.Н. Зиновьева // ЖЭТФ. – 1953. – Т. 25, № 2. – С. 235-247.

122. Зиновьева К.Н. Коэффициент объемного поглощения и вязкость нормальной компоненты гелия до 0,83 К / К.Н. Зиновьева // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31, № 1. – С. 31-36.

123. Зиновьева К.Н. Резонансное поглощение звука поверхностью металла / К.Н. Зиновьева // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28, № 5. – С. 294-298.

124. Zinov'eva K.N. Transmission of sound across a boundary between liquid helium and a metal / K.N. Zinov'eva // Sov. Phys. JET. – 1980. – Vol. 79, № 5. – P. 996-1007.

125. Castain B. Transmission of sound at the liquid-solid interface of helium: a new probe of melting kinetics / B. Castain, P. Nozieres // J. Physique. – 1980. – Vol. 41, № 7. – P. 701-706.

126. Castain B. Mobilité à 1MHz du front de fusion de ^4He / B. Castain, S. Balibar, R. Laroche // J. Physique. – 1980. – Vol. 41, № 8. – P. 897-903.

127. Черников Д.М. Отражение и трансформация звуковых волн, падающих на границу пар – жидкий II./ Д.М. Черников // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47, № 8. – С. 537-542.

128. Wiechert H. Sound conversion phenomenon at the free surface of liquid helium. I. Calculation of the coefficients of reflection, transmission and transformation of sound waves incident on the liquid – vapor interface of helium / H. Wiechert, F.I. Buchholz // J. Low Temp. Phys. – 1980. – Vol. 39, № 5/6. – P. 623-647.

129. Wiechert H. Sound conversion phenomenon at the free surface of liquid helium. II. Experimental determination of acoustic coefficients and surface absorption coefficients / H. Wiechert, F.I. Buchholz // *J. Low Temp. Phys.* – 1983. – Vol. 51, № 3/4. – P. 291-318.

130. Desideri J.P. Two-phase sound in stratified ^3He - ^4He mixtures / J.P. Desideri, J.P. Laheurte, G.A. Williams // *J. Low Temp. Phys.* – 1985. – Vol. 60, № 1/2. – P. 161-178.

131. Iwasa I. Automatic ultrasonic measuring system using phase-sensitive detection / I. Iwasa, H. Koizumi, T. Suzuki // *Rev. Sci. Instrum.* – 1988. – Vol. 59, № 2. – P. 356-361.

132. Sound attenuation and ^3He - ^3He interaction in ^3He - ^4He liquid mixtures at saturated vapor pressure / I. Fujii, A.J. Ikushima, M. Fukuhara [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 1984. – Vol. 57, № 1/2. – P. 163-177.

133. Williamson R.C. Echo phase comparison technique and measurement of sound velocity in water / R. C. Williamson // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1969. – Vol. 45, № 5. – P. 1251-1269.

134. Williamson R.C. Coherent detection technique for variable path length measurements of ultrasonic pulses / R.C. Williamson and D. Eden // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1970. – Vol. 47, № 5A. – P. 1278 -1282.

135. Первушин И.И. Способ измерения скорости ультразвука в твердых телах и жидкостях / И.И. Первушин, Л. П. Филиппов // *Акустический журнал.* – 1961. – Т. 7, № 3. – С. 385-387.

136. Koizumi H. Ultrasonic study of dislocations in CsI / H. Koizumi, T. Suzuki, I. Iwasa / *J. Phys. Colloques.* – 1985. – Vol. 46, № 10. – P. 525-528.

137. Straty G.C. Highly sensitive capacitive pressure gauge. / G.C. Straty, E.D. Adams // *Rev. Sci. Instr.* – 1969. – Vol. 40, № 11. – P. 1393-1397.

138. Sound propagation in liquid ^4He / B.V. Abraham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson [et al.] // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 181, № 1. – P. 347 -373.

139. Husson I.P J. Phonon quasiparticle interaction in dilute ^3He - ^4He mixtures under pressure. / I.P.J. Husson, R. de Bruyn Ouboter// *Physica B*. – 1983. – Vol. 122, № 2. – P. 201-201.

140. Рудавский Э.Я. Скорость первого звука в примесонной системе сверхтекучих растворов ^3He - ^4He / Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин. // *ФНТ*. – 1989. – Т. 15, № 6. – С. 568-573.

141. Baym G. Low temperature properties of dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He / G. Baym, C. Pathick // *Physics of liquid and solid helium* (ed by K. Bennemann and J. Ketterson). – 1968. – Vol. 1 – P. 385–388.

