

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

На правах рукописи

ГРИЦЕНКО Иван Анатольевич

УДК 538.941

**РЕЖИМЫ ЛАМИНАРНОГО И ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ГЕЛИЯ
И ЕГО ИЗОТОПИЧЕСКОГО РАСТВОРА ПРИ СВЕРХНИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ**

01.04.09 – физика низких температур

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Шешин Григорий Александрович
кандидат физ.-мат. наук, с.н.с.

Харьков – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ^4He И РАСТВОРАХ ^3He - ^4He (ОБЗОР).12	12
1.1. Диссипация энергии в гелии	12
1.1.1. Вязкость сверхтекучего гелия	13
1.1.2. Особенности возбуждения звуковых колебаний в гелии	17
1.2. Особенности турбулентности в сверхтекучем гелии	19
1.3. Создание устойчивого течения сверхтекучей жидкости и его изучение	21
1.3.1. Сверхтекучий ^4He	21
1.3.2. Сверхтекучие растворы ^3He - ^4He	27
1.4. Исследование сверхтекучей турбулентности с помощью колеблющегося камертона	27
1.4.1. Измерения в гидродинамическом и баллистическом режимах рассеяния.	28
1.4.2. Коэффициент лобового сопротивления.	31
1.4.3. Изучение растворов ^3He - ^4He с использованием камертона	32
Выводы	34
РАЗДЕЛ 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ	37
2.1. Методика создания турбулентного течения и экспериментальны ячейки.	37
2.1.1. Особенности работы кварцевого камертона в жидком гелии	37
2.1.2. Измерительные ячейки с кварцевыми камертонами	42
2.2. Получение и измерение низких температур	46
2.2.1. Рефрижератор растворения ^3He - ^4He	46
2.2.2. Измерение и стабилизация температуры до 0,03 К.	52
2.3. Методика проведения экспериментов. Регистрация и запись	

результатов измерений	56
Выводы	60
РАЗДЕЛ 3. ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ КОЛЕБЛЮЩИМСЯ КАМЕРТОНОМ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ.	61
3.1. Исследование коэффициента сопротивления λ для описания ламинарного течения He II	61
3.3.1. Гидродинамический режим диссипации	67
3.3.2. Баллистический режим диссипации	70
3.2. Обнаружение акустического излучения колеблющегося камертона .	72
3.3. Зависимость величины диссипации от температуры, давления и резонансной частоты на потери энергии камертона	76
Выводы	91
РАЗДЕЛ 4. ПЕРЕХОД ОТ ЛАМИНАРНОГО К ТУРБУЛЕНТНОМУ ТЕЧЕНИЮ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^4He	93
4.1 Коэффициент лобового сопротивления в гелии	93
4.2 Режимы течения гелия при колебании кварцевого камертона	95
4.3 Влияние размера камертона и внешних условий на амплитуду критической скорости.	101
Выводы	111
РАЗДЕЛ 5. ПЕРЕХОД ОТ ЛАМИНАРНОГО К ТУРБУЛЕНТНОМУ ТЕЧЕНИЮ В СВЕРХТЕКУЧЕМ РАСТВОРЕ $^3\text{He} - ^4\text{He}$.	112
5.1 Анализ резонансных кривых и вольт-амперных характеристик . . .	112
5.2 Эволюция резонансных кривых при низких температурах.	115
5.3 Изучение перехода к турбулентному течению в растворе	117
Краткие выводы.	119
ВЫВОДЫ	120
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	123

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

T	–	температура
P	–	давление
T_λ	–	температура фазового перехода между He I и He II
η	–	вязкость гелия
δ	–	глубина проникновения вязкой волны
c	–	скорость распространения волны первого звука ^4He
c_2	–	скорость распространения волны второго звука в ^4He
ρ	–	плотность среды
ρ_n	–	плотность нормальной компоненты He II
ρ_s	–	плотность сверхтекучей компоненты He II
κ	–	квант циркуляции
f_0	–	частота резонанса колеблющегося тела
Q	–	добротность резонатора
U_0	–	амплитуда прикладываемого напряжения
I_0	–	амплитуда регистрируемой силы тока
I_{0max}	–	максимальное значение регистрируемой силы тока
F	–	амплитуда силы
v	–	амплитуда скорости колебания ножек камертона
v_c	–	скорость перехода от ламинарного к турбулентному течению
S	–	площадь поперечного сечения тела
ν	–	кинематическая вязкость среды
L	–	коэффициент сопротивления в гелии
λ	–	длина акустической волны
m	–	масса
Re	–	число Рейнольдса
C_d	–	коэффициент лобового сопротивления
x	–	молярная концентрация ^3He в растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$

ВВЕДЕНИЕ

Данная диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию течения ^4He и раствора ^3He - ^4He при низких температурах. Главное внимание уделяется выяснению условий перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения жидкого гелия.

Актуальность темы. Одной из нерешенных проблем современной физики остается вопрос о механизме образования вихрей при течении жидкостей и газов. Сходство характеристик классической и квантовой турбулентности позволяет говорить об универсальности этого явления. Поэтому в последнее десятилетие растет интерес к изучению турбулентности в сверхтекучих системах.

Исследование течения сверхтекучего гелия и его изотопических растворов проводились различными методами. Использование погруженных в гелий осциллирующих тел, таких как сеточки или сферы, позволило проводить исследования течения квантовых жидкостей при температурах ниже 1 К. Однако такие колеблющиеся тела обладают существенными недостатками: низкой добротностью, необходимостью создания магнитного поля. Поэтому в последнее время особую роль в изучении течения криогенных жидкостей играет новая чувствительная методика на основе осциллирующей кварцевого камертона. Это позволило получить достоверные результаты измерений вязкости чистого ^4He и продемонстрировало возможность использования камертона в роли датчика температуры и давления в нормальном гелии.

Уменьшение температуры ниже критической величины T_λ приводит к росту сверхтекучей части гелия. При таких температурах при ламинарном течении гелия наблюдается изменение режимов с гидродинамического, в котором главным механизмом диссипации энергии является вязкое трение, на баллистический режим, при котором диссипация происходит за счет рассеивания тепловых возбуждений на осциллирующем теле. В этом случае,

проявляются диссипативные процессы отличные от имеющих место в классической вязкой жидкости, которые не изучены в полной мере в случае колеблющихся тел. При экспериментальном исследовании течения сверхтекучего гелия так же остается важным вопрос отделения свойств потока сверхтекучей жидкости от физических свойств используемого измерительного прибора.

Возможность формирования раствора атомов ^3He в жидком ^4He позволяет наблюдать уникальный класс конденсированных веществ - изотопических растворов. Добавление примесей ^3He к чистому гелию приводит к смещению перехода в сверхтекучее состояние жидкого раствора в сторону более низких температур, что может влиять на переход к турбулентному течению. Этот вопрос оставался не до конца изученным для растворов ^3He в ^4He с высокой концентрацией примесей ^3He .

Наличие перечисленных нерешенных вопросов делает важным проведение систематических экспериментальных исследований как механизмов диссипации энергии в нормальном и сверхтекучем гелии, так и влияния давления, температуры и примесей ^3He на переход от ламинарного к турбулентному течению. Этим определяется тема данной диссертационной работы и ее несомненная **актуальность**.

Связь работы с научными программами, направлениями, темами.

Исследования, составившие диссертационную работу, были выполнены в отделе квантовых жидкостей и кристаллов Физико-технического института низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины в рамках тематического плана института в соответствии с ведомственными темам:

- Ф12-9 «Новые эффекты в квантовых жидкостях и кристаллах при низких и сверхнизких температурах» (номер государственной регистрации 0106U002557, срок исполнения 2006–2010 гг.)
- Ф12-10 «Объемные и поверхностные наносистемы в квантовых жидкостях и кристаллах» (номер государственной регистрации 0110U007894, срок исполнения 2011–2015).

Работа также частично проводилась в рамках проектов Украинского научно-технологического центра (УНТЦ) «Поиск и моделирование новых наносистем в конденсированном гелии» № 5211, 2010–2012 гг.

Цель и задачи исследования. *Целью* является экспериментальное выявление особенностей процессов диссипации энергии в нормальном и сверхтекучем гелии при переходе от ламинарного к турбулентному течению жидкого гелия и влиянию на такие процессы примеси ^3He и источники монохроматического излучения (осциллирующий кварцевый камертона) при сверхнизких температурах.

Для достижения поставленной цели ставились и решались следующие **задачи**:

- Исследовать температурную зависимость коэффициента сопротивления потока в жидком ^4He при ламинарном течении и определить влияние температуры и давления на коэффициент сопротивления при низких температурах;
- Определить условия возникновения резонанса и провести прямую регистрацию возможного излучения звука в гелии под действием монохроматического излучателя при сверхнизких температурах;
- Исследовать влияние давления и температуры на величину критической скорости перехода от ламинарного к турбулентному течению в чистом ^4He ;
- Определить влияние на температурную зависимость критической скорости перехода к турбулентному течению примеси атомов ^3He при добавлении их к чистому ^4He .

Объект исследования: кинетические процессы в квантовых жидкостях при сверхнизких температурах.

Предметом исследования диссертационной работы являются механизмы диссипации энергии в ламинарном режиме течения чистого гелия

и особенности перехода между ламинарным и турбулентным течением в чистом ^4He и концентрированном растворе ^3He в ^4He .

Методы исследования. Для исследования кинетических процессов в жидком гелии были использованы следующие методики:

- Низкочастотная резонансная методика для регистрации акустических волн источника монохроматического излучения;
- Методика осциллирующего кварцевого камертона;
- Методика обработки полученных амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) во всем температурном диапазоне по использованию аппроксимации по кривой Лоренца.

Научная новизна полученных результатов.

1. Впервые экспериментально найдено температурную зависимость коэффициента диссипации энергии в сверхтекучем гелии при ламинарном течении при переходе от гидродинамического к баллистическому режиму и предложено эмпирическую зависимость, описывающая коэффициент удельной диссипации энергии, в рассматриваемом температурном интервале.
2. Впервые обнаружено анизотропное акустическое излучение от погруженного в сверхтекучий гелий осциллирующего кварцевого камертона и предложено описание этот процесс с помощью модели квадрупольного излучателя. Обнаружено, что при температуре ниже 0,7 К величина критической скорости перехода от ламинарного к турбулентному течению связана с баллистическим рассеянием тепловых возбуждений.
3. Впервые установлено, что мощность источника монохроматического излучения влияет на величину критической скорости перехода к турбулентному течению. Найдено, что при мощностях превышающих 10 нВт критическая скорость пропорциональна корню третьей степени от мощности сигнала, а при меньших мощностях величина критической скорости не изменяется.

4. Впервые показано, что в сверхтекучем растворе гелия с примесью ^3He , при переходе от ламинарного к турбулентному течению происходит рост критической скорости перехода, по-сравнению с чистым ^4He .

Достоверность результатов показана:

- В ходе калибровочных экспериментов, подтвердивших надежность применяемой в работе экспериментальной методики;
- Последовательным проведением серий из нескольких экспериментов с различными исследуемыми образцами. Это позволило убедиться в воспроизводимости полученных результатов;
- В результате сравнения полученных экспериментальных данных с результатами других авторов и их взаимодополняемости.

Научное и практическое значение полученных результатов.

Полученные в работе результаты носят фундаментальный характер и расширяют представление о природе такого явления, как турбулентность в квантовых жидкостях. Проведенные исследования позволяют проводить аналогии в механизмах диссипации энергии в классических и квантовых жидкостях в режиме ламинарного течения. Экспериментально полученные результаты об условиях генерации звука в гелии осциллирующим кварцевым камертоном позволяют улучшить методику исследования ламинарного и турбулентного течения квантовых жидкостей с использованием источника монохроматического излучения. Данные о влиянии примеси изотопа гелия на величину критической скорости перехода к турбулентному течению позволяют создавать новые экспериментальные системы для исследования механизмов подобного перехода в классических средах с различной вязкостью. Предложенные в работе оригинальные элементы методики автоматизации эксперимента могут быть использованы при исследованиях кинетических явлений в жидких и газовых средах при низких и сверхнизких температурах.

Личный вклад автора. Все результаты, обобщенные в диссертационной работе, получены в соавторстве при непосредственном участии автора. Диссертант принимал активное участие на всех этапах научного исследования, а именно: в постановке задачи, подготовке экспериментального оборудования и проведении исследований при низких и сверхнизких температурах, интерпретации полученных результатов, формулировании выводов и написании статей. Автором лично найдена величина скорости перехода от ламинарного к турбулентному течению в концентрированном изотопическом растворе гелия. Диссертантом самостоятельно установлена величина коэффициента удельного сопротивления, который характеризует уровень диссипации энергии в гелии при сверхнизких температурах. Соискателем выявлено влияние давления и температуры на величину диссипативных потерь источника монохроматического излучения в сверхтекучем гелии. Диссертантом лично установлена взаимосвязь между мощностью акустического излучения камертона и его частотой, и проведена прямая регистрации акустического излучения в чистом гелии при низкой температуре. Таким образом, личный вклад автора является определяющим.

Апробация результатов работы. Основные результаты работы были представлены на отечественных и международных научных конференциях:

- Всеукраїнська конференція молодих вчених “Фізика низьких температур”, 1-5 червня, 2009, Харків, Україна;
- International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, May 28-31, 2010, Kyiv, Ukraine;
- International Conference for Young Scientists “Low temperature physics”, June 7-11, 2010, Kharkiv, Ukraine;
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2010), August 1-7, 2010, Grenoble, France;

- II International Conference for Young Scientists “Low temperature physics”, June 6-10, 2011, Kharkiv, Ukraine;
- New frontiers of low temperature physics (ULT 2011), August 19-22, 2011, Daejon, South Korea;
- International Conference on Low Temperature Physics (LT 27), August 10-17, 2011, Beijing, China;
- III International Conference for Young Scientists “Low temperature physics”, May 14-18, 2012, Kharkiv, Ukraine;
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2012), August 15-21, 2012, Lancaster, United Kingdom;
- IX International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals, September 2-8, 2012, Odessa, Ukraine;
- Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики ЄВРИКА, 15-17 травня, 2013, Львів, Україна;
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2013), August 1-6, 2013, Matsue, Japan;
- XXVIII Research Workshop “Nucleation theory and applications”, April 12-20, 2014, Dubna, Russia;
- VI International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, May 23-27, 2014, Kyiv, Ukraine;
- V International Conference for Young Scientists “Low temperature physics”, June 2-6, 2014, Kharkiv, Ukraine;
- XXVII International Conference on Low Temperature Physics (LT 27), August 6-13, 2014, Buenos Aires, Argentina.

Публікації. Результати, представлені в дисертації, опубліковані в 6 статтях в ведущих зарубіжних і вітчизняних спеціалізованих наукових журналах [1–6], і в 16 тезисах доповідей на міжнародних і вітчизняних профільних конференціях [7–23].

РАЗДЕЛ 1

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ^4He И РАСТВОРАХ ^3He - ^4He (ОБЗОР)

Основное внимание в диссертационной работе уделено нескольким вопросам: во-первых, апробации и применению новой методики на основе кварцевого камертона для изучения ламинарного течения сверхтекучего гелия, во-вторых, исследованию перехода от ламинарного течения к турбулентному в чистом ^4He и растворе ^3He - ^4He .

В подразделе 1.1 описаны проведенные ранее исследования вязкости гелия и результаты измерения скорости распространения первого и второго звуков в гелии. Эти данные необходимы при расчете диссипации энергии в гелии. Подраздел 1.2 содержит информацию о различиях между классической и квантовой турбулентностью.

Результаты работ по созданию и изучению течения гелия и растворов ^3He - ^4He методом колеблющегося тела описаны в подразделе 1.3. Особое внимание уделено результатам изучения течения квантовых жидкостей с помощью новой перспективной методики на основе колеблющегося кварцевого камертона, рассмотренной в подразделе 1.4.

Кроме результатов проведенных исследований в разделе 1 описаны не изученные к моменту написания работы задачи и делается вывод о необходимых исследованиях, составивших оригинальную часть диссертации.

1.1 Диссипация энергии в гелии

Макроскопическое течение гелия сопровождается процессами диссипации в ламинарном и турбулентном режимах течения. При $T > 0,7$ К основной вклад в рассеяние энергии вносит вязкое трение нормальной компоненты жидкости о колеблющееся тело. В случае превышения длины свободного пробега тепловых возбуждений He II размера тела, диссипация связана с баллистическим рассеянием возбуждений. Поэтому в пункте 1.1.1

приведены температурная зависимость вязкости гелия и условия наблюдения гидродинамического и баллистического режимов рассеяния для ^4He и растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Дополнительный механизм диссипации энергии в гелии может быть связан с возникновением акустического излучения. Как будет показано, оно играет важную роль при диссипации энергии камертоном в He II . В пункте 1.1.2. приведены результаты по распространению скоростей первого и второго звуков в гелии, эти данные нужны для определения температурной зависимости при изучении акустического излучения.

1.1.1 Вязкость сверхтекучего гелия

В области температур от 4,2 К до 2,17 К гелий ведет себя как классическая жидкость. Понижение температуры ниже λ -точки ($T_\lambda = 2,17$ К) приводит к наблюдению кардинальных изменений свойств гелия [24]. При $T < T_\lambda$ ^4He становится сверхтекучим. Фазовая диаграмма гелия в указанной области температур приведена на рисунке 1.1

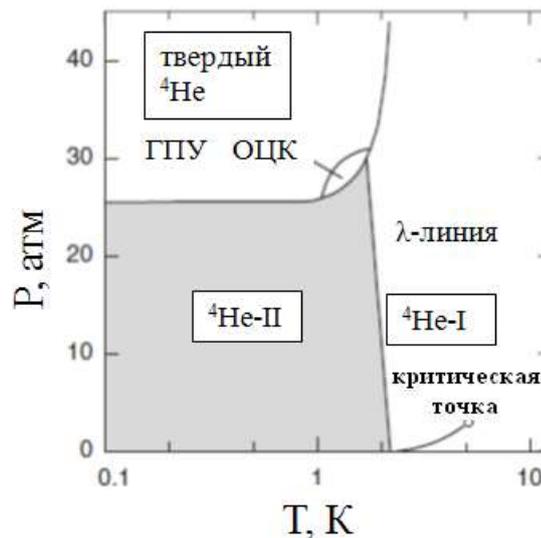


Рис 1.1 Фазовая диаграмма ^4He .

Первые исследования λ -перехода были проведены В. Кеезом с помощью измерения теплоемкости гелия [25]. Но название “сверхтекучий гелий” появилось в результате исследования протекания гелия через узкие

каналы [26], которые показали, что при температурах ниже T_λ , значение вязкости мало и составляет порядка 10^{-9} Пуаз.

При определении вязкости гелия с использованием методов колеблющегося диска [27] и вращающегося цилиндра [28] резкого скачка вязкости ниже T_λ не наблюдалось. Отметим, что результаты по измерению вязкости с помощью вращающегося цилиндрического вискозиметра в He II дали более высокие значения, превышающие полученные ранее с помощью вращающегося диска.

Полная вязкость η_n содержит вклады фононной и ротонной частей:

$$\eta_n = \eta_{ph} + \eta_r. \quad (1.1)$$

Так как количество тепловых возбуждений в He II (фононы и ротоны) и их длины свободного пробега l_{ph} и l_r зависят от температуры, то в сверхтекучем гелии возможны различные механизмы вязкой диссипации. При температурах выше 0,9 К доминирует ротонная вязкость η_r , а при температурах ниже 0,9 К основной вклад вносит фононная вязкость η_{ph} .

При низких температурах, когда происходит “вымерзание” ротонов, длина свободного пробега фононов l_{ph} становится большой, понятие гидродинамической вязкости теряет смысл при условиях:

$$l_{ph}, \delta \gg a, \quad (1.2)$$

где δ – глубина проникновения вязкой волны, a – характерный размер регистрирующего устройства.

Фононная часть вязкости определяется выражением:

$$\eta_{ph} = \frac{1}{5} \rho_{ph} c^2 \tau, \quad (1.3)$$

ρ_{ph} – фононная часть плотности нормальной компоненты, c – скорость распространения первого звука, которая в условиях данного эксперимента больше амплитуды колебания скорости камертона в максимуме, а τ_{ph} – эффективное время релаксации в фононной подсистеме, которое

определяется временем фонон-фононного τ_{ph-ph} и фонон-ротонного τ_{ph-r} рассеяния [29]:

$$\tau_{ph} = \left(\tau_{ph-ph}^{-1} + \tau_{ph-r}^{-1} \right)^{-1}. \quad (1.4)$$

В фононной подсистеме He II при разных условиях возможны различные кинетические процессы: при температурах выше 0,7 К доминирует процесс с характерным временем $\tau_{ph-ph} = 2,63 \cdot 10^{-8} T^9$; в интервале температур от 0,2 К до 0,7 К $\tau_{ph-ph} = 2,27 \cdot 10^{-7} T^5$; при температурах ниже 0,2 К $\tau_{ph-ph} = 2,52 \cdot 10^{-10} T^9$ [30, 31]. При температуре ниже 0,5 К в фононной подсистеме реализуется баллистический режим.

Характерное время фонон-ротонного рассеяния (τ_{ph-r}) определяется как:

$$\tau_{ph-r} = 1,94 \cdot 10^{-12} T^{-9/2} \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right), \quad (1.5)$$

где Δ – минимальная энергия ротона.

Ротонная часть вязкости сверхтекучего гелия имеет вид:

$$\eta_r = \frac{1}{5} \rho_r \frac{l_r^2}{\tau_r}, \quad (1.6)$$

где ρ_r – ротонная часть плотности нормальной компоненты, l_r – длина свободного пробега ротонов, τ_r – характерное время ротон-ротонного взаимодействия. Переменные l_r и τ_r , входящие в (1.6), имеют вид:

$$l_r = \frac{3,45 \cdot 10^{-4} \pi \hbar^3}{p_0^4} \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right), \quad (1.7)$$

$$\tau_r = \left(\tau_{r-r}^{-1} + \tau_{r-ph}^{-1} \right)^{-1} = 4,545 \cdot 10^9 N_r^{-1}, \quad (1.8)$$

где p_0 – импульс ротона, N_r – число ротонов в единице объема гелия.

Проведенные экспериментальные измерения вязкости различными методами, такими как: затухающие колебания сферы (◀) [32, 33], вращающегося цилиндра (□) [34], стопки дисков (★) [35, 36], торсионного цилиндра [37], струнного вискозиметра (■) [38], колеблющейся микросферы (●, ○) [39, 40], кварцевого камертона (☆) [41] и методом поглощения второго

звука (\diamond) [42, 43] позволили более точно определить вязкость сверхтекучего гелия. Результаты измерений приведены на рисунке 1.2. Как видно, результаты измерений вязкости различными методиками хорошо согласуются между собой при температуре выше 0,6 К.

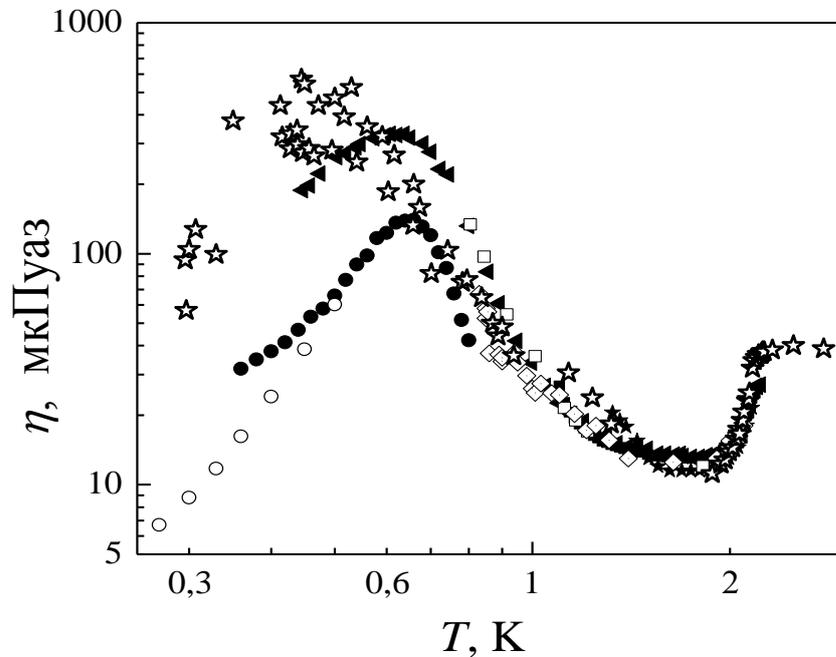


Рис 1.2 Измеренная различными способами вязкость чистого ^4He ($P=1\text{атм}$).

Максимум в области 0,6 К - 0,8 К на температурной зависимости вязкости ^4He для всех приведенных способов измерения связан с переходом от гидродинамического режима к баллистическому режиму рассеяния тепловых возбуждений. При этом положение максимума вязкости на температурной зависимости зависит от геометрии и размера используемого тела: чем больше измерительное устройство, тем выше по температуре значение максимума вязкости.

Как видно из рисунка 1.2 при низких температурах результаты измерения вязкости различными методиками отличаются между собой. С использованием данных по длине свободного пробега l ротонов и фононов в растворе с концентрацией ^3He 6,4 % построена сводная зависимость длины свободного пробега частиц (рисунок 1.3) [44]. Нанесенные горизонтальные линии соответствуют характерным размерам колеблющихся тел: проволочке

($d = 0,047 \cdot \text{мм}$) и камертону ($L = 0,4 \div 6 \text{ мм}$). Из рисунка видно, что при температуре ниже $0,6 \text{ К}$ для используемых камертонов в чистом ^4He наблюдается переход из гидродинамического в баллистический режим.

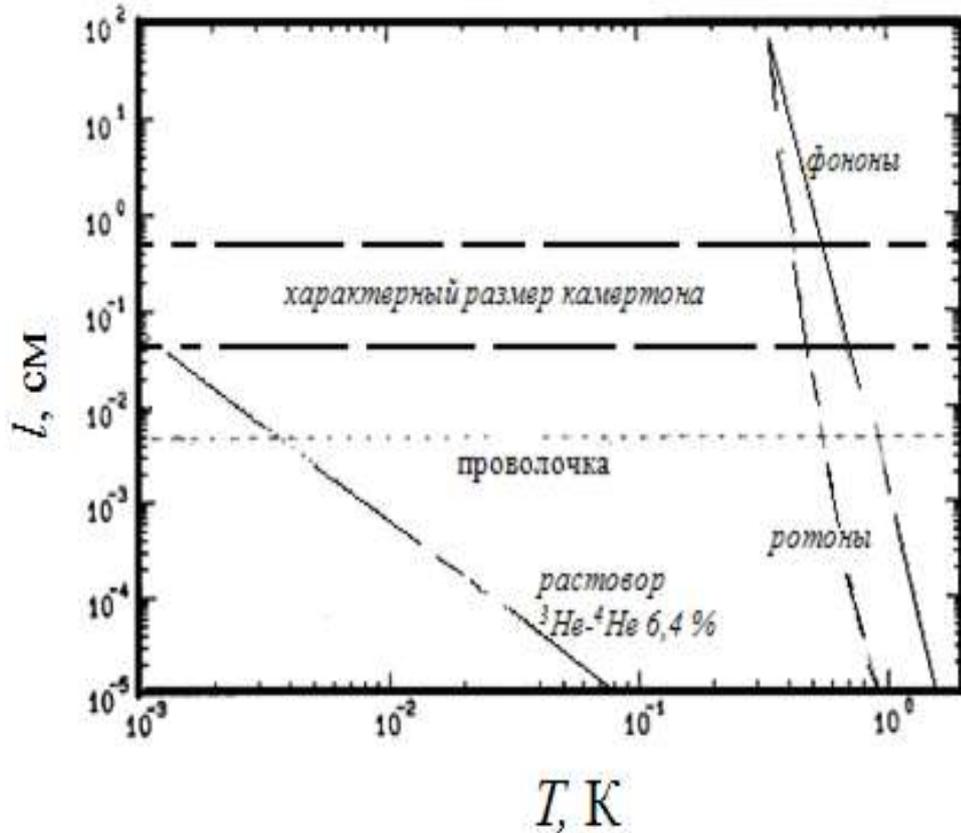


Рис. 1.3 Величина длины свободного пробега квазичастиц от температуры.

Вязкость растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$ изучали методом протекания через тонкий капилляр [45 - 47]. Изучение температурной зависимости вязкости растворов показало, что величина вязкости уменьшается с уменьшением температуры, а ниже T_λ наблюдается рост вязкости, в то же время значение минимума вязкости с увеличением концентрации понижается, а начиная с $x \sim 5 \%$ начинает возрастать.

1.1.2 Особенности возбуждения звуковых колебаний в гелии

Наличие нормальной и сверхтекучей компоненты при температуре ниже $2,17 \text{ К}$, приводит к возможности наблюдения в гелии макроскопических колебаний с различной природой – существованию нескольких типов звуков.

О результатах измерения скорости распространения первого звука c в ^4He при температурах от 1,1 К до 4,22 К ультразвуковым методом (частоты от 20 кГц до 1,338 МГц) сообщено в работах [48, 49]. Авторы отмечают, что на измерение величины c частота ультразвука не влияет. Отмечена так же равная величина измерения c различными методами [50, 51]. Измерения величины c на частоте 22 кГц, при температурах ниже 1 К составила $238,3 \pm 0,1$ м/с [52]. При $T < T_\lambda$ скорость первого звука подчиняется зависимости $u_1 \sim (T_\lambda - T)^{0,9}$, а при T_λ $c = 217,3$ м/с [53]. Дальнейший рост температуры приводит к монотонному уменьшению величины c (рисунок 1.4а).

Волны второго звука были обнаружены резонансной методикой [54]. Изучение его скорости (c_2) импульсной методикой [55] показало, что при $T < 0,6$ К, когда рассеяние энергии определяется только фононами, значение c_2 соотносится со скоростью распространения первого звука как $c_2 \sim c/\sqrt{3}$. При понижении температуры ниже 0,5 К получение данных о c_2 усложнено из-за возрастания длины пробега тепловых возбуждений до размеров измерительной системы.

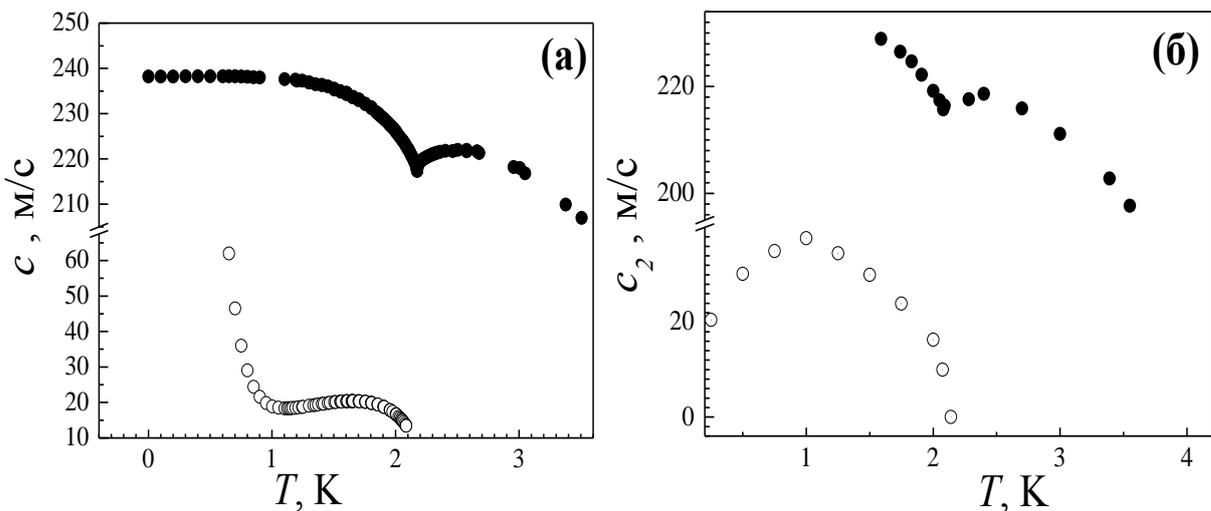


Рис 1.4 Температурные зависимости скоростей распространения первого (●) [56, 57] и второго (○) [58] звуков в ^4He (а) и растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$ (б).

В растворах природа первого и второго звуков сложнее по сравнению с чистым гелием, так как колебания давления и температуры вызывают изменение концентрации примесных частиц согласно фазовой диаграмме раствора ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. Это приводит к одновременному изменению давления и температуры в случае распространения волн плотности и температуры (первого и второго звуков соответственно), а сама связь между звуками в растворах намного сильнее, по сравнению с чистым ${}^4\text{He}$. Результаты измерения c в растворе с концентрацией ${}^3\text{He}$ $x = 6,3\%$ (●) [59] и второго звука c_2 с $x = 4,3\%$, (○) [60] приведены на рисунке 1.4б.

1.2 Особенности турбулентности в сверхтекучем гелии

В данном разделе описаны различия между обычной вязкой и сверхтекучей турбулентностью. Такое рассмотрение важно, так как в отличие от классических, в квантовых жидкостях (${}^4\text{He}$ и растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$) жидкостях, природа потока вещества зависит от квантовых эффектов.

Двухжидкостная модель для ${}^4\text{He}$, предложенная Ландау, подходит для описания сверхтекучей турбулентности. Ниже T_λ чистый гелий является вязкой нормальной жидкостью с существующей в ней сверхтекучей компонентой, а плотность описывается суммой плотностей нормальной ρ_n и сверхтекучей ρ_s компонент. При температуре выше T_λ сверхтекучесть исчезает ($\rho_n/\rho = 1$), для температуре ниже 1 К $\rho_n/\rho < 0,007$, и чистый ${}^4\text{He}$ можно считать полностью сверхтекучей жидкостью.

Занимавшийся исследованиями сверхпроводимости и сверхтекучести Ларс Онзагер в 1949 году сделал предположение о наличии дополнительных возбуждений в сверхтекучей жидкости – квантованных вихрей [61]. Независимо от него к такой же идее пришел Ричард Фейнман, подтвердивший возможность наличия квантованных вихрей в сверхтекучей жидкости [62]. Он предположил, что в сверхтекучей жидкости возможна

особая турбулентность, которая состоит из взаимодействующих квантованных вихрей, образующих клубок вихрей.

Отличие квантованных вихрей от классических заключается в том, что, циркуляция κ квантуется, и для чистого ^4He квант циркуляции равен $9,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, в отличие от классического вихря, для которого циркуляция принимает любое значение. Во - вторых, при $T \rightarrow 0$ вязкость сверхтекучей компоненты равна нулю и не происходит затухания вихря за счет вязкого трения. В - третьих, поток сверхтекучей жидкости является потенциальным, а вещество вокруг кора квантованного вихря течет со скоростью $v_s = \kappa/(2\pi r)$, где r – расстояние от кора вихря. Изолированная вихревая линия при этом является топологическим устойчивым дефектом (рисунок 1.5).

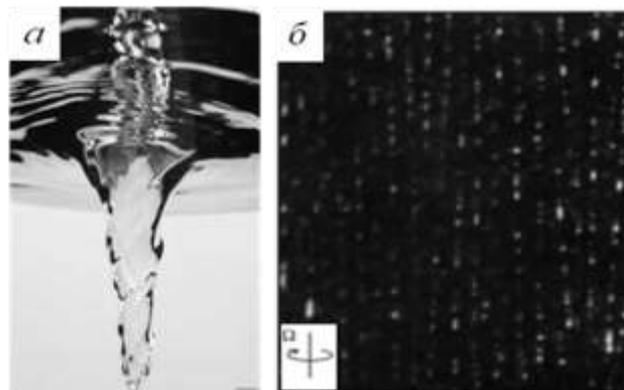


Рис.1.5 Единичный вихрь в воде (а) и вихревые линии в He II (б) [64].

Наличие нормальной и сверхтекучей жидкости приводит к существованию двух полей скоростей v_n и v_s соответственно. Ландау предсказал, что сверхтекучесть исчезает при достижении потоком ^4He критического значения скорости течения равного 60 м/с.

Доннелли [63] предложил называть сверхтекучую турбулентность квантовой, подчеркивая факт того, что она состоит из квантованных вихрей.

Исследуя турбулентность вращающегося ^4He с помощью второго звука, Вайнен зарегистрировал изменения поглощения второго звука с ростом частоты вращения криостата. Это позволило сделать заключение о связи

циклической частоты вращения исследуемого объема с гелием с ростом плотности вихрей и переходом в турбулентному течению [65-68].

Результаты исследования течения сверхтекучего гелия методом тепловых потоков послужили толчком к развитию теоретического описания динамики квантованных вихрей [69, 70]. Шварцем был предложен метод прямого численного моделирования динамики вихрей в тепловом потоке, позволяющий рассчитать плотность вихревых линий и их взаимное трение [71]. Предложенный метод имеет хорошее согласование с экспериментами [72, 73]. Однако тепловой противоток не имеет аналогии с обычной жидкостью, это затруднит сравнение с классическими жидкостями.

1.3 Создание устойчивого течения сверхтекучей жидкости и его изучение

Недостатки методики тепловых потоков при изучении течения гелия при низких температурах и проблемы при создании устойчивого турбулентного течения послужили толчком к использованию колеблющихся тел при изучении сверхтекучих жидкостей. Результатам, полученным с помощью колеблющихся тел в ^4He и растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$, посвящен данный подраздел.

1.3.1 Сверхтекучий ^4He

Как и в классических жидкостях, в гелии можно использовать анемометр (датчик давления) для изучения течения ^4He . Результат измерений, проведенные Табелингом [74] показали, что в интервале температур от 2,3 К до 2,14 К анемометр можно использовать для локального измерения потока гелия, а ниже T_λ определять изменение скорости нормальной и сверхтекучей компонент. Однако, размеры анемометров достаточно велики и могут применяться только при относительно высоких температурах ($T > 1$ К).

Применение нагревателя и приемника сигнала второго звука при изучении течения чистого ^4He показало, что ослабление регистрируемого

сигнала связано с ростом числа вихрей в потоке жидкости, что позволяет оценить их плотность в локальном объеме [75]. Недостаток метода - ограниченный интервал используемых температур.

Использование твердых частиц водорода ($d < 2$ мкм) при изучении турбулентного состояния в жидком гелии позволяет визуализировать течение жидкости [76, 77]. Проблемой методики является трудность получения частиц одинакового размера и проведении измерений при $T > 1$ К из-за постоянного теплопритока через оптические окна криостата [78].

Использование отрицательно заряженных ионов при исследовании турбулентности в ^4He группой Голова позволило установить плотность квантованных вихрей и определить время развития гомогенного турбулентного состояния и распада [79]. Трудность такой методики – использование сложного криостата при изучении турбулентности в ^4He .

При низких температурах непростой задачей является создание гомогенного и изотропного потока. Подобно классическим жидкостям, поток в гелии авторы работы [80] создавали при протяжке через объем гелия сеточки. В результате авторами была предложена модель распада турбулентного состояния в сверхтекучем гелии, которая имеет качественное согласие с проведенными с помощью сеточки измерениями в воде. К сожалению, результаты измерений были получены при температуре 1,5 К, что связано с большим теплопритоком от механизма протяжки сеточки и возникновением дополнительного теплопритока за счет вязкого трения при движении массивной сеточки в большом объеме гелия. Решение данной проблемы привело к созданию методик, в которых колеблющееся тело имеет слабую тепловую связь с деталями, температура которых выше 4 К.

Разработка и использование методики торсионного колебания сферы была применена Холлис-Халеттом (рисунок 1.6а) [81]. Результаты измерений в газе и в ^4He показали наличие критической амплитуды колебания сферы (авторы связывают такую амплитуду с вязкостью гелия) и наблюдение

некоторой критической скорости, которая связана с переходом в турбулентный режим течения сверхтекучего гелия.

