

На правах рукописи

ЕФИМОВ Виктор Борисович

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ВТОРОГО ЗВУКА И
АКУСТИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СВЕРХТЕКУЧЕМ
ГЕЛИИ

специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор

Гордон Евгений Борисович

Доктор физико-математических наук

Михин Николай Петрович

Доктор физико-математических наук, профессор

Шикин Валерий Борисович

Ведущая организация:

Учреждение Российской академии наук Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Защита состоится « 28 » июня 2011 г. в 10:00

на заседании диссертационного совета Д002.100.01 при Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН

Автореферат разослан « 20 » « мая » 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

Доктор физико-математических наук

профессор

Зверев В.Н.

©В.Ефимов

©ИФТТ РАН

©ИПХФ РАН

Общая характеристика работы

Объект исследования и актуальность темы.

Понятие турбулентности (от латинского *turbulentus* - беспорядочный) возникло для описания сложного, неупорядоченного во времени и пространстве поведения диссипативной среды. Турбулентность возникает в сильно нелинейной среде со слабой диссипацией с большим количеством степеней свободы при больших возбуждениях (отклонениях от положения равновесия). Для турбулентных процессов характерен поток энергии из области низких частот, где происходит возбуждения от внешних источников в область высоких частот, где энергия поглощается вязкостным трением через инерционный интервал частот или длин волн, в котором нет накачки от внешних источников, а диссипация мала или отсутствует.

В последние годы сильно возрос интерес к изучению нелинейных процессов и возникновению турбулентности в конденсированных средах. Появилось довольно большое количество теоретических исследований процессов формирования и затухания турбулентных каскадов в то время, как экспериментальные данные для таких процессов, в частности, турбулентных явлений в объеме конденсированных сред практически отсутствовали. Связано это было, во-первых, с относительной малой нелинейностью акустических волн и преобладанием во многих средах вязкого затухания в объеме исследуемых объектов. Во-вторых, при проведении экспериментов требовалось накапливать и обрабатывать большие объемы информации, что стало возможным лишь с появлением компьютеризации экспериментов.

Актуальность представляемой работы определяется тем, что существует большое число теоретических исследований турбулентных явлений в конденсированных средах и практически полностью отсутствуют экспериментальные данные, которые подтвердили бы или опровергли предсказания теории. Работа посвящена экспериментальному изучению

турбулентных процессов при распространении сильно нелинейных волн в среде с малым затуханием, исследованию образования ударных волн, формированию, существованию и распаду энергетических каскадов при перекачке энергии от частот возбуждения в диссипативную область для акустической турбулентности, используя в качестве среды сверхтекучий гелий.

Использование второго звука в сверхтекучем гелии предоставляет уникальную возможность исследовать законы акустической турбулентности в лабораторных условиях в среде с аномально большим и легко изменяемым коэффициентом нелинейности скорости волн второго звука. Это позволяет изучать поведение сильно нелинейных волн с малой амплитудой $\delta T \sim 1$ мК, для которых $\delta T/T \ll 1$ и поправки к термодинамическим функциям волны являются малыми величинами. При этом аномально большой коэффициент нелинейности позволяет достигать чисел Маха больше 10^{-3} .

Таким образом, цель диссертационной работы заключается в изучении акустической турбулентности, в исследовании особенностей распространения нелинейных волн в среде с малым затуханием и линейным законом дисперсии – волн Бюргерса. Работа направлена на изучение особенностей взаимодействия таких волн, исследования стационарных и динамических процессов при переносе энергии в спектральном и реальном пространстве из области накачки энергии в систему в область ее диссипации.

Научная новизна работы определяется в получении экспериментальных результатах при исследовании нелинейных волновых и турбулентных процессов. Впервые были измерены коэффициенты нелинейности волн второго звука под давлением, наблюдается эволюция бегущих волн от линейных к нелинейным. Была изучена генерация волн первого звука при больших мощностях нагревателя, было показано, что рождение первого звука при мощностях выше критических идет через нарушение сверхтекучести. Впервые было обнаружено существование турбулентного каскада волн второго звука в дискретном частотном

пространстве при передаче энергии от низких частот, где происходит накачка системы, в высокочастотную область вязкостного поглощения через инерционный интервал, формирование и распад таких каскадов. Впервые был наблюден и изучен обратный каскад, когда наряду с прямым потоком энергии в высокочастотный край спектра образуется еще и обратный каскад дробных частот от частоты монохроматической накачки. Было показано, что при увеличении амплитуды нелинейных волн второго звука в сверхтекучем гелии происходит стохастизация взаимодействия кратных гармоник – формируется развитая акустическая турбулентность.

Предложенный в работе подход к изучению свойств нелинейных волн в экспериментах со вторым звуком в сверхтекучем гелии открывает новое научное направление исследований: экспериментальное изучение акустической турбулентности в конденсированных средах, условий формирования инерционного каскада Колмогоровского типа, особенностей перехода от волновых режимов к вязкостному затуханию, порогового развития неустойчивостей и возникновения обратного каскада, где энергия переносится в низкочастотную часть спектра, в наблюдении в среде с линейным законом дисперсии (для волн Бюргерса) одиночных волн с аномально большой амплитудой (“freak waves”).

Практическая значимость

Развитый в диссертации подход позволяет подробно изучать распространения нелинейных волн и их взаимодействие, исследовать стационарные энергетические каскады в спектральном пространстве, изучать их формирование и распад. Эта модельная система позволяет экспериментально проверять теоретические модели для волновой турбулентности в конденсированных средах.

На защиту выносятся следующие основные результаты

1. Исследованы процессы формирования бегущих ударных волн второго звука в зависимости от интенсивности волны, расстояния, пройденного волной, и коэффициента нелинейности скорости волны. Проведен

широкий круг исследований генерации импульсных волн второго и первого звуков малоинерционным нагревателем в одномерной и трехмерной геометрии в том числе при повышенных давлениях. Показано, что закипание гелия при больших плотностях теплового потока при давлении насыщенных паров так же, как и нарушение сверхтекучести при повышенных давлениях, происходит через развитие вихревой турбулентности.

2. Разработана методика формирования турбулентных состояний в системе волн второго звука в цилиндрическом резонаторе с высокой добротностью. Найдено, что при накачке на собственной резонансной частоте резонатора возникает достаточно большое количество кратных гармоник (несколько десятков), амплитуды которых в достаточно широком частотном интервале (инерционный интервал), описываются зависимостью типа Колмогоровской с дискретным энергетическим спектром $A_f \sim f^{-m}$, где m для развитых спектров приближается к 1.5, что близко к теоретическим зависимостям для слабой турбулентности. Впервые экспериментально было обнаружено, что для волн второго звука при акустической турбулентности инерционный интервал кратных гармоник сменяется областью частот, где доминируют диссипативные процессы (вязкостное затухание). При этом граничная частота инерционной области пропорциональна интенсивности накачки и амплитуде основной гармоники.
3. Установлено, что при накачке резонатора двумя резонансными частотами разной интенсивности (либо при формировании субгармоник для сформированного обратного каскада) наблюдается энергетический каскад с комбинационными частотами, что сопровождается изменением зависимости $A_f \sim f^{-m}$ (подавлением прямого каскада) за счет перераспределения потока энергии между всеми гармониками.
4. Было показано, что акустическая турбулентность в сверхтекучем гелии при дискретном спектре проявляет свойства как сильной, так и слабой

турбулентности и характеризуется стохастизацией фаз гармоник высоких номеров.

5. Исследована динамика формирования и распада частотного спектра при включении и выключении накачки. Показано, что при формировании прямого каскада кратные гармоники в волне Бюргерса в резонаторе ведут себя как слабо взаимодействующие инерционные осцилляторы, амплитуда которых медленно нарастает со временем. Впервые удалось разделить нелинейное время, определяющее передачу энергии от гармонического сигнала накачки к кратным гармоникам, и линейное время определяющее затухание колебаний на данной частоте (зависящее от добротности резонатора при малых интенсивностях сигнала).
6. Впервые наблюдается возникновение обратного волнового каскада одновременно с прямым каскадом, когда наряду с кратными гармониками возбуждаются еще и субгармоники.
7. Установлено, что в процессах взаимодействия волн при большой интенсивности накачки энергии в систему, существенную роль играет взаимодействие всех гармоник между собой, а не только с основной гармоникой, т.е. формируются турбулентные процессы.
8. Впервые экспериментально показано, что при формировании обратного каскада возможно возникновение волн с амплитудой, сильно превосходящей окружение. Таким образом, и в среде с линейной дисперсией (в турбулентности Бюргерса) оказалось возможным наблюдение возникновения аномально больших волн – "freak waves", «волн убийц».