142. Адаменко И.Н. Изменение кинетики фононов, обусловленное законом дисперсии и примесями / И.Н. Адаменко, В.И. Цыганок // *ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 87, № 3. – С. 658-877.

143. Brubaker H. The velocities of first and second sound in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He at very low temperature. / H. Brubaker, Y. Disatnik, R. Meyuchas // *J. Low Temp.Phys.* – 1976. – Vol. 24, № 12. – P. 193-217.

144. Башкин Е.П. Теория вырожденного раствора ^3He в ^4He / Е.П. Башкин// *ЖЭТФ*. – 1977. – Т. 73, № 5. – С. 1849-1865.

145. Kuenhold K.A. The viscosity of dilute solutions of ^3He in ^4He at low temperatures / K.A. Kuenhold, O.B. Crum, R.E. Sarwinski // *Phys. Lett. A*. – 1972. – V. 41, № 1. – P. 13-14.

146. Konig R. Fermi liquid behaviour of the viscosity of ^3He - ^4He mixture / R. Konig and F. Pobell // *J. Low Temp.Phys.* – 1994. – Vol. 97, № 3/4. – P. 287-310.

147. Zeegers J.C.H. Viscosity of saturated ^3He - ^4He mixture below 200 mK / J.C.H. Zeegers, A.T.A.M. de Waele, H.M. Gijssman // *J. Low Temp.Phys.* – 1991. – Vol. 84, № 1/2. – P. 37-47.

148. Sound propagation through a dilute solution of ^3He - ^4He / В.М. Abraham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson [et. al] // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – Vol. 20, № 6. – P. 251-254.

149. Baym G. Phonon-quasiparticle Interactions in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He : III Attenuation of first sound above $0,2^\circ\text{K}$. / G. Baym, W.F. Saam, C. Ebner // *Phys. Rev.* – 1968. –Vol. 173, № 1. – P. 306 -313.

150. Sillitto R.M. Angular distribution of the acoustic radiation from a tuning fork / R.M. Sillitto // *Am. J. Phys.* – 1966. –Vol. 34, № 8. – P.639-644.

151. Вязкость и релаксационные процессы в фонон -ротонной системе He II/ А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец [и др.] // *ФНТ.* – 2009. – Т. 35, № 2. – С. 134-140.

152. Quartz tuning fork viscometers for helium liquids / D. Clubb, O. Buu, R. Bowley[et. al.] // *J. Low Temp.Phys.*– 2004.–Vol. 136,№ 1.– P. 1-13.

153. Quartz tuning fork in helium./ E.M. Pentti, J.T. Tuoriniemi, A.J. Salmela [et. al.] // *J. Low Temp.Phys.*– 2008.–Vol.150, № 3/4.– P. 555 -560.

154. Solubility of ^3He in ^4He at millikelvin temperatures up to the melting pressure measured by a quartz tuning fork./ E. Pentti, J. Tuoriniemi, A. Salmela [et. al.] // *Phys. Rev. B.* – 2008. –Vol. 78, № 6. – P. 064509-1–064509-6.

155. Crossover from hydrodynamic to acoustic drag on quartz tuning forks in normal and superfluid ^4He ./ D. Bradley, M. Človečko, S. Fisher [et. al.] // *Phys. Rev. B.* – 2012. –Vol. 85, № 1. – P. 014501-1–014501-6.

156. Brooks J.S. The calculated thermodynamic properties of superfluid helium-4 / J.S. Brooks, R.J. Donnelly // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* – 1977. –Vol. 6, № 1. – P. 51-104.

157. Sergeev Y.A. Normal fluid eddies in the thermal counterflow past a cylinder./ Y.A. Sergeev, C.F. Barenghi / *J. Low Temp.Phys.*– 2009.– Vol.156, № 3/6.– P. 268-278.

158. W.-H. Chu. Tech. Rep. No. 2, DTMB, Contract NObs-86396(X), Southwest Research Institute, San Antonio, Texas 1963.

159. Faraday M. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. / M. Faraday // *Phil. Trans. R. Soc. London.* – 1831.–Vol. 121.– P. 299 -340.

160. Заребо Л. К. Нелинейная акустика. / Л. К. Заребо, В. И. Тимошенко // *Наука – Москва.* – 1984. – С.104.