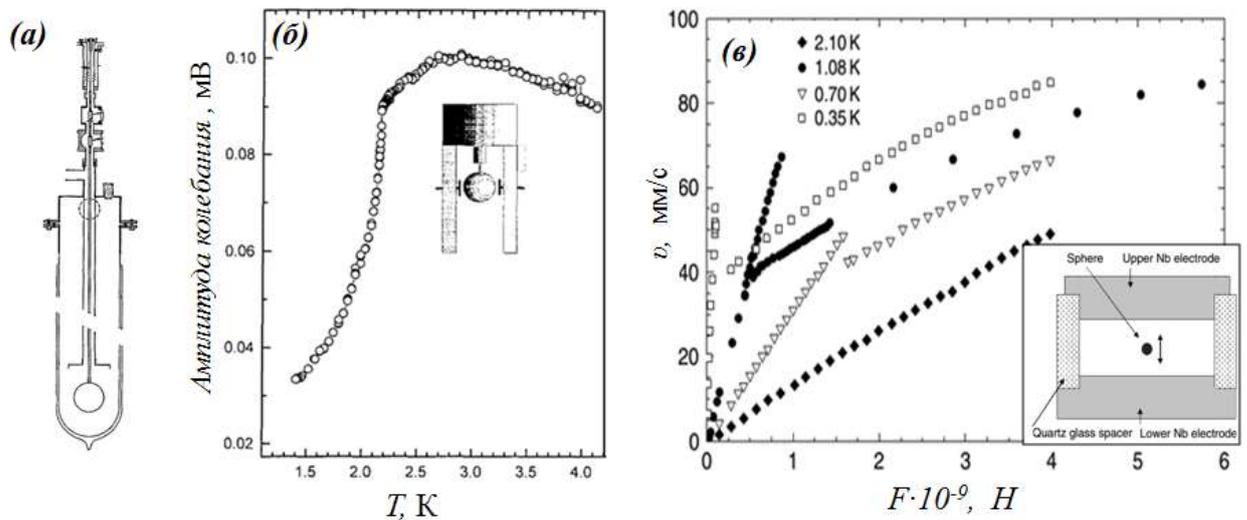


Рис.1.6 Схема установки с торсионной сферой [81] (а), температурная зависимость принимающего сигнала [82] (б) и $v(F)$ в He II по данным [84] (в).

Позднее Лузуриага применил торсионный осциллятор в виде сферы из бериллиевой бронзы диаметром 7 мм с резонансной частотой колебания 320 Гц и $Q = 3000$ (рисунок 1.6б) для исследования течения сверхтекучего гелия при температуре ниже 1 К. Авторы наблюдали переход между различными режимами течения, однако количественный анализ результатов не был проведен из-за отсутствия калибровочных данных для сферы.

Дальнейшее усовершенствование методики с колеблющейся сферой привела Шопэ с соавторами [83 - 86] к использованию в роли датчика левитирующей в гелии сферы с $d = 200$ мкм из ферромагнетика (SmCo_5). Частота колебания сферы изменялась от 100 Гц до 500 Гц. Авторами проведены измерения в ^4He в температурном интервале 2,2 К – 0,35 К. Из приведенных измерений (рисунок 1.6в) видно, что при малых амплитудах прикладываемой силы зависимость $v(F)$ линейна (ламинарное течение), а при больших силах линейная зависимость сменяется квадратичной (смена ламинарного течения турбулентным). При высоких температурах наблюдался гистерезис на зависимости $v(F)$. Заметим, что в ранних экспериментах,

проведенных при $T = 0,35$ К, амплитуда скорости, при которой происходил переход между различными режимами течения изменялась от $3,7 \cdot 10^{-2}$ м/с до $5,5 \cdot 10^{-2}$ м/с, в то же время в работе [86] сообщено о величинах v_c от $1,8 \cdot 10^{-2}$ м/с до $3,6 \cdot 10^{-2}$ м/с.

Методика левитирующей сферы сложна в реализации и требует высокой технической подготовки при сборе ячейки (попавшее в ячейку масло выводит ее из строя), а об изучении влияния шероховатостей на поверхности микросферы на получаемые результаты авторами ничего не сообщалось.

Возможность исследовать течение квантовых жидкостей с помощью тел с простой геометрией и небольшой шероховатостью послужило мотивацией к использованию методики колеблющейся проволоки. Через проволоку (рисунок 1.7а), находящуюся в постоянном магнитном поле B , пропускают переменный ток амплитудой I_0 , при этом проволока начинает колебаться под действием силы Лоренца $F_{\text{Лоренца}}$. При колебании проволоки в магнитном поле генерируется переменное напряжение амплитудой U_0 , которое пропорционально амплитуде скорости колебания проволоки. Знание I_0 и U_0 сделать вывод о величине прикладываемой силе и амплитуде скорости колебания проволоочки.

Проволоки изготовлялись из сверхпроводника NbTi с диаметром 2,5 мкм и резонансными частотами от 610 Гц до 3,8 кГц. Измерения проводились при температуре от 1,4 К до 0,007 К [87, 88]. Результаты измерения скорости методом колеблющейся проволокой в ^4He приведены на рисунках 1.7б и 1.7в. В описанных работах прикладываемое усилие к проволоке плавно повышалось или уменьшалось.

Проведенные Брэдли [89] измерения в ^4He позволили наблюдать попеременную смену режимов течения. Проведенные исследования подтвердили возможность использования проволоки как датчика для изучения турбулентности при низких температурах. Однако авторы отмечают, что для корректного изучения турбулентности в гелии проволоки

(генератор и детектор) должны быть удалены друг от друга на расстояние порядка своего размера.

Измерения с использованием проволок на разных резонансных частотах показали, что величина v_c пропорциональна резонансной частоте. Было показано, что смена ламинарного течения турбулентным происходит при $v_c = 29$ мм/с и сопровождается гистерезисом [90]. Проведенные группой Яно исследования [91, 92] показали, что при плавной конденсации ^4He в ячейку удается получить $v_c \sim 1$ м/с и более, а при повторных измерениях величина v_c значительно меньше, что объясняется наличием остаточных вихрей в ячейке.

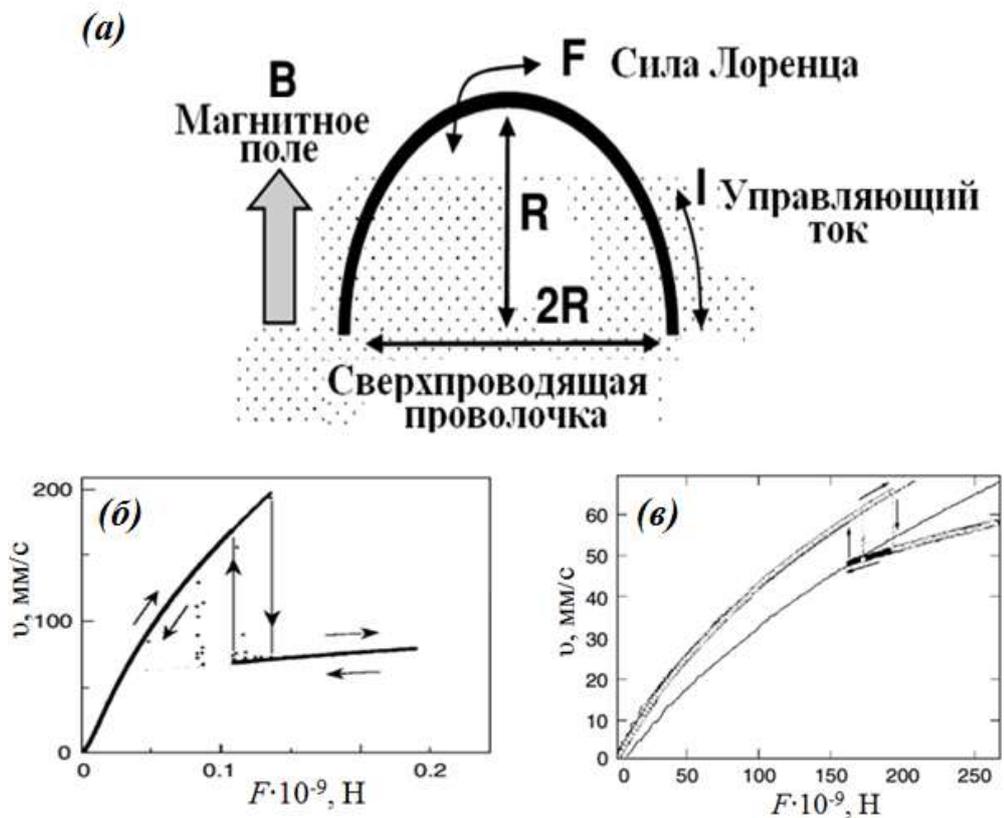


Рис.1.7 Принципиальная схема методики колеблющейся проволоки (а) и результаты измерений при температуре 0,03 К (б) [92] и 0,007 К (в) [89].

Возможность исследования течения гелия при низких и сверхнизких температурах с помощью колеблющейся сеточки, подобно такой же методики в классических жидкостях была предложена Мак-Клинтоком

(рисунок 1.8а) [93]. На сеточку подается постоянный потенциал $U \sim 500$ В, а на верхний электрод – переменное напряжение. Колебания сеточки вызывает изменения потенциала между ней и нижним электродом. Регистрация этого сигнала позволяет проводить прямые измерения амплитуды скорости колебания сеточки. В работе [94] сообщается о сдвиге резонансной частоты сеточки при выходе из ламинарного режима течения, теоретическое объяснение такого поведения предложил Вайнен [95]. Однако замена используемой сеточки на новую, не привела к повторному наблюдению эффекта. Авторы также наблюдали незначительный гистерезис при переходе от ламинарного к турбулентному течению (рисунок 1.8б) [96]. Однако, для изучения пространственного распределения потока, создаваемого сеточкой, желательно комбинировать несколько методик [97-99].

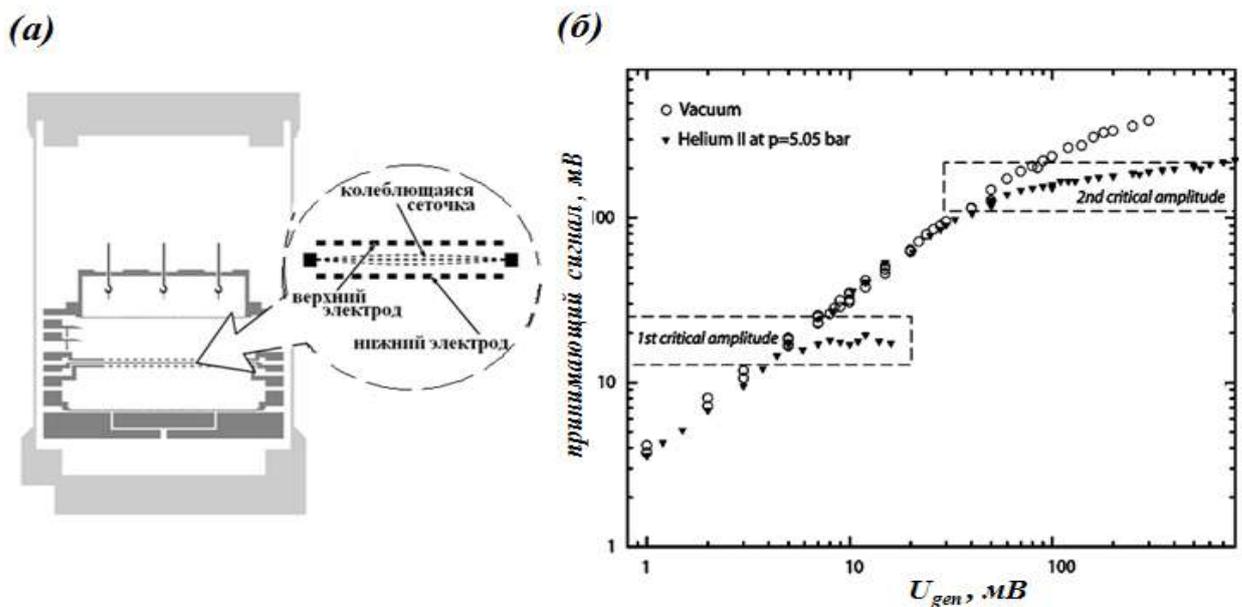


Рис.1.8 Схема методики колеблющейся сеточки (а) и зависимость величины регистрируемого сигнала от амплитуды прикладываемого напряжения в сверхтекучем ^4He при температуре $0,03$ К (б) [93].

Приведенные способы изучения квантовых жидкостей не совершенны: нужно создавать внешние магнитные поля, их сложно реализовать и все они обладают низкой добротностью ($Q \leq 10^3$). Подобных недостатков лишена методика кварцевого камертона, описанная ниже в подразделе 1.4.

1.3.2 Сверхтекучие растворы ^3He - ^4He

К одним из возможных способов изучения течения растворов ^3He - ^4He можно отнести метод протекания жидкого раствора через капилляр [100]. Исследование скорости протекания растворов подобной методикой привело к наблюдению только того, что скорость перехода между ламинарным течением и турбулентным зависит от диаметра взятого капилляра [101].

Использование методик с применением колеблющихся тел при изучении растворов лишено подобного недостатка.

Сравнительная легкость изучения течения чистого ^4He с помощью колеблющихся тел послужила толчком к использованию подобных методик для изучения растворов ^3He - ^4He .

Так, использование колеблющихся проволок в растворе ^3He - ^4He при концентрациях ^3He x от 0,003 % до 9,5 %, показало, что при малых концентрациях возможно использовать измеренную полуширину резонансной кривой Δf для определения температурной зависимости вязкости $\eta(T)$ [102]. В то же время измерения вязкости растворов ($x > 1$ %) при $T = 3 \div 10$ мК показали, что вязкость пропорциональна $\eta \sim T^2$, что согласуется с теорией [103].

Применяемая группой Шопэ методика колеблющейся микросферы для изучения растворов ^3He - ^4He с концентрациями ^3He от $2 \cdot 10^{-2}$ % до $5 \cdot 10^{-7}$ % и очищенного ^4He при $T < 1$ К показали, что сопротивление потоку зависит от количества примеси ^3He и влияет на температуру перехода между гидродинамическим и баллистическим режимами рассеяния [104]. Авторами также наблюдалась пропорциональная зависимость между сопротивлением потока и температурой в баллистическом режиме рассеяния.

1.4 Исследование сверхтекучей турбулентности с помощью колеблющегося камертона

Кварцевый камертон обладает важными преимуществами при использовании его в качестве датчика в криогенных средах: высокой надежностью, легкостью установки, он чувствителен к физическим свойствам исследуемой среды. Кроме того, при работе камертона не требуется создания внешних магнитных полей. Эти преимущества объясняют использование камертона при изучении течения ^4He и растворов $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

1.4.1 Измерения в гидродинамическом и баллистическом режимах рассеяния

Методика на основе колеблющегося кварцевого камертона была применена группой Скрбека для исследования течения жидкого и газообразного гелия [105, 106]. Используя камертоны с резонансными частотами 32 кГц, авторы наблюдали переход от ламинарного режима течения к турбулентному (рисунок 1.9) [107].

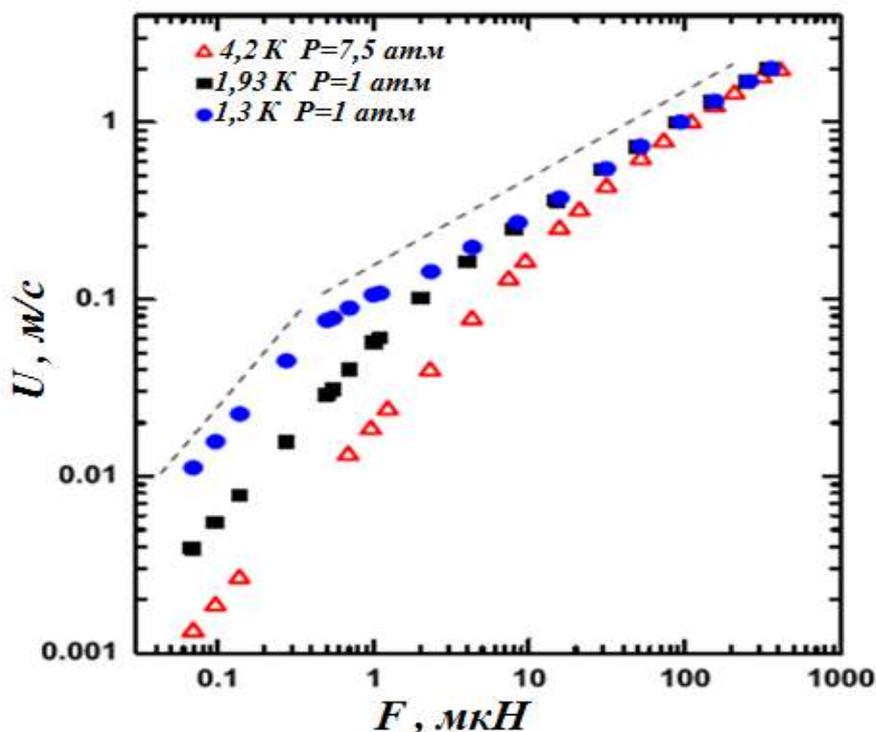


Рис.1.9 Зависимость амплитуды скорости колебания камертона от прикладываемой силы к камертону в ^4He при разных температурах [108]. Пунктирные линии - линейная и квадратичная зависимости $v(F)$.

При температурах выше и ниже T_λ наблюдается излом, характерный для перехода от ламинарного течения к турбулентному. Когда скорость колебания ножек камертона ниже критической скорости перехода v_c наблюдается ламинарное течение (скорость течения v линейно зависит от прикладываемой силы F), при скоростях колебания ножек камертона превышающих v_c наблюдается турбулентное течение и зависимость принимает вид $F \sim v^2$. Исследования проводились при температурах не ниже 1,3 К, когда количество нормальной компоненты достаточно велико.

Об изучении течения сверхтекучего гелия в температурном диапазоне от 3 К вплоть до 0,1 К сообщено в совместной работе групп из Праги и Харькова [109].

Результаты измерений приведены на рисунке 1.10а. Линейные зависимости проведены сплошными линиями для разных температур. При низких температурах между ламинарным (линейная зависимость) и турбулентным (квадратичная зависимость) потоками наблюдается промежуточный режим.

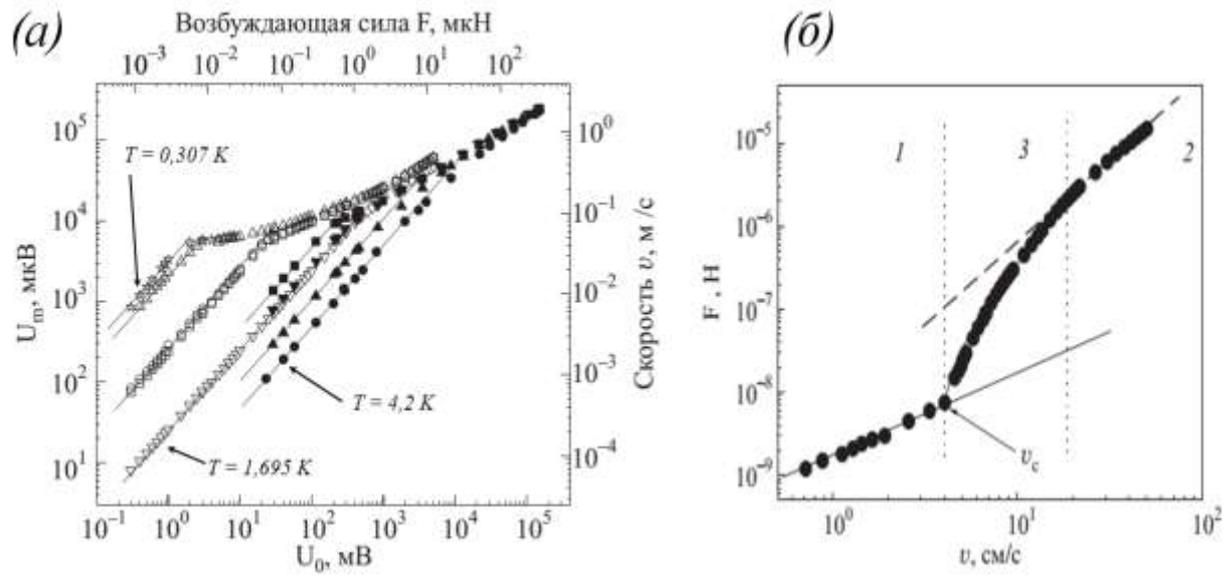


Рис.1.10 Зависимость амплитуды скорости колебания камертона от прикладываемой силы при различных температурах (а) и зависимость силы от скорости при $T = 0,431 \text{ К}$ по данным работы [109] (б).

На рисунке 1.10б приведена зависимость $v(F)$ при низкой температуре. При малых скоростях (область 1) наблюдается линейный участок, который соответствует потенциальному течению сверхтекучей части жидкости и ламинарному течению нормальной компоненты жидкости, при таких условиях можно пренебречь нелинейным по скорости членом в уравнении Навье-Стокса. В области 2 (большие скорости) скорость пропорциональна квадрату прикладываемой силы, а промежуточная область 3 проявляется при $T < 0,8$ К. Авторами показано, что переход между областями 1 и 2 происходит при критической скорости v_c , которая зависит от температуры (рисунок 1.10а).

Измеренная зависимость $v_c(T)$ приведена на рисунке 1.11. Как видно измерения с помощью кварцевого камертона (\diamond [107], \bullet [108]), согласуются с измерениями проведенными на проволоках (\circ [96]) и сеточке (\triangle [110]).

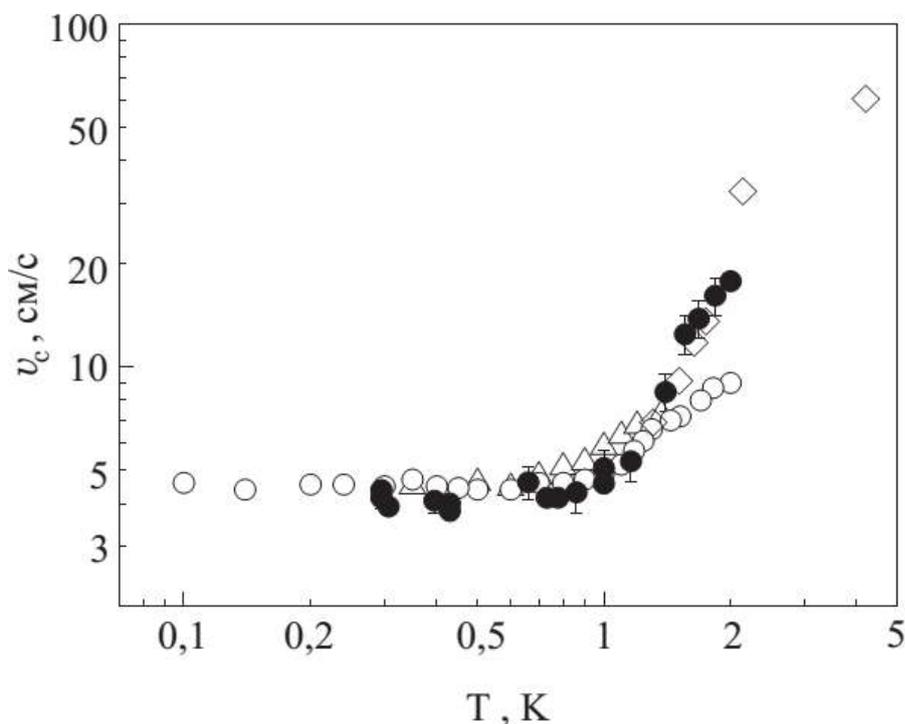


Рис.1.11 Температурная зависимость критической скорости перехода к турбулентному течению для различных колеблющихся тел.

Заметим, что в описанных работах не говорится о влиянии частоты колебания камертона или давления на величину критической скорости.

1.4.2 Коэффициент лобового сопротивления

Коэффициент лобового сопротивления C_D позволяет проводить сравнения движения потоков жидкости или газа вокруг тел различной формы. C_D – это безразмерная величина, определяющая реакцию среды на движение в ней тела, она рассчитывается как:

$$C_D = \frac{2F}{\rho v^2 S}, \quad (1.9)$$

где F - сила сопротивления, ρ - плотность среды, v - скорость течения жидкости и S - площадь сечения тела.

В гидродинамике принято отображать зависимость коэффициента сопротивления от безразмерного числа Рейнольдса

$$Re = \frac{\nu R}{\nu}, \quad (1.10)$$

где R - поперечный размер тела, а ν - кинематическая вязкость среды. Пример зависимости $C_D(Re)$ для воды приведен на рисунке 1.12а.

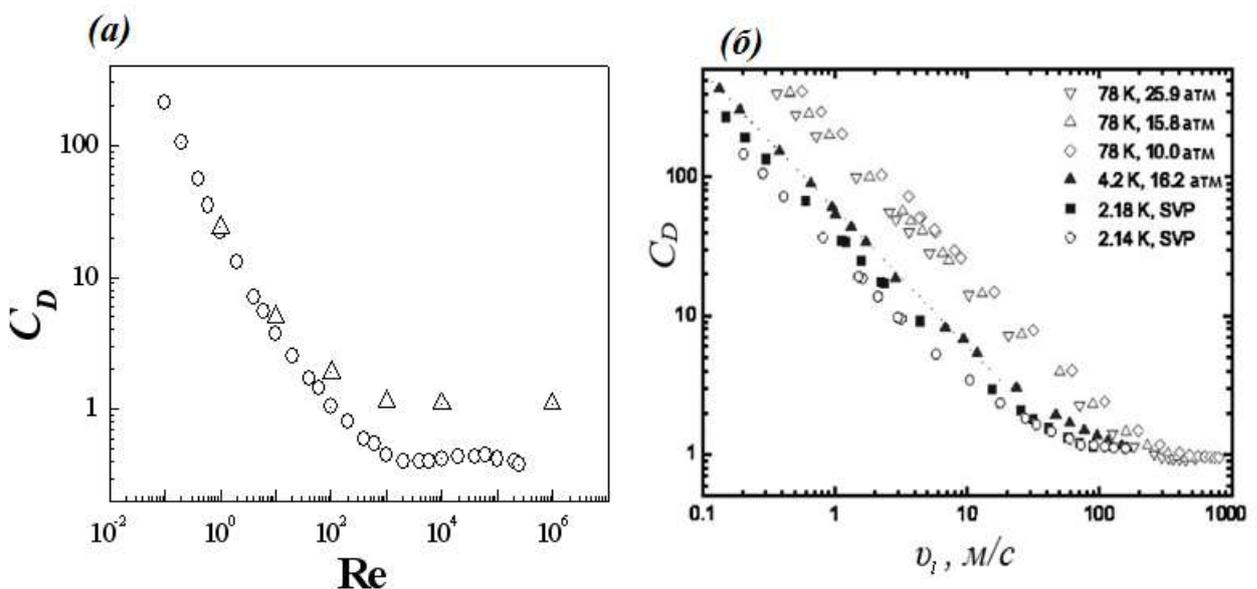


Рис.1.12 Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для сферы (O) и пластинки (Δ) в воде [111] (а) и величина коэффициента сопротивления как функция скорости в 4He [107] (б).

Причем, если при одном и том же числе Рейнольдса C_D одинаков по величине для тел различных размеров в потоке различных жидкостей или газов, то течения, обтекающие эти тела, подобны. При ламинарном режиме течения $C_D \sim Re$, а при турбулентном течении C_D в широком интервале чисел Рейнольдса практически не зависит от него и определяется формой обтекаемого тела. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному течению в классических жидкостях происходит плавно в интервале нескольких порядков числа Рейнольдса. Приведенная зависимость характерна для обтекания тел различной геометрической формы жидкостями или газами.

При использовании кварцевого камертона как датчика возбуждения и регистрации осцилируемого потока ^4He группа Скрбека [107] наблюдала поведение коэффициента сопротивления C_D аналогичное классическим жидкостям. На рисунке 1.12б видно, что при малых амплитудах скорости колебания ножек камертона $C_D(v)$ линейна, что соответствует ламинарному течению. С ростом скорости течения наблюдается плавный переход к турбулентному режиму течения, при котором коэффициент лобового сопротивления не зависит от скорости течения жидкости.

Отметим, что к моменту написания данной диссертационной работы не проводились измерения зависимости коэффициента сопротивления для колеблющихся камертонов при температурах ниже 1,4 К.

1.4.3 Изучение растворов ^3He - ^4He с использованием камертона

К сожалению, данных об изучении растворов гелия с помощью камертона немного. Первое упоминание об использовании колеблющегося камертона при изучении растворов изотопов гелия приводится в работе Клабба (рисунок 1.13а). [112]. Исследования проводились в разбавленном ($x = 0,1 \%$) и концентрированном ($x = 6,2 \%$) растворах ^3He в области температур от 3 К до 0,1 К и величины магнитных полей до 10 Тл. Определение добротности резонатора Q проводилось импульсным методом. Измерение Q камертона в

вакууме показали отсутствие влияния магнитного поля на результаты вплоть до поля 12 Тл. При сильных магнитных полях в слабом растворе величина Q сильно изменяется, однако недостаток данных не позволяет сделать вывод о точной причине такого поведения. Предположено также, что наблюдаемая зависимость $Q(T)$ связана с проскальзыванием камертона относительно жидкости и наличием акустических потерь при колебании камертона (излучением волны первого звука) в рассматриваемых растворах.

Изучение влияния концентрации раствора на ширину резонансной линии амплитудно - частотной характеристики камертона при температуре 0,01 К были выполнены Петти [113]. Проведенные вплоть до концентрации ${}^3\text{He}$ $x = 6,6\%$ измерения показали, что зависимость полуширины от концентрации имеет степенной вид $\Delta f \sim x^{1,16}$ (сплошная линия на рисунке 1.13б). Измерения при этом проводились в ламинарном режиме течения раствора. Авторами отмечено, что использование камертона позволяет проводить более точные измерения свойств растворов по сравнению с проволокой.

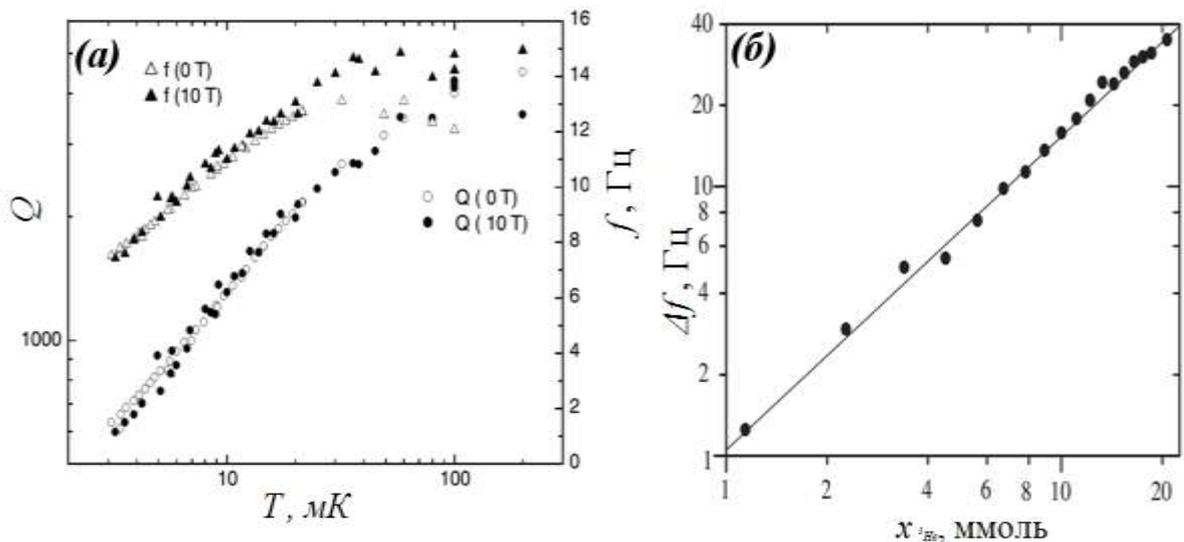


Рис.1.13 Температурная зависимость добротности и при различных магнитных полях [112] (а), влияние концентрации раствора на Δf [113] (б).

Однако в [112, 113] ничего не сказано о результатах исследования течения растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ методом колеблющегося камертона.

Выводы

Анализ работ, посвященных изучению кинетических свойств чистого гелия и его растворов, показал следующее:

1. Результаты по измерению вязкости, полученные различными методами, находятся в качественном и количественном согласии;
2. Измерения зависимости скорости течения от силы в чистом гелии с помощью камертона при температурах 1,4 К и выше показали наличие излома, характерного для перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения;
3. Проведенные исследования изотопических растворов гелия методом протекания через капилляр показали наличие смены режимов течения с ламинарного на турбулентный;
4. Продемонстрирована возможность использования камертона как датчика для определения вязкости и концентрации растворов изотопов гелия.

Стоит упомянуть и ряд нерешенных вопросов в области физики низких температур при изучении течения квантовых жидкостей:

1. Не выяснены механизмы потери энергии при колебании камертона в области температур ниже 1,4 К;
2. Отсутствуют какие-либо результаты по изучению и измерению акустического излучения камертоном в сверхтекучем гелии;
3. Не изучено влияние давления и ограниченной геометрии колеблющегося тела на критическую скорость перехода в турбулентное течение;
4. Отсутствуют какие-либо экспериментальные данные по изучению течения растворов с помощью колеблющегося камертона при низких температурах

Представленная диссертационная работа посвящена исследованию гидродинамики потоков в He II и растворах ^3He - ^4He . Основными целями работы явились:

- Исследовать температурную зависимость коэффициента удельного сопротивления в жидком ^4He при ламинарном течении и определить влияние температуры и давления на него при низких и сверхнизких температурах;
- Определить условия возникновения резонанса и провести прямую регистрацию возможного излучения звука в гелии под действием монохроматического излучателя при сверхнизких температурах
- Исследовать влияние давления и температуры на величину критической скорости перехода от ламинарного к турбулентному течению в чистом ^4He ;
- Определить влияние на температурную зависимость критической скорости перехода к турбулентному течению примесей атомов ^3He при добавлении их к чистому ^4He .

Для решения поставленных выше задач потребовалось использовать достаточно сложную экспериментальную базу, которая включала:

- Рефрижератор растворения ^3He - ^4He для получения низких и сверхнизких температур;
- Систему термометрии для регистрации температур с высокой надежностью и точностью;
- Автоматическую запись получаемых экспериментальных данных;
- Методику проведения измерений амплитудно-частотных и вольт - амперных характеристик кварцевых резонаторов непосредственно в ходе эксперимента.

Основой экспериментальной базы был выбран созданный в Физико-техническом институте низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины рефрижератор растворения с внешней циркуляцией ^3He , который является

частью комплекса, получившего статус Национального достояния Украины. Экспериментальная база и полученные физические результаты описаны в последующих трех разделах диссертационной работы.

РАЗДЕЛ 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА И МЕТОДИКА ИСЛЕДОВАНИЯ

Раздел содержит описание работы колеблющегося камертона, приведены параметры использованных в экспериментах камертонов и экспериментальных ячеек. В подразделе 2.2 описано получение температуры ниже 4,2 К и ее регистрация с помощью термометров сопротивления. В подразделе 2.3 приведено описание методики измерения и системы сбора и записи экспериментальных данных.

2.1 Методика создания турбулентного течения и экспериментальные ячейки

2.1.1 Особенности работы кварцевого камертона в жидком гелии

Используемые кварцевые камертоны (рисунок 2.1) изготовлены из монокристалла кварца определенного среза. На поверхности резонатора нанесены электроды из проводящего металла (алюминий). Для подстройки резонатора на необходимую резонансную частоту в заводских условиях изменяют массу готового камертона, удаляя кварц с торца ножек камертона.

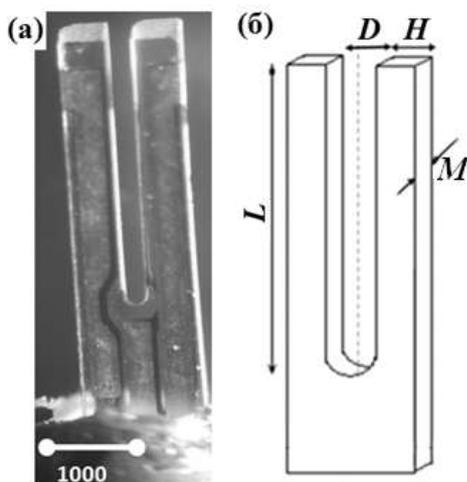


Рис. 2.1 Общий вид камертона (а) и его характерные размеры (б).

Характерными геометрическими размерами камертона, отмеченными на рисунке 2.1, являются: L – высота, M – ширина, H – толщина ножки камертона и расстояние между ножками камертона D .

Размеры всех применяемых в экспериментах камертонов приведены в таблице 2.1, кроме размеров таблица содержит величины резонансной частоты и полуширины резонансной кривой измеренные в вакууме (f_0^{vac} и Δf^{vac} соответственно), и расстояние между камертоном и стенкой ячейки R .

Таблица 2.1

Характеристики используемых камертонов.

Обозначение камертона	L , мм	H , мм	M , мм	D , мм	f_0^{vac} , Гц	Δf^{vac} , Гц	R , см
K1	3,79	0,3	0,6	0,3	32708,35	0,035	11,0
K4	3,79	0,3	0,59	0,3	-	-	-
K5	3,79	0,3	0,59	0,3	32709,88	0,08	1,3
K7	3,41	0,33	0,6	0,3	37933,3	0,05	1,3
K8	3,79	0,3	0,59	0,3	32710,25	0,052	0,13
K9	2,53	0,1	0,25	0,2	32708,25	0,032	0,09
K10	1,93	0,34	0,4	0,2	77371,36	0,11	0,83
K11	2,95	0,34	0,6	0,3	99837,54	0,17	1,37
K16	3,15	0,34	0,4	0,2	32725,33	0,055	4,0
K19	3,15	0,34	0,4	0,2	32709,71	0,045	1,0
K20	3,41	0,33	0,38	0,2	32704,65	0,1	0,4
K21	3,41	0,33	0,38	0,2	32720,3	0,075	0,4
K22	3,81	0,34	0,6	0,3	32711,7	0,044	0,4
LH	3,79	0,3	0,6	0,3	32708,35	0,035	11,0

При изучении гидродинамического поведения сверхтекучей жидкости одной из важных характеристик осциллирующего в ней тела является шероховатость поверхности. Дефекты поверхности могут служить местом рождения и закрепления квантованных вихрей. Стоит отметить, что даже оптически гладкая поверхность может быть шероховатой для вихря с размером кванта порядка $1 \cdot 10^{-10}$ м.

Перед началом проведения измерений была оценена шероховатость поверхности камертона (рисунок 2.2).

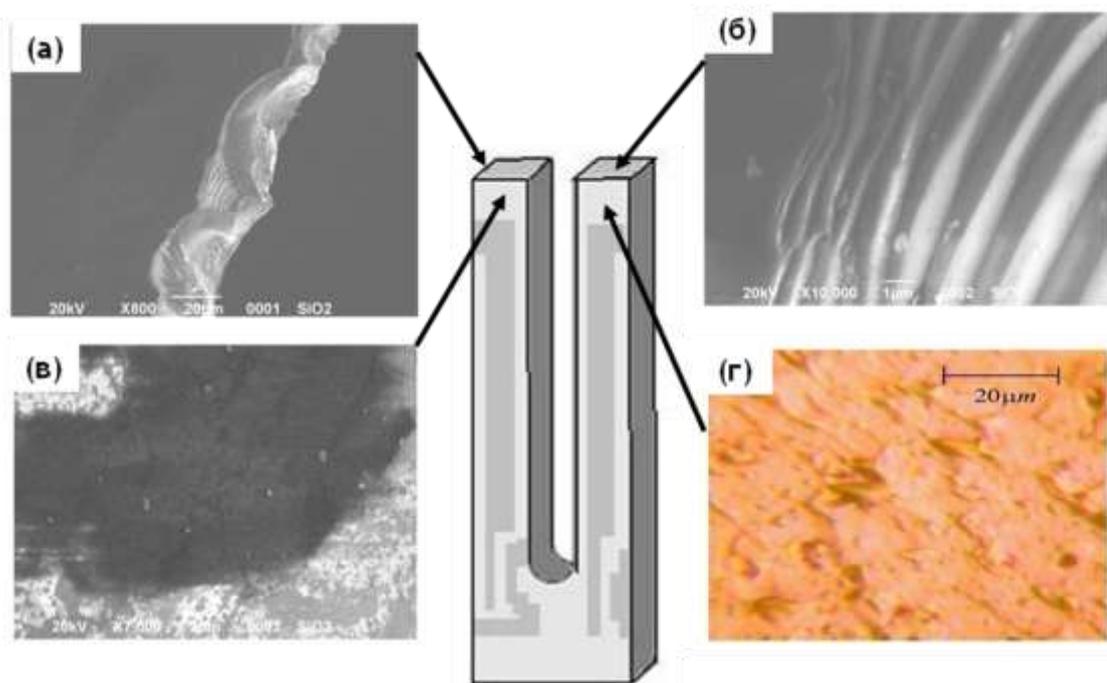


Рис. 2.2 Изображение различных участков поверхности камертона.