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью результатов на разных экспериментальных установках, на разных экспериментальных ячейках и при разных условиях. Изменение условия проведения экспериментов, температуры жидкого гелия и его давления кардинально меняет нелинейные свойства изучаемых волн, что

позволяет утверждать, что наблюдаемые эффекты не являются артефактами. Полученные экспериментальные данные сравнивались с результатами теоретических расчетов различных авторов (например, [L1, L2]) и компьютерного моделирования при схожих условиях, проведенного Г.В.Колмаковым.

Личный вклад автора

В проведенных исследованиях автору принадлежит решающий вклад в постановке исследований, разработке методики измерений, проведении экспериментов и их интерпретации.

Апробация результатов – результаты работы обсуждались на следующих конференциях:

- Международные конференции по физике низких температур LT-21, Prague, Czech Republic, August 1996; LT-22, Helsinki, Finland, August 1999; LT-25, Amsterdam, Holland, August 2008;
- 1-3 Международные конференции по физике низких температур в условиях микрогравитации, Черноголовка, Россия, CWS-1997, CWS-1999, CWS-2002;
- The XXI international Conference on Relaxation Phenomena in Solids, Воронеж, Россия, Октябрь 2004;
- Международная конференция по физике турбулентности, Warwick ESF workshop, Warwick, UK, December 2005;
- 6 – 8 Международные конференции по физике криокристаллов и квантовых кристаллов – International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals CC-2006, Kharkov, September 2006; CC-2008, Wroclaw, Poland July 2006; CC-2010, Черноголовка, Россия, Июль 2010;
- Международные конференции по квантовым жидкостям и твердым телам QFS-2006, Kyoto, August 2006, Japan; QFS-2007, Казань, Россия, Август 2007; QFS 2009, Evanston, USA, August, 2009;

- Международная конференция – Superfluid under rotation 2007, Jerusalem, Israel, April 2007;
- Международная конференция – "Solitons, Collapses and Turbulence" Черноголовка, Россия, Август 2009;
- Международная конференция – MSS-09, Москва, Россия, Ноябрь 2009;
- Международная конференция – International workshop "Vortices, superfluid dynamics and quantum turbulence", Lammi, Finland April 2010;
- XIX научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике, Москва, Декабрь 2010;
- Международная конференция по нелинейности – Progress In Electromagnetics Research Symposium, Marrakesh, MOROCCO, March 2011.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из общей характеристики работы, 4 частей с 7 главами и заключения. Работа изложена на 231 страницах, содержит 81 рисунок и список литературы из 226 наименований.

Содержание работы

В первом разделе приведена *общая характеристика* диссертации, охарактеризованы цели и задачи работы.

Часть I. Введение. Акустическая турбулентность в жидком гелии и экспериментальная техника для ее изучения.

В первой главе рассмотрены типы нелинейности и особенности распространения волн в сверхтекучем гелии. Первоначально понятие турбулентности возникло при изучении движения жидкостей и газов. В современной физике понятие турбулентности используется для любых процессов, для которых характерен переход от регулярного (ламинарного) движения к хаотическому (турбулентному), определяемому нелинейными процессами в системах, имеющих большое количество степеней свободы.

Этот переход от упорядоченного пространственно-временного поведения к турбулентному происходит при увеличении степени неравновесности системы, характеризуемой безразмерным параметром (числом Рейнольдса или его аналогами), указывающим на отношение динамических характеристик системы (скорость, градиенты температуры и т.д.) к диссипативным (вязкость, коэффициент поглощения).

По характеру динамических процессов различают несколько типов турбулентности. Например, для *кинетической турбулентности*, наблюдаемой при движении жидкостей или газов с большими скоростями, характерны доминирование кинетических процессов над диссипативными. Переход от ламинарного движения к турбулентному происходит при достижении числа Рейнольдса ($R = v L / \nu$, где v и L скорость движения системы и ее размеры, ν - вязкость) величин в несколько тысяч.

Схожие процессы происходят в среде с градиентом температуры в силовом поле при наличии потоков вещества, связанных с архимедовыми силами. Значительное превосходство энергии динамического движения, связанного с архимедовыми силами, над вязкостными потерями и передачей тепла за счет теплопроводности приводит к смене ламинарного процесса, описываемого классической теплопроводностью и вязкостью, к *конвективной турбулентности*. Переход происходит при увеличении безразмерного параметра – числа Рэлея, которое учитывает все процессы, переноса тепла в системе (комбинация гравитационной постоянной, разности температур, коэффициента теплового расширения среды, размеров прибора, вязкости и температуропроводности) выше величины в несколько сотен.

При *акустической турбулентности* нелинейные процессы при движении волны в среде существенно превосходят ее затухание. Это приводит к укрупнению формы волны и перекачке энергии в высокочастотную часть спектра, где и происходит диссипация энергии. Безразмерный параметр, описывающий конкуренцию нелинейных процессов, вызывающих укрупнение волны и ее затухание, это акустическое число

Рейнольдса – отношение произведения коэффициента нелинейности скорости движения волны на ее амплитуду к величине коэффициента затухания волны. Акустическая турбулентность возникает при распространении нелинейной звуковой волны в среде с малым затуханием. При этом первоначально бегущая гармоническая волна превращается в ударную волну с диссипацией энергии на разрыве волны (в области высоких частот). Ширина разрыва определяется величиной акустического числа Рейнольдса. В приведенной выше классификации волны на поверхности жидкости, где также конкурируют два процесса – укрупнение волны за счет нелинейности и затухание волны за счет вязкости, можно отнести к акустической турбулентности. Возникающий при этом переход от линейной волны к неупорядоченному турбулентному движению – это переход к акустической турбулентности.

Для изучения акустической турбулентности в среде необходимо возбуждать слабо затухающую волну с нелинейной зависимостью скорости распространения волны от ее амплитуды. Примером таких волн служат интенсивные звуковые волны в жидкости. Наличие нелинейности скорости звука – зависимость скорости звука от его амплитуды – приводит к нарастанию высших гармоник для первоначально гармонической волны и характеризует длину пробега волны для образования ударного фронта.

В нашей работе для исследования поведения нелинейных волн мы изучали распространение тепловых волн (волн второго звука) в сверхтекучем гелии. Напомним, что в сверхтекучем гелии-4 (He-II) имеет место наличие двух компонент – нормальной и сверхтекучей. При этом в He-II наряду с обычным (первым) звуком, представляющим из себя колебания плотности или давления, сверхтекучая и нормальная компоненты в котором движутся синфазно, может существовать второй звук – волны энтропии или слабо затухающие тепловые волны, в которых нормальная и сверхтекучая компоненты движутся в противофазе с практически неизменной суммарной плотностью.

Преимущество сверхтекучего гелия для моделирования поведения нелинейных волн определяется уникальными свойствами гелия, а именно, аномально большим коэффициентом нелинейности волн второго звука, знак которого меняется при изменении температуры. Таким образом, в удобном для экспериментаторов температурном диапазоне ($T > 1.2$ К), достигаемом откачкой паров жидкого гелия-4, можно получать как большой положительный коэффициент нелинейности скорости роторного второго звука (при $T < 1.88$ К), так и отрицательный, стремящийся к $-\infty$ при приближении к T_λ , т.е. при температурах близких к температуре сверхтекучего перехода тепловая волна любой формы малой амплитуды при очень малых пробегах становится ударной. При температуре 1.88 К коэффициент нелинейности проходит через ноль. Волны второго звука имеют очень малое затухание, что позволяет достичь величин акустического коэффициента Рейнольдса вплоть до сотни. Характерные значения амплитуды волны второго звука для образования ударной волны из гармонической волны при пробегах в несколько сотен длин волн не превосходят нескольких мК. В этом случае мы можем обсуждать результаты измерений в рамках модели малых возмущений ($\delta T/T_0 \ll 1$), т.е. термодинамические величины в волне можно считать неизменными. Для сравнения, в воде образование разрыва в первоначально гармонической волне происходит на расстоянии в двести пятьдесят длин волн амплитуде колебаний давления в в бегущей волне в пять атмосфер акустического давления [L3]. При этом возмущение среды составляет величину $\delta P/P_0 \sim 1$.