161. Исследования кинетических процессов в концентрированном растворе ^3He - ^4He методом колеблющегося камертона / В. Бахвалова, И. Гриценко, Э. Рудавский [и др.] // ФНТ. – 2015. – Т. 41, № 7. – С. 644-651.
162. Рудавский Э.Я. Возбуждение первого и второго звуков в растворах ^3He - ^4He / Э.Я. Рудавский, И.А. Сербин // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 51, № 6. – С. 1931 -1933.
163. Есельсон Б.Н. Растворы квантовых жидкостей ^3He - ^4He . / Б.Н. Есельсон и др. // Наука, Москва. – 1973. – С. 1-423.
164. Гершуни Г.З. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости / Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий // Наука. – 1972. – Москва .
165. Fetter A.L. Onset of convection in dilute superfluid ^3He - ^4He mixtures. I. Unbounded slab / A.L. Fetter.// Phys. Rev. B. – 1985. –Vol. 26, № 3. – P. 1164-1173.
166. Fetter A. L. Onset of convection in dilute superfluid ^3He - ^4He mixtures. II. Closed cylindrical container/ A.L. Fetter. // Phys. Rev. B. – 1985. –Vol. 26, № 3. – P. 1174-1181.
167. Steinberg V. Stationary convective instability in a superfluid ^3He - ^4He mixture / V. Steinberg // Phys. Rev.A.– 1981.–Vol. 24,№ 2. – P. 975-988.
168. Fetter A.L. Onset of convection in dilute superfluid ^3He - ^4He mixtures. II. Closed cylindrical container. / A. L. Fetter.// Phys.Rev. B. – 1985. – Vol. 26, №3 – P.1174-1181.
169. Behringer R.P. Rayleigh-Bénard convection and turbulence in liquid helium. / R.P. Behringer // Rev. Mod. Phys.– 1985.–Vol. 57,№ 3. – P. 657 -689.
170. Григин А.П. О конвективной устойчивости сверхтекучего раствора ^3He - ^4He / А.П. Григин // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 97, № 6. – С. 1852 - 1857.
171. Metcalfe G. Critical Rayleigh numbers for cryogenic experiments. / G. Metcalfe, R. Behringer // J. Low Temp.Phys.– 1990.–Vol. 78, № 3/4.– P. 231-246.

172. Паршин А.Я. Внутренние гравитационные волны в сверхтекучем растворе. / А.Я. Паршин // Письма ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10, № 11. – С. 567-570.

173. Transition to oscillatory convection in a ^3He -Superfluid- ^4He Mixture / Y. Maeno, H. Haucke, R. Ecke [et. al] // Phys. Rev. Lett.– 1985.– Vol. 54, № 4. – P. 340-342.

174. Oscillatory convection in a dilute ^3He -superfluid ^4He solution / Y. Maeno, H. Haucke, R. Ecke[et. al] // J. Low Temp.Phys.– 1985.–Vol. 59, № 3/4.– P. 305-345.

175. Steinberg V. Undamped second-sound waves in a ^3He - ^4He mixture heated from below / V. Steinberg // Phys. Rev. Lett.– 1980.–Vol. 45, № 25. – P. 2050-2052.

176. Lee G. Benard instability measurements in ^3He - ^4He mixtures near their lambda temperature. / G. Lee, P. Lucas, Tyller // Phys. Rev. A.– 1979.– Vol. 75, № 1/2. – P. 81-84.

177. Warkeutin P. Convection in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He / P. Warkeutin, H. Haucke, J. Wheatley // Phys. Rev.Lett. – 1980.– Vol. 45, № 11. – P. 918-921.

178. Time-dependent thermal convection in dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He / H. Haucke, Y. Maeno, P. Warkeutin [et al.] // J. Low Temp.Phys. – 1981.–Vol. 44, № 5/6. – P. 505-533.

179. Busse F.H. Non-linear properties of thermal convection. / F.H. Busse // Rep. Prog. Phys. . – 1978.–Vol. 41, № 12.– P. 1929-1968.

180. Лифшиц И.М. Кинетика зародышеобразования и расслоение разбавленных растворов ^3He - ^4He под давлением при низких температурах / И.М. Лифшиц, В.Н. Полеский, В.А. Хохлов // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 74, № 1. – С. 268-273.

181. Михеев В.А. Фазовое расслоение растворов ^3He - ^4He . Линия быстрого зародышеобразования / В.А. Михеев, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец // ФНТ. – 1991. – Т. 17, № 4. – С. 444-450.

182. Unsaturation, supersaturation and demixing in ^3He - ^4He mixtures / T. Satoh, M. Marishita, M. Ogata [et. al.] // *Physica B.* – 1991. – Vol. 169-, № 1-4. – P. 513-514.

183. Пересыщение сверхтекучих растворов ^3He - ^4He в области фазового расслоения / В.А. Майданов, В.А. Михеев, Н.П. Михин [и др.] // *ФНТ.* – 1992. – Т. 18, № 9. – С. 943-951.

184. Critical supersaturation of ^3He - ^4He liquid mixtures at low temperatures. / D.M. Jezek, V. Guilleumas, M. Pi [et. al] // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 51, № 17. – P. 1981-1983.