Рисунок 2.2а соответствует верхней боковой грани ножки камертона, на рисунке 2.2б приведена шероховатость верхней плоскости ножки камертона, а на снимках 2.2в и 2.2г изображены различные участки боковой поверхности камертона. Величина шероховатости на участке боковых граней достигает $20 \cdot 10^{-6}$ м, на остальных участках камертона не превышает $5 \cdot 10^{-6}$ м.

Математическое описание движения кварцевого камертона важно при интерпретации получаемых результатов при изучении кинетических свойств сверхтекучих жидкостей.

При малых амплитудах колебания поведение камертона подобно гармоническому осциллятору. В таком случае амплитуду движущей силы F можно записать в виде

$$F = F_0 \cos(\omega t), \quad (2.1)$$

где t – время, ω – циклическая частота колебаний.

В области линейной зависимости амплитуды силы сопротивления движению от скорости сила трения есть произведение коэффициента трения γ и скорости, а уравнение движения принимает вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = \frac{F}{m}, \quad (2.2)$$

где x – отклонение колеблющейся ножки камертона от положения равновесия, k – коэффициент упругости материала камертона, m – масса одной ножки камертона.

Величину коэффициента упругости и эффективную массу m_{eff} одной ножки камертона в вакууме возможно вычислить по формулам [114]

$$k = \frac{E}{4} M \left(\frac{H}{L} \right)^3, \quad (2.3)$$

$$m_{eff} = 0,24267 \rho_q LHM, \quad (2.4)$$

где E – модуль упругости, равный $7,87 \cdot 10^{10}$ Н/м² для кварца, ρ_q – плотность кварца равная 2659 кг/м³. Массой электродов на ножках камертона можно пренебречь в виду ее малости [115].

Амплитуда колебания ножек камертона U достигает своего максимума U_0 при совпадении частоты электрических колебаний с основной резонансной частотой камертона. Причиной колебаний кварцевого камертона является прикладываемая к его электродам разность потенциалов, равная

$$U = U_0 \cos(\omega t), \quad (2.5)$$

где U_0 – амплитуда колебаний, ω – частота колебаний, t – время колебаний.

Регистрируемым сигналом является амплитуда сила тока I , имеющая вид

$$I(t) = a \frac{dx(t)}{dt}, \quad (2.6)$$

где a – коэффициент, который определяется пьезоэлектрическими свойствами, кварца и его геометрическими размерами, а dx/dt – скорость, с которой колеблются ножки кварцевого камертона.

Дифференциальное уравнение для замкнутой цепи имеет вид

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R_\Omega}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{LC} = \frac{1}{L} \frac{dU}{dt}, \quad (2.7)$$

где R_Ω – величина сопротивления, L – величина индукции, C – величина емкости, U – разность потенциалов на электродах камертона.

Сравнивая уравнения (2.2) и (2.7), можно записать уравнения связи между механическими колебаниями и электрическим откликом камертона через коэффициент a (2.6)

$$F_0 = \left(\frac{a}{2} \right) U_0, \quad (2.8)$$

$$R = \frac{2m\gamma}{a^2}, \quad (2.9)$$

$$L = \frac{2m}{a^2}, \quad (2.10)$$

$$C = \frac{a^2}{2k}. \quad (2.11)$$

Используя уравнения, приведенные выше, величину коэффициент a можно записать как

$$a = \sqrt{\frac{4\pi m_{eff} I_{0max} \Delta f}{U_0}}. \quad (2.12)$$

Определение пьезоэлектрического коэффициента в ходе калибровочных измерений позволяет в дальнейшем перейти от

электрических величин (амплитуды прикладываемого напряжения U и регистрируемой амплитуды силы тока I), к амплитуде прикладываемой силе F и амплитуде скорости колебания ножек камертона v :

$$F = \frac{aU_0}{2}, \quad (2.13)$$

$$v = \frac{I_{0\max}}{a}. \quad (2.14)$$

2.1.2 Измерительные ячейки с кварцевыми камертонами

Для изучения течения гелия было создано несколько измерительных ячеек, с возможностью частичной модернизации для расширения круга исследований. Экспериментальная ячейка предварительно заполненная газообразным чистым ^4He имеет постоянный тепловой контакт с плитой камеры растворения, что позволяет проводить измерения от 4,2 К до милликельвинов. Общий вид ячейки показан на рисунке 2.3.

Ячейка закреплялась с помощью винтового соединения (1) и имела плоский тепловой контакт с холодопроводом плиты рефрижератора растворения. Корпус ячейки (2) и нижний фланец (7) изготовлены из меди и соединены между собой шестью винтами (отверстие с резьбой 5). Между собой части ячейки уплотнены с помощью индиевого кольца 6 в виде соединения зуб - паз. При комнатной температуре через медный капилляр (3) полость (4) объемом $2,3 \text{ см}^3$ заполнялась исследуемым газообразным ^4He до давления $P = 39 \text{ атм}$. После заполнения газом, капилляр заполнения пережимался и запаивался. При охлаждении газообразный гелий конденсировался и заполнял объем (4) выше верхнего среза колбы камертона. Электрический ввод в ячейку (8) изготовлен из смолы STYCAST 2850 GT, в нее же и был вклеен кварцевый камертон (9). После конденсации гелия в ячейке давление было всегда равно давлению насыщенного пара.

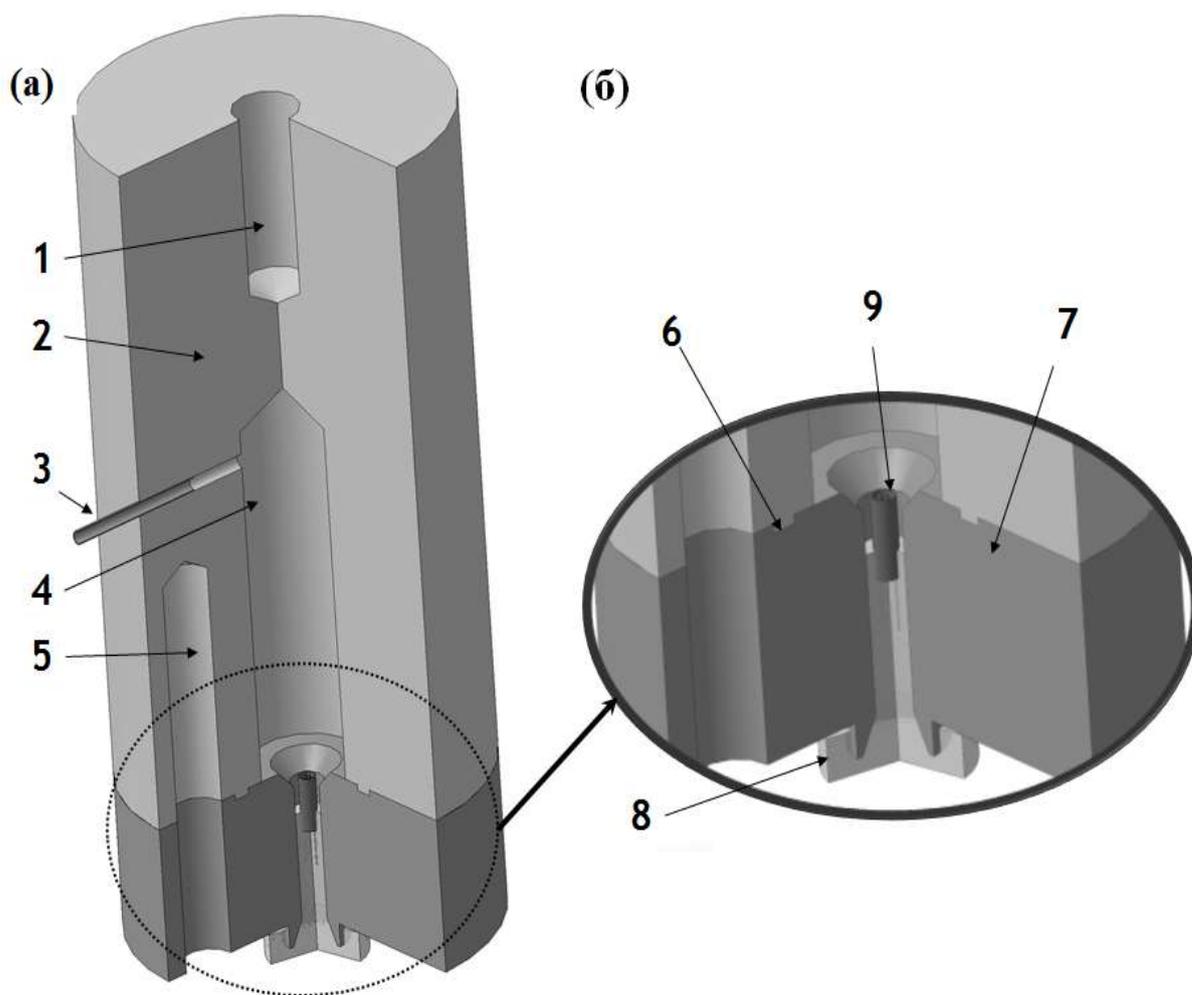


Рис 2.3 Конструкция экспериментальной ячейки: а – общий вид, б – увеличенное место расположение камертона. 1 – отверстие с резьбой для крепления ячейки, 2 – медный корпус ячейки, 3 – капилляр для заполнения ячейки, 4 объем с ^4He , 5 – резьбовое соединение, 6 – соединением зуб-паз, 7 – нижний фланец; 8 – эпоксидная смола, 9 – кварцевый камертон.

Общий вид ячейки с камертонами с резонансными частотами от 32 кГц до 100 кГц показан на рисунке 2.4. Корпус ячейки изготовлен из меди и состоит из трех частей. Верхние фланцы на всех ячейках идентичны, что делает их взаимозаменяемыми.

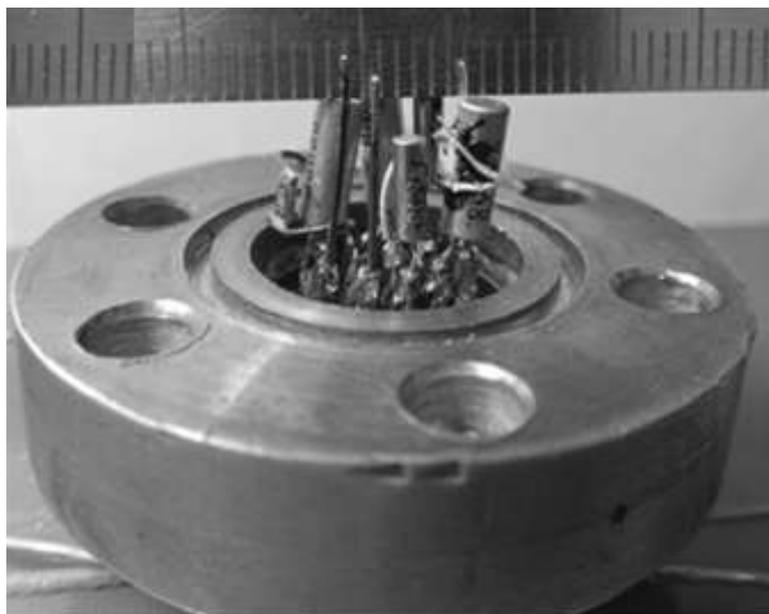


Рис. 2.5 Нижний фланец экспериментальной ячейки с закрепленными камертонами на различные частоты.

В полость верхнего фланца запрессован теплообменник из ультрадисперсного серебряного порошка со средним диаметром зерна 700 \AA . Объем таблетки теплообменника составляет $0,534 \text{ см}^3$. Пористость теплообменника после прессования порошка серебра составила 65% . Наличие двух капилляров заполнения в средней части ячейки позволяет соединять установленные на плите рефрижератора ячейки между собой. С нижним фланцем, с помощью оловянно-свинцового припоя (ПОС-61), соединен 19-штырьковый вакуумный разъем (ОСРСГС19-В). На электрических выводах разъема внутри ячейки закреплены кварцевые камертоны в заводских колбах с надрезом порядка $0,1 \text{ мм}$. Наличие надреза на корпусе необходимо для конденсации жидкого гелия внутри колбы. В ячейке закреплен термометр сопротивления RuO_2 для измерения температуры и датчик концентрации (на рисунке не показан), электрическая емкость которого составляет около 40 пФ . Части ячейки соединяются с помощью разборного соединения типа зуб-паз с индиевым уплотнением, аналогично конструкции ячейки описанной в предыдущем подразделе.

Общий вид ячейки представлен на рисунке 2.5. При создании измерительной ячейки с датчиками первого звука и камертонами без колбы были использованы идентичные с предыдущей ячейкой верхний (1) и нижний (6) фланцы, средняя часть ячейки (3) имеет высоту 30 мм. Все детали корпуса ячейки изготовлены из меди. В средней части ячейки размещена изготовленная из латуни вставка (4). Корпус ячейки собран на соединении типа зуб-паз (7) с индиевым уплотнением.

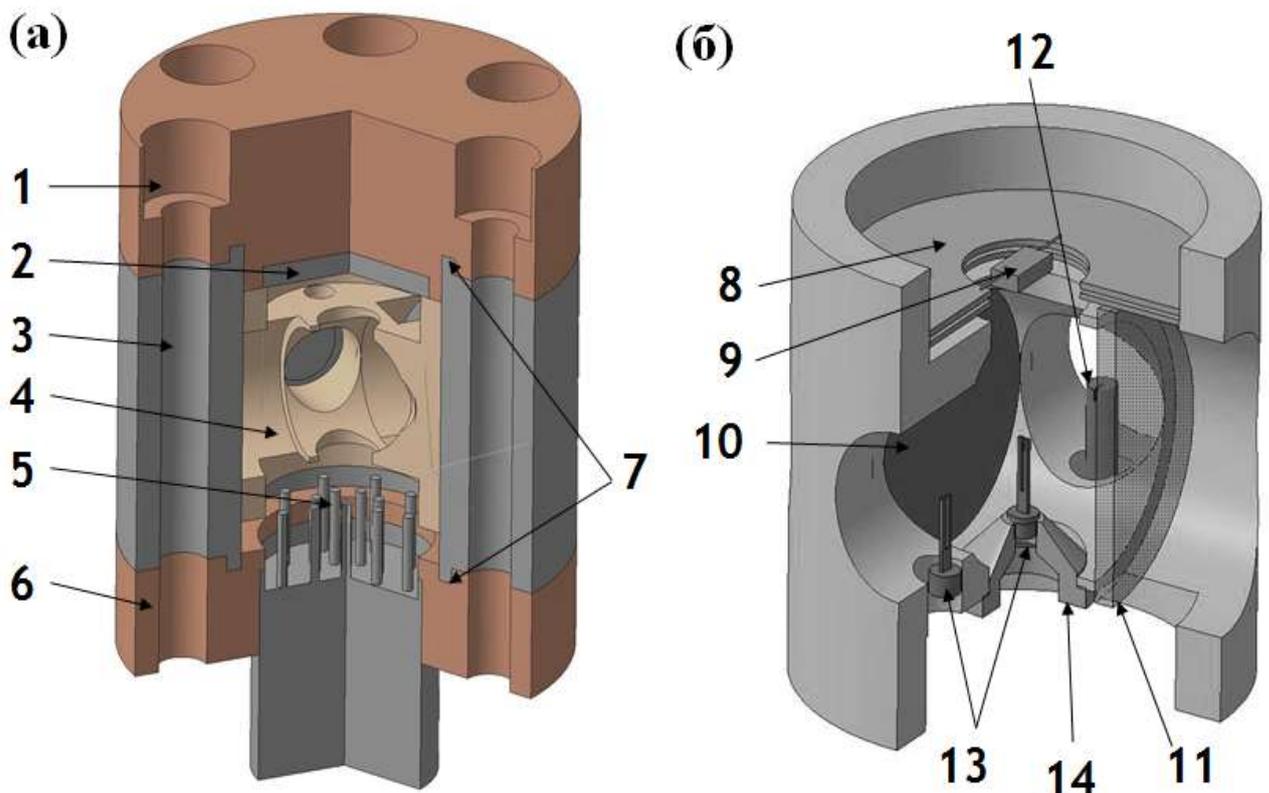


Рис. 2.5 Трехмерная модель экспериментальной ячейки с датчиками первого звука. а - общий вид, б - внутренняя вставка.

Детальный вид вставки с датчиками первого звука и камертонами представлен на рисунке 2.6б. Сверху на вставке расположен плоский электрический конденсатор (8) емкостью 28,7 пФ. В центре отверстия в емкости расположен толстопленочный термометр сопротивления RuO_2 (9) номиналом 1 кОм. С нижней стороны вставки (4) в высверленных отверстиях

вклеены кварцевый камертон в заводской колбе с пропилом (12) и два камертона с удаленными колбами. Камертоны без заводской колбы (13) и (14) отличаются между собой геометрическими размерами.

Симметрично с двух сторон от центрального камертона в отверстиях размещены пьезокерамические датчики (10) и (11). Датчики изготовлены из пьезокерамики PSI-5A-S4-ENH в виде диска диаметром 12 мм толщиной 0,5 мм. Резонансная частота датчиков составляет величину порядка 4,6 МГц. К каждому датчику с внешней и внутренней стороны припаян кабель, с помощью которого регистрировался сигнал с выбранного датчика. Пьезодатчики закреплены в оправку из диэлектрического материала (текстолит) для исключения возможного контакта с корпусом вставки (4).

В средней части ячейки закреплены два капилляра заполнения для возможности проведения исследований сразу с парой параллельно подключенных ячеек.

2.2 Получение и измерение низких температур

Для работы с конденсированным гелием и растворами его изотопов необходимо получение температуры ниже 4,2 К. Описанию решений технических вопросов связанных с получением, поддержанием и регистрации низкой температуры посвящен данный подраздел.

2.2.1 Рефрижератор растворения ^3He - ^4He

В литературных источниках описано большое разнообразие конструкций рефрижераторов растворения, что связано с созданием криогенных экспериментальных комплексов для решения конкретных физических задач [116-118].

Криостаты растворения ^3He - ^4He обладают важными преимуществами перед другими методами получения температур в области 0,3 К и ниже:

высокой холодопроизводительностью и способностью неограниченно долго поддерживать непрерывное охлаждение.

Для решения поставленных в диссертационной работе задач использовался разработанный и изготовленный в отделе квантовых жидкостей и кристаллов ФТИНТ им. Б.И. Веркина НАН Украины рефрижератор растворения с внешним циклом циркуляции ^3He [119], уровень экономичности и рабочие характеристики которого сопоставимы с мировыми аналогами [120].

Принципиальная схема рефрижератора растворения $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с внешней циркуляцией ^3He приведена на рисунке 2.6.

Рефрижератор растворения был смонтирован в металлическом криостате (1). Газообразный ^3He с выхода насоса (НВГ-2) проходит через систему азотных ловушек, предназначенных для очищения ^3He от примесей и паров масла, поступает в возвратную линию криостата. Охлаждение газа ^3He до температуры, близкой к 1,5 К, происходит в теплообменнике одноградусной камеры (2), которая выполнена из меди в виде плиты с цилиндрической полостью. Камера заполняется жидким ^4He из внешней ванны криостата (3), проходя вначале через заборный капилляр (4) с фильтром из спеченного мелкодисперсного порошка, задерживающий частички примесей, находящихся в жидком гелии, а потом через дроссель (5), попадает в одноградусную камеру. Откачка паров ^4He из одноградусной камеры осуществляется механическим насосом 2НВР-5ДМ. Минимальная получаемая температура в градусной камере зависит от величины сопротивления дросселя и тепловой нагрузки, то есть от количества ^3He поступающего в теплообменник одноградусной камеры и для данного рефрижератора составляет 1,4 К.

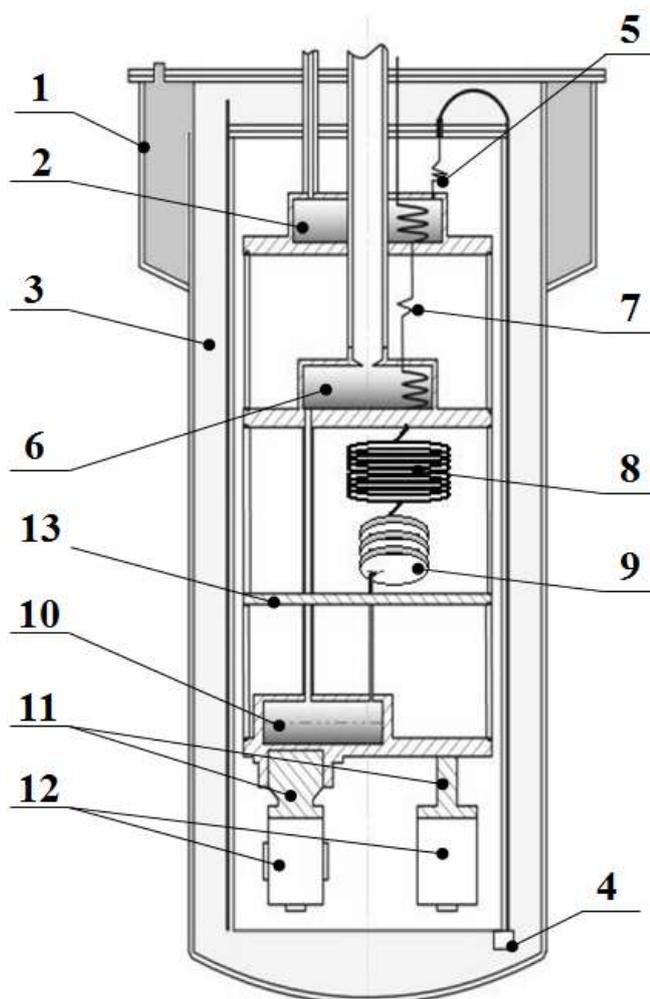


Рис.2.6 Принципиальная схема рефрижератора растворения $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Непрерывная циркуляция осуществляется с помощью откачки паров ^3He из камеры испарения (6) с помощью механического герметичного насоса ДРН-50 с водяным охлаждением, производительность которого составляет 1,5 л/с и ртутного диффузионного насоса НВГ-2 с производительностью 30 л/с. Работа этих насосов обеспечивает циркуляцию раствора до 10^{-4} моль/с.

Для циркуляции используется около 55 л газообразной смеси $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с концентрацией ^3He 30 %. Газовая смесь $^3\text{He} - ^4\text{He}$ хранится в герметичных баллонах емкостью 20 л при пониженном давлении ($P \sim 0,9$ атм), чтобы исключить потерю рабочей смеси в случае появления течи в системе хранения раствора.

Основной дроссель (7) предназначен для создания перепада давления между возвратной линией и рефрижератором растворения. Он выполнен из нержавеющей капилляра длиной 60 мм и внутренним диаметром 0,12 мм. Измеренное сопротивление потоку дросселя Z рассчитывалось по формуле [121]:

$$Z = \frac{\Delta P}{V\eta}, \quad (2.15)$$

где ΔP - разница давлений на входе и выходе из дросселя, V - объем жидкости, протекающий за единицу времени (поток жидкости), η - величина вязкости выбранного вещества. Для выбранного капилляра рассчитанное значение сопротивления потоку составило $8,5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-3}$.

Для дальнейшего охлаждения ^3He в используемом криостате растворения установлены непрерывный теплообменник (8) и блок дискретных теплообменников (9). Непрерывные теплообменники типа “спираль в трубке” выполнены аналогично теплообменникам, разработанным Дж. Фроссати [122]. Внутренний капилляр теплообменника (8) из нержавеющей стали диаметром 1,7 мм с толщиной стенки 0,15 мм и длиной 3,5 м был навит в виде спирали с конечной длиной 1,05 м для увеличения площади теплообмена. Полученная спираль вставлялась в трубку из нержавеющей стали, которую протягивали через фильтры для плотного прилегания спирали к внешней трубке. Поверхность теплообмена составляет $0,017 \text{ м}^2$. В таком теплообменнике температура изменяется непрерывно вдоль теплообменника. Использование только непрерывного теплообменника позволяет достичь минимальной температуры 0,025 – 0,04 К.

Для получения более низких температур, после непрерывного теплообменника последовательно установлены три дискретных теплообменника (9), изготовленных аналогично описанным в работе [123]. Корпус дискретного теплообменника изготовлен из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм методом холодной штамповки. Внутренняя полость корпуса разделена перегородкой, которая спечена с таблеткой из медного

порошка (средний размер частиц 2 мкм). Площадь теплообмена в дискретном теплообменнике по оценкам составляет 5 м².

Промежуточная тепловая плита (13), с получаемой на ней температурой около 0,1 К, выполнена из отожженной сверхчистой меди и предназначена для уменьшения теплопритока от кабелей и капилляров к камере растворения.

Размер соединительных коммуникаций основывался на определении оптимального диаметра и длины трубок, для минимизации теплопритока зависящего от теплопроводности жидкости в трубках и вязкого нагрева циркулирующего раствора находящегося при разных температурах. Трубки выбраны из нержавеющей стали диаметрами от 4 мм до 1,8 мм и толщиной стенки 0,1 мм.

Самой холодной частью рефрижератора, где происходит процесс растворения ³He в ⁴He, является камера растворения (10). В камере находится граница расслоения двух фаз: концентрированной фазы с ³He и раствора ³He - ⁴He. Камера расположена на медной плите и имеет форму цилиндра с внутренним диаметром 36 мм и объемом 27 см³. Для увеличения площади теплового контакта с плитой в камере растворения находится спеченный теплообменник из медного порошка ПСМ-1 с размером частиц 7 мкм. По оценкам, при этом площадь поверхности теплообмена составила около 1 м².

На плите камеры растворения закреплены холодопроводы (11), позволяющие производить быстрый монтаж экспериментальных ячеек (12).

Как видно из рисунка 2.7, применение нескольких дискретных теплообменников (●), по сравнению с использованием только непрерывного теплообменника (□) позволило понизить минимальную получаемую температуру с 0,04 К до 0,012 К без изменения величины циркуляции раствора в рефрижераторе. Это достигается за счет улучшения теплообмена между холодной разбавленной фазой раствора, уходящей из камеры растворения, и более теплой концентрированной фазой, попадающей в камеру растворения.

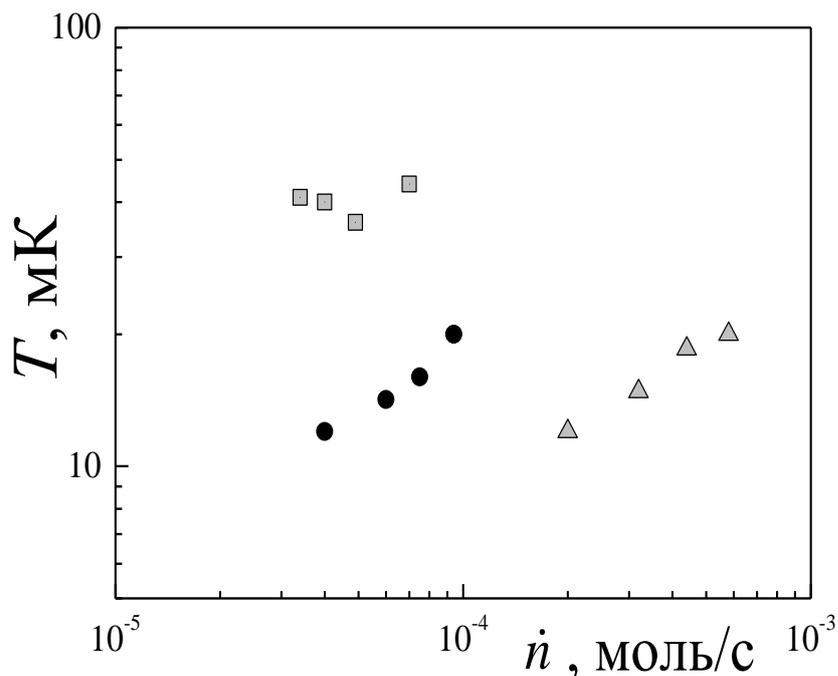


Рис.2.7 Зависимость получаемой рабочей температуры от величины циркуляции раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$. \square , \bullet - используемый рефрижератор растворения, \triangle - рефрижератор из работы [124].

При использовании данного рефрижератора растворения для снижения потребления жидкого гелия перед началом измерений проводилось предварительное охлаждение криогенной части рефрижератора с помощью жидкого азота.

Время охлаждения от комнатной температуры ($T = 273 \text{ K}$) до температуры жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$) составляло около 12 часов.

Время охлаждения используемого рефрижератора от момента заливки жидкого гелия ($T = 4,2 \text{ K}$) до достижения минимальной получаемой температуры ($T_{\text{MIN}} = 0,012 \text{ K}$) около 8 часов. Суммарное затрачиваемое время на охлаждение рефрижератора до рабочей температуры составляет 20 часов.

Временная зависимость температуры при охлаждении от 20 K до минимальной достижимой температуры, приведена на рисунке 2.8.

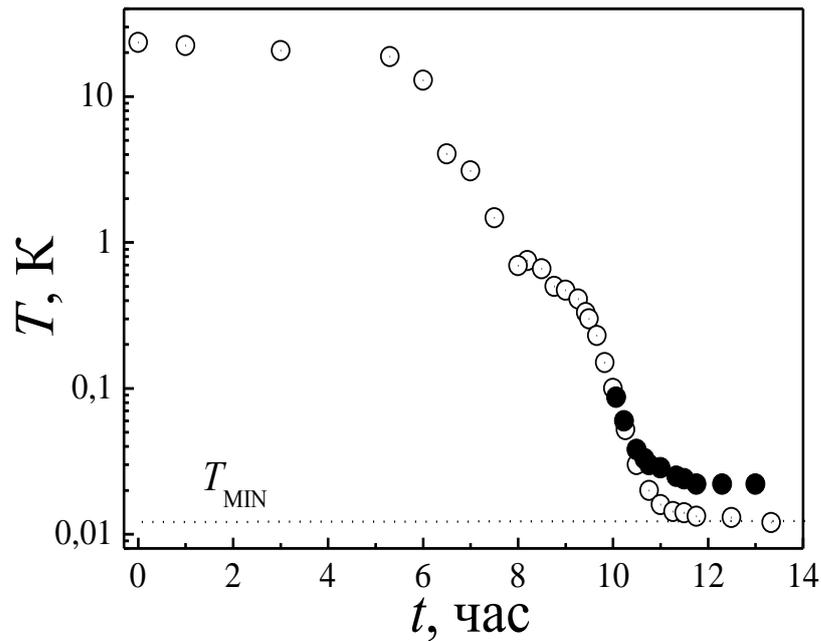


Рис.2.8 *Временная зависимость охлаждения рефрижератора растворения без тепловой нагрузки (○) и с ячейкой заполненной ${}^4\text{He}$ (●).*

2.2.2 Измерение и стабилизация температуры до 0,03 К

Наиболее простым методом измерения низких температур является использование вторичных термометров, в частности термометров сопротивления (рисунок 2.9). При комнатной температуре термометры имеют сопротивления 1 кОм и 5 кОм.

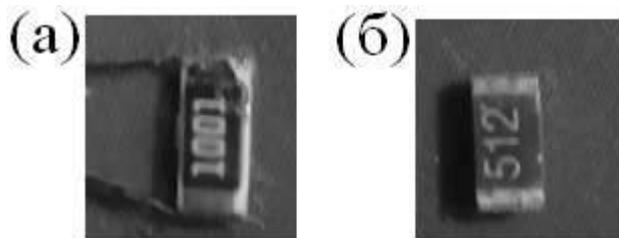


Рис 2.9 *Общий вид толстопленочных термометров сопротивления на основе RuO_2 номиналом 1 кОм (а) и 5 кОм (б).*

Преимуществами подобных термометров являются небольшие габариты, малая инерционность, высокая чувствительность в области

температур ниже 1 К, возможность создания надежного теплового контакта с объектом изучения.

Температурная зависимость толсто пленочных термометров приведена на рисунке 2.10 и описывается зависимостью [125]:

$$r(T) = r_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{0,345}, \quad (2.16)$$

где r_0 – величина сопротивления термометра при комнатной температуре T_0 , равной 290 К.

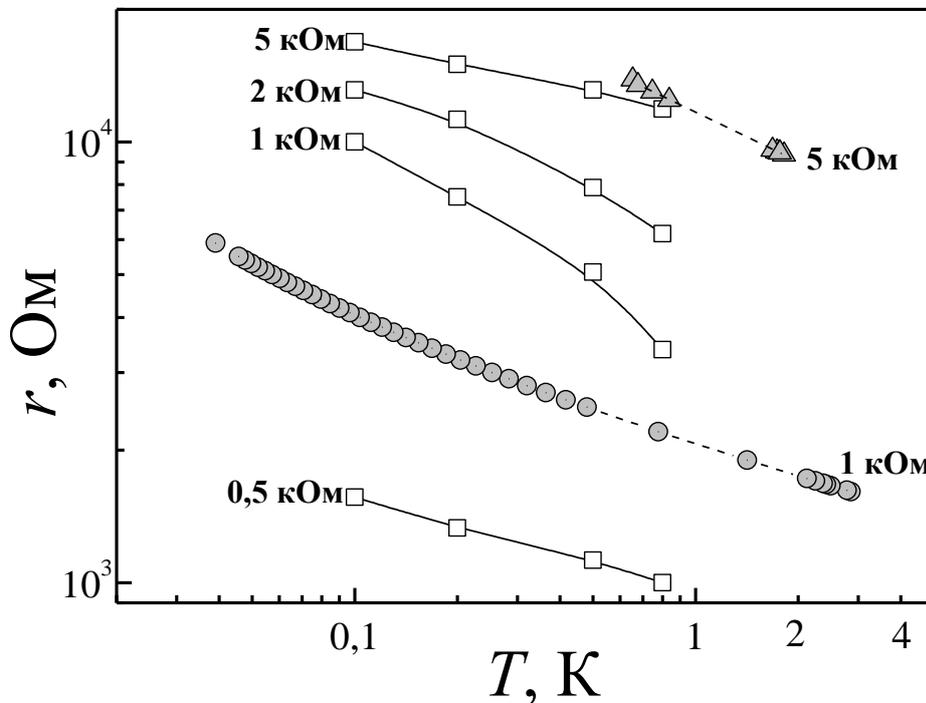


Рис 2.10 Зависимости сопротивления термометров RuO_2 от температуры: \circ , \triangle - наши измерения, \square - по данным работы [121].

Измерения сопротивлений проводились по четырехпроводной схеме с помощью моста сопротивления постоянного тока фирмы PICOWATT модели AVS-47B и по трехпроводной схеме с помощью моста CRYOBRIDGE модели R3310. Погрешность измерения сопротивления с помощью моста сопротивления R3310 при использовании сопротивления 1 кОм и

напряжении 1 мВ составляет 1 Ом, для AVS-47В при сопротивлении 1 кОм и напряжении 1 мВ погрешность измерения составляет 0,1 Ом. Мощность, выделяемая термометром номиналом 1 кОм при напряжении 1 мВ, составляет менее 10^{-9} Вт и не влияет на работу рефрижератора растворения и исследуемое вещество, но при использовании термометров с сопротивлением 5 кОм следует учитывать величину тепловыделения, так как при температуре жидкого гелия величина их сопротивления может быть 10 кОм и выше.

Недостатком вторичных термометров описанного типа является возможное изменение характеристик в результате частых циклов охлаждения-отепления и необходимость проведения предварительных калибровок с помощью первичного термометра. В нашем случае, калибровки проводились с использованием первичного термометра, основанного на измерении температурной зависимости давления на кривой плавления ^3He с помощью датчика давления типа Страти-Адамса [126].

Поддержание постоянной температуры экспериментальной ячейки во время измерений осуществляется с помощью термометров сопротивления и нагревателя, находящихся на камере растворения рефрижератора растворения. Кроме того, в систему стабилизации температуры входят усилитель и мост сопротивления с ноль-индикатором (рисунок 2.11).

Показания опорного термометра (T_{on}) измерялись с помощью моста сопротивления (1). Выходной сигнал с нуля индикатора моста U_0 служит входным сигналом в схеме усилителя обратной связи (2), который состоит из первичного дифференциального, интегрирующего каскадов усиления и усилителя мощности. Сигнал с выхода усилителя $U_{ВЫХ}$ подается на нагреватель ($R_{НКР}$), расположенный на плите камеры растворения.

В схеме стабилизации температуры используется опорный термометр RuO_2 номиналом 1 кОм. Для уменьшения времени релаксации стабилизатора, связанного с наличием градиента температуры по металлу, опорный термометр и нагреватель были расположены как можно ближе друг к другу на плите растворения.

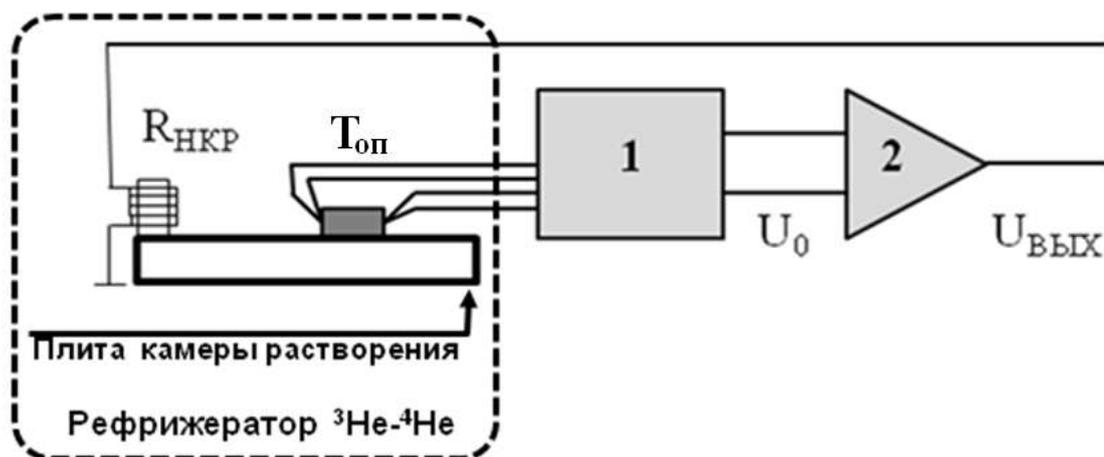


Рис. 2.11 *Принципиальная схема автоматической стабилизации температуры.*

Величина тока на нагревателе пропорциональна величине напряжения на выходе измерительного моста, которая пропорциональна величине отклонения сопротивления от выбранного «нулевого» значения. Напряжение на выходе измерительного моста сопротивления пропорционально току на нагревателе обратной связи и, соответственно, величине отклонения сопротивления от выставленного значения на мосту сопротивления. Возрастание сопротивления измеряемого термометра (соответствует охлаждению плиты рефрижератора растворения) приводит к разбалансу и росту напряжения на выходе моста сопротивления. Впоследствии происходит усиление напряжения и тока в цепи нагревателя $R_{НКР}$, расположенного на камере растворения. Выделяемое тепло повышает температуру, при этом уменьшается сопротивление термометра $T_{оп}$, что приводит к восстановлению баланса моста и уменьшению выходного сигнала и тока на нагревателе. Реализованной способ стабилизации температуры позволяет поддерживать температуру камеры растворения неограниченно долго с точностью до 0,001 К.

2.3 Методика проведения экспериментов. Регистрация и запись результатов измерения измерений

Схема подключения используемых датчиков при проведении измерений представлена на рисунке 2.12.