Генерация волн второго звука при выделении тепла в малоинерционном нагревателе позволяет изучать распространение волн любой формы: запускать тепловые импульсы, генерировать гармонические или шумовые волны и их совокупность.

Еще одним достоинством волн второго звука в сверхтекучем гелии является их малая скорость ($c_{20} < 20$ м/с), что позволяет существенно уменьшить размеры измерительной системы и уменьшить резонансные

частоты по сравнению с волнами обычного звука в конденсированных средах или с электромагнитными волнами. Использование в качестве детекторов сверхпроводящих пленок (сверхпроводящих болометров) позволяет регистрировать амплитуды волн начиная от нескольких μK , при этом инерционный отклик болометров, измеренный экспериментально, был достаточно высок (лучше $\tau_{\text{in}} \sim 100\text{ns}$).

К специфике волн второго звука относится практически полное отсутствие дисперсии, т.е. чисто линейный закон дисперсии $\omega = c_{20}k$, таким образом, в сверхтекучем гелии моделируется распространение слабозатухающие нелинейных волн в среде без дисперсии, которые описываются уравнением Бюргерса и акустическая турбулентность в сверхтекучем гелии – это *турбулентность Бюргерса* [L4, L5].

Во второй главе описаны экспериментальные методики, измерительные ячейки, чувствительные элементы и регистрирующие приборы для работы с волнами второго звука как при давлении насыщенных паров, так и при повышенных давлениях.

Поскольку волны второго звука это тепловые волны, то для их излучения используются разного рода нагреватели, а для регистрации – термометры. В качестве излучателя тепловых волн использовались пленочные нагреватели разных размеров в зависимости от условий и задач эксперимента, а качестве приемников тепловых волн – пленочные сверхпроводящие болометры, температуру перехода которых можно было сдвигать магнитным полем миниатюрного соленоида. В ряде экспериментов использовались *Re* болометры. Позднее была разработана методика по изготовлению болометров из сплава *Cu/Sn* [10]. В качестве волноводов для изучения импульсного распространения сигналов использовались стеклянные или кварцевые трубки с внутренним диаметром от $D \sim 3\text{ mm}$ [3] до 15 mm [16]. Для экспериментов по волновой одномерной турбулентности были изготовлены цилиндрические резонаторы $D \sim 15\text{ mm}$ с разными длинами от 20 до 70 мм, нагреватель в которых занимал все сечение резонатора [1,17].

Проверки временного разрешения всей измерительной системы вместе с излучателем и болометром производились при небольших мощностях генерируемых прямоугольных тепловых импульсах, при $T=T_a$, где коэффициент нелинейности равен 0, при минимальных расстояниях от излучателя до приемника. Измеренное таким образом разрешение было лучше $0,1 \mu\text{s}$, т.е. можно было уверенно регистрировать частоты до 10 МГц. В ряде экспериментов исследовалось поведение волн второго звука при повышенных давлениях, для чего была изготовлена ампула высокого давления (до 25 атм).

Сигнал болометра регистрировался цифровым осциллографом и записывался на компьютер для последующей обработки.

В **части два** обсуждаются особенности генерации и распространения ударных волн второго и первого звука при давлении насыщенных паров (SVP) и при повышенных давлениях [2-8, 15].

В третьей главе рассматриваются результаты экспериментального изучения одномерных нелинейных волн в волноводах различной конструкции.

Одним из проявлений свойств нелинейных волн является *образование разрывов* при значительном превышении искажения формы волны за счет ее нелинейных свойств над ее затуханием. При этом акустический коэффициент Рейнольдса волн второго звука для сверхтекучего гелия [Л6] определяется как отношение нелинейных эффектов к диссипативным процессам – $Re_a = \alpha_2 v_n (\partial v_n / \partial x) / \gamma (\partial^2 v_n / \partial x^2)$, где α_2 – коэффициент нелинейности, v_n – скорость движения нормальной компоненты в волне второго звука, γ – коэффициент затухания волны с амплитудой δT . Акустический коэффициент Рейнольдса определяет ширину разрыва δ в установившейся бегущей волне. Для гармонической волны с длиной волны λ число Рейнольдса определит максимальную крутизну фронтов $\delta/\lambda \sim 1/Re_a$. Для резонатора волн второго звука с добротностью Q акустический коэффициент Рейнольдса определяется как $Re_a \sim \alpha_2 Q \delta T$.

Изучение возможностей генерации волн второго звука, образование разрывов, влияния геометрии на распространение ударных волн было начато нами в цилиндрических волноводах, в которых распространялась одномерная нелинейная волна [2]. Источником волн во всех случаях служил плоский нагреватель, представлявший собой металлическую пленку, напыленную на диэлектрическую подложку (кварц, стекло или ситал).

При протекании через нагреватель электрического тока происходит нагрев жидкого гелия вблизи нагревателя, при этом наряду с волной второго звука может рождаться волна первого звука [8] за счет изменения плотности гелия – плотность гелия слабо, но зависит от температуры (по форме кривая $\rho(T)$ напоминает λ -линию) и величина производной имеет разные знаки при температурах ниже и выше T_λ . Излучение интенсивных тепловых волн, для которых существенны нелинейные процессы и образуются ударных волн, сопровождается сильным нагревом излучателя, что вызывает локальное закипание сверхтекучего гелия на нагревателе. Образование паровой пленки приводит к резкому увеличению давления жидкости у нагревателя и это порождает волну сжатия первого звука. Для сверхтекучего состояния коэффициент теплового расширения $\beta = -(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)_S$ отрицателен, поэтому болометр регистрирует адиабатическую волну сжатия как волну охлаждения.

Закипание гелия на нагревателе и образование на нем паровой пленки являлось одной из основных причин, ограничивающих рождение мощных ударных тепловых волн в гелии в экспериментах при давлении SVP [7].

Попытка избежать кипения сверхтекучего гелия повышением давления выше критического ($P > 2.3 \text{ atm}$) не дала ожидаемого результата. Оказалось, что волны первого звука рождаются пороговым образом как при давлении насыщенных паров (SVP) и в нормальном, и сверхтекучем гелии, так и при повышенных давлениях, где перехода жидкость-пар не существует [6]. Эксперименты, проведенные при повышенных давлениях гелия (рост давления увеличивает $\partial\rho/\partial T$, кроме того повышение давления исключает

образование паровой пленки), впервые позволили наблюдать генерацию *волн разряжения первого звука* за счет слабого теплового расширения гелия (при нагреве сверхтекучего гелия происходит сжатие жидкости) [5] и сравнить экспериментальные данные с теоретическими величинами, полученными в работе Лифшица более 60 лет назад [L7]. Сравнение показало хорошее соответствие эксперимента [5] и теории. Дальнейшее увеличение мощности нагрева приводит к перегреву сверхтекучего гелия, переходу его в нормальное состояние и рождению волн *давления* первого звука за счет резкого уменьшения плотности гелия при переходе в нормальное состояние.

Экспериментальные исследования при разных давлениях показали, что коэффициент нелинейности скорости второго звука α_2 сильно зависит от давления [4]. Расчеты α_2 из термодинамических параметров жидкого гелия оказались в хорошем соответствии с наблюдаемыми результатами. Было показано, что во всем диапазоне давлений сверхтекучего гелия вплоть до давления затвердевания существует достаточно широкая область температур, где коэффициент нелинейности отрицательный, что позволяет проводить изучение разрывов на спаде волны и в середине биполярных импульсов [15]. Эти эксперименты с ударными волнами второго звука при повышенных давлениях явились одним из шагов для понимания природы рождения вихрей при резком сбросе давления жидкого гелия (фазовый переход второго рода из нормального в сверхтекучий гелий, моделирование в Бозе-системе рождения Вселенной и формирования в ней дефектов [9, 16]).