185. Ohmi T. Phase separation in rotating helium / T. Ohmi, T. Tsunemo, T. Usui // *Prog. of Theor. Phys.*–1969.– Vol. 41. – P. 1395-1400.

186. Свойства жидкого и твердого гелия, растворы ^3He - ^4He / Б.Н. Есельсон, В.Г. Иванцов, В.А. Коваль [и др.] // *Справочник, Изд. «Наукова Думка».* – 1982. – С.281

187. Burmistrov S. Tangential instability of the superfluid normal interface in a phase separated ^3He - ^4He liquid mixture / S. Burmistrov, T. Satoh // *Physica B.* – 2000. –Vol. 284-288, № 1. – P. 329-330.

188. Burmistrov S. Kelvin - Helmholtz instability and dissipation in a phase-separated ^3He - ^4He liquid mixture / S. Burmistrov, L. Dubovskii, T. Satoh // *J. Low Temp.Phys.* – 2005.–Vol. 138, № 3/4. – P. 513-518.

189. Castaing B. Transmission of sound at the liquid – solid interface of helium: new probe of melting kinetics / B. Castaing, P. Nozieres // *J. Physique* – 1980.–Vol. 41, № 7. – P. 701-706.

190. Castaing B. Mobilite a 1 MHZ du front de fusion de ^4He / B. Castaing, S. Balibar, C. Laroche // *J. Physique* – 1980.–Vol. 41, № 7. – P. 897-903.

191. Wiechert H. Sound conversion phenomenon at the free surface of liquid helium. I. Calculation of the coefficient of reflection, transmission and transformation of sound waves incident on the liquid-vapor interface of helium. / H. Wiechert, F.I. Buchholz // *J. Low Temp.Phys.* – 1980.–Vol. 39, № 5/6. – P. 623-647.

192. Burmistrov S.N. Sound transmission phenomena and phase – separation kinetics at the superfluid – normal interface of liquid ^3He - ^4He mixtures / S.N. Burmistrov, T. Satoh // *Phys. Rev.* – 1995. –Vol. 52, № 17. – P. 12867-12872.

193. Burmistrov S.N. Diffusion mechanism in the quantum decay of metastable ^3He - ^4He mixtures at low temperatures / S.N. Burmistrov, L.B. Dubovskii and V.N. Tsymbalenko // *J. Low Temp.Phys.* – 1993.–Vol. 90, № 5/6. – P. 363-404.

194. Burmistrov S.N. Quantum nucleation in supersaturated liquid ^3He - ^4He mixture. / S.N. Burmistrov and T. Satoh // *Czech. J. Phys.* – 1996.–Vol. 46, № 1. – P. 196-197.

195. Nakamura T. Macroscopic quantum nucleation analysis of 3+2-3 model / T. Nakamura, S. Takagi // *Mod. Phys. Lett. B.* – 1995.–Vol. 9, № 10. – P. 591-601.

196. Nakamura T. Single collective degree of freedom models of macroscopic quantum nucleation. /T. Nakamura, Y. Kanno, S. Takagi // *Phys. Rev. B.* – 1995. –Vol. 51, № 13. – P. 8446-8457.

197. Onuki A. Interface fluctuations and kinetics of nucleation in helium at ultralow temperatures / A. Onuki // *J. Low Temp.Phys.* – 1995.–Vol. 98, № 1/2. – P. 115-138.

198. Jezek D.M. Stability of vortex lines in liquid ^3He - ^4He mixtures at zero temperature. / D.M. Jezek, M. Guileumas, M. Pi [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1997. –Vol. 55, № 17. – P. 11092-11095

199. Лифшиц И.М. Квантовая кинетика фазовых переходов при температурах, близких к абсолютному нулю / И.М. Лифшиц, Ю.М. Каган // *ЖЭТФ.* – 1972. – Т. 62, № 1. – С. 385-401.

200. Burmistrov S.N. Emission of the second sound with an expanding ^3He -concentrated droplet and phase-separation kinetics in a superfluid ^3He - ^4He mixture / S.N. Burmistrov, T. Satoh // *Phys. Rev. B.* – 1999. –Vol. 59, № 1. – P. 161-165.