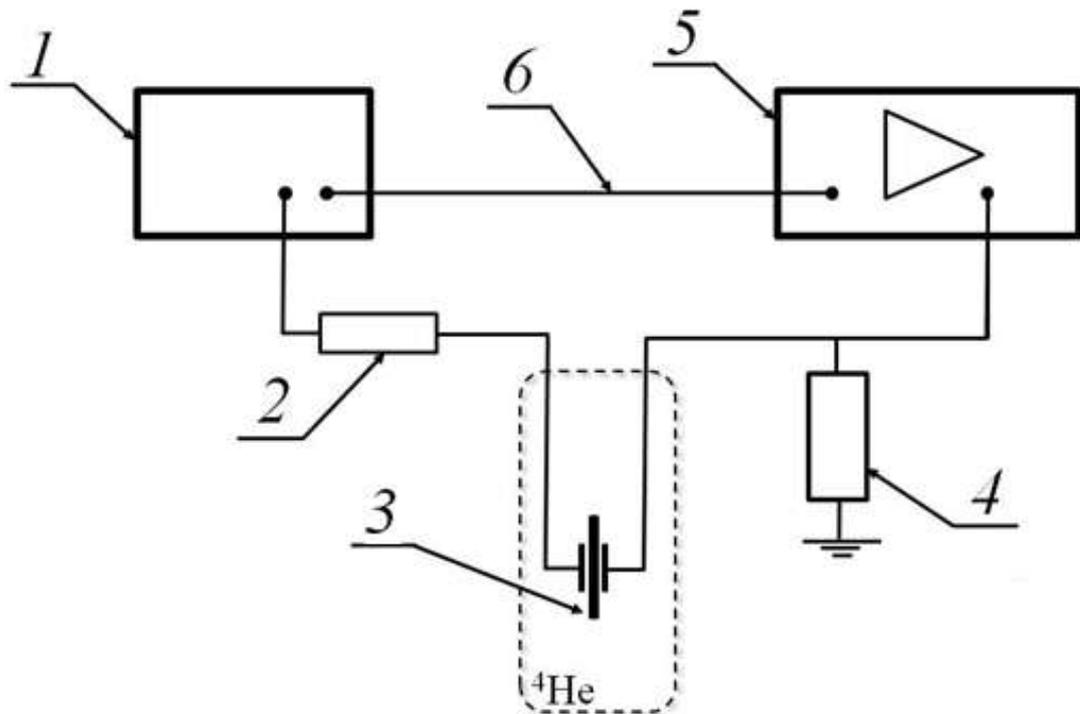


Рис. 2.12 Принципиальная схема подключения кварцевых резонаторов при проведении измерений: 1 – генератор сигналов, 2 – аттенюатор, 3 – камертон, 4 – эталонное сопротивление, 5 – фазочувствительный усилитель, 6 – опорный сигнал.

В экспериментах измерялись: значение амплитуды выходного сигнала I_{0max} (А) в максимуме резонансной кривой, максимальное значение амплитуды подаваемого возбуждающего напряжения U (В), частота резонанса f_0 (Гц) и полуширина Δf (Гц) резонансной кривой (рисунок 2.13).

Как описано выше, связь между механическими и электрическими колебаниями позволила определить значение пьезоэлектрической постоянной a для всех используемых камертонов, в дальнейшем использовали не амплитуду силу тока и напряжение, а амплитуду силы, вынуждающую колебаться ножки камертона F и амплитуду скорости колебания ножек камертона v .

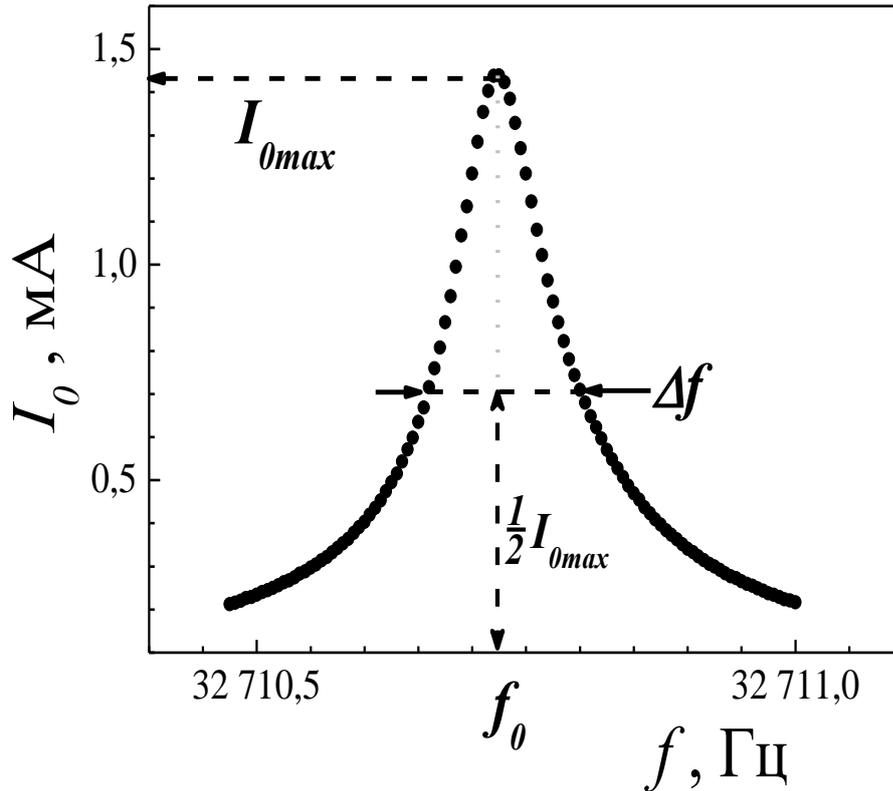


Рис. 2.13 Типичная амплитудно-частотная характеристика кварцевого камертона в вакууме при $T = 1,6$ К и возбуждающем напряжении 10 мВ.

Экспериментальные исследования проводились в интервале температур от 40 мК до 1,5 К при работающем рефрижераторе растворения и в области температур от 1,5 К до 2,5 К, когда рефрижератор растворения работал в режиме криостата испарения ^4He .

В ходе проведения экспериментов использовалась система автоматического сбора измеряемых величин на основе персональных компьютеров и дополнительных плат расширения (рисунок 2.15).

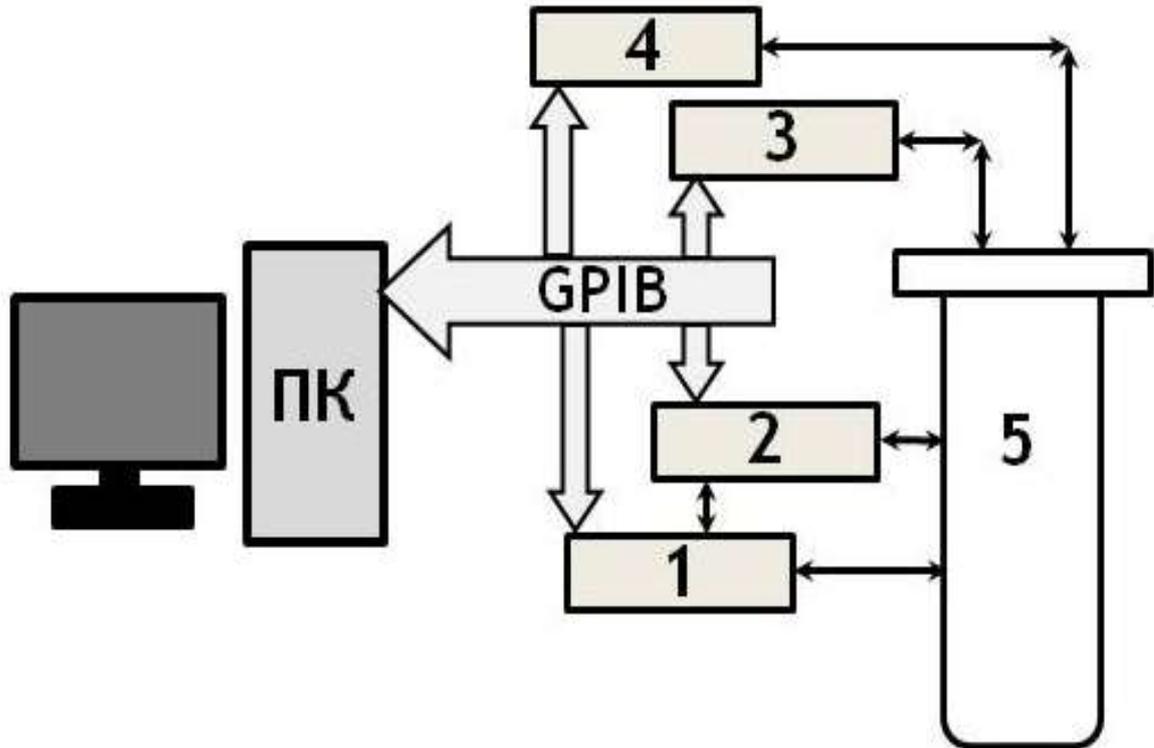


Рис. 2.15 Блок схема автоматического сбора данных во время измерений. ПК – персональный компьютер, GPIB – плата стандарта IEEE-488, 1 – генератор сигнала, 2 – фазочувствительный усилитель, 3 – мост сопротивления, 4 – мультиметр KEITHLEY, 5 – рефрижератор раствора.

Основными элементами системы автоматизации являются:

- Персональный компьютер.
- Карта расширения CIO-DAS 08JB/16.
- Карта расширения производства фирмы National Instruments, с интерфейсом PCI и разъемом стандарта IEEE-488 (GPIB).
- Карта расширения фирмы Gembird, с интерфейсом PCI.
- Кабели передачи информации стандартов IEEE-488 и RS-232
- Измерительные приборы.

Плата CIO-DAS 08JB/16 с диапазоном измерений от ± 5 В имеет 8 аналоговых входов с 16-битным разрешением. Плата является аналого-

цифровым преобразователем производства фирмы Measurement Computing Corp.

Использовалась плата стандарта IEEE-488 (GPIB) производства фирмы National Instruments. Скорость передачи данных между прибором и компьютером составляет до 8 МБ/с и позволяет соединять до 15 приборов на одну физическую шину при использовании соединения по типу цепь.

Плата с интерфейсом RS-232 позволяет передавать данные со скоростью не более чем 115 КБ/с. Плата позволяла подключить до 6 приборов к персональному компьютеру. Ограничением является только расстояние передачи данных без потери качества сигнала – до 15 метров.

Кабели для передачи данных были изготовлены как в лаборатории (стандарт RS-232) так и заводского изготовления (стандарт IEEE-488).

Описанные выше элементы использовались для мониторинга состояния различных систем рефрижератора растворения, и автоматической записи показаний приборов:

- Регистрация значения датчика концентрации в экспериментальной ячейке усилителем Princenton Research 128A и мультиметром KEITHLEY;
- Регистрация показаний термометров сопротивления с помощью мостов сопротивления AVS 47-B и термометров камеры испарения и одноградусной камеры с помощью мультиметра KEITHLEY 2700;
- Запись амплитудо-частотных характеристик кварцевых камертонов с использованием генераторов WAVETEK Datron (модель 29A), MCP (модель SPF-80) и усилителей EG&G (модель 5208), Stanford Research System (модель SR-844) и Princenton Research (модель 128A).

Программное обеспечение по сбору и записи поступающих на компьютер данных было реализовано с помощью языка Си.

Выводы

В ходе выполнения диссертационной работы были разработаны новые измерительные ячейки и изменена существующая материально-техническая база:

1. Увеличена длина капилляров заполнения, что позволило снизить тепловую нагрузку на рефрижератор растворения. Уменьшена вибрация рефрижератора за счет установки новых стоек между различными тепловыми уровнями.
2. Улучшена система регистрации температур на различных температурных уровнях рефрижератора растворения с использованием термометров сопротивления, позволяющая отслеживать изменение температуры от 0,03 К до 4,2 К с точностью до 1 мК.
3. Разработаны и изготовлены экспериментальные ячейки для исследования турбулентности в сверхтекучих жидкостях в широком диапазоне температур и давлений (от давления насыщенного пара до 24,8 атм).
4. Модернизирована автоматическая система регистрации, сбора и записи экспериментальных данных, способная непрерывно работать на протяжении всего времени проведения измерений.

РАЗДЕЛ 3

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ КОЛЕБЛЮЩИМСЯ КАМЕРТОНОМ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ

Данный раздел содержит оригинальные экспериментальные результаты. Подраздел 3.1 посвящен экспериментальному изучению рассеяния энергии колеблющимся камертоном. Описано получение универсальной температурной зависимости коэффициента сопротивления для различных колеблющихся тел в He II в области температур от 0,1 К до 2,4 К в гидродинамическом и баллистическом режимах течения. В подразделе 3.2 описаны результаты впервые проведенных измерений акустического излучения кварцевого камертона с помощью датчиков первого звука при низких температурах. Раздел содержит результаты по определению возможных механизмов рассеяния энергии колеблющимся кварцевым камертоном. В подразделе 3.3 обобщены результаты о влиянии температуры, давления и резонансной частоты колебания кварцевого камертона на диссипацию энергии.

3.1 Исследование коэффициента сопротивления для описания ламинарного течения He II

Для проведения рассматриваемых исследований применялись ячейки, подробно описанные во второй главе диссертационной работы. Регистрация резонансных кривых камертонов проводилась сначала в вакууме для определения пьезоэлектрической постоянной a для всех камертонов, потом в исследуемом сверхтекучем ^4He при различных температурах.

Отметим, что проблемой, возникающей при измерении постоянной камертона, явилась его высокая добротность Q в вакууме при низких температурах, результатом этого являются большие времена релаксации установления сигнала. Поэтому вначале была определена постоянная

времени затухания сигнала, которая определялась при температуре 0,3 К и для всех используемых камертонов составила 20 – 40 секунд. Измерение амплитудно-частотных характеристик в экспериментах сопровождалось выжиданием выхода сигнала на насыщение. Время ожидания составляло 60 секунд и более при сканировании по частоте с шагом 0,01 Гц. Получаемый разброс в определении пьезоэлектрической постоянной от эксперимента к эксперименту составил около 30 %.

После определения постоянной a используемых камертонов при температуре 1,5 К через линию заполнения в ячейку конденсировался ^4He , при этом резонансные частоты камертонов смещались в сторону меньших частот, а ширина резонансной кривой увеличивалась. Когда ячейка была полностью заполнена жидким гелием, с помощью рефрижератора растворения температура понижалась до 0,35 К и проводились измерения амплитудно-частотных характеристик при давлении в ячейке, близком к давлению насыщенного пара. Для данных исследований использовались камертоны с двумя типами размеров: К4, К5, К8 и К9. Характеристики используемых камертонов представлены в таблице 2.1. Для камертона К4 измерения в вакууме при низких температурах не проводились.

Эффективный коэффициент сопротивления колеблющегося тела A аддитивно состоит из рассеяния энергии колебаний в самом теле A_q и окружающей среды A_{env} :

$$A = A_q + A_{env}. \quad (3.1)$$

Величина A_q для камертона определяется количеством дефектов и качеством обработки кристалла кварца и является собственным коэффициентом сопротивления камертона.

Коэффициент сопротивления A определяется из первичных экспериментальных данных при линейном режиме работы камертона. Возбуждающее напряжение U_0 и амплитуда колебаний тока I_0 камертона на резонансной частоте находятся из вольтамперных характеристик:

$$A = \frac{F}{\nu} = \frac{a^2 U_0}{2I_{0\max}}. \quad (3.2)$$

Величина A_q получена при калибровочных измерениях в вакууме для каждого камертона и существенна в (3.1) 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 A_q можно пренебречь в силу малости в сравнении с затуханием жидкости, ее нужно учитывать при температурах ниже 0,5 К.

Коэффициент сопротивления в линейном режиме можно найти из резонансных кривых по данным о добротности камертона [127]

$$A = 2\pi \frac{f_0 m}{Q}. \quad (3.3)$$

Или по измерению времени затухания τ колебаний камертона, считая, что $\tau = 1/\Delta f$. Такой способ определения коэффициента сопротивления удобен при малой ширине резонанса.

Сравнение значений коэффициента сопротивления в сверхтекучем гелии, полученных разными методами при колебании тел разных размеров и форм приведено на рисунке 3.1.

Для камертонов одинакового размера данные, полученные разными методами, согласуются. Данные для камертона К4 были получены по измерению полуширины, а для камертонов К8 и К9 – из вольт-амперных характеристик. Представлены также результаты измерений A с помощью колеблющейся микросферы с радиусом 124 мкм [85] и данные для колеблющейся проволоки [44]. В последнем случае для определения коэффициента сопротивления проволоки было использовано выражение 3.3, так как для проволоки из литературы было известно только значение полуширины резонансной кривой, как и для К4. Пунктирная линия на рисунке 3.1 разделяет области гидродинамического (1) и баллистического (2) режима рассеяния тепловых возбуждений.

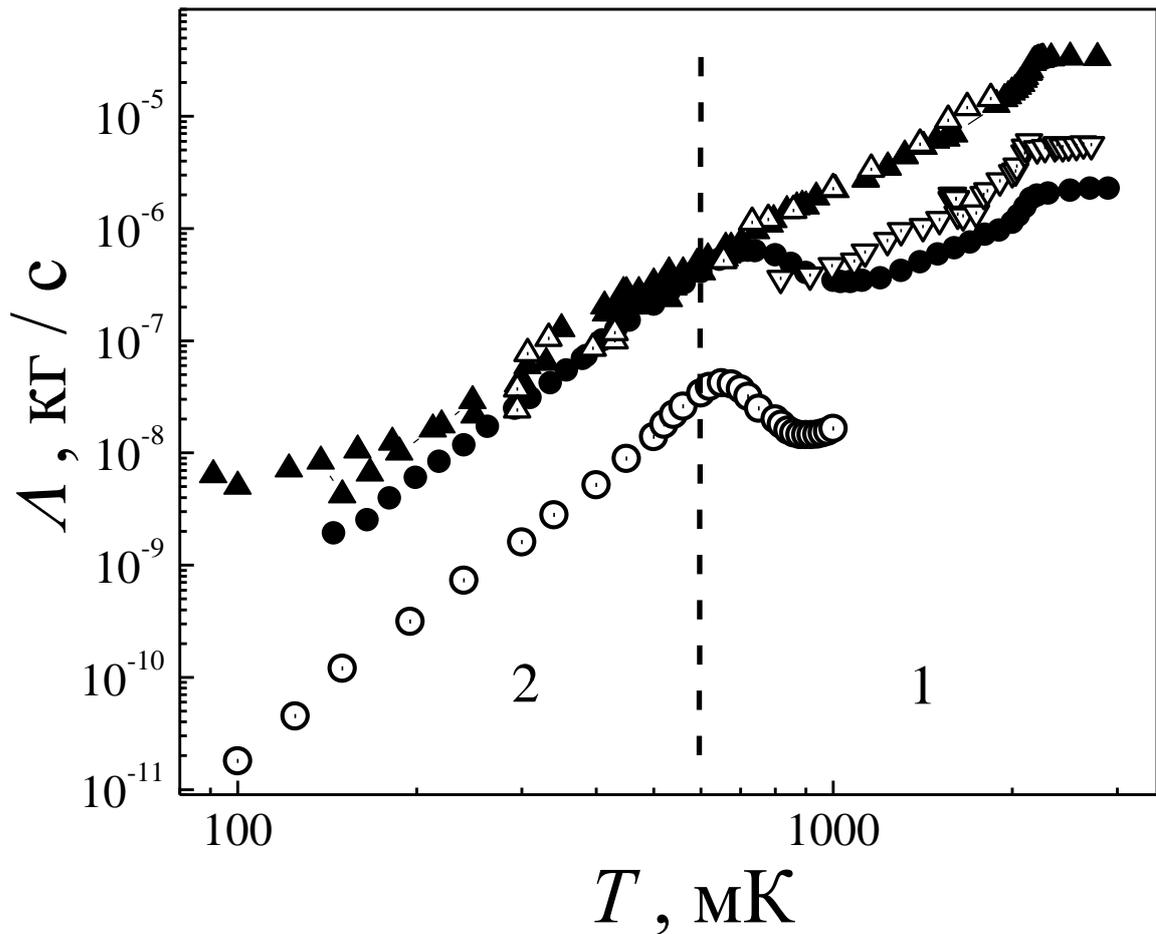


Рис. 3.1 Температурная зависимость коэффициента сопротивления в He II. Камертоны большого размера: K4 (\blacktriangle) и K8 (\triangle). Камертон малого размера K9 (∇). Колеблющаяся микросфера (\circ) и проволока (\bullet).

Как видно из рисунка, температурные зависимости коэффициента сопротивления, полученные в различных экспериментах, не только отличаются по величине, но и имеют различный характер. Так в температурной области от 0,6 K до 1 K коэффициент сопротивления, измеренный с помощью сферы и проволочки уменьшается с ростом температуры. Данный максимум указывает на переход между гидродинамическим и баллистическим режимом.

Для анализа имеющихся экспериментальных данных удобно провести сравнение поведения колеблющихся камертонов разных размеров с

поведением колеблющихся перпендикулярно своей оси бесконечного цилиндра и колеблющейся сферы, так как для цилиндра и сферы в литературе имеются решения соответствующих задач [128]. При этом ситуация существенно зависит от температуры.

Как было показано экспериментально, температурная область от 0,1 К до 2 К захватывает как гидродинамический режим, так и баллистический режим рассеяния тепловых возбуждений [44]. Переход (пунктирная линия) между гидродинамическим и баллистическим режимами определен по максимуму на температурной зависимости вязкости [129].

Величина силы, действующей на тело со стороны движущейся вблизи его поверхности несжимаемой вязкой жидкости, для гидродинамического предела, находится из решения уравнения Навье – Стокса [128]. Характерным размером в задаче служит амплитуда колебаний тела, которая всегда меньше его размера, и толщины слоя жидкости, который увлекается движением тела. Движение жидкости вблизи поверхности колеблющегося тела происходит на глубине проникновения вязкой волны δ_n , которая в Не II связана с наличием нормальной компоненты жидкости с плотностью ρ_n и определяется как

$$\delta_n = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (3.4)$$

где ν – кинематическая вязкость, равная отношению динамической η вязкости к плотности нормальной компоненты ρ_n .

Имеются решения задачи для колеблющегося тела для двух предельных случаев, когда $\delta_n \ll R$ и $\delta_n \geq R$ [128]: В первом случае коэффициент сопротивления (A_i), для цилиндра, колеблющегося с частотой ω и имеющего длину L и радиус R_{cyl} имеет вид:

$$A_i = 2\pi R_{cyl} L \sqrt{2\rho_n \eta \omega}, \quad (3.5)$$

а для сферы радиуса R_{shr} :

$$A_i = 3\pi R_{shr}^2 \sqrt{2\rho_n \eta \omega}. \quad (3.6)$$

Предел, когда $R \gg \delta_n \rightarrow 0$, эквивалентен случаю больших частот, учитывающему влияние нелинейного слагаемого уравнения Навье – Стокса, так называемого инерционного слагаемого уравнения.

$$(\nabla v)v = -\nabla \frac{p}{\rho} + \nu \Delta v, \quad (3.7)$$

где v – скорость жидкости, p – давление. Второй член в правой части уравнения и есть инерционный член, а его отношение к члену левой части уравнения и есть число Рейнольдса (Re).

В противоположном случае, когда $\delta_n \geq R$, имеем низкочастотный предел или случай квазистационарного течения жидкости. Для коэффициента сопротивления A_s в случае цилиндра, можно использовать аппроксимационное выражение Оссена [128]

$$A_s = \frac{4\pi\eta L}{\frac{1}{2} - C - \ln\left(\frac{\text{Re}}{4}\right)}, \quad (3.8)$$

где $C = 0,577$ – число Эйлера, а $\text{Re} = 2Rv/\nu$ – число Рейнольдса, L – длина цилиндра. Для случая сферы коэффициент сопротивления примет вид:

$$A_s = 6\pi\eta R_{shr}. \quad (3.9)$$

В баллистическом режиме течения диссипация обусловлена процессами, связанными с рассеянием тепловых возбуждений на стенках, поэтому выражения (3.5) – (3.9) не применимы и необходимо использовать уравнения кинетической теории. В этой области величина A_b не должна зависеть от формы колеблющегося тела, так как длина пробега тепловых возбуждений становится больше характерного размера колеблющегося тела и зависит от его поперечного сечения S . Коэффициент сопротивления для баллистического режима A_b имеет вид

$$A_b = \rho_n cS, \quad (3.10)$$

где c – скорость первого звука.

Из сказанного следует, что, во-первых, для проведения сравнения поведения колеблющихся тел различного размера и различной формы

естественно было бы проводить нормировку на соответствующую площадь. Во-вторых, величина коэффициента сопротивления зависит либо от площади поверхности тела в гидродинамическом пределе рассеяния, либо от площади поперечного сечения при баллистическом режиме рассеяния. Рассмотрим оба эти предела.

3.1.1 Гидродинамический режим диссипации

Общий коэффициент сопротивления A_h , в гидродинамической области равен сумме коэффициентов сопротивления в разных пределах $A_h = A_i + A_s$, как показано в [128].

Результат расчета коэффициентов сопротивления в гидродинамической области для цилиндра с радиусом R_{cyl} и длиной L , соответствующего длине проволоочки, используемой в эксперименте [44], и сферы радиуса R_{shr} [85] приведен на рисунке 3.2 штрих-пунктирной и пунктирной линиями. При расчете использовались выражения (3.5) – (3.6) для A_i и (3.8) – (3.9) для A_s . Нормирование значения коэффициента сопротивления осуществлялось на площадь поверхности колеблющегося тела. Отсутствие данных о значении скорости колебаний проволоочки, в работе [44] побудило при расчете по формуле (3.7) использовать значение $Re = 0,03$, которое приводит к наилучшему согласию результатов [65] с расчетными значениями. Для сферы расчет по формуле (3.9) сделан без подгоночных параметров.

На рисунке 3.2 приведены все экспериментальные данные отличные от рисунка 3.1 тем, что все данные нормировались на соответствующую площадь поверхности колеблющихся тел S .

Пунктирной линией на рисунке 3.2 разделены области гидродинамического (1) и баллистического (2) режима рассеяния тепловых возбуждений. На рисунке 3.2а представлены результаты для камертонов большого размера (\blacktriangle) и (\triangle) (K4 и K8 соответственно), а также для камертона малого размера ∇ (K9). Сплошная линия на рисунках 3.2а и 3.2б – расчет коэффициента диссипации для камертона с учетом поправки.

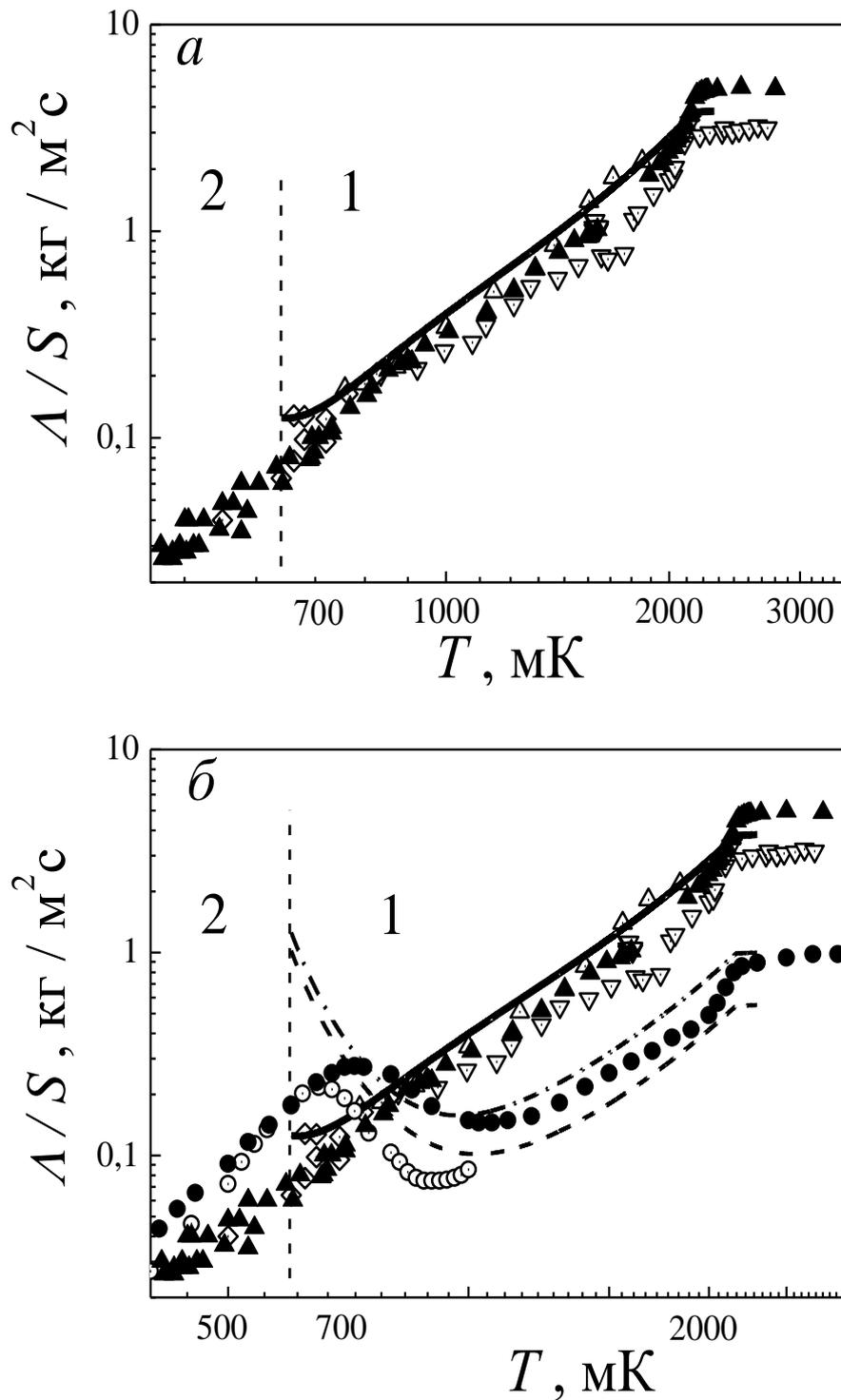


Рис. 3.2 Температурная зависимость удельного коэффициента сопротивления.

Как видно, после нормировки данные для камертонов различных размеров совпали. Результаты для проволочки (●) и сферы (○) и качественно

согласуются, но количественно отличаются от данных для камертона приблизительно в 5 раз.

В области относительно высоких температур, в пределе $\delta_n \ll R$, коэффициент диссипации уменьшается с понижением температуры.

Дальнейшее понижение температуры приводит к переходу в режим, когда $\delta_n \geq R$ и течение становится близким к квазистационарному. В этом случае коэффициент диссипации возрастает с понижением температуры. Это объясняет наличие характерного минимума вблизи 1 К в промежуточной области, при переходе от гидродинамического режима к баллистическому.

Проведенный расчет по формуле (3.5) для камертона показал, что коэффициент сопротивления примерно в три раза выше, по сравнению с результатами расчета для цилиндра. При таких расчетах площадь поперечного сечения тел выбиралась близкими, а резонансная частота колебания цилиндра и камертона были одинаковыми.

В связи с отличием геометрии камертона от цилиндра, в расчетах был введен подгоночный коэффициент, равный 1/3. Это привело к согласию между экспериментальными данными и рассчитанной температурной зависимостью коэффициента сопротивления (сплошная линия на рисунке 3.2). Оказалось, что для анализа температурной зависимости диссипативных потерь, которые вызваны колебаниями ножек камертона, можно использовать выражение (3.5), которое справедливо и для цилиндра.

На температурной зависимости коэффициента сопротивления для камертонов минимумы отсутствуют. Это связано с тем, что измерения с помощью кварцевых камертонов проводились на более высоких частотах (~ 32 кГц), чем в экспериментах с проволочками и сферами ($f_0 \leq 1$ кГц). При высоких частотах переход к режиму $\delta_n \geq R$ происходит при более низких температурах. Таким образом, минимум на температурной зависимости коэффициента сопротивления, должен наблюдаться при более низких температурах.

3.1.2 Баллистический режим диссипации

Такой режим наступает при температуре ниже 0,6 К, при этом форма колеблющегося тела не имеет значения. В данном режиме измеренные данные необходимо нормировать на площадь сечения, перпендикулярную направлению движения колеблющегося тела. На рисунке 3.3 представлена температурная зависимость коэффициента удельного сопротивления.

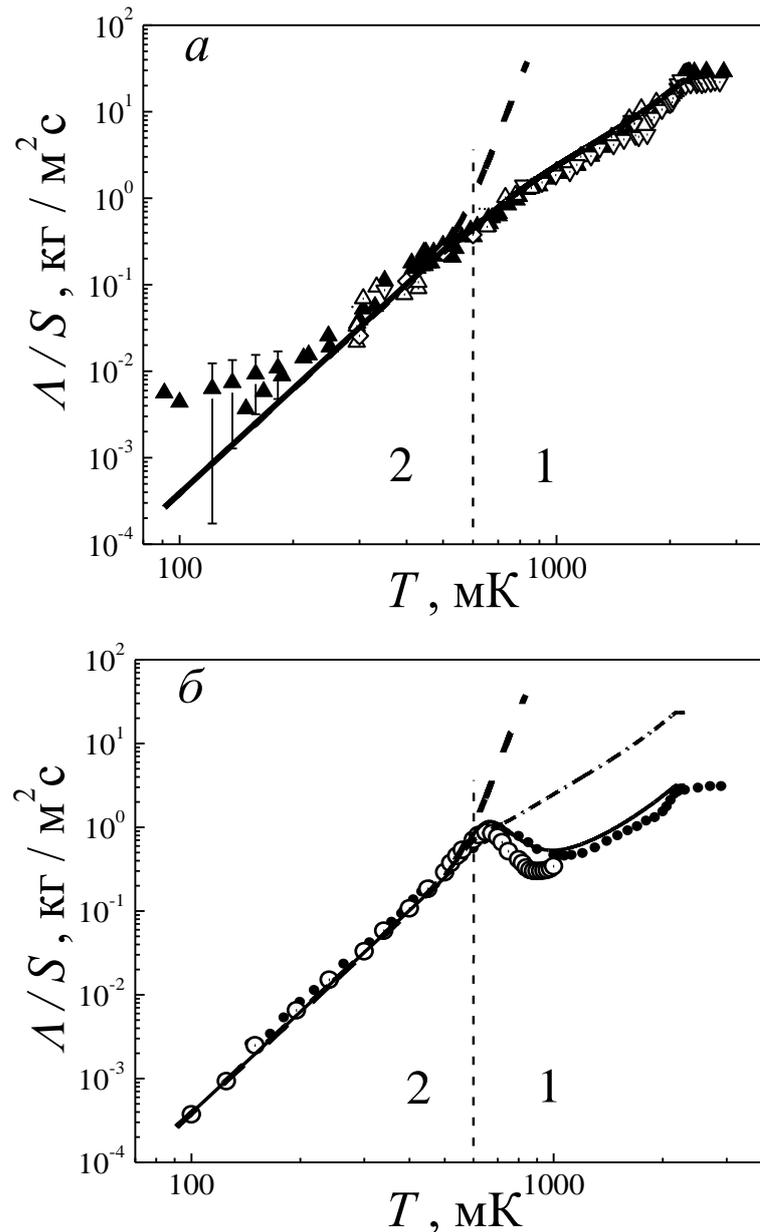


Рис. 3.3 Температурная зависимость коэффициента сопротивления, нормированного на площадь поперечного сечения для камертонов K4 (\blacktriangle), K8 (\triangle), K9 (∇) (а) и микросферы (\circ) с проволочкой (\bullet) (б).

Нанесено теоретическое значение коэффициента сопротивления, нормированного на площадь сечения тела – пунктирная линия. Видно согласие между приведенными экспериментальными данными и расчетными значениями. Коэффициент сопротивления в этой области температур определяется температурной зависимостью плотности нормальной компоненты которая пропорциональна T^4 . На рисунке 3.3а сплошной линией показан расчет коэффициента сопротивления для камертона и сферы. Штрихпунктирной линией на рисунке 3.3б показана зависимость для сферы при частоте колебаний 32 кГц и диаметре, равным поперечному сечению камертона.

Для описания экспериментальных данных единой кривой была применена интерполяционная формула, справедливая в предельных случаях при $T \rightarrow 0$ для баллистического режима и при $T \rightarrow T_\lambda$ для гидродинамического.

$$A/S = \left[\frac{1}{(A_i + A_s)/S} + \frac{1}{A_b/S} \right]^{-1}. \quad (3.11)$$

Нормировка проводилась на площадь поперечного сечения S для всей области температур, как в гидродинамической, так и в баллистической области. Результат такого расчета приведен на рисунках 3.3а и 3.3б сплошными линиями.

Для сферы и цилиндра расчет дает очень близкие значения (рисунок 3.3б). Как видно, экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными значениями, а использование формулы 3.11 позволяет описать коэффициент сопротивления на единицу площади сечения во всей области исследуемых температур. При этом описание поведения коэффициента сопротивления при температурах выше 1,9 К с помощью кинетической теории не представляется возможным.

Положение минимума на рисунке 3.3б при переходе от низкочастотного к высокочастотному режиму течения для случая сферы и цилиндра зависит от частоты колебания тела и его геометрического размера.

Возрастание одного из этих параметров приводит к смещению минимума в область низких температур. О переходе из гидродинамической области температур к баллистической можно судить по наличию максимума.

С увеличением частоты колебания тела оба экстремума уменьшаются. На рисунке 3.3б сплошной линией показана расчетная зависимость коэффициента удельного сопротивления для сферы, колеблющейся на частоте 32 кГц с диаметром, равным толщине ножки камертона К8. Видно, что в этом случае зависимости коэффициента удельного сопротивления качественно и количественно совпадают, как для сферы, так и для камертона, в рассматриваемой области температур.

Отсутствие каких-либо экстремумов на температурной зависимости коэффициента сопротивления для кварцевого камертона связано с высокой частотой колебания и отсутствием влияния квазистационарного течения.

3.2 Обнаружение акустического излучения колеблющегося камертона

Для регистрации волны первого звука в сверхтекучем гелии от источника монохроматического излучения (кварцевого камертона) были проведены измерения при температуре 0,36 К. Ячейка с датчиками первого звука подробно описана во втором разделе. Схематическое расположение датчиков звука и камертонов в ячейке показано на рисунке 3.4.

Использовались кварцевые камертоны с резонансными частотами близкими к 32 кГц (LH, K20, K21, K22). Широкополосные пьезоэлектрические датчики (S_1, S_2) использовались для измерения интенсивности звуковых волн в гелии [130, 131]. Описанные датчики позволяют проводить измерения при частотах до 10 МГц.

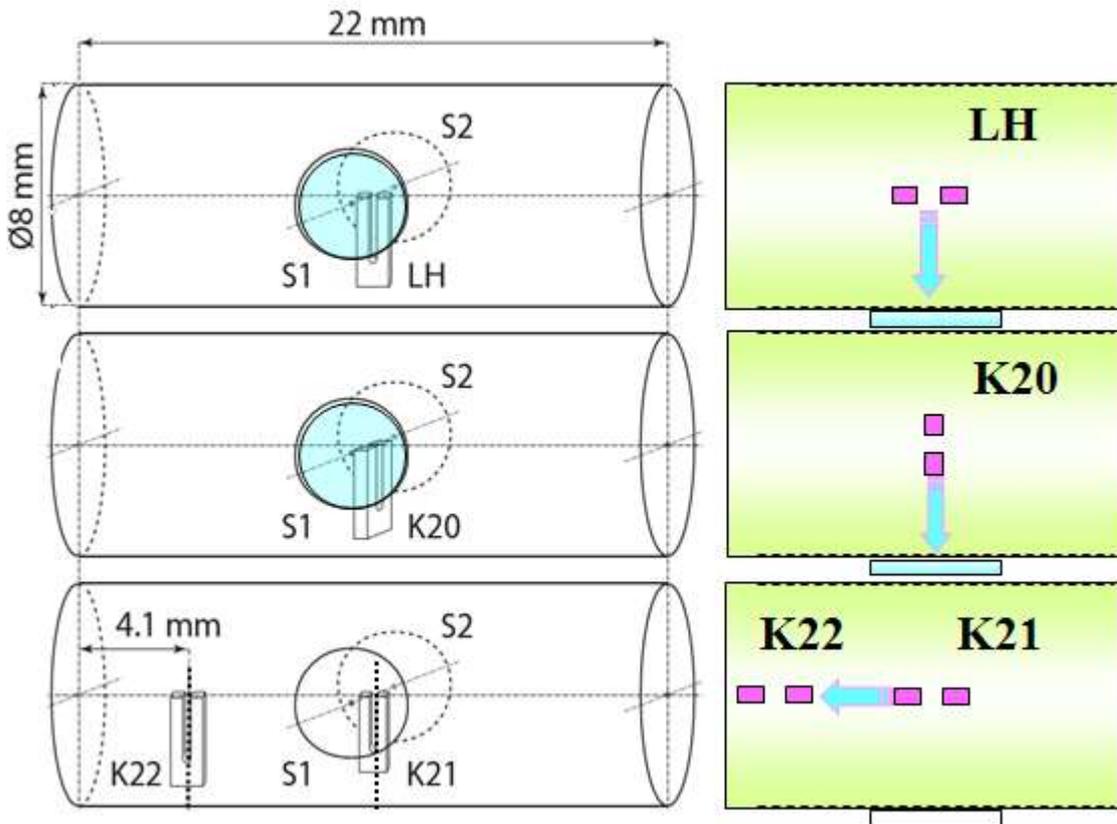


Рис 3.4 Схематическое расположение датчиков звука и камертонов.