Кипение сверхтекучего гелия, наблюдаемое в работах многих экспериментаторов, точно так же, как наблюдаемый нами переход гелия из сверхтекучего состояния в нормальное состояние при повышенных давлениях, наблюдается при мощностях нагрева при импульсном тепловыделении, критическая величина которых q_{cr} зависит от длительности импульса τ : $q_{cr} \sim 1/\sqrt{\tau}$, что не объясняется стационарными противотоками нормальной и сверхтекучей компоненты. Объяснение временной зависимости температуры жидкости при стационарных тепловых потоках

может быть дано в рамках модели вихревой турбулентности [L8, L9]: достаточно медленное изменение концентрации вихревой системы происходит при возникновении или исчезновении тепловых потоков (противотоков нормальной и сверхтекучих компонент).

Таким образом, можно предполагать, что нарушение сверхтекучести при импульсном тепловыделении, выражающееся в переходе в нормальное состояние через T_λ при повышенных давлениях или закипание гелия при SVP , происходит через развитие вихревой структуры, увеличении теплового сопротивления жидкости и ее локальный перегрев.

Глава 4. Ударные волны в трехмерной геометрии.

Эксперименты с цилиндрическими волноводами или резонаторами позволяют реализовать квази-одномерную геометрию, генерируя в резонаторе волну с равномерной плотностью теплового потока по всему сечению цилиндра. При этом расхождение волны ограничивается боковыми стенками резонатора. Эксперименты, проведенные нами на волноводах с сечениями, различающимися почти на два порядка (D от 3 до 20 мм), показали схожую картину формирования ударных волн. Ситуация существенно изменяется в случае, когда волна от источника малых размеров D может распространяться в пространстве, не ограниченном стенками [3]. Для такой волны прямоугольный импульс на малых расстояниях $L < D$ превращается в треугольный с разрывом на фронте или на спаде волны согласно коэффициенту нелинейности скорости волны второго звука, что соответствует одномерной ситуации. Увеличение расстояния между источником и болометром приводит к трехмерной геометрии и при $L \gg D$ формируется биполярный импульс – волны нагрева и охлаждения с формированием разрывов на разных концах этих волн (N -волна для положительного коэффициента нелинейности скорости звука α_2) или посередине (U волна, $\alpha_2 < 0$). Ранее такие биполярные импульсы нагрева-охлаждения наблюдали неоднократно. Нами же экспериментально была

обнаружена уникальная ситуация – при распространении *длительных* тепловых импульсов в трехмерной геометрии от нагревателя распространялся импульс нагрева с характерным для нелинейной волны разрывом либо на фронте, либо на хвосте волны, затем значительное время (много большее времени импульса) температура ванны оставалась постоянной и только затем следовал импульс охлаждения, с противоположным разрывом (либо на хвосте волны, либо на фронте). В сверхтекучем гелии для волн второго звука в трехмерной геометрии возможно реализовать уникальную возможность – формирование биполярного импульса с разрывом посередине (U волна). Для такого нелинейного импульса проявляется новый, нелинейный механизм затухания, когда амплитуда волны резко падает за счет противонаправленной деформации формы волн разных полярностей. Этот механизм можно изучать в смешанной $3-D \rightarrow 1-D$ геометрии, возможность реализации такой геометрии была показана нами экспериментально.

Эксперименты с биполярными импульсами позволили наблюдать резкое затухание волны охлаждения из-за увеличения плотности вихревой структуры, и таким образом оценить взаимодействие вихревой структуры с противотоком нормальной и сверхтекучей компонент в импульсах волн второго звука.

Таким образом, эксперименты с импульсами второго звука в сверхтекучем гелии позволяют моделировать поведение ударных волн в средах с малым затуханием и пренебрежимо малой дисперсией, т.е. экспериментально изучать распространение волн Бюргерса в одно и трехмерной геометрии [15].

Часть 3. Энергетические каскады в системе волн второго звука в сверхтекучем гелии. Акустическая турбулентность.

Глава 5. Прямой энергетический каскад.

Наиболее интересные результаты были получены при исследовании распространения нелинейных волн в резонаторе. Применение высокодобротных резонаторов позволило резко увеличить амплитуду волны и влияние нелинейных эффектов при незначительной подкачке энергии в систему. Периодичность граничных условий при распространении волны ограничивает спектр возбуждаемых колебаний в резонаторе дискретными величинами. Однако при условии возможности регистрации частот до нескольких сотен килогерц (основная мода генерируется на частоте ~ 50 Hz при длине резонатора 70 mm) можно говорить о квазинепрерывном энергетическом спектре. Оказалось, что добротность резонатора резко возрастает с ростом номера резонанса N по зависимости $Q \sim f^{3/2}$, достигая примерно постоянной величины ($Q \approx 5-10$ тысяч) для N выше нескольких десятков. Предложенная в работе модель трения нормальной компоненты о стенки резонатора дает для малых частот резонансов вполне разумное соответствие с наблюдаемыми результатами роста добротности резонатора, в то время, как для высоких номеров резонансов основной механизм диссипации определяется качеством изготовления резонатора (непараллельность болометра и нагревателя). Объемное затухание для конкретной геометрии резонаторов становится доминирующим для частот выше 100 kHz.

Первые эксперименты в резонаторе [1] показали возможность наблюдения нелинейных эффектов и возникновение кратных гармоник при накачке резонатора гармоническим сигналом достаточно низкой интенсивности. Улучшение качества резонатора и, главное, измерительной техники позволило количественно наблюдать и описывать прямой каскад потока энергии [17], который возникает при увеличении интенсивности волны и ее превращении в нелинейную [18]. В стационарных условиях в резонаторе при возбуждении гармонических колебаний за счет нелинейных искажений сигнала формируется частотный спектр с количеством кратных гармоник до нескольких десятков. При линейном законе дисперсии кратные

гармоники попадают на резонансные частоты. При этом осуществляется перекачка энергии из низкочастотной области накачки в высокочастотную область – область диссипации. Частотный спектр в промежуточной области – в инерционном интервале – для кратных гармоник достаточно хорошо описывается зависимостью вида $A(f_N) \sim f_N^{-m}$, где $m \sim 1.5$, что очень напоминает спектральные зависимости для непрерывной среды, полученные в теории слабой турбулентности [L10, L11] [12, 13]. В высокочастотной области спектра эта зависимость $A(f_N)$ сменяется более крутым падением, которое удовлетворительно описывается экспоненциальным затуханием амплитуд кратных гармоник [18]. Граничные частоты перехода от инерционного интервала к диссипативному определяются амплитудой накачки и, соответственно, амплитудой основной гармоники [14]. Наблюдаемые явления находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями зависимости сдвига граничной частоты в высокочастотную область с ростом амплитуды накачки [L12].

Экспериментально было показано, что формирование кратных гармоник определяется только величиной коэффициента нелинейности α_2 и образующиеся энергетические каскады не зависят от знака α_2 [17].

Энергетические каскады при акустической турбулентности достаточно хорошо описываются частотными зависимостями, схожими с зависимостями $A(f_N)$ теории слабой турбулентности, предполагающей слабый обмен энергией волн при их взаимодействии друг с другом по сравнению с энергией волнового пакета. *Слабая турбулентность* характерна для волновых полей, когда из-за дисперсии волновые пакеты перекрываются на малое время и справедливо приближение случайных фаз взаимодействующих волн. Акустическую турбулентность по своей природе следует отнести к *сильной турбулентности*, когда кратные гармоники возникают из-за нелинейного искажения формы гармонической волны накачки, определяются волной накачки и ее фазой, когда не работает приближение случайных фаз и слабой связи мод в нелинейных волнах.