201. Burmistrov S.N. The effect of the sound modes on the quantum nucleation in a supersaturated superfluid ^3He - ^4He mixtures / S.N. Burmistrov, T. Satoh // *Physica B.* – 1999. – Vol. 262, № 3/4. – P. 226-232.
202. Abel W.R. Propagation of zero sound in liquid ^3He at low temperatures / W.R. Abel, A.C. Anderson, J.C. Wheatley // *Phys. Rev. Lett.* – 1966. – Vol. 17, № 2. – P. 74-77.
203. Feynman R.P. Application of quantum mechanics to liquid helium / R.P. Feynman // *Prog. in Low Temp. Phys.*–1955.–Vol. 1, № 2.–P.17-53.
204. Gorter C.J. On the irreversible processes in liquid helium II / C.J. Gorter, J.H. Mellink // *Physica B.* – 1949. – Vol. 15, № 3/4. – P. 285-304.
205. Tough J.T. Superfluid turbulence /Tough J. T. // *Prog. in Low Temp. Phys.* – 1982. –Vol. 8, № 2. – P. 133-219.
206. Castelijnns C.A.M. ^3He flow in dilute ^3He - ^4He mixtures at temperature between 10 and 150 mK / C.A.M. Castelijnns, J.G.M. Kuerten, A.T.A.M. de Waele [et. al] // *Phys. Rev. B.* – 1985. –Vol. 32, № 5. – P. 2870-2886.
207. Kuerten J.G.M. Dissipative effects in dilution refrigerators / J.G.M. Kuerten, J. Zeegers, A.T.A.M. de Waele [et. al] // *Jap. J. App. Phys.* – 1987. –Vol. 26, № 1. – P. 29-31.
208. Zeegers J. Critical velocities in ^3He - ^4He mixtures / J. Zeegers, J. G. M. Kuerten, A. T. A. M. De Waele [et. al] // *Jap. J. App. Phys.* – 1987. – Vol. 26, № 1. – P. 63-65.
209. Zeegers J. Critical velocities in ^3He - ^4He mixtures below 100 mK / J. Zeegers, R.G.K.M. Aarts, A.T.A.M. de Waele [et. al] // *Phys. Rev. B.* – 1992. –Vol. 45, № 21. – P. 12442-12456.
210. Pitaevskii L. Bose-Einstein Condensation. / Pitaevskii L. and Stringari S. // Oxford University Press. – 2003. – Oxford.
211. Frisch U. Turbulence / Frisch U. // Cambridge University Press. – 1995. – Cambridge.
212. Koplik J. Vortex reconnection in superfluid helium. / J. Koplik, H. Levine // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. –Vol. 71, № 9. – P. 1375-1378.

213. Donnelly R.J. Quantized vortices in helium II / R.J. Donnelly // Cambridge Uni. Press. – 1991. – Cambridge.

214. Vinen W.F. An introduction to quantum turbulence / W.F. Vinen // J. Low Temp.Phys. – 2006.–Vol. 145, № 1/4. – P. 7-24.

215. Vinen W.F. Quantum turbulence / W.F. Vinen , J.J. Niemela // J. Low Temp.Phys. – 2002.–Vol. 128, № 5/6. – P. 167-231.

216. Dynamics of vortices and interfaces in superfluid ^3He . /A.P. Finne, V.B. Eltsov, R. Hänninen [et al.] // Rep. Prog. Phys. – 2006.–Vol. 69, № 12. – P. 3157-3230.

217. Generation of vortices and observation of quantum turbulence in an oscillating Bose-Einstein condensate. / E.A.L. Henn, J.A. Seman, G. Roati [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2010.–Vol. 158, № 3/4. – P. 435-442.

218. Андреев А.Ф. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников / А.Ф. Андреев // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46, № 5. – С. 1823-1828.

219. Decaying Counterflow Turbulence in He II / F.V. Gordeev, T.V. Chagovets, F. Soukup [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2005.–Vol. 138, № 3/4. – P. 549-554.

220. Trace detection of metastable helium molecules in superfluid helium by laser-induced fluorescence / D. McKinsey, W. Lippincott, J. Nikkel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. –Vol. 95, № 1. – P. 111101-1–111101-4.

221. Walmsley H.V. Quantum and quasiclassical types of superfluid turbulence / P.M. Walmsley, A.I. Golov // Phys. Rev. Lett. – 2008.– Vol. 100, № 24. – P. 245301-1–245301-4.

222. Колмогоров А.Н. К выражению изотропной турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости / А.Н. Колмогоров // Доклад АН СССР. – 1940. – Т. 31. – С. 538-540.

223. Колмогоров А.Н. Рассеяние энергии при локально изотропной турбулентности / А.Н. Колмогоров. // Доклад АН СССР. – 1941. – Т. 32. – С. 16-18.

224. Maurer J. Local investigation of superfluid turbulence / J. Maurer, P. Tabeling // Europhys.Lett. – 1998.– Vol. 43, № 1. – P. 29-34.