На рисунке 3.5 приведена принципиальная схема измерений.

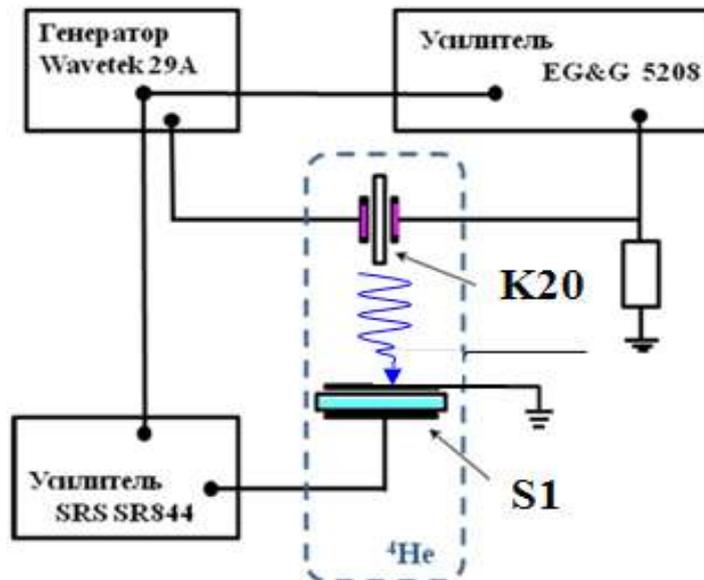


Рис 3.5 Принципиальная схема измерений при прямой регистрации излучения звука камертоном. K_{20} – камертон, S_1 – датчик первого звука.

Были использованы высокочастотный усилитель (SRS модель SR844 RF) для регистрации сигнала со звуковых датчиков и низкочастотный усилитель (EG&G модель 5208) для регистрации сигналов с кварцевых камертонов. Опорный сигнал с генератора (Wavetek 29 А) подавался одновременно на оба усилителя. Как видно из рисунка 3.6а величина регистрируемого сигнала в вакууме (■, ■) (электрическая наводка) наблюдается для обоих камертонов, но для LH в 20 раз ниже для LH, а для K20 в 100 раз ниже, по сравнению с уровнем сигнала в жидком ^4He (●, ●).

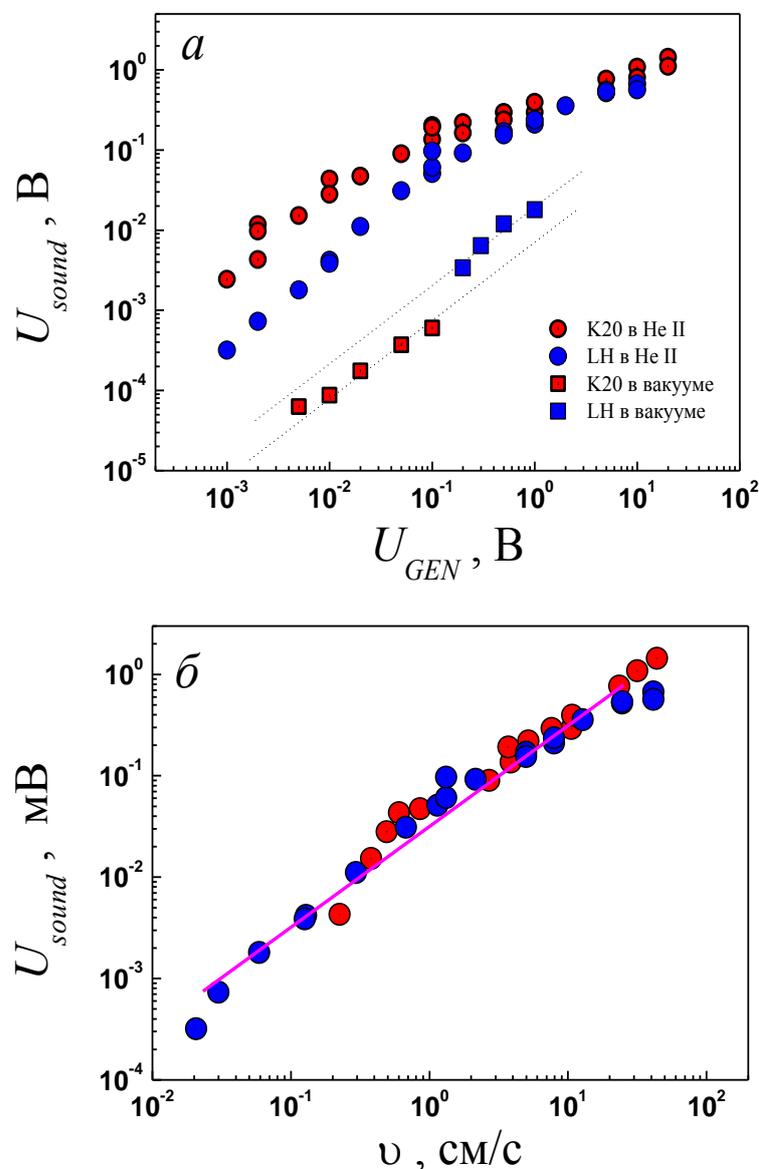


Рис 3.6 Величина принимаемого сигнала акустического излучения от управляющего напряжения (а) и амплитуды скорости (б).

Несмотря на то, что относительное акустическое излучение для камертона LN и K20 отличается примерно в 7 раз, удивительным явилось то, что принимаемый датчиками первого звука сигнал был практически одинакового уровня (при равных амплитудах скорости). Подобное поведение может быть связано с различной ориентацией кварцевых камертонов: резонатор K20 колеблется вдоль направления оси, в которой лежат оба звуковых приемника сигнала, в то время как направление колебания LN находится под углом 90 градусов относительно оси звуковых датчиков. Это означает, что в случаях LN и K20 ожидаются разные распределения интенсивности звуковых волн, что следует если считать колеблющееся тело квадрупольным излучателем звука (рисунок 3.7), а регистрация излучения при этом происходит при различных углах относительно плоскости колебания тела.

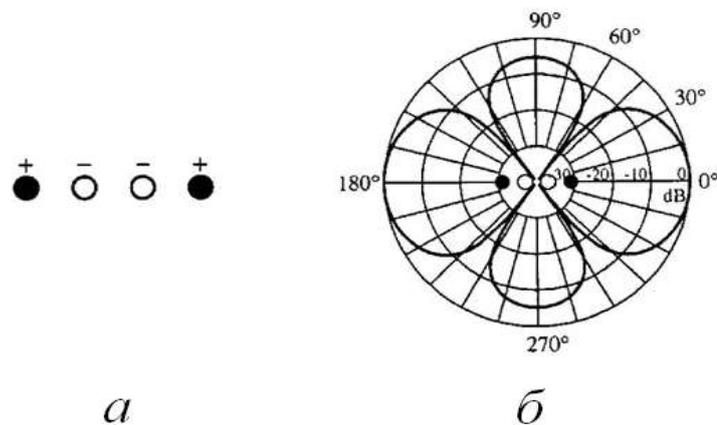


Рис 3.7 Схематический вид линейного квадрупольного излучателя (а) и диаграмма излучения его интенсивности (б) [132,133].

Кажущееся расхождение в записи интенсивности можно объяснить наличием акустического излучения, большего, чем ожидается, в плоскости колебания, по сравнению с плоскостью перпендикулярной оси колебания ножек камерона на расстояниях между $R = \lambda/8$ и $R = 3\lambda/4$, где λ - длина волны. В нашем случае приемники (датчики первого звука) расположены на расстоянии $R \approx 2\lambda/3$ и находится между крайними пределами. Таким образом,

для случая $R = 2\lambda/3$ используя уравнение (11) в [132] получено, что отношение амплитуд давления для двух взаимно перпендикулярных направлений отличается приблизительно в 6,3 раза и это практически соответствует отношению геометрических параметров в мощностях акустического излучения для обоих случаев расположения кварцевых камертонов. Это также объясняет, почему одинаковый уровень звукового сигнала при различных амплитудах скорости колебания был зарегистрирован датчиками звука при различной ориентации кварцевых камертонов. Проведенные измерения показывают, что измеряемый сигнал, пропорционален величине амплитуды скорости, а не управляющему напряжению (рисунок 3.6б).

Специфика проведения прямых измерений акустического излучения с помощью датчиков звука при низких температурах не позволяет пока провести достаточно полный количественный анализ, но можно с уверенностью утверждать, что колеблющиеся камертоны возбуждают в He II волну первого звука, а полученные результаты находятся в согласии с существующими теоретическими моделями [130].

3.3 Зависимость величины диссипации от температуры, давления и резонансной частоты на потери энергии камертона

Для исследования влияния давления, температуры и резонансной частоты на потери энергии использовались камертоны с резонансными частотами близкими к 32 кГц (K1, K19, K16), 38 кГц (K7), 77 кГц (K10) и 99 кГц (K11) в вакууме при температуре 0,37 К. Отметим, что у камертона K1 отсутствовала заводская колба, а у K16 удалили верхнюю часть заводской колбы. Расстояние до отражающей поверхности для случая K1 составляло 11 мм. У камертонов K4, K5, K7, K8, K9, K10, K11, K19 в колбе был сделан прорез шириной не более 50 мкм для заполнения исследуемой жидкостью. Все камертоны в колбах располагались в ячейках, описанных в подразделе 2.

Управление давлением в ячейке от 1 атм и выше осуществлялось с помощью газификатора. Для регистрации изменения давления использовался образцовый манометр с пределом измерения 60 атм, расположенный при комнатной температуре. Точность измерения давления при этом составляла $\pm 0,1$ атм. При давлениях ниже 0,7 атм измерения проводились с помощью ртутного манометра с точностью измерения давления 10^{-3} атм.

Как и в случае вышеописанных измерений, первоначально проводились калибровочные измерения при температурах ниже 1 К в вакууме. Из амплитудно - частотных характеристик определялась ширина резонанса и резонансная частота камертона, полученные при сканировании по частоте с шагом от 0,01 Гц до 0,0001 Гц. Высокая добротность камертонов вынуждала вводить временную задержку при изменении частоты до 60 секунд.

Вначале была определена температурная зависимость диссипации для низкочастотных камертонов. Измерения проводились в линейном режиме колебания камертона – ламинарный режим течения сверхтекучей жидкости. Было организовано две группы экспериментов. В первом случае измерялись температурные зависимости ширины резонансной линии камертонов при медленном отеплении со скоростью 0,01 мК/с). Во втором случае проводились измерения зависимости от давления ширины резонанса и резонансной частоты камертонов в диапазоне давлений от 24,9 атм до 10^{-3} атм для камертона К1в одной ячейке и К5, К10, К11 в другой ячейке при постоянной температуре 0,37 К.

Измеренные температурные зависимости ширины резонанса камертонов с резонансными частотами 32 кГц отличались характерными размерами R . Подобное условие позволило наблюдать смену механизмов диссипации при различных условиях.

Полученные результаты измерений ширины резонансной линии Δf при различных температурах при давлении насыщенного пара в ячейках приведены на рисунке 3.8а.

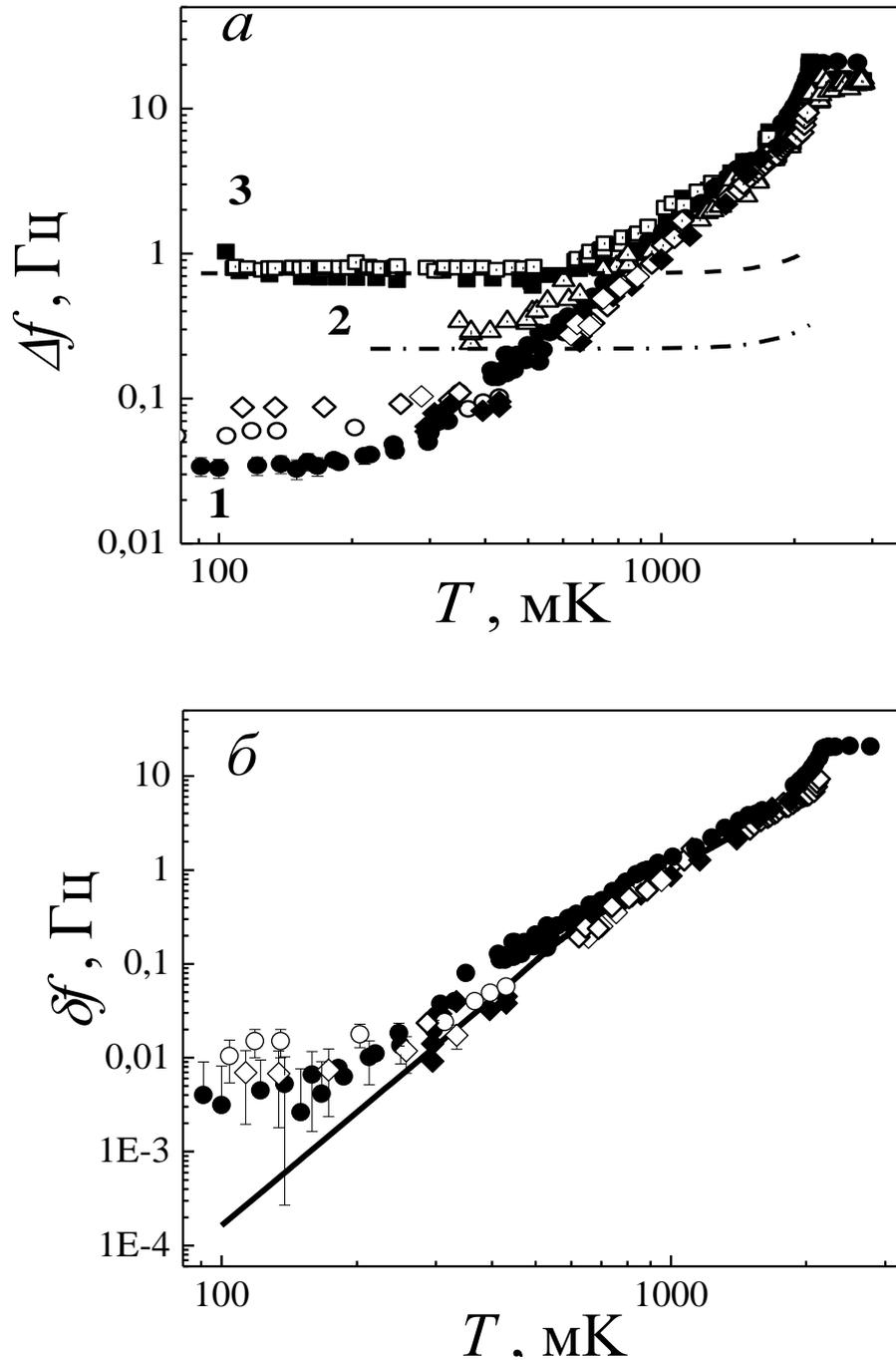


Рис 3.8 Температурная зависимость ширины резонанса (а) и пересчитанные результаты измерений с учетом диссипативных процессов (б) для камертонов K1 (\square , \blacksquare), K4 (\bullet), K5 (\diamond), K8 (\blacklozenge), K16 (\triangle), K19 (\circ).

Видно, что при температуре выше 1 К для всех камертонов измеренные характеристики совпадают по величине и температуре. В данном диапазоне температур величину Δf можно описать диссипацией за счет вязкого трения

нормальной компоненты He II в условиях гидродинамического режима рассеяния.

Для группы точек с меткой 1, которая соответствует камертонам в колбе (K4, K5, K8, K19), при понижении температуры ширина резонанса уменьшается, а при температуре ниже 0,6 К ширина резонанса определяется баллистическим рассеянием тепловых возбуждений He II на колеблющихся ножках камертона [3]. При температурах ниже 0,25 К полуширина сравнима с Δf в вакууме, это и определяло нашу экспериментальную ошибку.

Для точек групп 2 и 3 соответственно для камертонов с частично удаленной колбой (K16) и без колбы (K1) при температурах ниже 0,8 К ширина резонансной кривой не зависит от температуры и превышает измеренное значение в вакууме.

Таким образом, экспериментальные данные показывают, что при $T < 1$ К частичное или полное отсутствие заводской колбы, которая ограничивает пространство вокруг камертона, приводит к появлению дополнительного механизма диссипации энергии колебаний камертона. То есть часть кинетической энергии колеблющихся ножек камертона уходит на возбуждение колебаний плотности окружающей среды – на создание волны звука [134, 135].

На рисунке 3.8б показаны пересчитанные значения ширины резонанса δf с учетом диссипативных процессов в самом камертоне. Для этого из первичных данных по ширине Δf вычиталась ширина резонансной линии, измеренной в вакууме Δf_0 . Сплошная линия – расчет ширины резонансной линии при баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений. Для расчета использовалось выражение (12) из работы [3], хорошо описывающее температурную зависимость коэффициента сопротивления A колеблющегося камертона, погруженного в He II при температуре ниже 0,6 К, в виде:

$$A = F/v = \rho_n c S, \quad (3.12)$$

где F – величина приложенной силы, v – амплитуда скорости колебания ножек камертона на частоте резонанса, ρ_n – плотность нормальной

компоненты, S – площадь сечения ножки камертона перпендикулярная направлению колебания, равная произведению геометрических размеров M и L . Температурные зависимости плотности нормальной компоненты и скорости звука взяты из работы [136]. Экспериментальные данные в области температур от 0,1 К до 2 К, хорошо описываются интерполяционной формулой (13) работы [130], расчет приведен сплошной линией на рисунке 3.8б. Ширину резонансной линии можно выразить через коэффициент сопротивления с помощью выражения описанного в [131]:

$$\Delta f = \frac{A}{2\pi m_{eff}}. \quad (3.13)$$

На рисунке 3.8б видно, что при температуре приблизительно 0,37 К разброс экспериментальных значений составляет около 30 %, при температуре ниже 0,25 К полученные значения δf сравнимы с экспериментальной ошибкой ($\sim 0,01$ Гц).

При определении вклада акустического излучения, следуем допущению, что камертон является линейным квадрупольным излучателем звука, как это было сделано в работе [135]. В таком случае мощность, необходимая для возбуждения волны звука получена в приближении, когда длина волны звука λ больше характерных размеров камертона (L, M, H). К такому условию наиболее приближены экспериментальные данные групп 2 и 3 на рисунке 3.8а. Пунктирная и штрих-пунктирная линии на этом же рисунке соответствуют расчету диссипации за счет излучения камертоном звуковой волны по формуле (3.14) для К1 и К16. В случае акустического излучения ширина резонансной линии определяется потерями кинетической энергии колеблющегося камертона и может быть записана в рамках трехмерной (3D) модели в длинноволновом приближении [147]:

$$\Delta f = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H + D)^2 \rho}{5\rho_q c^5} f^6 m_q \left(\frac{f_0}{f_{vac}} \right), \quad (3.14)$$

где ρ – полная плотность He II, величина C_{3D} является подгоночной константой, близкой к единице [137]. Так как геометрические размеры камертонов и частоты колебаний постоянны, а при температурах ниже 1 К скорость звука практически не зависит от температуры, то и величина диссипации при температурах ниже 1 К практически не зависит от температуры, что и наблюдалось в экспериментах.

Сплошной и пунктирной линиями приведены расчеты ширины резонансных кривых для камертона без заводской колбы (K1) и частично в колбе K16. В расчетах использовалась формула (3.14) со значением C_{3D} равным 0,4. Как видно из рисунка 3.7, расчетные кривые качественно согласуются с экспериментальными температурными зависимостями.

Приведенные экспериментальные данные на рисунке 3.8 позволяют сделать вывод о том, что для камертона без заводской колбы (K1) при температурах ниже 0,8 К и для камертона, у которого колба частично удалена (K16) при $T < 0,65$ К механизм диссипации за счет вязкого трения сменяется на механизм, при котором потери осуществляются за счет возбуждения волны звука, при чем этот механизм доминирует при низкой температуре. Отметим, что величина энергетических потерь, затрачиваемая на генерацию акустического излучения, находится в согласии с расчетами в рамках модели линейного квадрупольного излучателя [137]. В то же время для камертонов в заводской колбе в рассматриваемой области температур смена режимов не наблюдается, а ширина резонанса при низких температурах много меньше, чем у камертонов без колбы. В таком случае можно предположить, что различия в ширине резонансной линии в двух вышеприведенных случаях связаны с неэффективным излучением акустической волны, когда объем вокруг камертона ограничен твердой стенкой.

Исследование влияния частоты колебания камертона на величину рассеяния энергии проводилось на камертонах с частотами выше 32 кГц. В

экспериментах измерялись амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) (рисунки 3.9 и 3.10), из которых определялись I_{0max} , f_0 и Δf .

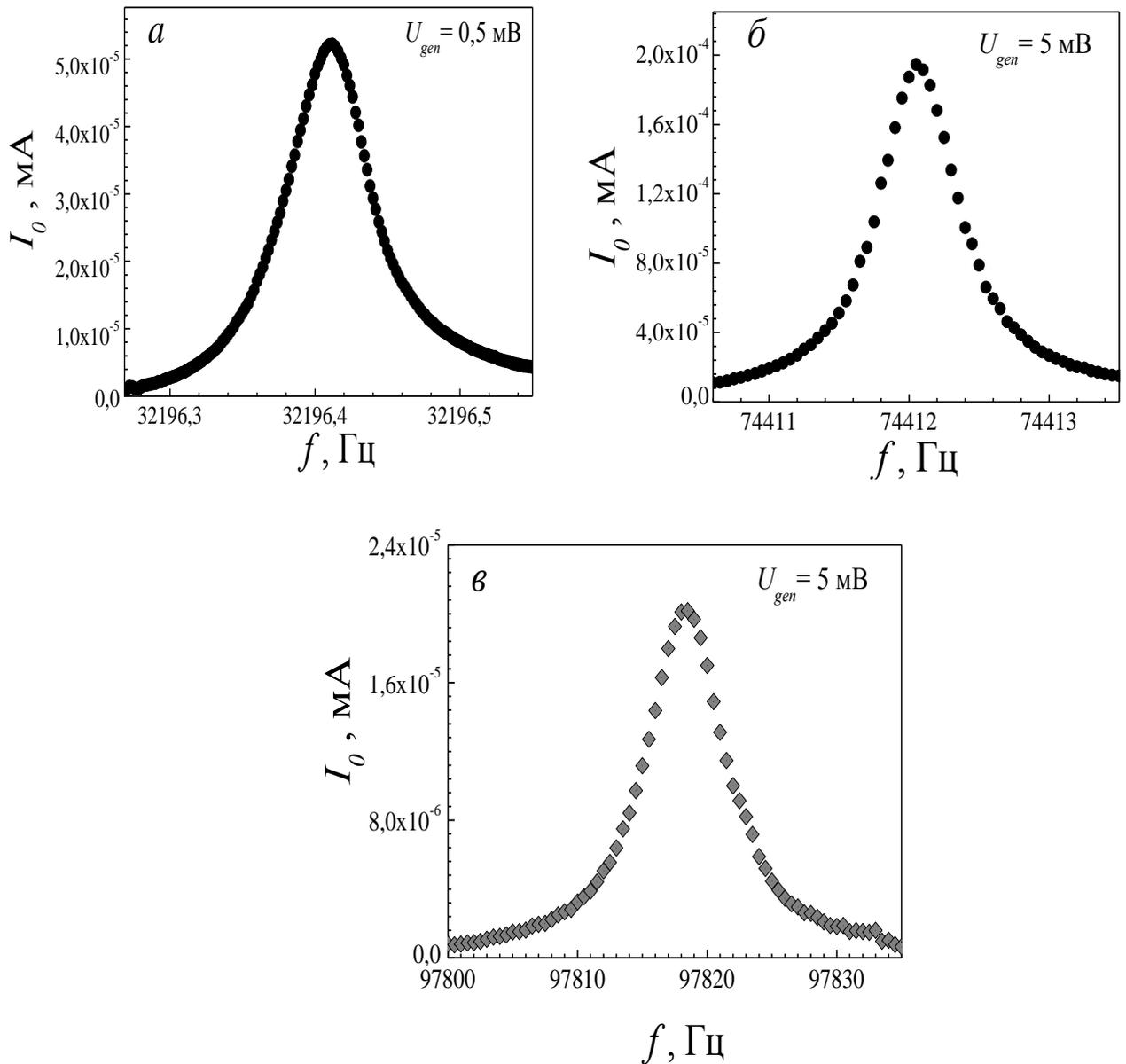


Рис 3.9 Амплитудно-частотные характеристики камертонов с резонансными частотами 32 кГц (*a*), 77 кГц (*б*) и 99 кГц (*в*) в He II при давлении насыщенного пара и $T = 0,35$ К.

Вначале измерения проводились в вакууме, после чего при $T \sim 0,8$ К в ячейку конденсировался ^4He в широком диапазоне давлений: от давления

насыщенного пара до давления кристаллизации ${}^4\text{He}$ (24,9 атм). Температура He II измерялась с помощью термометра сопротивления RuO_2 , расположенного в исследуемой жидкости. Измерения проводились при постоянной температуре ($T = 0,35 \text{ K}$) с использованием стабилизатора температуры.

Отметим, что амплитудно-частотные зависимости для камертонов 32 кГц прописывались в узком частотном диапазоне (до 5 Гц), а камертонов 77 кГц и 99 кГц был выбран более широкий частотный интервал (порядка 5000 Гц). Часть АЧХ для камертона с $f_0 \sim 99 \text{ кГц}$ приведены на рисунке 3.10.

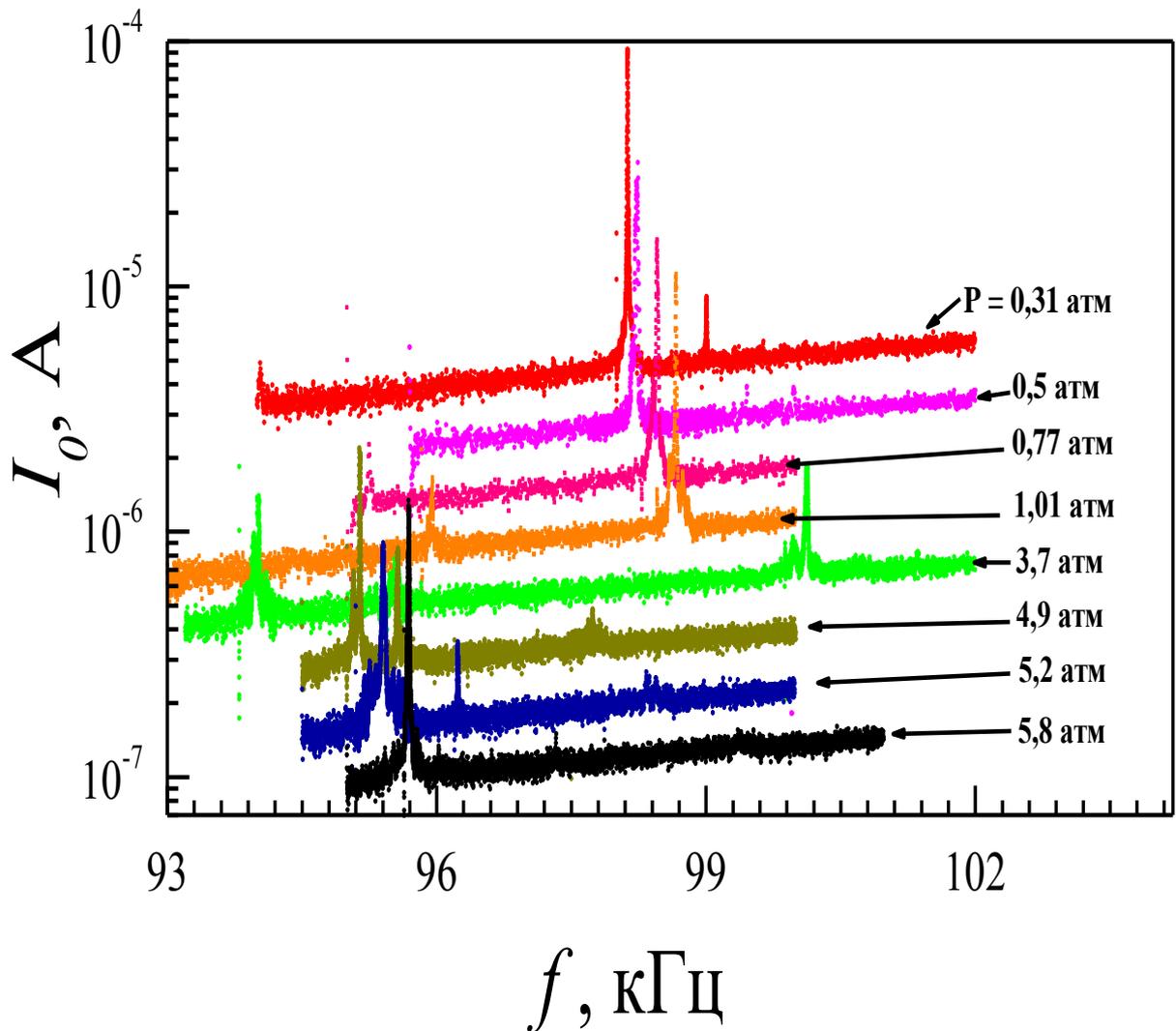


Рис 3.10 Амплитудно-частотные характеристики камертона с $f_0 \sim 99 \text{ кГц}$ погруженного в He II при различных давлениях и $T = 0,35 \text{ K}$.

Условия проведения измерений при этом были следующими: управляющее напряжение $U_{gen} = 2 \cdot 10^{-2}$ В, а данные для давления приведены от 5,8 атм до 0,31 атм. Результаты измерений разнесены по шкале амплитуды сигнала на некоторое значение ΔI для большей наглядности. На рис.3.10 видно, что для большинства давлений наблюдаются несколько резонансных пиков. Такое же поведение наблюдается и для камертонов с $f_0 \sim 77$ кГц, с тем отличием, что дополнительные пики были во много раз меньше основных. Заметим, что наблюдение нескольких резонансов на амплитудно-частотных характеристиках камертонов с f_0 на 77 кГц и 99 кГц свидетельствует о возможном многократном отражении звука от стенок.

На рисунке 3.11 приведены зависимости от давления измеренных резонансных частот камертонов в He II при фиксированной температуре. Видно, что частотные зависимости всех камертонов сильно отличаются друг от друга. При понижении давления для камертона с резонансной частотой 99 кГц наблюдалось несколько резонансных пиков, амплитуды которых на порядок больше других. Такая особенность на частотной зависимости появляется при давлении около 4 атм.

Приведенные на рисунке 3.11 зависимости резонансной частоты от давления для камертонов с резонансными частотами 77 кГц и 32 кГц отличаются от результатов для камертона с f_0 99 кГц. Так результаты измерений для камертонов с резонансной частотой 32 кГц с заводской колбой (○) и без колбы (●) показали наличие только одного резонанса.

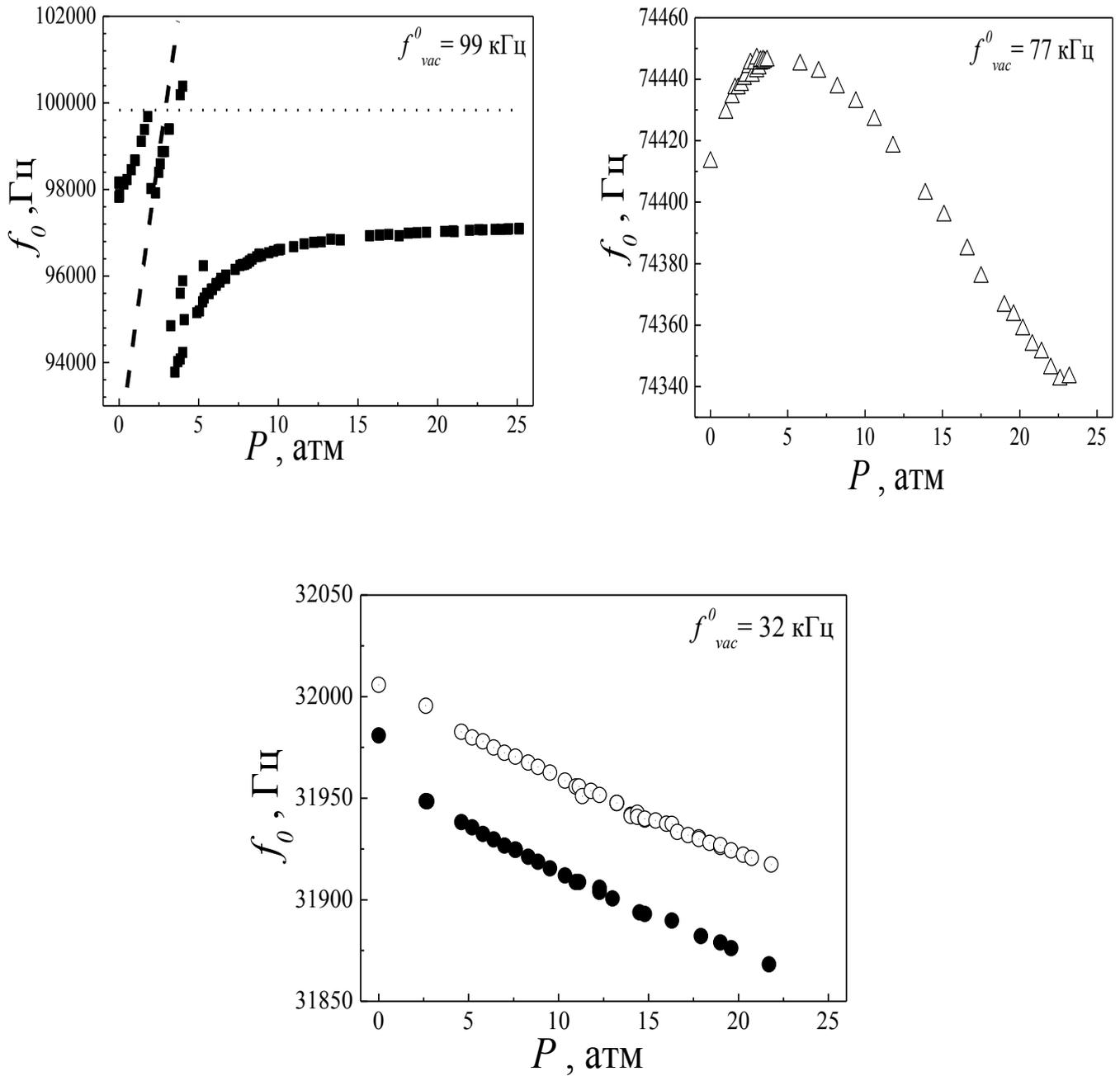


Рис. 3.11 Зависимость резонансной частоты от давления для камертонов с различными резонансными частотами в ^4He при $T = 0,37$ К.

На рисунке 3.12 приведена зависимость ширины резонансной кривой от давления. Ширина резонансной линии определяется диссипацией энергии в системе. На рисунке 3.12в представлены результаты расчета ширины резонанса для закрытого (сплошная линия) и открытого (пунктирная линия) камертонов по формуле (3.13). При расчете была учтена зависимость

скорости звука и плотности гелия от давления, а подгоночный параметр C_{3D} выбран таким, чтобы все расчетные значения согласовывались с экспериментальными данными.

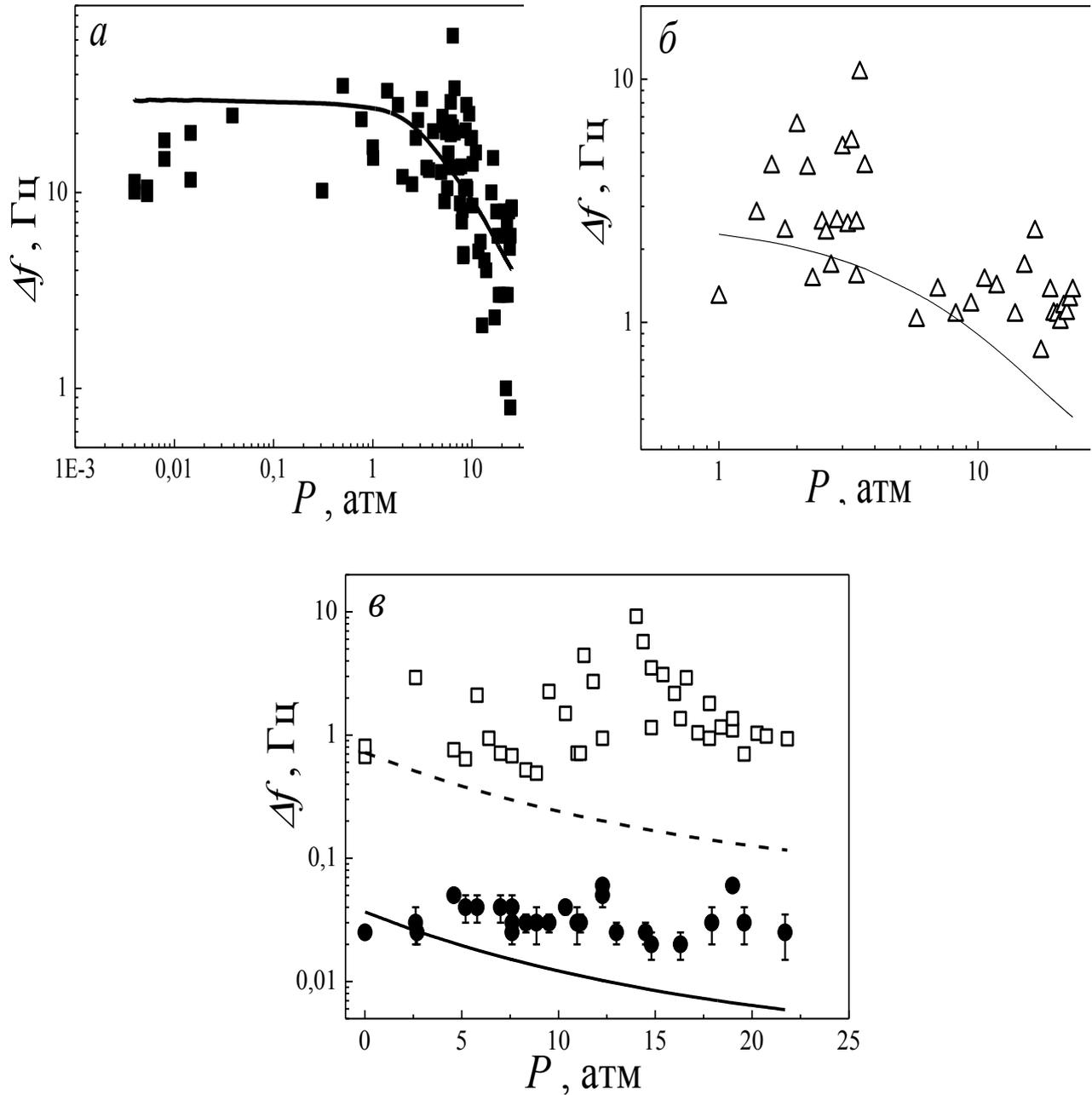


Рис 3.12 Зависимость ширины резонансной частоты от давления для камертонов с резонансными частотами 99 кГц (а), 78 кГц (б), 32 кГц (в) в ^4He при температуре 0,37 К.

В случае закрытых камертонов величина C_{3D} одинакова и равна 0,02, а для случая открытых камертонов $C_{3D} = 0,4$. Значение C_{3D} для закрытых

камертонов меньше, чем для открытых, что свидетельствует о неэффективности акустического излучения в закрытых камертонах.

Для камертона с высокой частотой, зависимость $\Delta f(P)$ качественно и количественно согласуется с теоретическими предсказаниями, несмотря на весьма большой разброс данных (рисунок 3.12). В то же время для остальных камертонов (рисунок 3.12б и 3.12в) количественное согласие только при низких давлениях. С увеличением давления экспериментальные данные начинают систематически отклоняться от расчетной кривой, а при низких частотах ширина резонанса практически не зависит от давления. При максимальном давлении расчет и экспериментальные данные отличаются более чем в 5 раз. Большой разброс данных, связан с излучением акустической волны камертоном и ее многократным отражением от стенок ячейки, что приводит к изменению ширины резонанса [131, 137]. С понижением частоты разброс уменьшается и для камертона на 32 кГц уже сравним с ошибкой измерений.