Оказалось, что в резонаторе для кратных гармоник энергетического спектра в инерциальной области начинается стохастизация [22]. В фазе с основной гармоникой находятся только несколько первых кратных гармоник. Для более высоких гармоник происходит сбой фазы и высокочастотный каскад достаточно хорошо описывается гауссианом, характерным для волн со случайными фазами. Перемешивание фазы для бездисперсионной среды происходит, по-видимому, из-за интенсивного взаимодействия мод между собой, что ослабляет влияния фазы волны накачки на высокочастотные моды при таких взаимодействиях. В этом смысле спектральные каскады обладают свойствами как сильной, так и слабой турбулентности. Таким образом становится понятным, что процесс перекачки энергии в инерционной области при акустической турбулентности в резонаторе проявляет свойства взаимодействующих стохастизованных волн и, по-видимому, может быть описан в рамках теории слабой турбулентности, хотя это предположение требует дополнительного исследования.

Другим проявлением взаимодействия кратных гармоник нелинейных волн было экспериментальное наблюдение возникновения комбинационных частот при взаимодействии волн некрatных резонансов в резонаторе (например, 31 и 7 резонансов). При возбуждении нелинейной волны большой амплитуды от 31-го резонанса в резонаторе формируется прямой энергетический каскад. Если теперь в резонатор добавить резонансную волну малой амплитуды (7-м), которая сама по себе не приводит к формированию каскада, то наблюдается интенсивное взаимодействие добавочной волны и основного каскада. Такие взаимодействия могут приводить к очень сложному поведению суммарного частотного спектра, например, к заметному изменению частотной зависимости $A(f)$ в инерционном интервале – т.е. подавлению прямого энергетического каскада за счет перераспределения потока энергии по новым степеням свободы на комбинационных частотах [20]. Ранее подобный эффект был наблюден при

исследовании смешанных волновых мод на поверхности жидкого водорода [L13].

Попробуем разобраться, где результаты экспериментов можно объяснить нелинейными искажениями гармонической волны, что выражается в предсказуемом возникновении кратных гармоник, и когда необходимо учитывать взаимодействие кратных гармоник между собой, что делает поведение волны турбулентной и непредсказуемой. Действительно, нелинейные эффекты приводят к образованию спектров кратных гармоник, схожих с наблюдаемыми в наших экспериментах. Так, превращение нелинейной волны в пилообразную указывает на появление высокочастотных гармоник и сопровождается образованием частотного спектра, но не предполагает взаимодействия кратных гармоник между собой. При этом фазы кратных гармоник будут определяться исключительно фазой волны накачки. Теоретическое рассмотрение роста амплитуды кратных гармоник при росте основной гармоники, возникающих при распространении нелинейной гармонической волны, проведенное в соответствии с идеями работы [L14], показало, что отношение амплитуд соседних гармоник резко уменьшается с ростом амплитуды накачки A_0 : $A_N/A_{N-1} \sim 1/A_0$, в то время как компьютерное моделирование [13], учитывающее взаимодействие высших гармоник между собой, показало слабое изменение наклона зависимости $A(f)$ при росте амплитуды накачки [14].

Для определения влияния амплитуды накачки на развитие прямого турбулентного каскада мы провели подробное исследование спектров стоячих волн в резонаторе. При увеличении интенсивности сигнала на нагревателе количество кратных гармоник с амплитудой выше шумов начинают быстро увеличиваться, при этом показатель степени зависимости $A(f) \sim f^{-m}$ начинает быстро уменьшаться и доходит до $m \approx 2-2.5$, а затем практически перестает зависеть от роста сигнала накачки. На графиках зависимости $m(Q)$ можно оценить значение потока энергии, при котором происходит резкое изменение характера передачи энергии по каскаду. При

возрастании потока до $q \sim 10 \text{ mW/cm}^2$ резкое уменьшение степени m сменяется плавным. Этой же величине q соответствует момент начала отклонения роста сигнала волны в резонаторе от линейной зависимости $A \sim q \sim U_G^2$, где U_G - амплитуда сигнала генератора.

Смену показателя степени m можно связать с формированием частотного каскада взаимодействующих между собой кратных гармоник, т.е. переходу к режиму развитой турбулентности. Это должно приводить к рассогласованию фаз высоких мод с фазой сигнала на основной гармонике - т.е. реализуется ситуация развитой турбулентности. На взаимодействие при достаточно высоких амплитудах гармоник между собой, а не только с основной гармоникой, на которой накачивается система, указывают, описанная выше, стохастизация высших гармоник, образование комбинационных частот при накачке системы двумя сигналами (большим и маленьким), а также взаимодействие субгармоник и кратных гармоник, которые, являясь порождением основной гармоникой, явно взаимодействуют друг с другом (образование субгармоник описано в следующей главе).

Высокая чувствительность сверхпроводящих болометров, использованных в экспериментах ($\sim 1 \text{ } \mu\text{K}$), и малая инерционность измерительной системы ($\tau_{in} < 100 \text{ ns}$) позволили провести исследование процессов формирования и распада энергетических спектров, определить динамику перекачки энергии от частот возбуждения в область вязкостных потерь и особенности поведения инерциального интервала [26].

Методически процедура wavelet analyse (временного анализа спектров сигналов) состояла из последовательного разбиения зарегистрированного сигнала переходного процесса на малые временные интервалы с последующим анализом частотных спектров для каждого из интервалов.

Оказалось, что затухание прямого энергетического спектра в инерционном интервале при выключении накачки начинается с высокочастотного края спектра. Прекращение подкачки энергии (на основной гармонике) на начальном этапе приводит к быстрому уменьшению амплитуд

всех гармоник. Основная гармоника первоначально уменьшается достаточно быстро, продолжая отдавать часть энергии своих колебаний кратным гармоникам. Уменьшение амплитуды основной гармоники приводит к ослаблению передачи энергии кратным гармоникам за счет нелинейного взаимодействия (нелинейное затухание), что вызывает падение амплитуд кратных гармоник. Уменьшение амплитуд кратных гармоник и изменение перераспределения энергетического потока к высокочастотному краю спектра приводит к хаотичному поведению амплитуд кратных гармоник. Исчезновение спектра кратных гармоник начинается со стороны высоких частот и по истечению какого-то времени остается только основная гармоника. Прекращение перекачки энергии в высокочастотный край спектра приводит к резкому уменьшению затухания основной гармоники – в резонаторе существует только линейная волна. При затухании колебаний основной гармоники как при линейном, так и при нелинейном затухании зависимость амплитуды волны от времени можно описать экспоненциальным законом. Таким образом, из поведения распадного спектра можно выделить нелинейное время (время передачи энергии в энергетический поток) и линейное время (затухание собственных колебаний на основной гармонике, связанное с неидеальностью резонатора и вязкостью жидкости). Например, нелинейное время для развитого прямого каскада при накачке на 11 резонансе было почти на порядок меньше линейного времени затухания ($\tau_{NL} \sim 0.51 \text{ s}$ против $\tau_L \sim 3.4 \text{ s}$) [26].

При включении накачки рост кратных гармоник при формировании прямого каскада происходит по степенному закону от времени. Амплитуда каждой следующей гармоники растет пропорционально амплитуде предыдущей гармоники и пропорционально времени, т.е. кратные гармоники ведут себя как слабовзаимодействующие вибраторы [26], для раскачивания которых требуется кроме величины внешнего воздействия еще и время такого воздействия [28].

Глава 6. Обратный волновой каскад.

При экспериментальном исследовании установившихся режимов акустической турбулентности удалось обнаружить неожиданное явление – образование *обратного энергетического каскада*. При определенных условиях, а именно, при гармонической накачке на высоких резонансах (т.е. при наличии большого количества степеней свободы в низкочастотной области собственных частот резонатора), при незначительном сдвиге частоты накачки от положения резонанса в объеме резонатора пороговым образом возбуждаются субгармоники [19]. Впервые было наблюденно в стационарных условиях, что наряду с переносом энергии от низких частот к высоким появляется спектр колебаний с частотами, составляющими доли от частоты накачки f_p – *обратный каскад*, при этом поток энергии перераспределяется между прямым и обратным каскадами. Диссипация энергии в обратном потоке объясняется более низкой добротностью резонатора на низких частотах. Возникает вопрос: насколько существенно взаимодействие субгармоник между собой и с другими гармониками? Ответ на этот принципиальный вопрос дали последующие эксперименты по наблюдению динамики установления и распада спектров колебаний волн второго звука в резонаторе [23]. При обработке результатов этих экспериментов также была использована методика wavelet analyse.