225. Stalp S.R. Decay of grid turbulence in a finite channel / S.R. Stalp, L. Skrbek, R.J. Donnelly // *Phys. Rev. Lett.* – 1999.–Vol. 82, № 24. – P. 4831-4834.
226. Dynamics of quantum turbulence of different spectra. / P. M. Walmsley, D. E. Zmeev, F. Pakpour [et al.] // arXiv: – 2013. –1306.3419v1 [cond-mat.other] – P.1-11.
227. Kozik E. Kelvin-Wave cascade and decay of superfluid turbulence / E. Kozik, B. Svistunov // *Phys. Rev. Lett.* – 2004.–Vol. 92, № 3. – P. 035301-1–035301-4.
228. L'vov V. Spectrum of Kelvin-wave turbulence in superfluids. / V. L'vov, S. Nazarenko // *JETP Letters.* – 2010.–Vol. 91, № 8. – P. 464-470.
229. Kelvin waves cascade in superfluid turbulence / D. Kivotides, J. Vasilicos, D. Samuels [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001.–Vol. 86, № 14. – P. 3080-3083.
230. L'vov V. Bottleneck crossover between classical and quantum superfluid turbulence / V. L'vov, S. Nazarenko, O. Rudenko // *Phys. Rev. B.* – 2007.–Vol. 76, № 2. – P. 024520-1-024520-4.
231. Kozik E. Kolmogorov and Kelvin-wave cascades of superfluid turbulence at $T = 0$: What lies between / E. Kozik, B. Svistunov // *Phys. Rev. B.* – 2008.–Vol. 77, № 6. – P. 060502-1-060502-4.
232. Доннелли Р.Д. Сверхтекучая турбулентность / Р.Д. Доннелли // *В МИРЕ НАУКИ.* – 1989. – № 1, P.46 –55.
233. Tsubota M. «Turbulence in quantum fluids./ M. Tsubota arXiv:.. – 2013. – 1312.0092v1 [cond-mat.quant-gas]. – P.1- 12.
234. Experimental investigation of the dynamics of a vibrating grid in superfluid ^4He over a range of temperatures and pressures / D. Charalambous, L. Skrbek, P. C. Hendry [et al.] // *Phys. Rev. E.* – 2006.–Vol. 74, № 3. – P. 036307-1-036307-10.
235. Motions of quantized vortices attached to a boundary in alternating currents of superfluid ^4He / H. Yano, N. Hashimoto, A. Handa [et al.] / *Phys. Rev. B.* – 2007.–Vol. 54, № 1. – P. 012502-1-012502-5.

236. Никурадзе И. Закономерности турбулентного движения в гладких трубах // Проблемы турбулентности. – М.: ОНТИ НКТП СССР. –1936. – С. 75–150.

237. Е. М. Лифшиц Е.М. Статистическая физика, ч. 2. / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. // Москва. – Наука. – 1978.

238. Dissipative flow of superfluid ^4He through a small orifice by / E. Varoquaux, G. Ihas, O. Avenel [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1992.–Vol. 89, № 1/2. – P. 207-216.

239. Turbulence in boundary flow of superfluid ^4He triggered by free vortex rings / R. Goto, S. Fujiyama, H. Yano [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2008.–Vol. 100, № 4. – P. 045301-1-045301-4.

240. Putterman J.S. “Suprfluid hydrodynamics . / Seth J.Putterman North-Holland Publishing Company – Amsterdam, London. – 1974. – American Elsevier Publishing Company, Inc. – New York.

241. Glaberson W.Growth of quantized vortex lines in helium II / W. Glaberson, R. Donnelly // Phys. Rev. – 1966.–Vol. 141, № 1. – P. 208-211.

242. Quantum turbulence generated and detected by a vibrating quartz fork / M. Blazkova, M. Človečko, E. Gazo [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2007.–Vol. 148, № 3/4. – P. 305-310.

243. Acoustic resonator providing fixed points of temperature between 0.1 and 2 K. / A. Salmela, J. Tuoriniemi, E. Pentti[et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2009.–Vol. 150, № 1. – P. 012040-1-012040-5.

244. Mudde R.F. Counterflow in superfluid ^3He - ^4He mixtures: Part II The turbulent case. / R.F. Mudde, H. van Beelen // Physica B. – 1992.–Vol. 176, № 1. – P. 17-32.

245. Mudde R.F. Counterflow in superfluid ^3He - ^4He mixtures: Part III: Turbulent flow at fixed temperature differences / R.F. Mudde, H. van Beelen // Physica B. – 1992.–Vol. 179, № 1. – P. 69-75.

246. Ostermeier R.M. The mobility of ions trapped on vortex lines in pure ^4He and ^3He - ^4He solutions / R.M. Ostermeier, W.I. Glaberson // J. Low Temp. Phys. – 1976.–Vol. 25, № 3/4. – P. 317-351.