Используя измеренные амплитудно-частотные характеристики, была построена вольтамперная характеристика (ВАХ) для рассматриваемых камертонов при фиксированной температуре. На рисунке 3.13а приведена пример подобной характеристики зависимости при температуре $T = 0,35$ К. При малых амплитудах управляющих напряжений наблюдается линейная зависимость амплитуды тока от напряжения, наклон которой меняется с частотой. При некотором значении амплитуды прикладываемого напряжения наблюдается переход к нелинейному режиму колебаний, при этом кривые для всех камертонов дают единую зависимость. Зависимость ширины резонанса от величины прикладываемого напряжения, полученных из АЧХ при тех же условиях приведена на рисунке 3.13б. Как и в случае вольтамперных характеристик, здесь также реализуется линейный и нелинейный режимы. При этом ширина резонансной линии Δf в линейном режиме практически не зависит от величины прикладываемого напряжения, а

в нелинейном режиме наблюдается зависимость от управляющего напряжения.

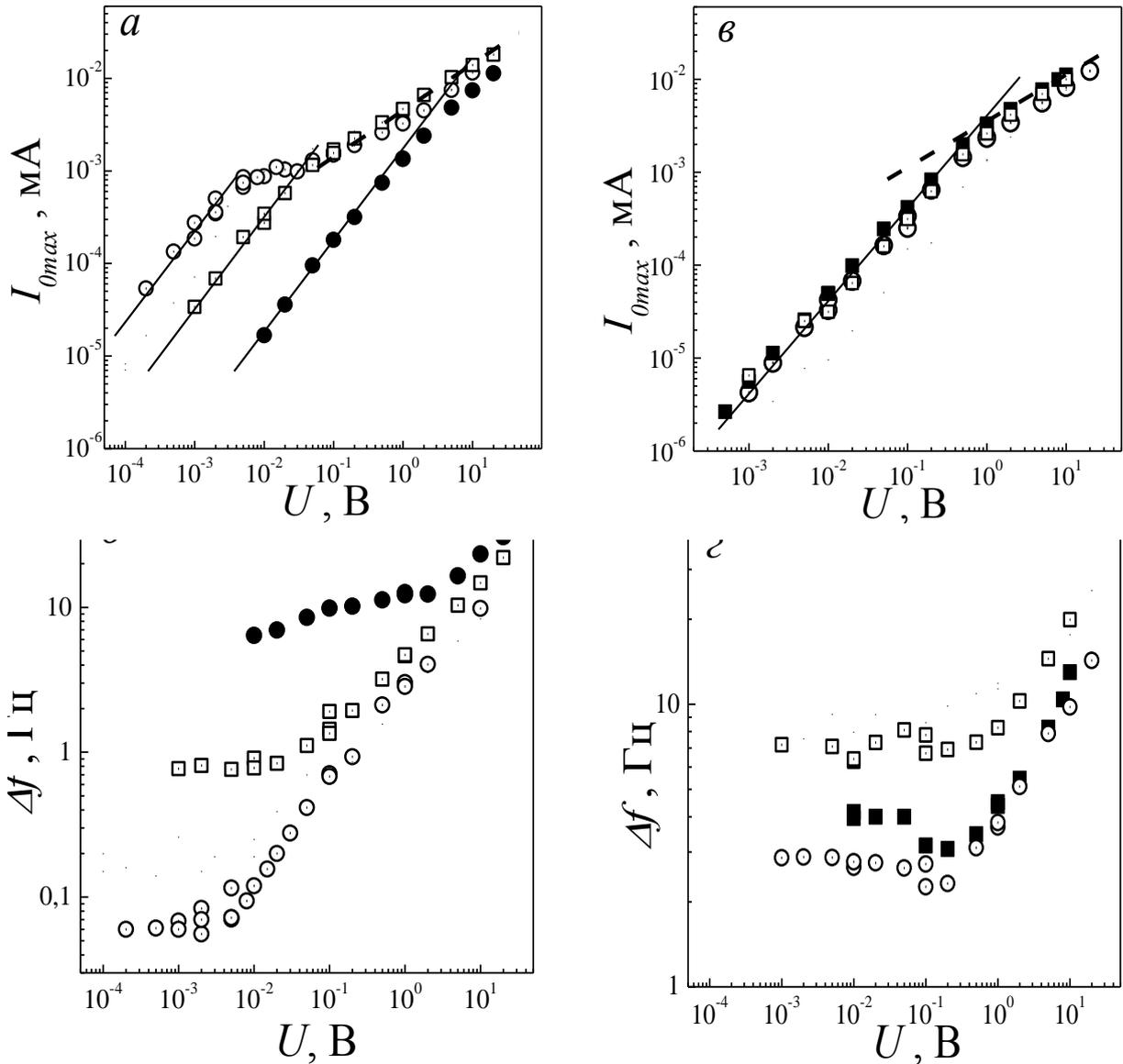


Рис 3.13 Зависимость регистрируемой амплитуды силы тока от величины прикладываемого напряжения (а, в) и ширины резонансных линии камертонов (б, г) с частотами: 32 кГц (○), 77кГц (□) и 99 кГц (●) при $T = 0,35 \text{ K}$ (а, б) и $T = 1,49 \text{ K}$ (в, г). Сплошные линии – ламинарное течение, пунктирная линия – турбулентный режим течения.

Подобные измерения были проведены также и при более высокой температуре. Результат измерений при температуре 1,49 К (рисунки 3.13в и

3.13г). Как при низкой, так и при высокой температуре при малых управляющих напряжениях наблюдается линейный режим работы кварцевого камертона. В то же время, по сравнению с низкотемпературными данными, при высокой температуре начало нелинейного поведения сместилось в область более высоких управляющих напряжений, а ширина резонансной линии увеличивалась с температурой.

Для анализа полученных экспериментальных данных для камертонов с различной резонансной частотой и при повышенных давлениях в (3.14) удобно перейти от скорости звука c к длине звуковой волны λ , разделив обе стороны (3.14) на резонансную частоту f_0 :

$$\frac{1}{Q} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0.3915^2 (H + D)^2 \rho}{5\rho_q \lambda^5} m_q \left(\frac{f_0}{f} \right), \quad (3.15)$$

где $Q = f_0/\Delta f$ – добротность. В таком виде величина $1/Q$ для акустического излучения пропорциональна λ^{-5} . Тогда в условиях эксперимента отношение f_0/f всегда близко к единице, а частотная зависимость разных камертонов содержится в длине волны. Изменения давления учитывается по известным зависимостям $c(P)$ и $\rho(P)$ [136].

Зависимость $1/Q$ от длины акустической волны для всех закрытых камертонов с различной резонансной частотой, измеренная при давлении P от 10^{-3} атм до 24,9 атм показана на рисунке 3.14. Наблюдается согласие экспериментальных данных с расчетными значениями практически во всем диапазоне длин волн: обратная добротность пропорциональна λ^{-5} . Пунктирной вставкой на рисунке 3.14а показана часть экспериментальных данных, приведенных в большем масштабе на рисунке 3.14б. Эти данные относятся к камертонам с резонансными частотами близкими к 32 кГц.

Линии соответствуют расчетам вклада акустического излучения по формуле 3.15 (штрих-пунктирная линия), для камертонов К5, К7, К8, К11, близким по своим геометрическим размерам. Сплошная линия – расчет для камертона К10, размер которого существенно меньше, поэтому сплошная

линия находится ниже, чем для остальных камертонов. В расчетах акустического излучения значение C_{3D} равнялось 0,02.

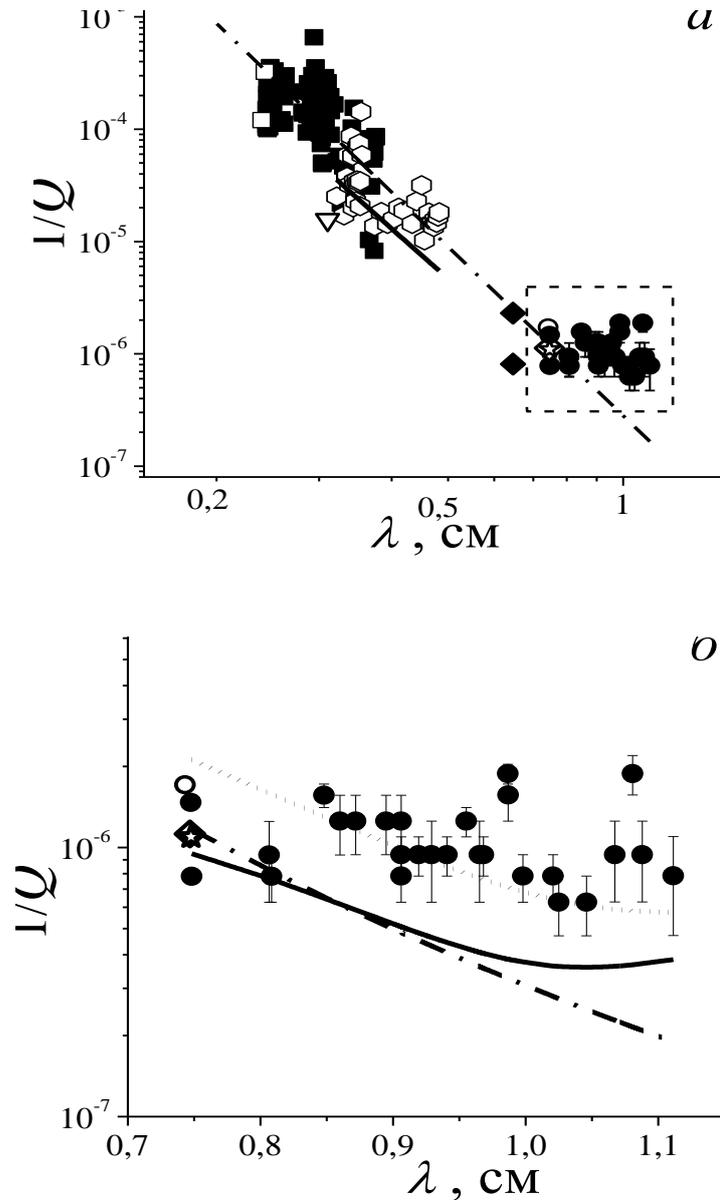


Рис. 3.14 Зависимость обратной добротности от длины акустической волны для камертонов $K5$ (\bullet), $K7$ (\blacklozenge), $K8$ (\star), $K9$ (\diamond), $K10$ (\hexagon , ∇), $K11$ (\blacksquare , \square) и $K19$ (\circ) при $T = 0,37$ К и различных давлениях. Сплошная линия – расчет для $K10$, штрих – пунктирная линия – расчет для $K5$, $K7$ и $K11$.

На рисунке 3.14б показан расчет ширины резонансной линии для случая баллистического рассеяния тепловых возбуждений на колеблющихся ножках (сплошная линия). В отличие от температурной зависимости, в

расчете учитывалась зависимость скорости звука и плотности от давления при постоянной температуре [136]. Линия из точек соответствует сумме механизмов диссипации – акустического излучения и рассеяния тепловых возбуждений.

Для камертонов с частотами порядка 32 кГц видно, что при малых длинах звуковой волны (низкие давления) вклад баллистического рассеяния тепловых возбуждений и акустического излучения практически равны друг другу (при длине волны порядка 0,85 см). При больших длинах волн механизм рассеяния преобладает над механизмом акустического излучения и становится основным, определяющим поведение I/Q в зависимости от длины волны. С ростом длины звуковой волны происходит смена механизмов диссипации: определяющим становится баллистическое рассеяние тепловых возбуждений, а не излучения акустической волны. Подобная смена режимов наблюдалась и в других работах при температуре выше 1 К [131, 137].

Выводы

1. Измерена температурная зависимость коэффициента диссипации A осциллирующих камертонов в сверхтекучем гелии при ламинарном режиме течения в широкой области температур. Предложенная эмпирическая зависимость позволяет описать поведение удельного коэффициента диссипации (A/S) в рассматриваемом температурном диапазоне, даже при переходе между баллистическим и гидродинамическим пределами и при $T > 1,9$ К, в условиях, когда решение кинетической теории неприменимы.
2. Впервые были проведены прямые наблюдения и регистрация акустического излучения, создаваемые колеблющимся кварцевым камертоном с резонансной частотой 32 кГц в ^4He при низкой температуре ($T = 0,36$ К) с помощью датчиков первого звука.

3. Проведенные исследование диссипации энергии колеблющегося кварцевого камертона в широком диапазоне давлений, частот и температур позволили сделать вывод, что лучше всего поведение камертона может быть описано в рамках модели квадрупольного излучателя. При этом эффективность излучения акустической волны сильно зависит от ограничения объема вокруг камертона твердыми стенками: для камертонов в заводском корпусе диссипация за счет излучения волны звука в 20 раз меньше, чем для камертонов без корпуса.

РАЗДЕЛ 4

ПЕРЕХОД ОТ ЛАМИНАРНОГО К ТУРБУЛЕНТНОМУ ТЕЧЕНИЮ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^4He

Раздел посвящен изучению перехода в турбулентный режим течения в сверхтекучем ^4He . Описано влияние внешних факторов на величину критической скорости в чистом ^4He .

4.1 Коэффициент лобового сопротивления в гелии

Данный коэффициент позволяет сравнивать между собой экспериментальные данные для тел различной геометрической формы. Безразмерный коэффициент лобового C_d сопротивления определяется по приведенной в литературном обзоре формуле (1.9), используя известную величину амплитуды прикладываемой силы F_0 , плотность сверхтекучего гелия ρ при соответствующем давлении, рассчитанную площадь сечения S ножки камертона и измеренную в ходе экспериментов величину скорости течения гелия.

Различные режимы течения жидкости можно описать в терминах коэффициента лобового сопротивления [138]. При ламинарном течении амплитуда прикладываемой силы F_0 пропорциональна амплитуде скорости колебания v , а величина C_d обратно пропорциональна скорости, что соответствует экспериментальным данным при малых скоростях. В режиме турбулентного течения, когда $F_0 \sim v^2$, коэффициент C_d зависит не от скорости, а от геометрии тела. Для плоской прямоугольной пластинки, которая находится в плоскости, перпендикулярной потоку, C_d близко к 2, для цилиндра C_d порядка 1, а для сферы C_d близко к 0,3.

В случае низких температур, при выполнении условия $R/\lambda > 1/4$ (случай камертона K21), как показано на рисунке 4.1, величина лобового сопротивления порядка 0,5 в широком интервале скоростей. В то же время

для случая $R/\lambda < 1/4$ величина зависимости коэффициента лобового сопротивления от скорости немонотонна, причем минимум наблюдается при значениях C_d меньших единицы.

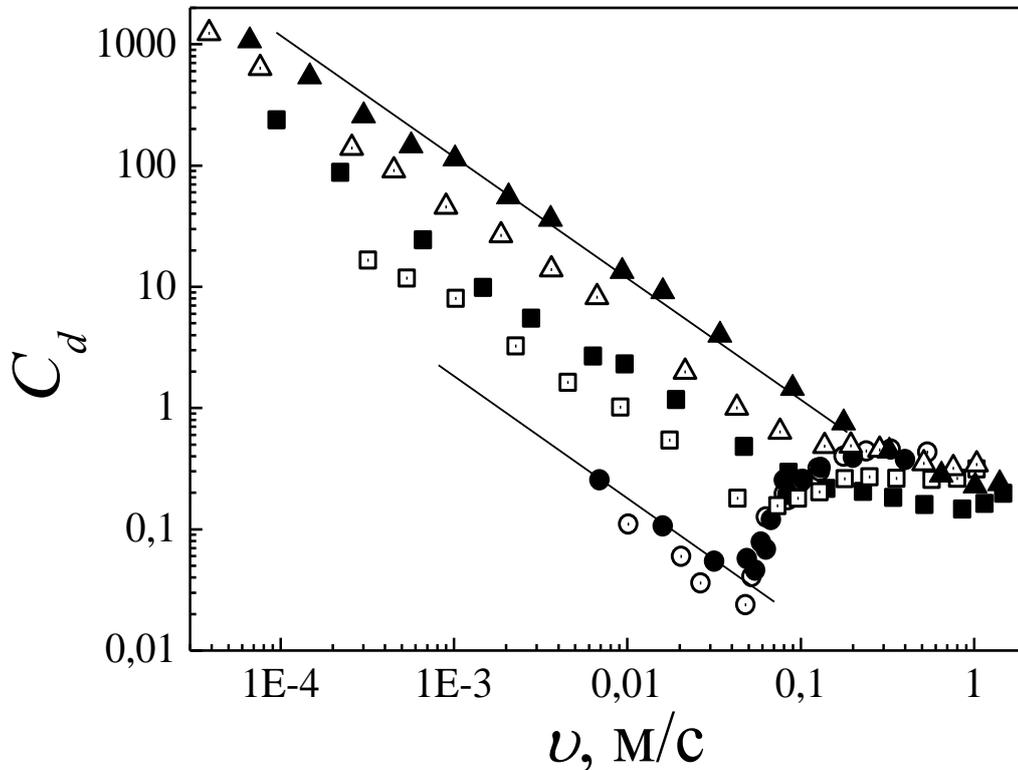


Рис 4.1 Зависимость величины лобового сопротивления от амплитуды скорости потока в He II для камертона K5 при $P = 7,6$ атм (Δ), $P = 22,3$ атм (\circ) и камертона K21 при $P = 8,35$ атм (\bullet, \blacklozenge) и $P = 24,1$ атм ($\blacktriangle, \blacksquare$) при $T = 0,37$ К. Сплошная линия – зависимость $C_d \sim v^{-1}$.

Дальнейший рост C_d с увеличением амплитуды скорости, возможно, обусловлен ростом плотности квантованных вихрей и как результат, взаимным трением между поверхностью камертона и жидкостью.

Квантованные вихри могут зарождаться в приповерхностном слое на шероховатостях поверхности. При дальнейшем увеличении скорости происходит рост плотности квантованных вихрей до момента появления

развитой турбулентности. Этому режиму соответствуют значение лобового сопротивления близкое к 0,3.

Приведенный на рисунке 4.1 результат иллюстрирует влияние мощности акустического излучения, рост которой приводит к тому, что переход от ламинарного к турбулентному течению становится плавным. Такая зависимость качественно сходна с поведением C_d в классических жидкостях и газах.

4.2 Режимы течения гелия при колебании кварцевого камертона

Исследования режимов течения гелия проводилось при различных величинах управляющих напряжений в интервале от 20 В до 0,1 мкВ при фиксированных температурах в диапазоне от 2 К до 0,15 К. Особое внимание в экспериментах уделено двум характерным температурам: при температуре 0,35 К количество нормальной компоненты мало, в то же время при $T = 1,49$ К существуют как сверхтекучая, так и нормальная компоненты ^4He . Для проверки воспроизводимости получаемых экспериментальных результатов проводились измерения ширины резонансных кривых и резонансных частот для используемых камертонов во всем температурном интервале при малых управляющих напряжениях.

В исследованиях различных режимов течения использовался кварцевый камертон с резонансной частотой 32713 Гц в вакууме. Измерения его амплитудно-частотных характеристик в вакууме при напряжениях ниже 1 мВ позволили определить пьезоэлектрическую константу, равную $(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$ Кл/м. Точность определения резонансной частоты составила $f_0 = 32713 \pm 0,3$ Гц, а ширина резонансной кривой $\Delta f = 0,033 \pm 0,003$ Гц. После определения пьезоэлектрической константы камертона в ячейку конденсировался ^4He , при этом резонансная частота камертона и ширина резонансной кривой изменялись.

Ячейка охлаждалась до температуры 1,49 К при которой происходили измерения АЧХ. Изменение формы резонансных кривых при выбранной температуре и различных управляющих напряжениях приведены на рисунке 4.2.

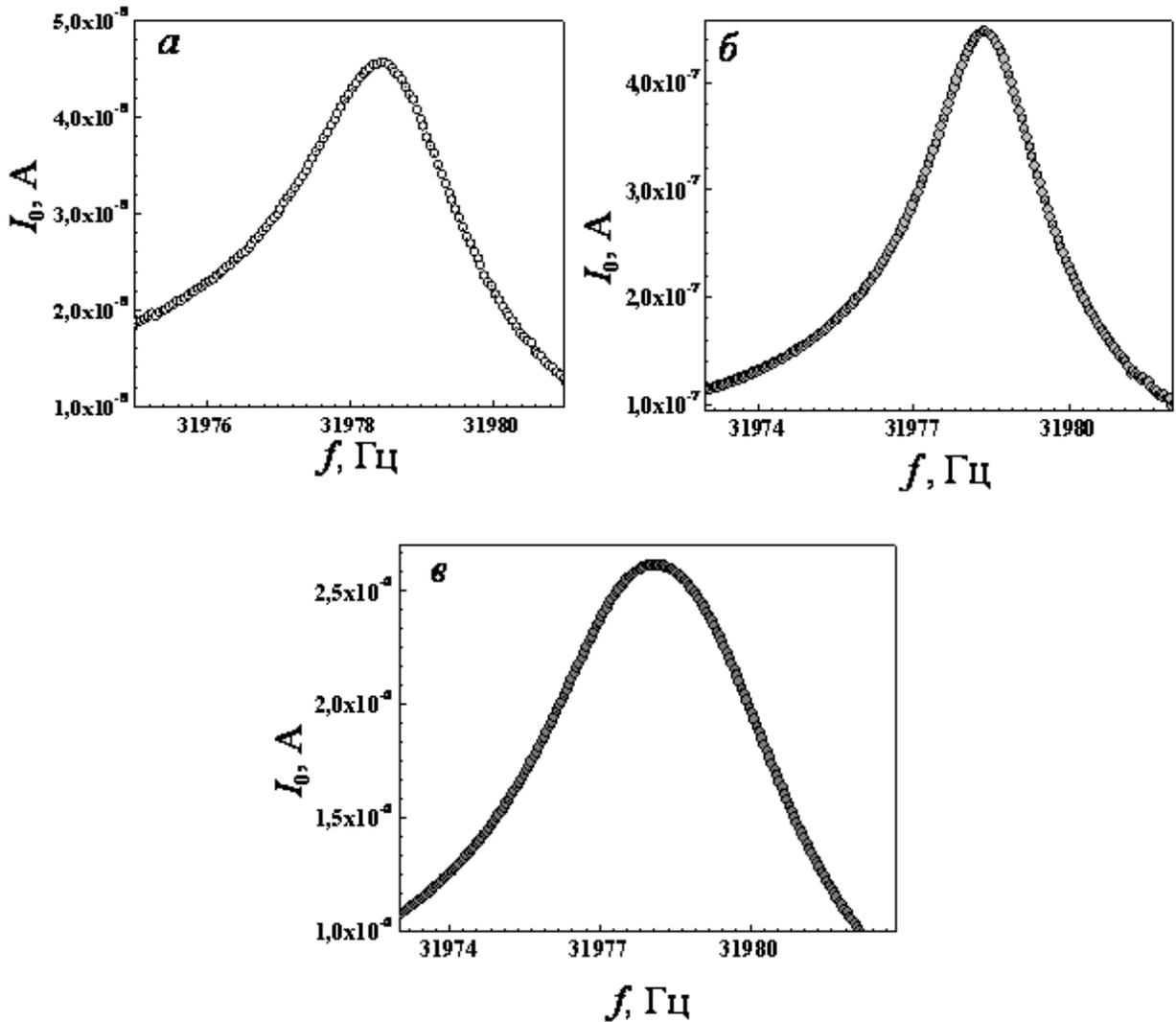


Рис 4.2 Амплитудно-частотные характеристики камертона при прикладываемых напряжениях 1 мВ (а), 10 мВ (б) и 1 В (в) при $T = 1,49$ К.

При напряжениях 1 мВ и 10 мВ (рисунки 4.2а и 4.2.б соответственно) течение гелия ламинарное и амплитуда управляющего напряжение пропорциональна амплитуде сигнала, то есть $F \sim v$. При ламинарном течении ширина резонансной линии определяется сдвиговой вязкостью и не меняется. Характер движения начинает меняться при управляющих напряжениях 1 В и

выше. На рисунке 4.2в видно возрастание ширины резонансной линии, что говорит о дополнительном рассеянии энергии. В этом режиме течения сила пропорциональна квадрату скорости, что свойственно турбулентному режиму течения.

Понижение температуры ниже 1 К приводит к смене характера перехода от ламинарного к турбулентному режиму. Такое поведение связано с появлением дополнительного промежуточного режима течения. На рисунке 4.3 приведена эволюция резонансных кривых с увеличением управляющего напряжения при температуре 0,35 К для напряжений 1 мВ, 10 мВ и 1 В. Рисунок 4.3а соответствует напряжению на генераторе равному 1 мВ – ламинарный режим течения. При выставленном напряжении на генераторе 10 мВ наблюдается промежуточный режим течения (рисунок 4.3б). В таком случае на резонансной кривой наблюдается особенность в виде плоского участка (плато) в области максимума сигнала. При подходе к резонансной частоте амплитуда колебаний ножек камертона увеличивается, что эквивалентно увеличению скорости колебаний. Из рисунка 4.3б следует, что при достижении определенной скорости колебаний наступает участок, на котором со стороны жидкости начинает действовать дополнительная сила, нелинейно зависящая от скорости колебаний.

Для случая, когда скорость колебания зависит линейно от силы, которая прикладывается, кривую резонанса можно описать выражением [138]:

$$I = \frac{I_0 f \Delta f}{\left((f_0^2 - f^2)^2 + (f \Delta f)^2 \right)^{1/2}}, \quad (4.2)$$

где Δf – ширина резонансной кривой, связанная с рассеянием энергии в жидкости.

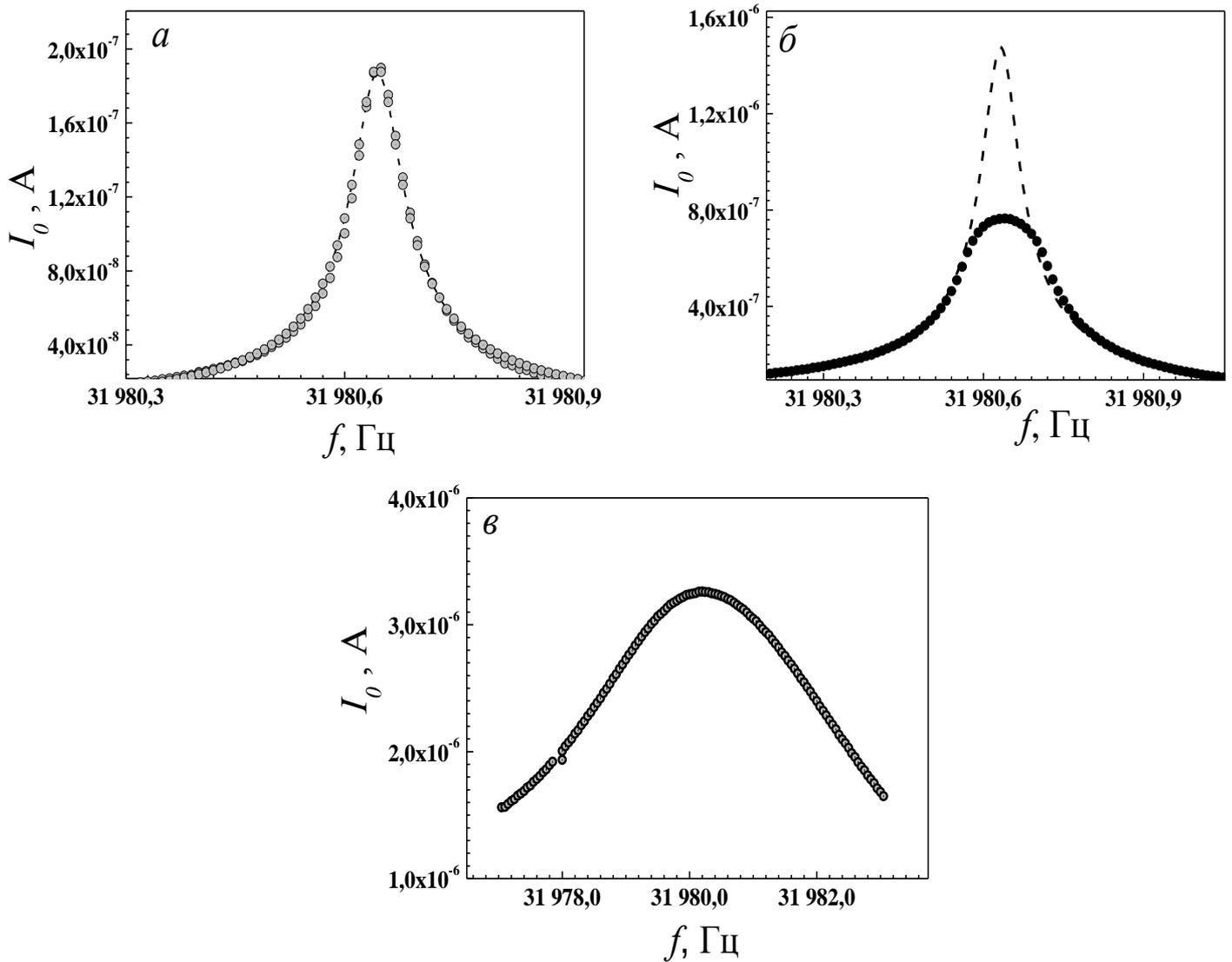


Рис 4.3 Амплитудно-частотные характеристики кварцевого камертона при прикладываемых напряжениях 1 мВ (а), 10 мВ (б) и 1 В (в) при $T = 0,35$ К.

Пунктирные линии на рисунках 4.3а и 4.3б рассчитаны по формуле 4.2, при этом было сделано допущение, что полуширина резонансной кривой для обоих случаев одинаковая при различных прикладываемых напряжениях. Данное выражение хорошо описывает обе экспериментальные кривые, за исключением максимума на рисунке 4.3б, это может свидетельствовать о начале нелинейной зависимости скорости от прикладываемой силы. Результаты измерений при управляющем напряжении 1 В, приведенные на рисунке 4.3в, соответствуют развитому турбулентному течению, поскольку

становится невозможно описать полученную экспериментальной амплитудно-частотную зависимость выражением 4.2.

Результаты наблюдения промежуточного режима (рисунок 4.4) проявляются и при измерении ширины резонансной кривой, частоты резонанса и вольт - амперных характеристик (ВАХ) при обеих температурах.

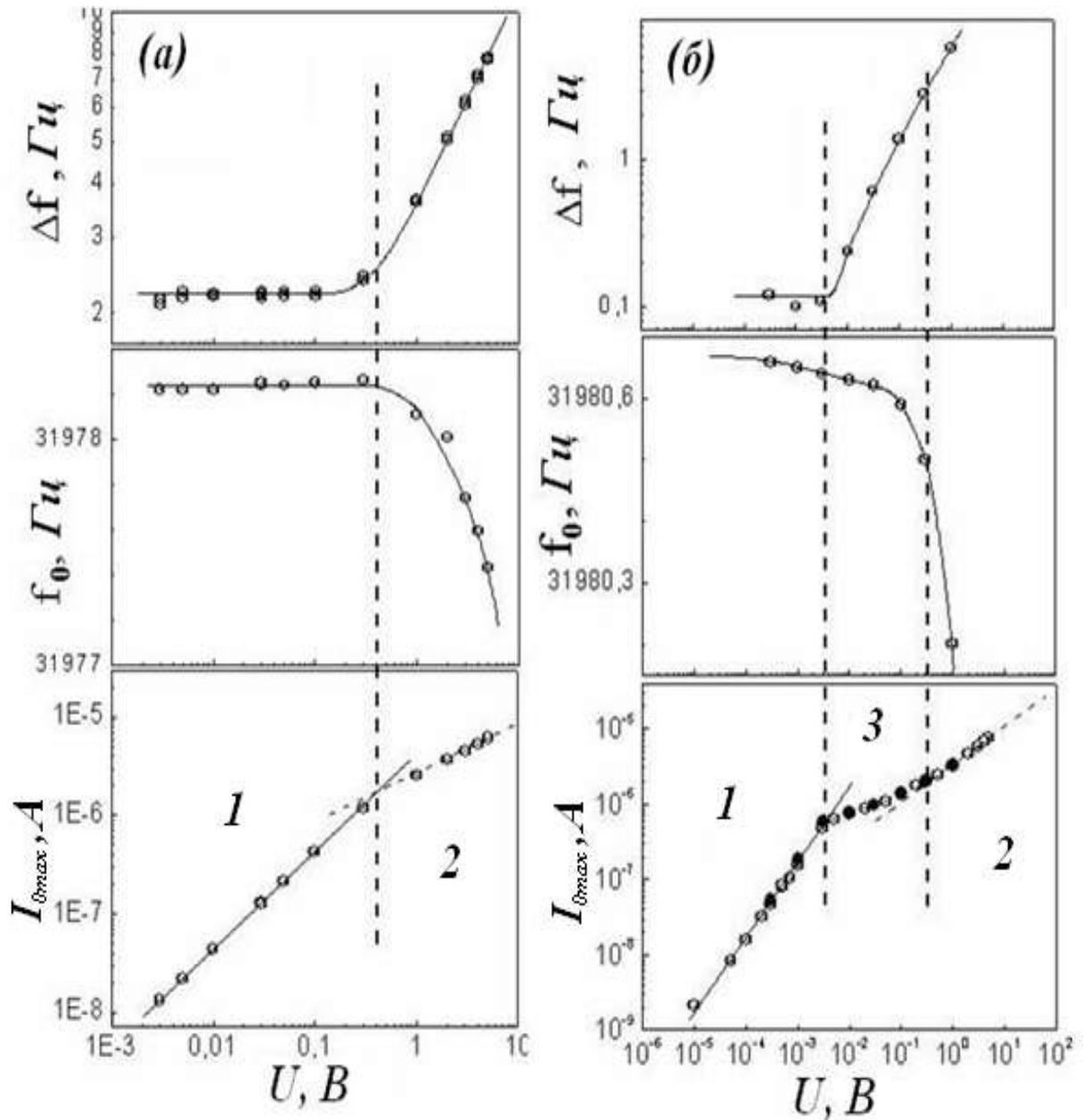


Рис.4.4 Влияние управляющего напряжения на ширину резонансной кривой Δf , резонансную частоту f_0 и амплитуду регистрируемой силы тока для выбранного камертона при $T = 1,49$ К (а) и $T = 0,35$ К (б).

Анализ зависимостей показал, что для выбранных температур при малых прикладываемых напряжениях резонансная частота и ширина резонансной линии остаются постоянными, что характерно для ламинарного течения жидкости (область малых напряжений обозначена цифрой 1).

Возрастание амплитуды управляющего напряжения (область 2) приводит к увеличению ширины резонансной кривой, а резонансная частота уменьшается. Зависимость регистрируемой амплитуды регистрируемой силы тока от величины прикладываемого напряжения приобретает квадратичную зависимость ($F \sim v^2$), что является свидетельством турбулентного характера течения Не II.

В полученных экспериментальных результатах при фиксированных температурах отличием является характер перехода от ламинарного режима течения к турбулентному режиму.

Так при температуре 1,49 К на вольт-амперной характеристике наблюдается плавный переход между режимами, то есть $F \sim v^n$, где n – показатель степени, плавно меняющийся от 1 до 2. При температуре 0,35 К значение n меняется от 1 до 5, затем плавно уменьшается от 5 до 2. На рисунке 4.4б область переходного режима соответствует области 3. Именно при этом переходном режиме и наблюдается плато на амплитудно-частотных зависимостях.

Похожее поведение (наличие промежуточного режима) между ламинарным и турбулентным режимами течения также наблюдалось и при исследованиях с помощью других колеблющихся тел в сверхтекучем гелии. Так в экспериментах с колеблющейся сеточкой было высказано предположение, что в данной области проявляется новый механизм диссипации, связанный с квантованными вихрями, находящимся на поверхности колеблющегося тела.

4.3 Влияние размера камертона и внешних условий на амплитуду критической скорости

Как ранее, знание величины пьезоэлектрической постоянной камертона и вольт-амперных характеристик позволяют построить зависимость скорости колебания камертона v от силы F , вынуждающей колебания. Подобная зависимость приведена на рисунке 4.5.

Представленные результаты были получены в ходе различных экспериментов для камертонов различных размеров. Камертоны К5, К4, К8 имеют одинаковый размер, но большие по размеру, чем камертон К9. Линейная зависимость скорости наблюдается при малых возбуждающих силах, что характерно для ламинарного течения. В точке перегиба на кривой наблюдается переход к нелинейной зависимости. Данная точка определяет критическую скорость v_c , характерную для начала турбулентного режима течения жидкости.

На рисунке 4.5а видно, что измеренная в экспериментах амплитуда скорости колебания ножек камертонов большего размера, находится почти на порядок ниже, чем результату измерения для камертона малого размера. Это связано с тем, что на величину скорости влияет геометрический размер колеблющегося тела. Сплошные линии соответствуют линейной зависимости, а пунктирная линия нелинейному поведению камертона.

Связанная с диссипативными процессами в системе зависимость ширины резонансной линии от скорости колебаний ножек камертона, приведена на рисунке 4.5б. Как видно, при малых скоростях колебаний (меньше v_c) для всех камертонов ширина резонанса практически одинакова. С чем связан разброс полученных экспериментальных данных при различных измерениях не ясно, однако величина ошибки сравнима с величиной ошибки при определении пьезоэлектрической постоянной.

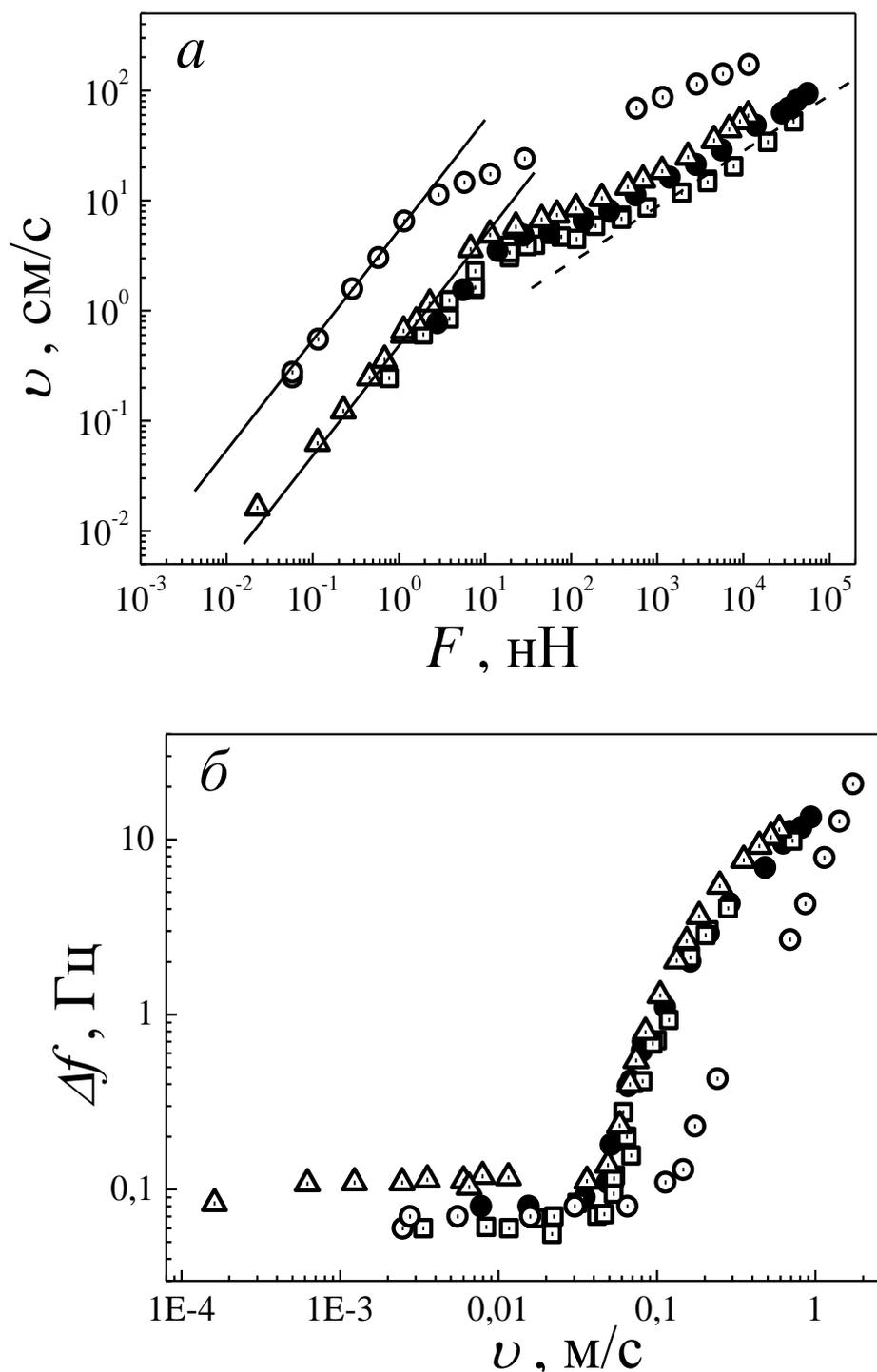


Рис.4.5 Зависимость скорости колебания камертонов К4 (Δ), К5 (\bullet), К8 (\square) и К9 (\circ) от возбуждающей силы (а) и ширины резонанса от скорости колебаний (б) при температуре 0,37 К.