Возникновение обратного каскада происходит пороговым образом при мощностях выше некоторой критической и сопровождается гистерезисом [24]. При включении накачки ω_G первоначально формируется прямой каскад с характерным для него временным поведением нарастания гармоник и степенной зависимостью частотного спектра $A(\omega) \sim \omega^{-m}$. Затем, с задержкой, достигавшей в некоторых экспериментах времен в десятки секунд, начинают расти парные субгармоники ω_1 и ω_2 , соответствующие соотношению $\omega_G \rightarrow \omega_1 + \omega_2$. Такое парное поведение, равно как и соотношение частот субгармоник, соответствующие парам $\omega_G = \omega_1 + \omega_2$, указывают на возможность распадных процессов при больших тепловых потоках при образовании обратного каскада. Возникновение субгармоник мы впервые наблюдали при

накачке на четных резонансах малых номеров (на 32-м резонансе, например) на половинные частоты [20]. Отметим, что позднее для гравитационных волн на поверхности мелкой воды в экспериментах в модельном бассейне, в среде с сильной дисперсией, так же удалось наблюдать формирование обратного каскада [L16].

Как показали наши измерения при возникновении субгармоник наблюдается их взаимодействие с кратными гармониками прямого каскада, образование комбинационных частот и подавление кратных гармоник [21]. Образование обратного спектра сопровождается потоком энергии не только в высокочастотную область, но и в область низких частот. При этом амплитуды кратных гармоник в прямом каскаде и возбуждаемые в них энергии начинают уменьшаться по мере роста амплитуды субгармоник [23]. Суммарная энергия во всем спектре при этом остается практически неизменной. По нашим оценкам суммарный поток энергии в обратном каскаде может достигать 50% от энергии накачки [25].

В процессе формирования обратного каскада мы наблюдали интересное явление, появления низкочастотной волны амплитудой в два раза выше окружения [29] – акустический аналог «волн убийц» (“freak wave”, “rogue wave”). Возможность возникновения в мировом океане одиночных волн большой амплитуды не вызывает сомнений. Поэтому это явление вызывает повышенный интерес со стороны физиков различных специальностей. Исследование природы этих сильно нелинейных волн и их моделирование в настоящее время проводится численными методами [L14], осуществляется моделированием оптическими волнами в *средах с дисперсией* [L15]. Попытки обнаружить рождение таких волн в модельных бассейнах на поверхности жидкости проводятся в настоящее время во многих лабораториях, например [L14]. Подчеркнем, что рождение аналога “rogue waves” было обнаружено нами в волнах Бюргерса – сильно нелинейных акустических волнах в среде с малой диссипацией и практически *линейным законом дисперсии* [29].

Часть 4, глава 7. Экспериментальные приложения исследований волн второго звука в сверхтекучем гелии.

Понимание особенностей поведения нелинейных волн второго звука в сверхтекучем гелии, условий формирования прямого и обратного турбулентных каскадов, взаимодействия волн второго звука с вихревой структурой в He-II позволяют изучать свойства гелия и динамику развития вихревой структуры.

Одно из таких приложений – попытка моделирования формирования дефектов при рождении Вселенной в сверхтекучем гелии [9, 16]. Идея возможности моделирования нарушения симметрии материи при Большом Взрыве в экспериментах на сверхтекучем гелии была высказана в работах [L17, L18]. При фазовом переходе нормальной жидкости в сверхтекучее состояние также нарушается симметрия – при переходе гелия из нормального состояния в сверхтекучее проявляется существование фаз волновой функции. Размер областей сверхтекучего гелия с разными фазами определяется скоростью перехода из нормального в сверхтекучее состояние, а наличие разных фаз в соседних областях означает формирование топологических дефектов, например вихрей. Таким образом, при быстром переходе жидкости в сверхтекучее состояние может образоваться некоторое количество вихрей – аналогов космических струн. Однако, как показал эксперимент, вихри, рождающиеся при нарушении симметрии гелия-4 при быстром фазовом переходе второго рода из нормального в сверхтекучее состояние [9], стабильны только в очень узком температурном интервале. Если конечное состояние гелия отстоит достаточно далеко от T_λ (больше нескольких mK), то плотность вихрей, которые возникли в результате перехода, начинает быстро увеличиваться за счет противотоков нормальной и сверхтекучей компонент при неравновесных условиях механического расширения гелия (генерация турбулентного вихревого клубка). Эти процессы удалось наблюдать экспериментально при изучении распространения импульсов второго звука в

резонаторе малых размеров [16]. Быстрая эволюция клубка вихрей затрудняет интерпретацию результатов измерений в He-II. Ситуация со стабильностью вихревой структуры при фазовом переходе жидкого гелия-4 в сверхтекучее состояние существенно отличается от жидкого He-3, где область стабильности вихревой структуры существенно шире ($T_{\text{turbulent}} < 0.5 * T_{\text{SF}}$) и где возможно моделирование нарушения симметрии [L19].

Резонансные исследования волн второго звука можно использовать для изучения свойств примесных гелей в сверхтекучем гелии. Пропитанные сверхтекучим He-II пористые нанокластерные конденсаты (примесь-гелиевые гели) образуются при конденсации потока газообразного ^4He с примесью паров исследуемого вещества на поверхности сверхтекучей жидкости. Первые эксперименты показали, что при наполнении резонатора таким гелем, добротность резонатора резко падает. При этом меняется скорость волны второго звука (сдвигаются резонансные частоты). В отличие от аэрогелей с жестким каркасом [L20 - L22] скорость второго звука в примесь-гелиевых гелях не увеличивается (что объясняется переходом к условиям четвертого звука с торможением нормальной компоненты), а уменьшается [27]. Судя по всему, наличие примесь-гелиевых гелей приводит к сдвигу сверхтекучего перехода He-II в порях в область более низких температур. Изучение поведения soft-matter, к которым относятся примесь-гелиевые гели, требует дальнейших экспериментов.

В заключении приводятся основные выводы работы, список публикаций по теме диссертации и указаны предполагаемые направления дальнейших исследований в области развитого в диссертации подхода к изучению нелинейных волн и акустической турбулентности.

Основные выводы работы:

1. Экспериментально были исследованы процессы формирования ударных волн второго звука в зависимости от интенсивности волны, расстояния, пройденного волной, и коэффициента нелинейности скорости волны.

2. Найдено, что от нагревателя при *интенсивном* нагреве распространяются не только тепловые волны, но и волны первого звука, рождение которых происходит порогово за счет пленочного вскипания при давлении насыщенных паров или за счет перехода гелия-II в нормальное состояние (в котором плотность жидкости при $T > T_\lambda$ быстро падает с повышением температуры) при приложении тепловых импульсов к нагревателю при повышенных давлениях сверхтекучей жидкости, когда перехода жидкость-пар не существует.
3. Были определены границы интенсивности нагрева источника волн второго звука, выше которых происходила интенсивная перекачка энергии не только в тепловые волны, но и в первый звук. Было определено, что высокая интенсивность волны второго звука за счет противотока нормальной и сверхтекучей компонент интенсивно раскачивает вихревую структуру гелия, что резко увеличивает затухание тепловой волны.
4. Впервые наблюдаются волны разряжения первого звука в жидком гелии. Было показано, что при *малых интенсивностях нагрева* источника за счет температурной зависимости плотности гелия тепловое сжатие жидкости рождает волну разряжения первого звука. Экспериментальные значения отношения энергий, передаваемых нагревателем в волны первого и второго звука при таких процессах, хорошо коррелируют с теоретическими оценками.
5. Показано, что при распространении импульсных волн второго звука от точечного источника в трехмерной геометрии в сверхтекучем гелии возможна уникальная ситуация, когда нагреватель рождает сначала импульс нагрева с характерным для нелинейной волны разрывом либо на фронте, либо на хвосте волны, затем значительное время температура волны оставалась постоянной и равной температуре ванны и только затем от нагревателя приходил импульс охлаждения, с противоположным