247. Звук в сверхтекучей жидкости. / Б.Н.Есельсон, М.И.Каганов, Э.Я.Рудаковский, И.А.Сербин // УФН. – 1974.–Т. 112, № 4. – С. 591-636.
248. Rayfield G.W. Quantized vortex rings in superfluid helium / G.W. Rayfield, F. Reif // Phys.Rev. – 1964. – 136. - P. A 1194 – A1208
249. Roberts P. H. Dynamics of vortex rings / P.H.Roberts and R.J.Donnelly // Phys. Lett. A. – 1970.–Vol.31, № 3. – P. 137-138.
250. Glaberson W. Model for the core of a quantized vortex line in helium II. // W. Glaberson, D. Strayer, R. Donnelly // Phys. Rev. Lett. – 1968.–Vol. 21, № 26. – P. 1740 -1744.
251. Kosterlitz J.M. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems / J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless // J. Phys. – 1973.–Vol. 6, № 7. – P. 1181-1203.
252. Kosterlitz J.M. The critical properties of the two-dimensional xy model / J.M. Kosterlitz // J. Phys. – 1974.–Vol. 7, № 6. – P. 1046-1060.
253. Bishop J.D. Study of the superfluid transition in two-dimensional ^4He films / D.J. Bishop, J.D. Reppy // Phys. Rev. Lett. – 1978.–Vol. 40, № 26. – P. 1727-1730.
254. Bishop J. D. Study of the superfluid transition in two-dimensional He_4 films.// D. J. Bishop, J. D. Reppy. // Phys. Rev. B. –22. – 1980. – 5171-5185.
255. E. L. Andronikashvili, Zh. Eksp. Tear. Fiz. – 16. 1946.–P.780.
256. Agnolet G. Kosterlitz-Thouless transition in helium films / G. Agnolet, D. McQueeney, J. Reppy // Phys. Rev. B. – 1989.–Vol. 39, № 8. – P. 8934-8958.
257. Fisher M.P.A. Boson localization and the superfluid-insulator transition / M.P.A. Fisher, P.B. Weichmann, G. Grinstein [et al.] // Phys. Rev. B. – 1989.–Vol. 40, № 1. – P. 546-570.
258. Crowell P. Reentrant superfluidity in ^4He films adsorbed on graphite / P. Crowell, J. Reppy // Phys. Rev. Lett. – 1993.–Vol. 70, № 21. – P. 3291-3295.
259. Crowell P. Superfluidity in thin ^4He films adsorbed on graphite. / P. Crowell, J. Reppy // Physica B. – 1994.–Vol. 197, № 1/4. – P. 269-277.

260. Crowell P. Superfluidity and film structure in ^4He adsorbed on graphite / P. Crowell, J. Reppy // *Phys. Rev. B.* – 1993.–Vol.53, № 5. – P. 2701-27018.

261. Dissipation in adsorbed submonolayer helium films and two dimensional melting / P. Mohandas, C. Lusher, B. Cowan [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 1992.–Vol. 89, № 3/4. – P. 613-617.

262. Interfacial friction of submonolayer helium films adsorbed on the surface of graphite / P. Mohandas, C. Lusher, B. Cowan [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 1995.–Vol. 101, № 3/4. – P. 481-488.

263. Zimmerli G. Third-sound study of a layered superfluid film. / G. Zimmerli, G. Mistura, M. Chan // *Phys. Rev. Lett.* – 1991.–Vol. 68, № 1. – P. 60-63.

264. Greywall D. Heat capacity of fluid monolayers of He / D. Greywall, P. Busch // *Phys. Rev. Lett.* – 1991.–Vol. 67, № 26.– P. 3535-3538.

265. Greywall D. Heat capacity and the commensurate-incommensurate transition of He adsorbed on graphite / D. Greywall // *Phys. Rev. B.* – 1993.–Vol.47, № 1. – P. 309-318.

266. Krotscheck E. Theory of inhomogeneous quantum systems. IV. Variational calculations of metal surfaces. / E. Krotscheck, W. Kahn, Guo-Xin Gian // *Phys. Rev. B.* – 1985.–Vol.32, № 9. – P. 5693-5712.

267. Brisson J. G. Third sound of helium on a hydrogen substrate./ J. G. Brisson, J. C. Mester, and I. F. Silvera // *Phys. Rev. B.* – 1991.–Vol.44, № 22. – P. 12453-12462.

268. Shirron P.J. Atomically thin superfluid helium films on solid hydrogen / P.J. Shirron, J.M. Mochel // *Phys. Rev. Lett.* – 1991.–Vol. 67, № 9. – P. 1118-1121.