Критическая скорость перехода к турбулентному течению для камертонов К4, К5, К8 ниже, чем для камертона К9. При скоростях течения, превышающих критическую величину, зависимость скорости колебания

ножек от возбуждающей силы и ширины резонансной линии от скорости для камертонов различных размеров отличаются, как по характеру, так и по величине.

Исследования критической скорости v_c перехода к турбулентному режиму проводились при различных условиях, но оставалось невыясненным влияние акустического излучения на величину скорости перехода к турбулентному течению в He II.

Исследования проводились для восьми кварцевых камертонов в сверхтекучем гелии при различных давлениях. Были выбраны кварцевые камертоны, имеющие различные геометрические размеры, с резонансными частотами близкими в вакууме ($f_0 \sim 32$ кГц). В экспериментальной ячейке, подробно описанной в разделе 2, камертоны были закреплены так, чтобы ось датчика совпадала с осью цилиндрической полости ячейки, либо была ей перпендикулярна.

Были проведены две серии измерений. Первая серия измерений выполнена при постоянной температуре $T = 0,37$ К и различных фиксированных давлениях в интервале от давления насыщенного пара до давления кристаллизации гелия (24,7 атм). Вторая серия измерений была проведена при разных температурах в интервале от 0,25 К до 2 К при давлении насыщенного пара.

Мощность акустического излучения W имеет сильную зависимость от скорости первого звука ($W \sim c^{-5}$). Скорость звука, в свою очередь, зависит от давления. Таким образом, проведение измерений в широкой области давлений позволяет варьировать мощность акустического излучения, генерируемого камертоном почти на порядок.

Измерения проводились с использованием рефрижератора растворения, в области температур от $T = 0,2$ К до 2,1 К. Точность измерения температуры составляла $\pm 0,001$ К. Давление в ячейке создавалось с помощью газификатора с адсорбентом и измерялось манометром. Точность измерения

давления при 24 атм составляла $\pm 0,05$ атм. Стабильность давления в процессе измерений не превышала величину погрешности измерений.

После определения пьезоэлектрической постоянной a и конденсации ^4He , давление в ячейке увеличивалось до давления, близкого к давлению кристаллизации, а температура стабилизировалась при $T = 0,37$ К. Затем проводился цикл измерений при стабилизированном давлении, после чего давление в ячейке снижали и проводили следующий цикл измерений после стабилизации давления на новом значении.

В ходе измерений регистрировались амплитудно-частотные характеристики камертонов при различных возбуждающих напряжениях U_{gen} и постоянных давлении P и температуре T .

По измеренным амплитудно-частотным характеристикам определялась зависимость скорости колебания камертона v от возбуждающей силы F . Полученные типичные экспериментальные данные о зависимости скорости колебаний камертона от возбуждающей силы при температуре $T = 0,35$ К приведены на рисунке 4.6. Как видно из этого рисунка, при малых силах наблюдается линейная зависимость $F \sim v$ (сплошная и пунктирные линии).

Увеличение силы F приводит к отклонению от линейной зависимости, причем для случая (а) сразу проявляется квадратичная зависимость скорости от силы. В случае зависимости (б) между линейным и квадратичным участками зависимостей наблюдается промежуточный режим. В обоих случаях на кривых имеется характерные изломы отмеченные стрелками, которые соответствуют критическим скоростям v_c перехода из ламинарного течения к турбулентному.

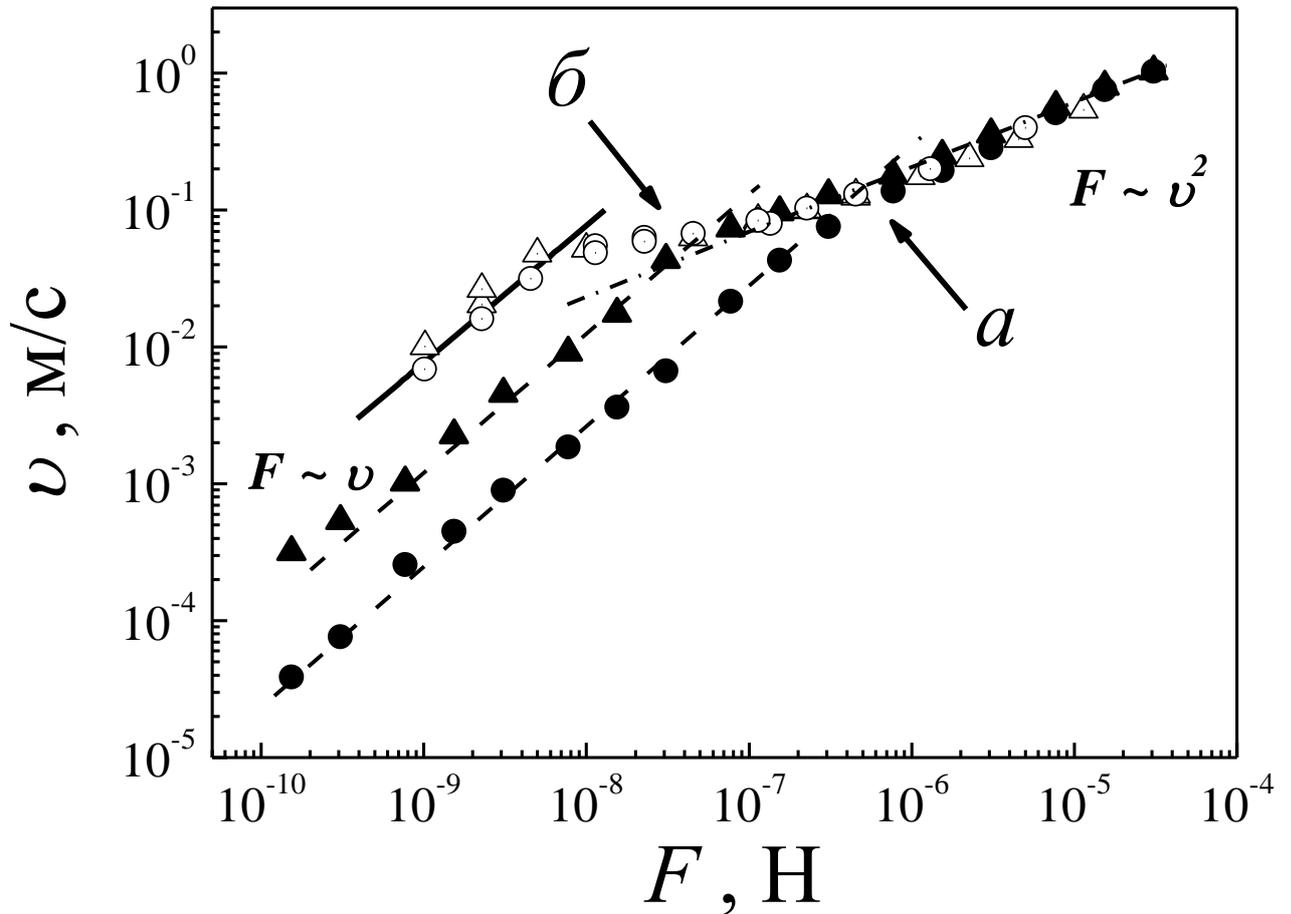


Рис.4.6 Влияние величины прикладываемой силы на амплитуду скорости колебания ножек для камертона К5 при давлениях 7,6 атм (Δ), 22,3 атм (\circ) и камертона К21 при давлениях 8,35 атм (\bullet) и 24,1 атм (\blacktriangle). Пунктирная линия – ламинарное течение при акустическом излучении, штрих-пунктирная линия – турбулентное течение.

Отметим, что кривые на рисунке 4.6 отличаются различными значениями отношения R/λ (R – характерное расстояние от камертона до стенки ячейки, λ – длина волны, возбуждаемой камертоном). Для камертона К21 (закрытые символы) $R/\lambda > 1/4$, а для камертона К5 это отношение меньше $1/4$ (открытые символы). Такое разделение связано с 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 рассеяния

тепловых возбуждений He II на колеблющихся ножках камертона. Этот механизм практически не зависит от давления, поэтому на рисунке 4.6 экспериментальные данные для разных давлений совпадают [4]. Сплошная линия соответствует расчету зависимости $\nu(F)$ для случая баллистического рассеяния тепловых возбуждений при $T = 0,37$ К с использованием кинетических уравнений [3]. Как видно, результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

В ламинарном режиме течения наибольшее влияние звуковой волны на измеряемые в эксперименте величины за счет переотражений, наблюдалось при условии $R/\lambda = 1/2$ для резонанса волны первого звука в цилиндрической ячейке [4]. В нашем случае для камертонов K20 и K22 этот режим должен наблюдаться при давлении порядка двух атмосфер в сверхтекучем гелии.

На рисунке 4.7 представлены результаты определения значения критической скорости ν_C от давления для обоих случаев отношения R/λ .

Как уже было отмечено, при $R/\lambda < 1/4$ величина критической скорости практически не зависят от давления (рисунок 4.7а), в то время для $R/\lambda > 1/4$ наблюдается сильный разброс данных (рисунок 4.7б), что связано с переотражением звуковой волны от стенок ячейки.

При этом, как наблюдалось и в других экспериментах [4], разброс значений критической скорости при низких давлениях возрастает значительно, что связано с влиянием резонанса звуковой волны в геометрии ячейки и возможностью реализации условия резонанса.

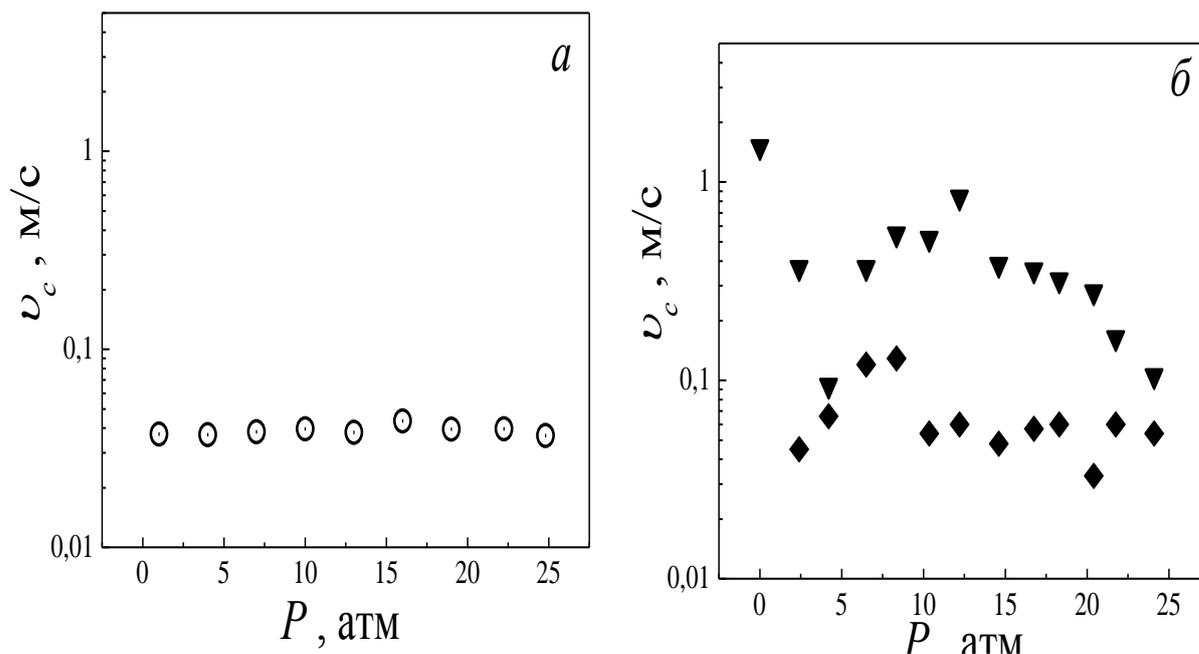


Рис.4.7 Влияние давления на критическую скорость перехода для камертонов K8 (○) (а) и K21 (◆), K22 (▼) (б) при температуре 0,37 К.

Для оценки влияния акустического излучения на критическую скорость перехода между ламинарным и турбулентным течением удобно все полученные экспериментальные данные привести к виду, когда критическая скорость зависит от соответствующей ей мощности. На рисунке 4.8 представлена зависимость для камертонов с различными геометрическими размерами и при различных стабилизированных давлениях Не II.

Символы (□), (▽) и (○) соответствуют результатам измерений для камертонов K5, K8, K9 соответственно, находящихся в заводских колбах с пропилом. В таком случае основным механизмом диссипации при низких температурах является баллистическое рассеяние тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона. Для камертонов K21 (◆, ▲), K20 (■), K22 (▼), K19 (●) при низкой температуре ($T = 0,37$ К) и различных давлениях доминирует акустическое излучение (при условии $R/\lambda > 1/4$). Результаты для камертонов K8 (△), K20 (□), K19 (◇) и K22 (▽), приведены при давлении насыщенного пара и различных температурах.

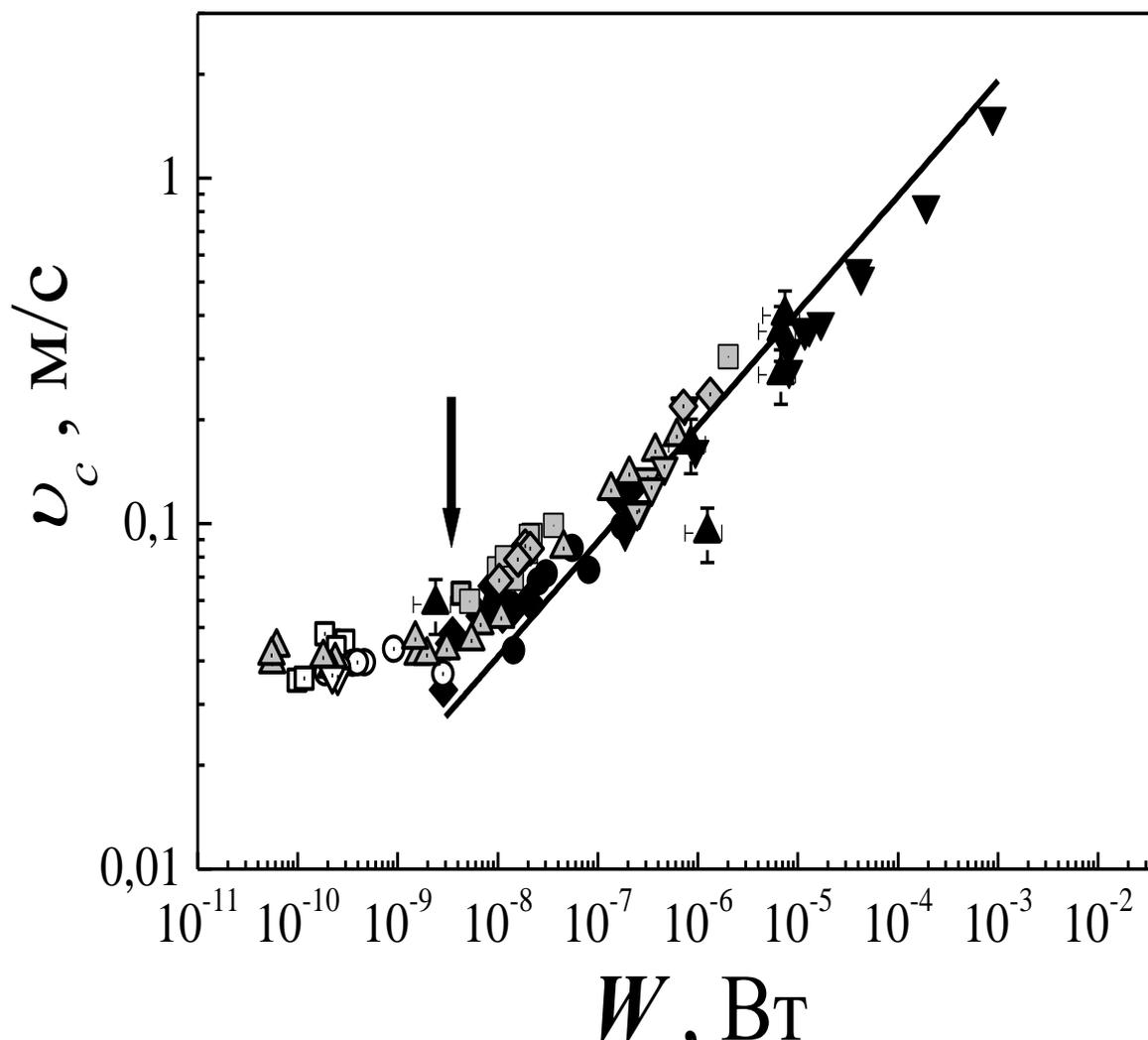


Рис. 4.8 Влияние мощности возбуждающего сигнала на критическую скорость перехода к турбулентному режиму течения в He II. Сплошная линия соответствует зависимости $W \sim v^3$.

Существуют два механизма возбуждения турбулентного течения. При мощностях излучения равных или больших 10^{-8} Вт, все полученные данные описываются единой зависимостью (сплошная линия $W \sim v^3$) на рисунке 4.8. Такой характер зависимости турбулентного течения наблюдается и в классических средах, когда величина мощности, добавляемая в систему, пропорциональна кубу скорости течения жидкости. При мощностях, меньших 10^{-8} Вт, наблюдается заметное отклонение от этой зависимости. При этом величина критической скорости практически перестает зависеть от

возбуждающей мощности. Как было отмечено, в таком случае наблюдается переходной режим, который характеризуется быстрым ростом плотности квантованных вихрей [139]. Заметим, что подобное поведение было обнаружено для камертонов с различными размерами. Таким образом, определяющей характеристикой, влияющей на величину критической скорости перехода к турбулентному течению является не размер камертона, а условие отсутствия или присутствия акустического излучения в виде дополнительных затрат энергии на возбуждения звука.

Для оценки влияния температуры на величину v_c с учетом акустического излучения были проведены измерения при различных температурах для камертонов в сверхтекучем гелии при давлении насыщенного пара. Полученные результаты таких измерений приведены на рисунке 4.9 для камертонов K19 (◆), K20 (●) и K21 (■) в случае, когда $R/\lambda > 1/4$. Результаты температурной зависимости v_c для K8 (△) и K9 (▽) соответствуют условию $R/\lambda < 1/4$.

Видно, что при температурах выше 1,2 К результаты измерений практически совпадают, что связано с доминирующим влиянием диссипации за счет вязкости. При температуре ниже 1,2 К в случае, когда $R/\lambda > 1/4$ уменьшение критической скорости связано с тем, что основным механизмом диссипации становится акустическое излучение. При этом критическая скорость перехода выше, чем для случая $R/\lambda < 1/4$, где основным механизмом диссипации энергии выступают потери за счет вязкого трения. При температурах ниже 0,6 К критическая скорость практически не зависит от температуры для обоих пределов R/λ . Однако, для случая $R/\lambda < 1/4$ происходит смена механизма диссипации кинетической энергии колеблющихся ножек камертона с потерь за счет вязкого трения на потери за счет баллистического рассеяния тепловых возбуждений.

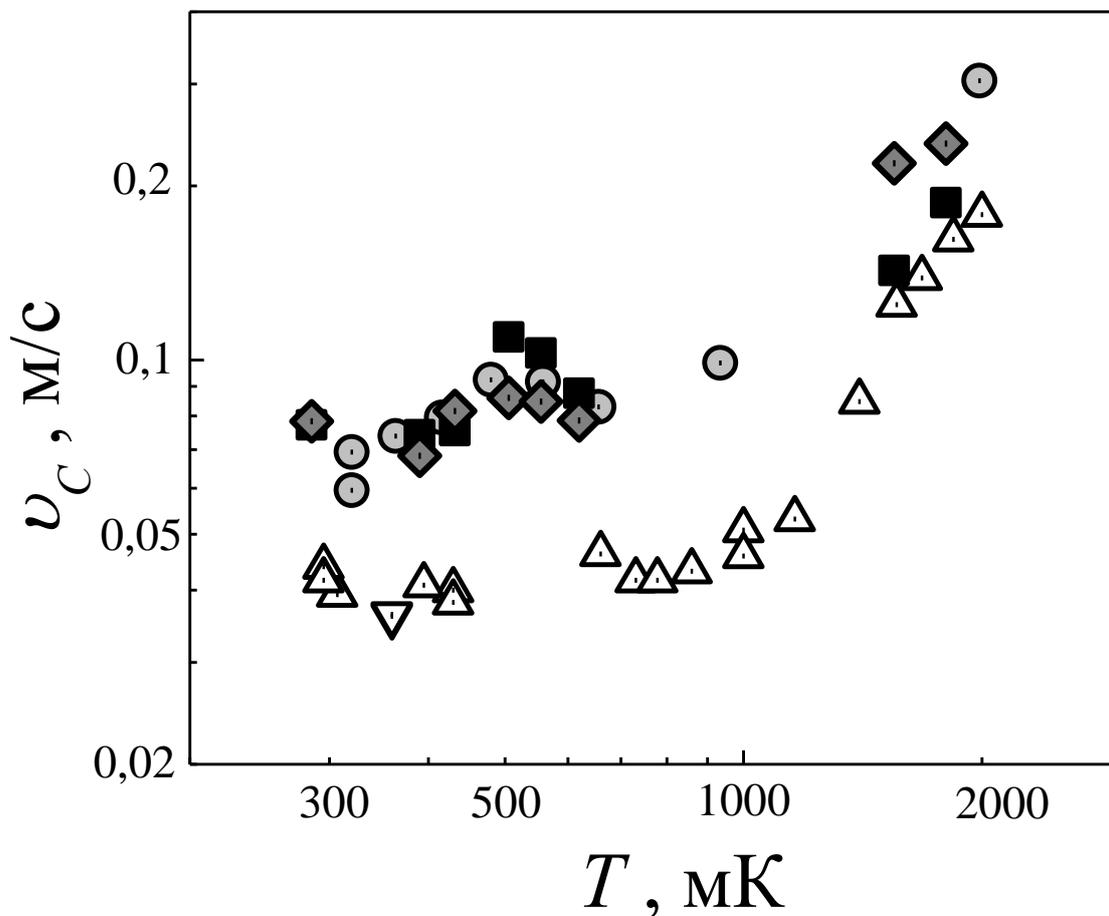


Рис.4.9 Температурные зависимости критической скорости перехода для камертонов K8 (Δ), K9 (∇), K19 (\blacklozenge), K21, (\blacksquare), K20 (\bullet) в ^4He при давлении насыщенного пара.

Результаты проведенных экспериментов при температуре $T = 0,37$ К, когда плотность нормальной компоненты ρ_n мала, можно объяснить в рамках классификации режимов сверхтекучей турбулентности [140 - 142]. При высоких возбуждающих мощностях (рисунок 4.9) наблюдается квазиклассическая турбулентность, когда вихри поляризованы и объединены в жгуты. В этом случае формирование турбулентного течения происходит, по всей видимости, за счет пересоединений вихрей внутри жгута или пересоединения жгутов. При уменьшении возбуждающей мощности ниже величины 10^{-8} Вт наблюдаются два механизма возбуждения турбулентности. При доминировании акустического излучения, вероятно, происходит генерация квазиклассической турбулентности.

В случае пренебрежимо малого акустического излучения можно говорить о начале переходной области к квантовой турбулентности, а турбулентный клубок, надо полагать, образуется за счет квантованных вихрей, появляющихся на шероховатостях поверхности и перцепляющихся между собой и самих на себя.

Выводы

1. Проведенная серия экспериментов с колеблющимися камертонами в сверхтекучем гелии, позволила установить, что наблюдаются два механизма перехода к турбулентному течению: акустическое излучение камертоном и вязкая диссипацией при высоких температурах или баллистическим рассеянием тепловых возбуждений при низких температурах. Промежуточный режим между ламинарным и турбулентным течением наблюдается при доминировании баллистического рассеяния.
2. Установлено, что определяющей характеристикой, от которой зависит величина критической скорости перехода от ламинарного режима к турбулентному является не геометрический размер колеблющегося камертона, а условие отсутствия акустического излучения.
3. Переход к турбулентному состоянию зависит от возбуждающей мощности. При мощностях превышающих 10 нВт характер зависимости критической скорости от мощности подобен тому, что имеется в классических средах, когда мощность пропорциональна кубу скорости. В случае, когда мощность менее 10 нВт, величина критической скорости практически не зависит от возбуждающей мощности, при этом наблюдается переходной режим, характеризующийся быстрым ростом плотности квантованных вихрей.

РАЗДЕЛ 5

ПЕРЕХОД ОТ ЛАМИНАРНОГО К ТУРБУЛЕНТНОМУ ТЕЧЕНИЮ В СВЕРХТЕКУЧЕМ РАСТВОРЕ $^3\text{He} - ^4\text{He}$

Раздел содержит результаты проведенных исследований перехода к турбулентному режиму течения в сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$ методом колеблющегося кварцевого камертона в области низких температур.

5.1 Анализ резонансных кривых и вольт-амперных характеристик

Разделы 3 и 4 посвящены исследованию течения чистого ^4He . Более сложным является вопрос о переходе между ламинарным и турбулентным течением в сверхтекучих растворах $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Для чистого ^4He плотность нормальной компоненты пропорциональна T^4 , а в растворе добавляются примесные атомы и при низкой температуре они определяют плотность нормальной компоненты и ответственны за кинетику и диссипативные процессы в системе.

Исследуемым веществом был выбран 5 % раствор $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Измерения проводились с помощью камертона, находившегося в заводском корпусе с небольшим пропилом. В начале проводились измерения в вакууме при температурах ячейки ниже 1,5 К, для определения собственных характеристик камертона. Резонансная частота камертона в вакууме была 32715,278 Гц, а ширина резонансной кривой 0,035 Гц. В первом эксперименте проводились измерения в чистом ^4He , после чего ячейка отогревалась до 300 К и откачивалась. При последующем охлаждении в ячейку конденсировался 5 % раствор $^3\text{He} - ^4\text{He}$ и проводились измерения.

Во время экспериментов с раствором измерения проводились следующим образом: при постоянных стабилизированных температурах ячейки в интервале температур от 0,3 К до 2,6 К измерялись амплитудно-частотные характеристики кварцевого камертона при различных

фиксированных управляющих напряжениях. Затем, с помощью амплитудно-частотной зависимости определялась ширина резонансной кривой, резонансная частота и амплитуда сигнала камертона при этой частоте.

Типичные амплитудно-частотные зависимости камертона, погруженного в исследуемый раствор ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ при $T = 1,03 \text{ K}$ приведены на рисунке 5.1.

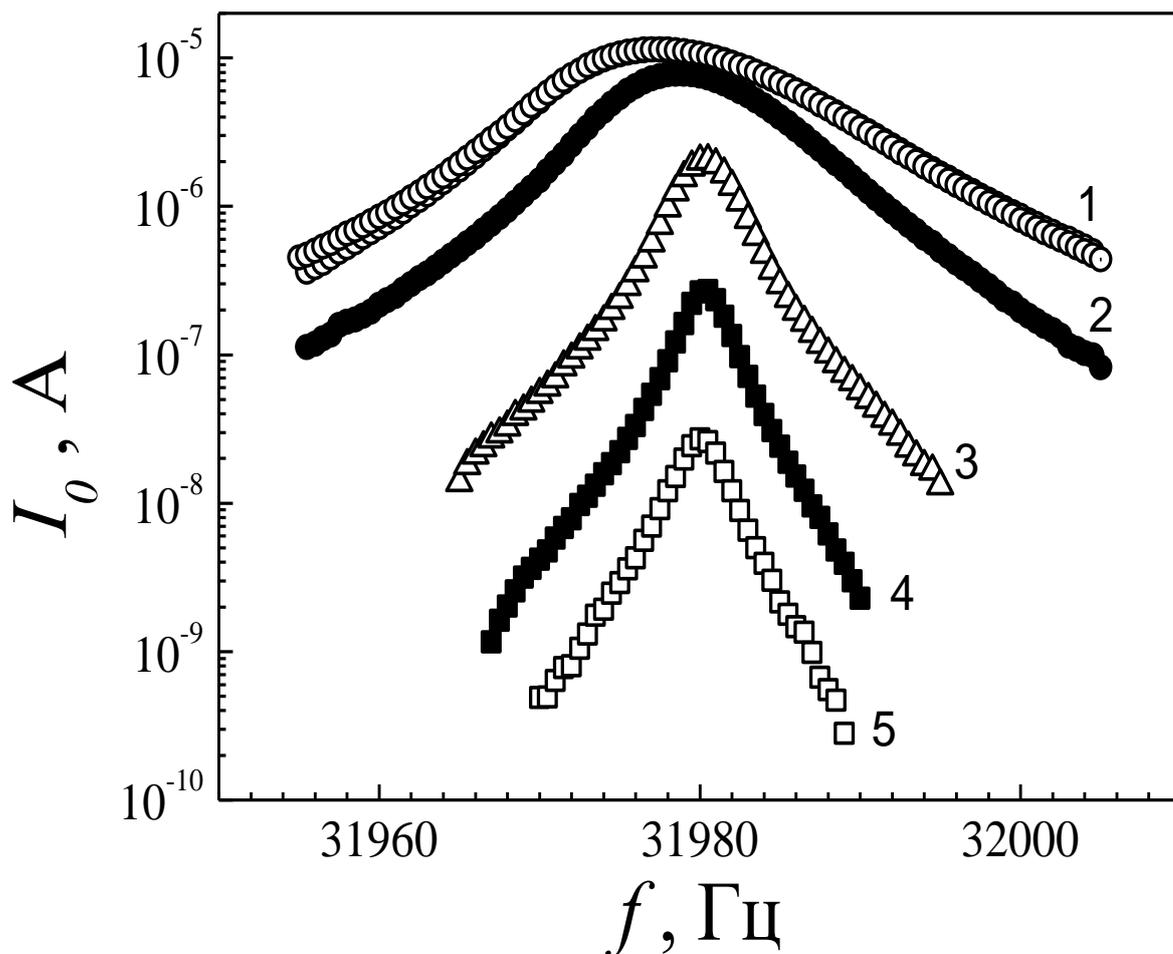


Рис. 5.1 Амплитудно-частотные характеристики камертона в 5% растворе ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ при $T = 1,03 \text{ K}$ и различных величинах управляющего напряжения : 1 – 20 В, 2 - 10 В, 3 - 1 В, 4 - 100 мВ, 5 – 10 мВ.

Полученные первичные результаты измерений приведены в полулогарифмическом масштабе для удобства сопоставления результатов. Как видно, при малых возбуждающих напряжениях ширина резонансных кривых и резонансная частота постоянны. Рост возбуждающего напряжения

приводит к увеличению ширины резонансной кривой с уменьшением резонансной частоты.

На рисунке 5.2 приведена вольт-амперная характеристика кварцевого камертона при постоянной температуре, построенная по данным рисунка 5.1.

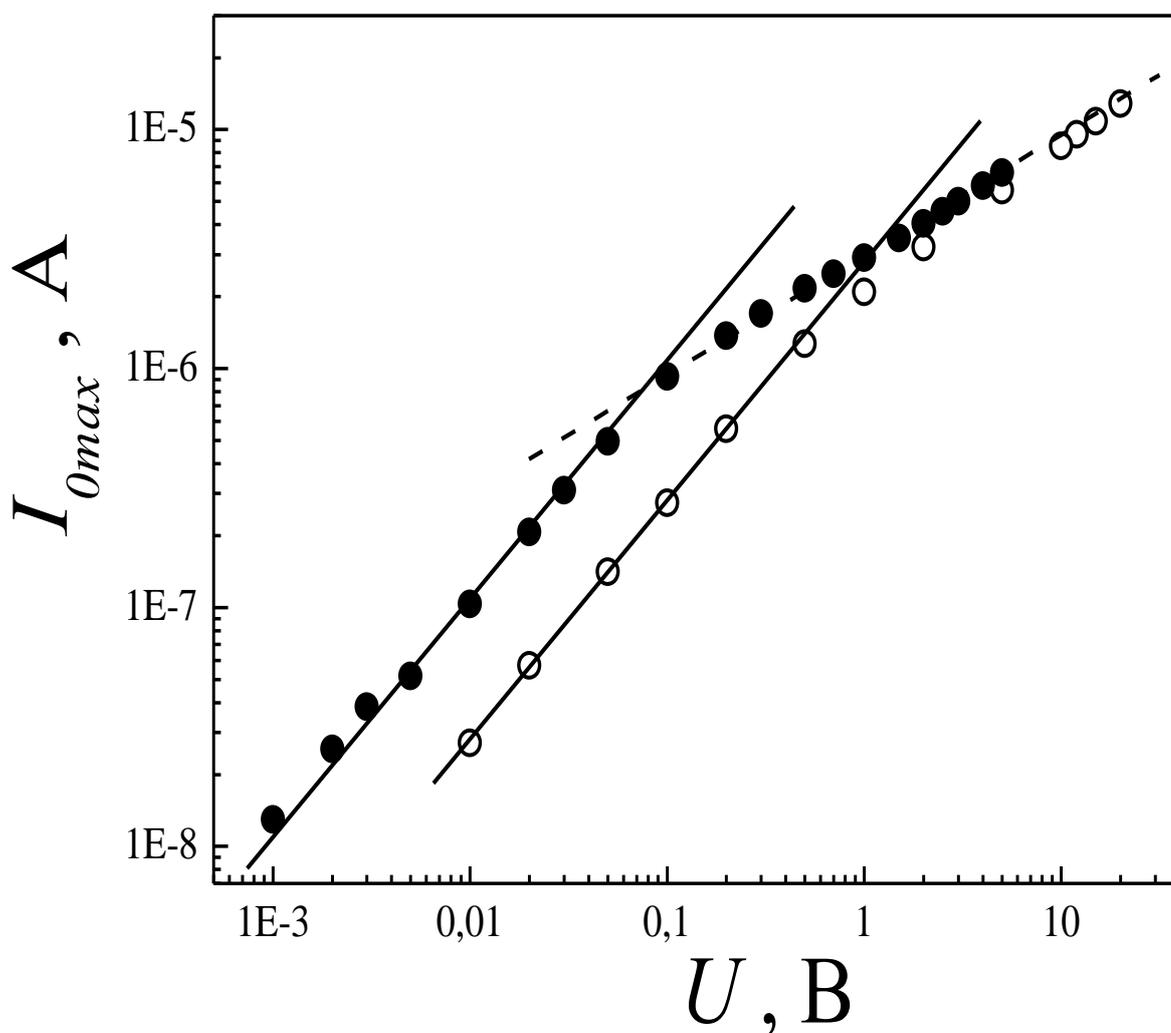


Рис 5.2 Величина амплитуды регистрируемой силы тока от амплитуды прикладываемого напряжения в чистом ${}^4\text{He}$ при $T = 1,16\text{ K}$ (●) и растворе ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ с $x = 5\%$ при $T = 1,03\text{ K}$ (○).

Для сравнения приведена вольт-амперная характеристика для чистого ${}^4\text{He}$ при температуре $1,16\text{ K}$ и раствора ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ при $1,03\text{ K}$. Для ${}^4\text{He}$ при малых управляющих напряжениях амплитуда сигнала пропорциональна

управляющему напряжению (сплошная линия), такая зависимость характерна для ламинарного потока исследуемой жидкости вдоль поверхности колеблющегося камертона. Повышение управляющего напряжения приводит к смене ламинарного режима течения турбулентным, при этом квадрат амплитуды сигнала пропорционален управляющему напряжению (пунктирная линия). Пересечение пунктирных и сплошных линий показывает критическую величину амплитуды сигнала, соответствующую смене режимов. На рисунке 5.2 видно, что турбулентный режим в растворе и в ^4He характеризуется почти одной и той же зависимостью амплитуды сигнала от управляющего напряжения. Однако смена режимов от ламинарного потока течения на турбулентный с увеличением управляющего напряжения в растворе происходит плавно, тогда как в ^4He , практически в виде излома.

5.2 Эволюция резонансных кривых при низких температурах

Характер амплитудно-частотных зависимостей с понижением температуры в растворе меняется. Если при температуре 1,03 К амплитудно-частотные зависимости гладкие и могут быть хорошо описаны аппроксимацией по кривой Лоренца, то при более низких температурах, на таких зависимостях наблюдаются нерегулярности и срывы. Пример таких зависимостей для нескольких температур приведен на рисунке 5.3. Сплошная линия соответствует данным для чистого ^4He при температуре 0,35 К, а пунктирная линия – величине амплитуды регистрируемого сигнала, выше которого начинается турбулентное течение в чистом ^4He .

Первые нерегулярности в виде скачков на резонансных кривых начинают проявляться при температуре 0,71 К (рисунок 5.3). При понижении температуры количество таких скачков увеличивается, и они смещаются от резонансной частоты, причем характер скачков со стороны меньших частот от резонанса и со стороны бóльших частот, различен. С понижением

температуры скачки начинают наблюдаться и при малых управляющих напряжениях.

При повторном сканировании по частоте скачки повторялись практически при тех же амплитудах сигнала. 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, как с увеличением частоты (○), так и с ее уменьшением (□). Подобное поведение АЧХ в чистом ^4He не наблюдалось.

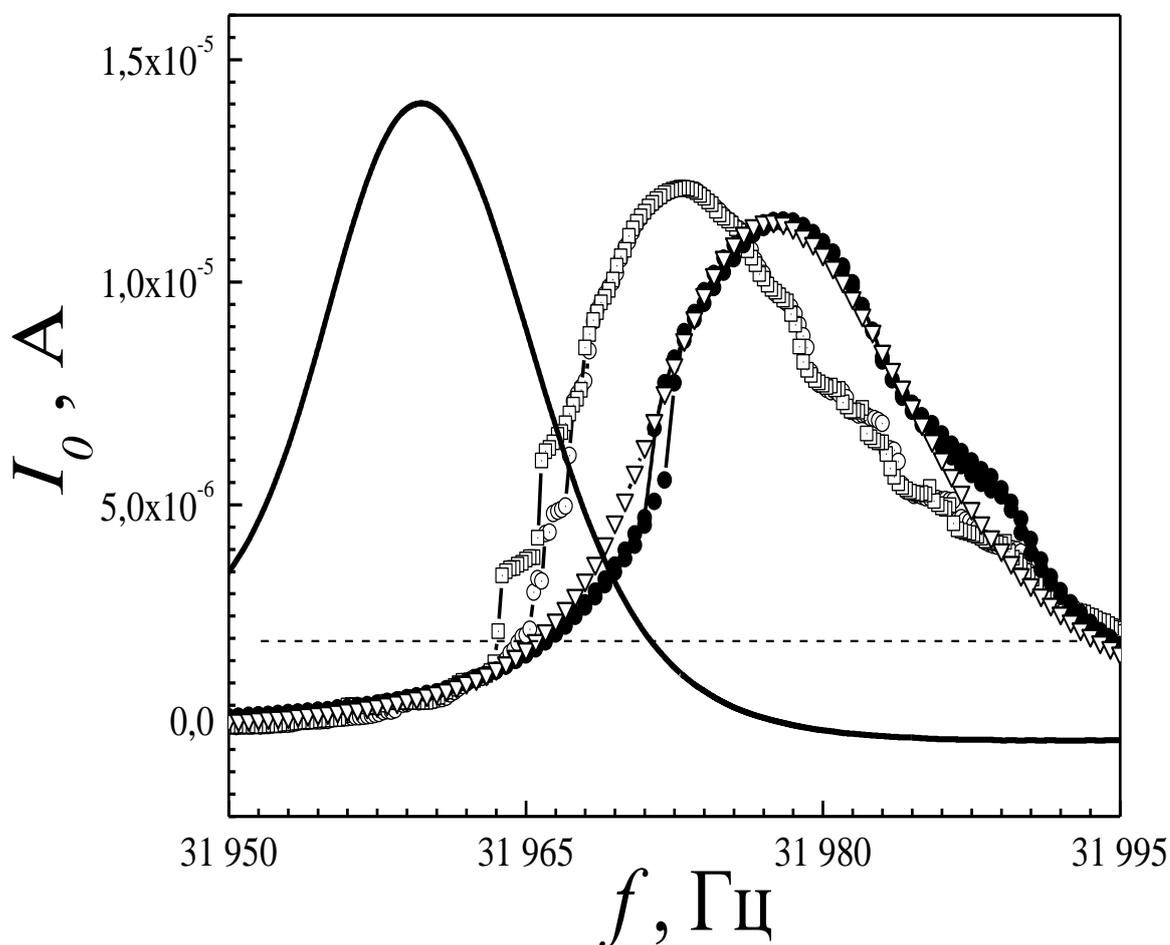


Рис 5.3 Амплитудно-частотные характеристики камертона в 5 % растворе при прикладываемом напряжении 20 В и различных температурах: 1,03 К (∇), 0,71 К (\bullet) и 0,35 К (\circ , \square).