- разрывом (либо на хвосте волны, либо на фронте). Были наблюдаемы N и U волны с разрывами на краях биполярного импульса или по его середине.
6. Была предложена и экспериментально опробована смешанная методика $3-D \rightarrow 1-D$, которая позволяет при температурах близких к T_λ исследовать биполярный импульс с разрывом посередине (U волны). Для таких импульсов характерно наличие дополнительного механизма поглощения на разрыве из-за встречного движения пиков в волне нагрева и волне охлаждения.
 7. Впервые было исследовано поведение нелинейных волн при повышенных давлениях. Показано, что при повышении давления коэффициент нелинейности скорости второго звука меняет знак при более низких температурах, что соответствует теоретическим расчетам. Таким образом, при любых давлениях существует достаточно широкая область температур вблизи T_λ , при которых коэффициент нелинейности остается отрицательным.
 8. Разработана методика формирования турбулентных состояний в системе волн второго звука в цилиндрическом резонаторе. Развита обработка полученных экспериментальных зависимостей, построения стационарных и динамических турбулентных распределений в частотном и частотно-временном пространстве.
 9. Впервые в сверхтекучем гелии было экспериментально моделировано поведение волн Бюргера (поведение слабо затухающих сильнонелинейных волн в среде с близким к линейному закону дисперсии) и исследована турбулентность волн Бюргера.
 10. Впервые было показано, что использование резонатора волн второго звука в сверхтекучем гелии может создавать сильно нелинейную волну при малом общем тепловом потоке, что позволяет исследовать акустическую турбулентность в частотном континууме с дискретным спектром.

11. Найдено, что при накачке на резонансной частоте в резонаторе с He-II возникает достаточно большое количество кратных гармоник (несколько десятков), амплитуды которых в достаточно широком частотном интервале (инерционный интервал), описываются зависимостью типа Колмогоровской с дискретным спектром $A_f \sim f^{-m}$, где показатель степени m для развитых спектров приближается к 1.5, что близко к предсказываемым теоретическим зависимостям для слабой турбулентности.
12. Обнаружено, что для волн второго звука инерционный интервал кратных гармоник сменяется областью, где доминируют диссипативные процессы, которые достаточно хорошо описываются экспоненциальным затуханием. Граничная частота инерционного интервала пропорциональна интенсивности накачки и амплитуде основной гармоники.
13. Обнаружено возникновение комбинационных частот при накачке резонатора двумя резонансными частотами разной интенсивности приводит к образованию энергетических каскадов с комбинационными частотами. Как показали измерения, при подаче дополнительного слабого сигнала на резонансной частоте в дополнение к интенсивному сигналу более высокой частоты, который формирует прямой энергетический каскад, амплитуды гармоник заметно уменьшаются – происходит подавление прямого каскада за счет перераспределения энергии между добавочными степенями свободы, соответствующими комбинационным частотам.
14. Акустическая турбулентность в сверхтекучем гелии при дискретном спектре обладает свойствами и сильной, и слабой турбулентности, что проявляется в стохастизации фаз высоких кратных гармоник. Связь между фазами основной гармоники на частоте накачки и фазами кратных гармониках, теряется на высших гармониках. Если вырезать из спектра сигнал от первых трех-четырех гармоник, то отфильтрованный сигнал

высших гармоник описывается достаточно хорошо гауссианом, характерным для волн со случайной фазой. Перемешивание фаз высших гармоник в резонаторе происходит, по-видимому, из-за их взаимодействия друг с другом.

15. Впервые было показано, что при формировании прямого каскада, после включения сигнала накачки, кратные гармоники в волне Бюргерса в резонаторе ведут себя как слабо взаимодействующие инерционные осцилляторы, амплитуда которых достаточно медленно нарастает со временем.

16. Найдено, что при ступенчатом выключении накачки распад прямого каскада происходит с одновременным уменьшением всех кратных гармоник. При этом наиболее быстро ослабевает амплитуда высших кратных гармоник, подпитка которых энергией уменьшается при выключении накачки и уменьшении потока энергии. При этом высокочастотный край инерционного интервала сдвигается в сторону низких частот. После затухания кратных гармоник в резонаторе наблюдается стоячая волна на частоте основной гармоники. Таким образом, удалось разделить вклады нелинейного взаимодействия волн и вязкого затухания.

17. Впервые обнаружена возможность возникновения обратного волнового каскада одновременно с прямым каскадом, когда наряду с кратными гармониками в резонаторе возбуждаются еще и *субгармоники*. Поток энергии от источника накачки при формировании субгармоник перераспределяется между прямым и обратным каскадами. Взаимодействие субгармоник с кратными гармониками прямого каскада приводит к возникновению большого количества комбинационных частот. Было наблюдаено, что при возникновении обратного каскада амплитуда волн в прямом каскаде уменьшается, т.е. происходит подавление прямого

каскада за счет перераспределения потока энергии в прямом каскаде между основными гармониками и дополнительными колебаниями с комбинационными частотами, как и при накачке на двух частотах.

18. Впервые экспериментально было показано, что в процессе формирования обратного каскада в резонаторе возможно рождение единичных низкочастотных волн с амплитудой, сильно превосходящей окружение. Таким образом, показано, что одиночные волны большой амплитуды ("freak waves") могут возникать и в бездисперсионной среде при акустической турбулентности в конденсированной фазе (в турбулентности Бюргерса), т.е. эксперименты с нелинейными волнами второго звука в сверхтекучем гелии могут быть использованы для выяснения природы формирования одиночных "freak waves" – «волн убийц».

19. Проведены эксперименты по адиабатическому расширению жидкого гелия для моделирования рождения линейных дефектов (струны во Вселенной – вихри в гелии) при расширении Вселенной при Большом Взрыве. Ударные волны второго звука были использованы для тестирования концентрации вихрей, формирующихся при быстром переходе в сверхтекучее состояние из нормального гелия. Было показано, что образующаяся концентрация вихрей определяется, в основном, не нарушением симметрии волновой функции гелия, а неустойчивостью вихревой структуры в гелии-4 к потокам нормальной и сверхтекучей компонент He-II.

Литература:

L1. S. J., Putterman, Superfluid Hydrodynamics. North Holland Publishing Comp., London, 1974

L2. С.К. Немировский, Нелинейная акустика сверхтекучего гелия, УФН, 160, 6, 51 (1990)

- L3. О.В.Руденко, Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. УФН, 176, 1, 77, (2006).
- L4. Б.Б.Кадомцев, В.И.Карпман, Нелинейные волны. УФН, 103, 2, 1937 (1971)
- L5. С.Н.Гурбатов, Д.И.Саичев, И.Г.Якушкин, Нелинейные волны и одномерная турбулентность в бездиссипативных средах. УФН, 141, 2, 221 (1983)
- L6. H. Davidowitz, Y. Lvov, and V. Steinberg, Amplitude Dependence of the Velocity of Second Sound. *Physica D* 84, 635 (1995)
- L7. Е.М.Лифшиц, Излучение звука в гелий. ЖЭТФ, 14, 116 (1944)
- L8. W.F.Vinen, Mutual friction in a heat current in liquid helium-II. Proc. Royal Soc., , 114 (1957); *ibid*, 242, N1231, 128-143 (1957)
- L9. S. Nemirovskii and A. Tsoi, Transient thermal and hydrodynamic processes in superfluid helium, *Cryogenics*, 29, 10, 985 (1989)
- L10. А.Н.Колмогоров, Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН, 30, 299, 1941;
- L11. V. E. Zakharov, V. S. L'vov, and G. Fal'kovich, Kolmogorov Spectra of Turbulence, Vol. 1, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- L12. Е.А. Кузнецов, Турбулентные спектры, порождаемые сингулярностями. Письма в ЖЭТФ, 80, 2, 92 (2004)
- L13. М.Ю.Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Подавление высокочастотных турбулентных колебаний поверхности жидкости дополнительной низкочастотной накачкой. Письма в ЖЭТФ, 82, 9, 642 (2005)
- L14. А.И.Дьяченко, В.Е.Закхаров, Weak Turbulent Kolmogorov Spectrum for Surface Gravity Waves. Письма в ЖЭТФ, 81, 318 (2005)
- L15. D.R.Solli, C.Ropers, P.Koonath, B.Jalali, Optical rogue waves, *Nature*, 450, 1045-1057 (2007)