269. Mochel J.M. Superfluid helium on solid hydrogen / J.M. Mochel and M.T. Chen // *Physica B.* – 1994.–Vol. 197, № 1/4. – P. 278-282.

270. Chen M.T. Extraordinary behavior of ^4He on hydrogen and deuterium surfaces / M.T. Chen, J.M. Roesler, J.M. Mochel // *J. Low Temp. Phys.* – 1992.–Vol. 89, № 1/2. – P. 125-134.

271. Adams P.W. Superfluid transition in He films on hydrogen and its effect on the film-vapor coupling. / P.W. Adams, V.Rant. // Phys. Rev. Lett. – 1992.–Vol. 68, № 15. – P. 2350-2353.

272. Solid hydrogen films in a nonequilibrium state / R. Conradt, U. Albrecht, S. Hermlinghaus [et al.] // Physica B. – 1994.–Vol. 194, № 1.– P. 679-680.

273. H. Wlechert, In: Excitations in 2D and 3D Quantum Fluids, A. F. G. Wyatt and H. J. Lauter (eds.), Plenum (1990).

274. Ebey P.S. Determination of the thermodynamic phases of ^4He adsorbed on H_2 plated graphite / P. S. Ebey and O. E. Vilches // J. Low Temp. Phys. – 1995.–Vol. 101, № 1/2. – P. 469-474.

275. Phases of ^4He and ^3He monolayer films adsorbed on basal-plane oriented graphite. / M. Bretz, J. G. Dash, D. C. Hickernell [et al.] // Phys. Rev. A. – 1973.–Vol.8, № 3. – P. 1589-1615.

276. Nielsen M. ADSORBED LAYERS OF D_2 , H_2 , O_2 , AND ^3He ON GRAPHITE STUDIED BY NEUTRON SCATTERING / M. Nielsen, J. P. McTague, and W. Ellerson, // Phys.(Paris) Colloq. 1977. C4. P.10-18.

277. ^3He layers on graphite / H. Lauter, H. Godfrin, V. P. Franck [et al.] // Physica B. – 1990.–Vol. 165, № 1.– P. 597-616.

278. Lauter H. ^4He Films on graphite studied by neutron scattering / H. Lauter, H. Godfrin, P. Leiderer // J. Low Temp. Phys. – 1992.–Vol. 87, № 3/4. – P. 425-443.

279. Phase transitions in multilayer helium films / E. Cheng, M. Cole, W. Saam [et al.] // Phys. Rev. B. – 1992.–Vol.46, № 21. – P. 13697-13983.

280. Monte Carlo study of He in two dimensions / P. Whitlock, G. Chester, M. Kalos // Phys. Rev. B. – 1988.–Vol.38, № 4. – P. 2418-2425.

281. Dash J.G. Has two-dimensional superfluidity been seen in real ^4He Films? / J.G. Dash // Phys. Rev. Lett. – 1978.–Vol. 41, № 17. – P. 1178-1180.

282. Schick M. Interplay of superfluidity and phase separation in adsorbed films / M. Schick, O. Vilches // Phys. Rev. B. – 1993.–Vol.48, № 13. – P. 9910-9920.

283. Clements B. Growth instability in helium films / B. Clements, E. Krotscheck, H. Lauter // Phys. Rev. Lett. – 1993.–Vol. 70, № 17. – P. 1287-1290.

284. Structure of boson quantum films / B. Clements, J. Epstein, E. Krotscheck [et al.] // Phys. Rev. B. – 1993.–Vol. 48, № 10. – P. 7450-7470.

285. Continuously operating cryogenic cycle dilution refrigerator / P. Mohandas, B.P. Cowan, J. Saunders [et al.] // Physica B. – 1994.–Vol. 194, № 1.– P. 55-56.

286. Interfacial friction of submonolayer helium films adsorbed on the surface of graphite / V. A. Maidanov, N. P. Mikhin, N. F. Omelaenko [et al.] / J. Low Temp. Phys. – 1995.–Vol. 101, № 3. – P. 481-488.

287. Theoretical study of third sound in a layered superfluid film / E. Cheng, W. F. Saam, M. Cole [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1993.–Vol. 92, № 1. – P. 11-24.

288. Wagner M. Path integral Monte Carlo simulations of thin ^4He films on a H_2 surface / M. Wagner, D. Ceperley // J. Low Temp. Phys. – 1994.–Vol. 94, № 1/2. – P. 185-217.

289. Structure and superfluidity of ^4He films on plated graphite / J. Nyeki, R. Ray, V. Maidanov [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 1995.–Vol. 101, № 1/2. – P. 279-291.