На рисунке 5.3 для сравнения сплошной линией приведены данные для сверхтекучего гелия при температуре 0,35 К и том же возбуждающем напряжении, что и для случая раствора.

Присутствие скачков в растворе может свидетельствовать о влиянии примесей ^3He . При величине амплитуды сигнала, превышающей величину $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ А (пунктирная линия) в чистом ^4He , наступает турбулентный режим течения при котором генерируются квантованные вихри.

Известно, что при низких температурах атомы ^3He адсорбируются в коре квантованного вихря, это явление наблюдали экспериментально [143]. С ростом концентрации раствора, адсорбция ^3He на коре вихря происходит при более высоких температурах [144]. Сравнивая результаты проведенных исследований [144, 145] с нашими измерениями для 5 % раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$, можно сделать вывод, что в 5 % растворе адсорбция атомов ^3He в кор вихря наступает при температурах равных или меньших 0,9 К. Это хорошо видно по результатам измерения для температуры 0,71 К, когда наблюдается первый скачок по амплитуде (рисунок 5.3).

Таким образом, можно утверждать, что появление нерегулярностей на амплитудно-частотной зависимости камертонов в растворе связано с адсорбцией атомов ^3He в коре вихря. Понижение температуры приводит к облегчению адсорбцией атомов ^3He и такие нерегулярности начинают появляться при меньших амплитудах сигнала. Однако, измерения при больших управляющих напряжениях могут приводить к выделению тепла кварцевым камертоном и создавать неравновесные условия в процессе измерений, что нужно учитывать при проведении подобных исследований.

5.3 Изучение перехода к турбулентному течению в растворе

По излому на вольт - амперной характеристике была определена критическая скорость перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения. Температурная зависимость критической скорости перехода для

раствора приведена рисунке 5.4 вместе с данными, полученными в чистом ${}^4\text{He}$. Сплошная линия проведена по экспериментальным точкам, а пунктир разделяет области температур и скоростей, где наблюдались особенности на резонансных кривых (слева от пунктира) и где они отсутствовали (справа от пунктира). Эти особенности на амплитудно-частотных зависимостях при температурах ниже 0,5 К были зарегистрированы и в ламинарном режиме потока исследуемого раствора, как это видно на рисунке 5.4. Это может свидетельствовать о наличии квантованных вихрей в сверхтекучем растворе еще задолго до начала турбулентного режима.

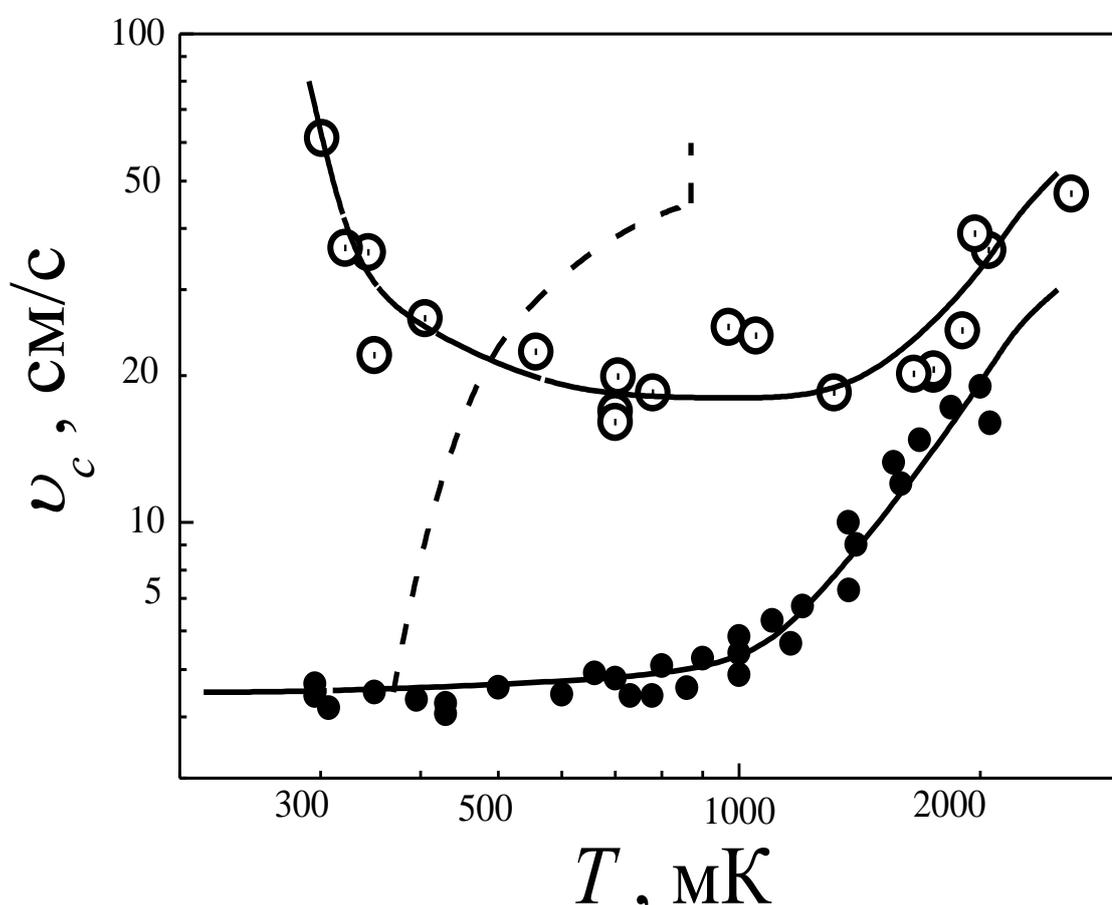


Рис 5.4 Температурная зависимость величины амплитуды критической скорости перехода от ламинарного течения к турбулентному в 5% растворе ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ (○) и чистом ${}^4\text{He}$ (●) [146]. Сплошные линии проведены по экспериментальным данным, пунктирная линия отделяет область наблюдения скачков на АЧХ в растворе с $x = 5\%$.

Из рисунка 5.4 видно, что скорость перехода от ламинарного к турбулентному течению в растворе намного выше критических скоростей для чистого ^4He , а температурная зависимость в случае раствора носит немонотонный характер. Такая температурная зависимость может быть связана с большим количеством нормальной компоненты, которая при температуре ниже 1 К в основном определяется концентрацией ^3He в растворе.

Выводы

1. Впервые получены сведения об особенностях перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в концентрированном сверхтекучем растворе $^3\text{He} - ^4\text{He}$.
2. Показано, что в растворе повышается устойчивость ламинарного течения. При температуре ниже 1 К критическая скорость в растворе выше, чем в чистом ^4He .
3. Обнаружены нерегулярности на амплитудно-частотных характеристиках при низких температурах, что может быть связано с наличием примесной части нормальной компоненты жидкости и адсорбцией примесей в коре вихрей.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе решена важная задача в физике низких температур: экспериментально выявлены особенности процессов диссипации энергии в нормальном и сверхтекучем гелии при переходе от ламинарного к турбулентному течению жидкого гелия и влиянию на такие процессы примеси ^3He и источника монохроматического излучения при сверхнизких температурах.

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Найдено температурную зависимость удельного коэффициента диссипации в сверхтекучем гелии при ламинарном течении и предложено его аналитическое описание в гидродинамическом и баллистическом режиме.
2. Впервые обнаружено акустическое излучение источника монохроматического излучения в сверхтекучем гелии с помощью датчиков первого звука. Выявлено, что поведение источника монохроматического излучения наиболее точно описывается моделью квадрупольного излучателя.
3. Установлено, что в сверхтекучем гелии критическая скорость перехода от ламинарного к турбулентному течению зависит от резонансных условий для источника монохроматического излучения, и от вязкости гелия при температуре выше 0,7 К или определяется баллистическим рассеянием тепловых возбуждений при температурах ниже 0,7 К.
4. Установлено зависимость величины критической скорости перехода от ламинарного к турбулентному течению от мощности источника монохроматического излучения в чистом гелии. Показано, что при

мощностях, меньших чем 10 нановатт, величина критической скорости практически не зависит от мощности.

5. Впервые получены результаты об особенностях перехода от ламинарного к турбулентному течению в растворе изотопов гелия. Показано, что добавление примеси ^3He повышает устойчивость ламинарного течения и приводит к росту критической скорости по сравнению с чистым гелием.

В заключении выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю, кандидату физико-математических наук Г. А. Шешину за передачу большого объема знаний в экспериментальной физике низких температур, помощь в постановке задач, осмыслении полученных результатов и поддержку, что в огромной степени способствовало выполнению настоящей работы.

Я глубоко признателен член-корреспонденту НАН Украины, доктору физико-математических наук, профессору Э. Я. Рудавскому за полезные дискуссии и участие при обсуждении результатов работы.

Выражаю признательность доктору физико-математических наук С. С. Соколову за его активное участие в обсуждении материалов диссертации.

Я признателен А. С. Неонете и Ф. А. Шевченко за техническую помощь при проведении экспериментов.

Я хочу поблагодарить всех сотрудников отдела квантовых жидкостей и кристаллов ФТИНТ им.Б.И. Веркина НАН Украины за постоянную многолетнюю поддержку, внимание, помощь и доброжелательное отношение.

Я хочу выразить благодарность своей семье за понимание и поддержку.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Sheshin G. The influence of acoustic emission on the onset of the turbulence flow in He II / G. Sheshin, **I. Gritsenko** // JLTP. – 2014. – V. 175, №. 1/2. – P. 91 – 96.
2. Transition to turbulence and critical velocity in superfluid solution of ^3He in ^4He / **I. A. Gritsenko**, A. A. Zadorozhko, E. Ya. Rudavskii, V. K. Chagovets, G. A. Sheshin // JLTP. – 2010. – V. 158, №. 3/4. – P. 450 – 455.
3. 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. – С. 695 – 702.
4. **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. – С. 1395 – 1402.
5. **Gritsenko I.** Frequency characteristics of a quartz tuning fork immersed in He II / I. Gritsenko, A. Zadorozhko, G. Sheshin // JLTP. – 2013. – V. 171, №. 3/4. – P. 194 – 199.
6. Mutual interactions of oscillating quartz tuning forks in superfluid ^4He / G. Sheshin, **I. Gritsenko**, D. Schmoranzner, and L. Skrbek // ФНТ. – 2013. – Т. 39, №. 10. – P. 1062 – 1067.
7. Особенности турбулентного течения сверхтекучей жидкости / **И. А. Гриценко**, А. А. Задорожко, В. К. Чаговец, Г. А. Шешин // Всеукраїнська конференція молодих вчених „Фізика низьких температур”, 1-5 червня 2009р. : тези доповідей. – Україна, Харків, 2012. – С. 126.
8. The frequency dependences of the critical velocity of the transition from laminar to turbulent flow of the superfluid ^4He / **I. Gritsenko**, V. Chagovets, E. Rudavskii, G. Sheshin, A. Zadorozhko // International Conference “Physics of liquid matter: Modern problems”, May 28-31, 2010: book of abstracts. Ukraine, Kyiv, – P. 332.

9. The study of transition from laminar to turbulent flow regime by oscillating quartz fork / A. A. Zadorozhko, V. K. Chagovets, **I. A. Gritsenko**, E. Ya. Rudavskii, G. A. Sheshin // International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 7-11, 2010: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2010. – P. 104.

10. On sound emission of quartz tuning forks in liquid helium / G. Sheshin, D. Schmoranzer, M. LaMantia, M. Rotter, V. Chagovets, **I. Gritsenko**, E. Rudavskii, A. Zadorozhko, and L. Skrbek // International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2010), August 1-7, 2010: book of abstracts. – France, Grenoble, 2010. – P. 50.

11. **Gritsenko I. A.** Dissipation mechanism of the first sound in the development of quantum turbulence / A. A. Zadorozhko, I. A. Gritsenko // II International Conference for Young Scientists “Low temperature physics”, June 6-10, 2011: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2011. – P. 98.

12. The features of the turbulent flow formation in He-II at high frequencies of oscillations / A. Zadorozhko, V. Chagovets, **I. Gritsenko**, and G. Sheshin // New frontiers of low temperature physics (ULT 2011), August 19-22, 2011: book of abstracts. – South Korea, Daejon, 2011. – PS2-1.

13. Acoustic radiation modes of quartz tuning fork in the ballistic regime of the scattering of thermal excitations / **I. Gritsenko**, V. Chagovets, A. Zadorozhko, G. Sheshin // The 26th International Conference on Low Temperature Physics, August 10-17, 2011: book of abstracts. – China, Beijing, 2011. – P. 184

14. Features of transition from laminar flow to classical and quantum turbulence in superfluid ^4He / G. Sheshin, V. Chagovets, **I. Gritsenko**, E. Rudavskii, A. Zadorozhko // 3rd International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2011), August 29-September 2, 2011: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2011. – P. 230.

15. **Gritsenko I.** Acoustic emission and viscous dissipation of an oscillating quartz tuning fork immersed in He-II / I. Gritsenko // 3rd International

Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics”, May 14-18, 2012: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2012. – P. 129.

16. **Gritsenko I.** Frequency characteristics of a quartz tuning fork immersed in He II / I. Gritsenko, G. Sheshin, A. Zadorozhko // International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2012), August 15-21, 2012: book of abstracts. – England, Lancaster, 2012. – PS. 1.21.

17. **Gritsenko I.** Transition to turbulence regime in ^3He - ^4He solutions: ^3He condensation on quantized vortices / I. Gritsenko, G. Sheshin // 9th International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals (CC 2012), September 2-8, 2012: book of abstracts. – Ukraine, Odessa, 2012. – P. 26.

18. **Гриценко І. А.** Дослідження акустичного випромінювання кварцових камертонів, які знаходяться у надплинному гелії / І. А. Гриценко, Г. О. Шешин, Р. В. Ніконков // «HEUREKA-2013»: International Conference for Young Scientists in Theoretical and Experimental Physics, May 15-17, 2013: book of abstracts. – Ukraine, Lviv, 2013. – P. E3.

19. **Gritsenko I.** Observation of heterogeneous nucleation in dilute ^3He - ^4He mixtures / I. Gritsenko, and G. Sheshin // International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2013), August 1-6, 2013: book of abstracts. – Japan, Matsue, 2013. – P. 32.

20. **Gritsenko I.** Vortex formation and superfluid turbulence / I. Gritsenko, G. Sheshin // 28th Research Workshop “Nucleation theory and applications”, April 12-20, 2014 book of abstracts. – Russia, Dubna, 2014. – P. 4.

21. **Gritsenko I.** Two mechanisms of excitation of superfluid turbulence / I. Gritsenko, G. Sheshin // V International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 2-6, 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 113.

22. **Gritsenko I. A.** Influence of acoustic emission on the critical velocity of turbulence in superfluid helium / A.A Zadorozhko, G.A. Sheshin, I.A. Gritsenko // 27th International Conference on Low Temperature Physics, August 6-13, 2014: book of abstracts. – Argentina, Buenos Aires, 2014. – P. 169.

23. **Gritsenko I.** The drag coefficient of the oscillating tuning fork immersed in He II / I. Gritsenko, A. Tseskis, and G. Sheshin // VI International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics, June 2-5, 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P. 69.
24. Swenson C. F. The liquid-solid transformation in helium near absolute zero / C.F. Swenson // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 79, № 5. – P. 626 – 631.
25. Keesom W. H. New measurements on the specific heat of liquid helium/ W.H. Keesom, A.P. Keesom//*Physica.* – 1935. – Vol.2, №1-12. – P.557–572.
26. Kapitza P. Viscosity of liquid helium below the lambda point / P. Kapitza // *Nature.* – 1938. – Vol. 141, № 3558. – P.74.
27. DeTroyer A. Measurements on the viscosity of liquid helium by means of the oscillating disc method / A. DeTroyer, A. van Itterbeek, G. J. van den Berg // *Physica.* - 1951. - Vol. 17, № 1. - P.50 – 62.
28. Heikkila W. J. The viscosity of liquid helium II / W. J. Heikkila, A. C. Hollis-Hallett // *Canad. J. Phys.* – 1955. – Vol.33, № 8 – P. 420–435.
29. Халатников И.М. Теория сверхтекучести. - М.: Наука, 1971.-320 с.
30. Гуревич В.Л. Кинетика фононных систем, М.: Наука, 1980.-400 с.
31. Косевич Ю. А. К вопросу о поперечной релаксации фононов в He II ниже 0,7 К / Ю. А. Косевич // *ФНТ.* – 1983. – Т.9, № 5. – С.479–484.
32. Особенности поведения вязкости жидкого гелия ниже 1К/ Б. Н. Есельсон, О. С. Носовицкая, Л. А. Погорелов, В. И. Соколов // *Письма в ЖЭТФ.* – 1980. – Т. 31, № 1. – С. 34–37.
33. Benson C. B. Viscosity measurements in liquid helium II / C. B. Benson, A. C. Hollis Hallett // *Canad. J. Phys.* – 1960. – Vol. 38, № 10. – P. 420-435.
34. Woods A. D. B. The viscosity of liquid helium II between 0,79 K and lambda point / A.D.B. Woods, A. C. Hollis-Hallett // *Canad. J. Phys.* – 1963. – Vol. 41, № 4. – P. 596–609.

35. 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.* – 1957. – Vol. 105, № 1. – P. 7–24.
36. Андроникашвили Э. Л. Исследования вязкости нормальной компоненты гелия II / Э. Л. Андроникашвили // *ЖЭТФ.* – 1948. – Т.18, № 5. – С. 429–433.
37. Webeler R. W. H. Viscosity coefficient and phonon density temperature dependence in liquid ^4He / R. W. H. Webeler, D. C Hammer // *Phys. Lett.* – 1965. – Vol. 19, № 7. – P. 533–534.
38. Tough J. T. Viscosity of liquid He II / J. T. Tough, W. D. McCormick, J. G. Dash // *Phys.Rev.* – 1963. – Vol.132, № 6. – P. 2373–2379.
39. Niemetz M. Stability of laminar and turbulence flow of superfluid ^4He at mk temperature around oscillating sphere / M. Niemetz, W. Schoepe // *J. Low Temp. Phys.* – 2004. – Vol. 135, № 5/6. – P. 447–469.
40. Kerscher H. Viscosity and mean free path of very diluted solutions of ^3He in ^4He / H. Kerscher, M. Niemetz, W. Schoepe // *J. Low Temp. Phys.* – 2001. – Vol. 124, № 1/2. – P. 163–168.
41. Особенности перехода к турбулентности в сверхтекучем ^4He при низких температурах / Г. А. Шешин, А. А. Задорожко, Э. Я. Рудаковский [и др.] // *ФНТ.* – 2008. – Т.34, № 11. – С. 1111–1121.
42. Зиновьева К. Н. Поглощение второго звука в гелии II / К. Н. Зиновьева // *ЖЭТФ.* – 1953. – Т.25, № 2. – С. 235–247.
43. Зиновьева К. Н. Коэффициент объемного поглощения второго звука и вязкость нормальной компоненты гелия II до 0,83 К / К. Н. Зиновьева // *ЖЭТФ.* – 1956. – Т.31, № 1. – С. 31–36.
44. 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. 387–415.

45. Dash J. G. Density and viscosity of normal fluid in dilute solutions of ^3He in ^4He / J. G. Dash, R. D. Taylor // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol.107, № 5. – P. 1228–1237.
46. Staas F. A. Viscosity of liquid ^3He - ^4He mixtures in the helium II region above 1 K/ F. A. Staas, K. W. Taconis, K. Fokkens // *Physica* – 1960. – Vol.26, № 9. – P. 669–686.
47. Kuenhold K. A. The viscosity of dilute solutions of ^3He in ^4He at low temperatures / K. A. Kuenhold, D. B. Crub, R. E. Sarwinski // *Physics Letters A* – 1972. – Vol. 41, № 1. – P. 13–14.
48. The velocity of sound in liquid helium / J. C. Findlay, A. Pitt, H. Grayson Smith [et al.] // *Phys. Rev.* – 1938. – Vol. 54, № 7. – P. 506–509.
49. Van Itterbeek A. First sound measurements in liquid helium / A. Van Itterbeek, G. Forrez // *Physica*. – 1954. – Vol. 20, № 1-6. – P. 133–138.
50. Van Itterbeek A. Apparatus to measure the velocity of sound down to liquid helium temperatures with the optical method / A. Van Itterbeek, G. J. Van Den Berg, W. Limburg // *Physica*. – 1954. – Vol. 20, № 1-6. – P. 307–310.
51. Van Den Berg G. J. Determination of the velocity of ultrasonic waves in liquid helium by the optical method / G. J. Van Den Berg, A. Van Itterbeek, G. Van Aardenne, J. H. J. Herfkens // *Physica*. – 1955. – Vol. 21, № 6. – P. 860–866.
52. Whitney W. M. Ultrasonic velocity and dispersion in liquid helium II from 0,15 to 1,8°K / W. M. Whitney, C. E. Chase // *Phys. Rev.* – 1967. – Vol. 158, № 1. – P. 200 – 214.
53. Barmatz M. Velocity and attenuation of first sound near the λ point of helium/ M. Barmatz, I. Rudnick// *Phys. Rev.* – 1968. – Vol. 170, № 1. – P. 224-238.
54. Пешков В. П. Определение скорости распространения второго звука в гелии II // *ЖСТФ* – 1946. – Т. 16, № 11. – С. 1000–1010.

55. Peshkov V. P. Second Sound in Helium II / V. P. Peshkov // JETP – 1960. – Vol. 11, № 3. – P. 799–806.
56. Atkins K. R. The velocity of first sound in liquid helium / K. R. Atkins, C. E. Chase // Proc. Phys. Soc. – 1951. – Vol. 64, № 9. – P. 826–833.
57. Whitney W. M. Velocity of sound in liquid helium at low temperatures / W. M. Whitney, C. E. Chase // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9, № 6. – P. 243–245.
58. Lane C. T. Second sound in liquid helium II/ C. T. Lane, H. A. Fairbank, W. M. Fairbank // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 71, № 9. – P. 600–605.
59. Roberts T. R. Sound velocity, phase separation and lambda transitions of 3He-4He mixtures / T. R. Roberts and S. G. Sydorik // Phys. Fluids. – 1960. – Vol. 3, № 6. – P. 895–902.
60. Fairbank H. A. Second sound in 3He-4He mixtures / H. A. Fairbank // Nuovo. Cimento. – 1958. – Vol. 9, № 1. – P. 325–333.
61. Onsager L. Statistical hydrodynamics / L. Onsager // Nuovo Cimento Series 9. – 1949. – Vol. 6, № 2. – P. 279-287.
62. Feynman R. P. Application of quantum mechanics to liquid helium/ R. P. Feynman // Progress in Low Temperature Physics – 1955. – Vol. 1 P.17–53.
63. Donnelly R. J. Quantum turbulence/ R. J. Donnelly, C. E. Swanson // J Fluid. Mech. – 1986. – №. 173. – P.387-429.
64. Bewley G. P. Particles for tracing turbulent liquid helium /G.P. Bewley, K. R. Sreenivasan and D. P. Lathrop // Exp. Fluids – 2008. – Vol. 44, № 6. – P. 887–896.
65. 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. London A – 1957. – Vol. 240, № 1220. – P.114-127.

66. Vinen W. F. Mutual friction in a heat current in liquid helium II. II. Experiments on transient effects / W. F. Vinen // Proc. Roy. Soc. London A – 1957. – Vol. 240, № 1220. – P.128-143.
67. Vinen W. F. Mutual friction in a heat current in liquid helium II. III. Theory of the mutual friction / W. F. Vinen // Proc. Roy. Soc. London A – 1957. – Vol. 242, № 1231. – P.493-515.
68. Vinen W. F. The detection of single quanta of circulation in liquid Helium II / W. F. Vinen // Proc. Roy. Soc. London A – 1961. – Vol. 260 № 1301. – P.218-236.
69. Tough J. T. Superfluid turbulence / J. T. Tough // Progress in Low Temperature Physics – 1982. – Vol. 8 P.133–219.
70. Tough J. T. A scaling parameter for He II thermal counterflow and critical heat currents/ J. T. Tough, C. E. Oberly // J. Low Temp. Phys. – 1972. – Vol. 6, № 1-2. – P. 161–170.
71. Schwarz K. W. Turbulence in superfluid helium: Steady homogeneous counterflow / K. W. Schwarz // Phys. Rev. B – 1978. – Vol. 18, № 1. – P. 245–263.
72. Schwarz K. W. Generation of superfluid turbulence deduced from simple dynamical rules / K. W. Schwarz // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 46, № 4. – P. 283–285.
73. Awschalom D. D. Observation of a remanent vortex-line density in superfluid helium / D. D. Awschalom and K. W. Schwarz // Phys. Rev. B – 1984. – Vol. 52, № 1. – P. 49–52.
74. Maurer J. Local investigation of superfluid turbulence / J. Maurer and P. Tabeling // Europhys. Lett. – 1998. – Vol. 43, № 1. – P. 29–35.
75. Vortex density spectrum of quantum turbulence / P.-E. Roche, P. Diribarne, T. Didelot [et al.] // Europhys. Lett. – 2007. – Vol. 77, № 6. – P. 66002-1–5.

76. Zhang T. Tracer particles for application to PIV studies of liquid helium / T. Zhang, D. Celik, S. W. Van Sciver // *J. Low Temp. Phys.* – 2004. – Vol. 134, № 3-4. – P. 985–1000.
77. Bewley G. P. Superfluid helium: Visualization of quantized vortices / G. P. Bewley, D. P. Lathrop and K. R. Sreenivasan // *Nature* – 2006. – Vol. 441. – P.588-588.
78. Motion of tracer particles in He II / D. R. Poole, C. F. Barenghi, Y. A. Sergeev [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71, № 6. – P. 064514-1–064514-16.
79. Dissipation of quantum turbulence in the zero temperature limit / P. M. Walmsley, A. I. Golov, H. E. Hall [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99, № 26. – P. 265302-1–265302-4.
80. Stalp S. R. Decay of grid turbulence in a finite channel / S. R. Stalp, L. Skrbek and R. J. Donnelly // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, № 24. – P. 4831-1–4831-4.
81. Benson C. B The oscillating sphere at large amplitudes in liquid helium / C. B. Benson, A. C. Hollis-Hallett // *Can. J. Phys.* – 1956. – Vol. 34, № 7. – P. 668–678.
82. Luzuriaga J. Measurements in the laminar and turbulent regime of superfluid ^4He by means of an oscillating sphere / J. Luzuriaga // *J. Low Temp. Phys.* – 1997. – Vol. 108, № 3-4. – P. 267–277.
83. Jäger J. Turbulent and laminar drag of superfluid helium on an oscillating microsphere / J. Jäger, B. Schuderer and W. Schoepe // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 74, № 4. – P. 566-1–566-4.
84. Niemetz M. Intermittent switching between potential flow and turbulence in superfluid helium at mK temperatures / M. Niemetz, H. Kerscher, W. Schoepe // *J. Low Temp. Phys.* – 2002. – Vol. 126, № 1-2. – P. 287–296.

85. 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.

86. Niemetz M. Universal critical velocity for the onset of turbulence of oscillatory superfluid flow/ M. Niemetz, W. Schoepe // *J. Low Temp. Phys.* – 2008. – Vol. 153, № 5-6. – P. 189–196.

87. Control of turbulence in boundary layers of superfluid ^4He by filtering out remanent vortices / N. Hashimoto, R. Goto, H. Yano [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76, № 2. – P. 020504-1 – 020504-4.

88. Observation of the turbulent flow in superfluid ^4He using a vibrating wire / H. Yano, A. Handa, H. Nakagawa [et al.] // *J. of Physics and Chemistry of Solids.* – 2007. – Vol. 66, № 8-9. – P. 1501–1505.

89. Turbulence generated by vibrating wire resonators in superfluid ^4He at low temperatures / D. I. Bradley, D. O. Clubb, S. N. Fisher [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2005. – Vol. 138, № 3. – P. 493–498.

90. Observation of remanent vortices attached to rough roundaries in superfluid ^4He / Y. Nago, T. Ogawa, A. Mori [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2010. – Vol. 158, № 3-4. – P. 443–449.

91. Transition to quantum turbulence generated by thin vibrating wires in superfluid ^4He / H. Yano, T. Ogawa, A. Mori [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2009. – Vol. 156, № 3-4. – P. 132–144.

92. Observation of laminar and turbulent flow in superfluid ^4He using a vibrating wire / H. Yano, A. Handa, H. Nakagawa [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2005. – Vol. 138, № 3-4. – P. 561–566.

93. Experimental investigation of the macroscopic flow of He II due to an oscillating grid in the zero temperature limit / H. A. Nichol, L. Skrbek, P. C. Hendry [et al.] // *Phys. Rev. E.* – 2004. – Vol. 70, № 5. – P. 056307-1–056307-14.

94. 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.
95. Vinen W. F. The Nucleation of superfluid turbulence at very low temperatures by flow through a grid / W. F. Vinen, L. Skrbek, H. A. Nichol // J. Low Temp. Phys. – 2004. – Vol. 135, № 5-6. – P. 423–445.
96. 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.
97. Vortex generation in superfluid ^3He by a vibrating grid/ D. I. Bradley, D. O. Clubb, S. N. Fisher [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2004. – Vol. 134, № 1-2. – P. 381–386.
98. Emission of discrete vortex rings by a vibrating grid in superfluid ^3He -B: A precursor to quantum turbulence / D. I. Bradley, D. O. Clubb, S. N. Fisher, [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95, № 3. – P. 035302-1–035302-10.
99. Decay of pure quantum turbulence in superfluid ^3He -B / D. I. Bradley, D. O. Clubb, S. N. Fisher [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, № 3. – P. 035301-1–035301-4.
100. Mudde R. F. Counter flow in superfluid ^3He - ^4He mixtures: I. The laminar case / R. F. Mudde, H. Van Beelen // Physica B: Condensed Matter. – 1992. – Vol. 162, № 3. – P. 197 – 221.
101. Critical velocities in ^3He - ^4He mixtures below 100 mK / J. C. H. Zeegers, R. G. K. M. Aarts, A. T. A. M. de Waele [et al.] // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol. 45, № 21. – P. 442–456.
102. Guénault A. M. The damping of a vibrating wire resonator in 0,003 % and 0,1% ^3He - ^4He solutions below 120 mK. The effective viscosity of a 0,1 %

solution / A. M. Guénault, T. R. Nichols, G. R. Pickett // J. Low Temp. Phys. – 1990. – Vol. 81, № 3-4. – P. 179-187.

103. König R. Fermi liquid behaviour of the viscosity of ^3He - ^4He mixtures / R. König, F. Pobell // J. Low Temp. Phys. – 1994. – Vol. 97, № 3-4. – P. 287-310.

104. Kerscher H. Viscosity and mean free path of very diluted solutions of ^3He in ^4He / M. Niemetz, H. Kerscher, W. Schoepe // J. Low Temp. Phys. – 2001. – Vol. 124, № 1-2. – P. 163-168.

105. 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.

106. Quantum turbulence generated and detected by a vibrating quartz fork / M. Blažková, M. Človečko, E. Gažo [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2007. – Vol. 148, № 3. – P. 305-310.

107. Blažková M. Transition from laminar to turbulent drag in flow due to a vibrating quartz fork / M. Blažková, D. Schmoranzer and L. Skrbek // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 75, № 2. – P. 025302-1–025302-4.

108. Vibrating quartz fork - a tool for cryogenic helium research / M. Blažková, M. Človečko, V. B. Eltsov [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2008. – Vol. 150, № 3. – P. 525-535.

109. Особенности перехода к турбулентности в сверхтекучем ^4He при низких температурах / Г. А. Шешин, А. А. Задорожко, Э. Я. Рудаковский, В. А. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова // ФНТ. – 2008. – Т. 34, № 11. – С. 1111-1121.

110. 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. 75, № 1. – P. 012502-1–012502-4.

111. Shaughnessy E. J. Introduction to fluid mechanics / E. J. Shaughnessy., I. M. Katz, J. P. Schaffer // Oxford University Press, Oxford 2005. – 1057 p
112. Quartz tuning fork viscometers for helium liquids/ D. O. Clubb, O. V. L. Buu, R. M. Bowley [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2004. – Vol. 136, № 1. – P. 1-13.
113. Studies on helium liquids by vibrating wires and quartz tuning forks / E. Pentti, J. Rusti, A. Salmela [et al.] // REPORT TKK-KYL-020. – Helsinki., – 2009. – p.36. ISBN978-951-22-9863-1
114. Karrai K. Tip-sample distance control for near-field scanning optical microscopes / K. Karrai, R. D. Grober // Proc. SPIE. Near-Field Optics. – 1995. – Vol. 2535. – P. 69-81.
115. 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.
116. London H. Osmotic pressure of ^3He in liquid ^4He with proposal for refrigerator to work below 1K / H. London, G. R. Clarke, E. Mendoza // Phys.Rev. – 1962. – Vol. 128, № 5. – P. 1992 - 2005.
117. Israelsson U. E. Dilution refrigeration for space applications / U. E. Israelsson, D. Petrac // Cryogenics - 1990. - Vol. 30. № 3. - P. 257-262.
118. Hattori K. An inexpensive alternative monitor for resistance thermometers of a dilution refrigerator / K. Hattori, H. Shibayama, T. Mamiya // Cryogenics - 1992. - Vol. 32. № 6. - P. 604-605.
119. Есельсон Б. Н. Простой рефрижератор растворения непрерывного действия для получения температур до 15 мК / Б. Н. Есельсон, Э. Я.

Рудаковский, В. К. Чаговец и др. // Приборы и техника эксперимента – 1979, № 3. – С.128 - 132.

120. A compact dilution refrigerator with vertical heat exchanger for operation to 2 mK / Yu. M. Bunkov, A. M. Guenault, D. J. Hayward [et al.] // J. Low Temp. Phys. - 1991. - Vol. 83. № 5/6. - P. 257 - 272.

121. Pobell F. Matter and methods at low temperatures / F.Pobell –Berlin: Springer - Verlag, 1992.

122. Vermeulen G. A. Powerful dilution refrigerator for use in the study of polarized liquid ^3He and nuclear cooling / G. A. Vermeulen, G. Frossati // Cryogenics - 1987. - Vol. 27, № 3. - P. 139 - 147.

123. Frossati G. Experimental techniques: methods for cooling below 300 mK / G. Frossati // J. Low Temp. Phys. - 1992. - Vol. 87. № 3/4. - P. 595-633.

124. Автоматизированный комплекс для физических исследований квантовых кристаллов в милликельвиновой области температур / А. Н. Ганьшин, В. Н. Григорьев, В. А. Майданов [и др.] // ФНТ. - 2001. - Т.27, № 7. - С. 799-810.

125. Anderson A. C. Some observations on resistance thermometry below 1 K / A. C. Anderson, J. H. Anderson and M. P. Zaitlin // Rev. Sci. Instrum. - 1976. - Vol. 47, № 4. - P. 407-412.

126. Straty G. C. Highly sensitive capacitive pressure gauge/ G. C.Straty and E. D. Adams // Rev. Sci. Instrum. - 1969. - Vol. 40, № 11. - P. 1393-1397.

127. Quartz tuning fork viscometers for helium liquids / D. O. Clubb, O. V. L. Vuu, R. M. Bowley [et al.] // J. Low Temp. Phys.–2004. – Vol. 136, № 1-2. –P. 1-13.

128. Ландау Л. Д. Гидродинамика (серия “Теоретическая физика”, том 6) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 736 с.

129. Characteristics of the transition to turbulence in superfluid ^4He at low temperatures / G.A. Sheshin, A.A. Zadorozhko, E.Y. Rudavskii [et al.] // *Low Temp. Phys.* – 2008. – Vol. 34, № 11. – P. 875-884.

130. Acoustic emission by quartz tuning forks and other oscillating structures in cryogenic ^4He fluids / D. Schmoranzer, M. La Mantia, G. Sheshin [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2011. – Vol. 136, № 5-6. – P. 317-344.

131. Crossover from hydrodynamic to acoustic drag on quartz tuning forks in normal and superfluid ^4He / D. I. Bradley, M. Človečko, S. N. Fisher [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85, №1. 014501-1 – 014501-9.

132. Sillitto R. M. Angular distribution of the acoustic radiation from a tuning fork / R.M. Sillitto// *American Journal of Physics* – 1966. – Vol. 34, №8. – P. 639–644.

133. Russell D.A. On the sound field radiated by a tuning fork/D.A.Russell// *American Journal of Physics* – 2000. – Vol. 68, №12. – P. 1139–1145.

134. Quartz tuning fork in helium / E. M. Pentti, J. T. Tuoriniemi, A. J. Salmela, A. P. Sebedash // *J. Low Temp. Phys.* – 2008. – Vol. 150, № 3-4. – P. 555–560.

135. Salmela A. Acoustic resonances in helium fluids excited by quartz tuning forks / A. Salmela, J. Tuoriniemi and J. Rysti // *J. Low Temp. Phys.* – 2011. – Vol. 162, № 5-6. – P. 678–685.

136. Brooks J. J. The calculated thermodynamic properties of superfluid helium-4 /J. J. Brooks and R. Donnelly // *J. Phys. Chem. Ref. Data* – 1977. – Vol. 6, № 1. – P. 51–104.

137. Acoustic emission by quartz tuning forks and other oscillating structures in cryogenic ^4He fluids / D. Schmoranzer, M. La Mantia, G. Sheshin [et al.] // *J. Low Temp. Phys.* – 2011. – Vol. 136, № 5-6. – P. 317–344.

138. Ландау Л. Д. Механика (серия “Теоретическая физика”, том 1) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 244 с.

139. Decay mechanisms of oscillating quartz tuning fork immersed in He II/ I. Gritsenko, A. Zadorozhko, V. Chagovets [et al.] // J. Phys: Conf. Ser. –2012. – Vol. 400, № 1. –P. 012068-1–012068-4.

140. L’vov V. S. Bottleneck crossover between classical and quantum superfluid turbulence / V.S. L’vov, S.V. Nazarenko and O. Rudenko // Phys.Rev. B – 2007. –Vol. 76, № 2. –P. 024520-1–024520-9.

141. Kozik E. Kolmogorov and Kelvin-wave cascades of superfluid turbulence at T=0: What lies between/ E. Kozik and B. Svistunov// Phys.Rev. B – 2008. –Vol. 77, № 6. –P. 060502-1–060502-4.

142. Dynamics of quantum turbulence of different spectra / P. M. Walmsley, D. E. Zmeev, F. Pakpour [et al.] // Proceedings of the National Academy of Sciences– 2014. – Vol. 111, № 1. – P. 4691-4698.

143. Reut L. S. Adsorption of atomic impurities on quantized vortices in liquid helium II/ L. S. Reut and I. Z. Fisher // JETP – 1969. – Vol. 28, № 2. – P. 722-731.

144. Ostermeier R. M. Instability of vortex lines in the presence of axial normal fluid flow / R. M. Ostermeier, W. I. Glaberson// JLTP – 1975. – Vol. 21, № 1-2. – P. 191–196.

145. Ostermeier R. M. The mobility of ions trapped on vortex lines in pure ^4He and ^3He - ^4He solutions / R. M. Ostermeier, W. I. Glaberson// JLTP – 1976. – Vol. 25, № 3-4. – P. 317–351

146. Characteristics of the transition to turbulence in superfluid ^4He at low temperatures / G. A. Sheshin, A. A. Zadorozhko, E. Y. Rudavskii [et al.] // Low Temp. Phys. – 2008. – Vol. 34, № 11. – P. 875–883.