- L16. A. Ezersky, A. Slunyaev, D. Mouaze, W. Chokchai, Occurrence of standing surface gravity waves modulation in shallow water, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28, 521 (2009)
- L17. T. W. B. Kibble, Topology of cosmic domains and strings. *J. Phys. A* 9, 1387 (1976)
- L18. W. H. Zurek, Cosmological experiments in superfluid helium? *Nature (London)*, 317, 505 (1985)
- L19. A.P.Finne et al, An intrinsic velocity-independent criterion for superfluid turbulence. *Nature*, 424 1022 (2003)
- L20. P. Brusov, J. M. Parpia, P. Brusov, and G. Lawes, Sound conversion in impure superfluids, *Phys. Rev. B*, 63, 140507(R) (2001)
- L21. M.J.McKenna, T.Slawecki, J.D.Maynard, Observation of a second-sound-like mode in superfluid-filled aerogel, *Phys. Rev. Lett.*, 66, 14, 1878 (1991)
- L22. M. Chan, N. Mulders, J. Reppy, Helium in aerogel, *Physics Today*, 49, 8, 30 (1996)

Публикации по теме диссертации:

1. И.Борисенко, В.Ефимов, Л.Межов-Деглин, Нелинейные волны второго звука в жидком гелии в резонаторе. *ФНТ*, 14, 11, 1123 (1988)
2. G.V.Kolmakov, V.B.Efimov, A.S.Kuliev, L.P.Mezhov-Deglin Evolution of a solitary second sound pulse in a long waveguide. *Czech.Journ.of Phys.*, 46, S1, 83 (1996)
3. V.B.Efimov, G.V.Kolmakov, A.S.Kuliev, L.P.Mezhov-Deglin Propagation of short nonlinear second sound pulses through He-II in one and three dimensional geometry. *ФНТ*, 24, 2, 81 (1998)
4. V.B. Efimov, G.V.Kolmakov, L.P.Mezhov-Deglin, A.B.Trusov Nonlinear second sound in He-II under pressure. *ФНТ*, 25, 6, 551 (1999)

5. В.Б.Ефимов, Г.В. Колмаков, Е.В.Лебедева, Л.П.Межов-Деглин, А.Б.Трусов, Волны сжатия и разряжения первого звука в сверхтекучем HeII. Письма ЖЭТФ, 69, 10, 767 (1999)
6. V.V.Efimov, G.V.Kolmakov, E.V.Lebedeva, L.P.Mezhov-Deglin, A.B.Trusov Nonlinear second sound in super fluid ^4He under pressure *Physica B*, 284-288, 39 (2000)
7. V.V.Efimov, G.V.Kolmakov, E.V.Lebedeva, L.P.Mezhov-Deglin, A.B.Trusov Generation of the first sound by a heater in superfluid and normal ^4He . *Physica B*, 284-288, 37 (2000)
8. V.V.Efimov, G.V.Kolmakov, E.V.Lebedeva, L.P.Mezhov-Deglin, A.B.Trusov Generation of the Second and the First Sound Waves by a Pulse Heater in Fluid Helium *J. of Low Temp. Phys.*, 119, 3/4, 309 (2000)
9. V B Efimov, O Griffiths, P C Hendry and P V E McClintock, Cosmological Experiment in liquid helium, Thesis of 3 International Chernogolovka Workshop-2002, Chernogolovka, 24 (2002)
- 10.M.Giltrow, M.J.Boylett, N.S.Lawson, A.Hammiche, O.J.Griffiths, J.K.Wigmore, V.Efimov, The fabrication and characterization of polycrystalline CuSn bolometers, *Meas. Sci. Technol.*, 14, N69 (2003)
- 11.G.Kolmakov, L.P.Mezhov-Deglin, V.B.Efimov, E.V.Lebedeva, Nonlinearity and interaction of second sound waves in superfluid ^4He - ^3He mixture, *Phys. Stat. Sol. (c)*, 1, 11, 3007 (2004)
- 12.M.Yu.Brazhnikov, V.B.Efimov, G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, E.V.Lebedeva, L.P.Mezhov-Deglin, Turbulence of second sound waves in superfluid He II, *ФНТ*, 30, 6, 590 (2004)
- 13.G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, M.Yu.Brazhnikov, V.B.Efimov, E.V.Lebedeva, L.P.Mezhov-Deglin, Nonlinear Second Sound Waves in Superfluid Helium in a Resonator, *J. of LTP*, 138, 3/4, 525 (2005)
- 14.G.V. Kolmakov, V. B. Efimov, A. N. Ganshin, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Formation of a Direct Kolmogorov-Like Cascade of Second-Sound Waves in He II, *Phys. Rev. Lett.*, 97, 155301 (2006)

15. G. V. Kolmakov, V. B. Efimov, A. N. Ganshin, P. V. E. McClintock, E. V. Lebedeva, and L. P. Mezhov-Deglin, "Nonlinear and shock waves in superfluid He-II", *Физика Низких Температур* 32 (11), 1320 (2006).
16. V. B. Efimov, O. J. Griffiths, P. C. Hendry, G. V. Kolmakov, P. V. E. McClintock, and L. Skrbek. Experiments on the rapid mechanical expansion of liquid ^4He through its superfluid transition, *Phys. Rev. E* 74, 5, 056305 (2006)
17. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G.V. Kolmakov, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Experimental Study of the Nonlinear Second-Sound Wave Interaction in Superfluid ^4He , *J. of LTP*, 145, 1/4, 155 (2006)
18. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G.V. Kolmakov, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Nonlinear Second sound Waves and Acoustic Turbulence in Superfluid ^4He , *J. of LTP*, 148, 3/4, 251 (2007)
19. A. N. Ganshin, V. B. Efimov, G.V. Kolmakov, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Observation of giant low-frequency waves in developed acoustic turbulence in superfluid helium, *Phys. Rev. Lett.* 101, 065303 (2008)
20. P.V. E. McClintock, A. N. Ganshin, V. B. Efimov, G.V. Kolmakov, , and L. P. Mezhov-Deglin, Mixing of different waves at acoustic turbulence and suppression of Kolmogorov-like cascade, *J. of LTP*, 150, 3/4, 394 (2008)
21. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G.V. Kolmakov, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Observation of acoustic turbulence in a system of nonlinear second sound waves in superfluid ^4He *ФНТ* 34 (4/5), 367 (2008)
22. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, P.V. E. McClintock, Statistical properties of strongly nonlinear waves within a resonator, *Phys Rev E*, 78, 066611 (2008)
23. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G.V. Kolmakov, P.V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Wave Turbulence in Superfluid ^4He : Energy Cascade and Rogue Wave in the Laboratory, CP1076, *Let's Face Chaos Through Nonlinear Dynamics: 7 International Summer School and Conference*, edited M. Robnik and V. Romanovski, 53 (2009)

24. A N Ganshin, V B Efimov, G V Kolmakov, L P Mezhov-Deglin, P V E McClintock, Energy cascades and rogue waves in superfluid ^4He , New Journal of Physics: Conference Series 150, 032056 (2009)
25. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G. V. Kolmakov, P. V. E. McClintock and L. P. Mezhov-Deglin, Acoustic Turbulence in Superfluid ^4He , JLTP, 156, 3/6, 95 (2009)
26. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G. V. Kolmakov, P. V. E. McClintock and L. P. Mezhov-Deglin, Nonlinear effects in formation and decay of acoustic turbulence in He-II, Theses of conference LT-25, Amsterdam, (2008)
27. V. B. Efimov, A. N. Izotov, A.V.Lokhov, L. P. Mezhov-Deglin, V.V.Nesvizhevsky, C.Dewhurst, Experimental investigation of nanocluster condensate in superfluid He-4, Тезисы конференции РСНЭ-НБИК 2009, Москва, 16-21 ноября 2009
28. A N Ganshin, V B Efimov, G V Kolmakov, L P Mezhov-Deglin, P V E McClintock, Experiments on wave turbulence: evolution and growth of second sound acoustic turbulence in superfluid ^4He confirm self-similarity – New Journal of Physics 12, 8, 08047 (2010)
29. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G. V. Kolmakov, P. V. E. McClintock and L. P. Mezhov-Deglin, Rogue waves in superfluid helium, Euro Phys. J., Special Topics, 185, 181 (2010)