

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Абдурахимов Леонид Викторович

КАПИЛЛЯРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ
НА ПОВЕРХНОСТИ НОРМАЛЬНОГО И
СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ-4

выпускная квалификационная работа на соискание степени магистра

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Левченко А.А.

г.Черноголовка
2007г.

Аннотация.

В данной дипломной работе представлены результаты проделанной работы по экспериментальному исследованию турбулентности капиллярных волн на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4.

Во введении дана постановка задачи и объясняется, что подразумевается под капиллярной турбулентностью (то есть турбулентностью в системе капиллярных волн). Во второй главе описывается современное состояние теории и эксперимента, содержится обоснование выбора темы исследования и обзор литературы. Затем следует глава, описывающая свойства поверхностных волн. Далее следует описание экспериментальной установки и методики измерений. В конце дипломной работы представлены полученные результаты и их интерпретация, и заключение.

Автор принимал непосредственное участие в создании экспериментальной установки, получении и обсуждении результатов. Представленная дипломная работа выполнена в лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН в период с 2004г. по 2007г.

Содержание

1. Введение.	3
2. Современное состояние теории и экспериментальных исследований капиллярной турбулентности.	4
3. Спектр малых колебаний заряженной поверхности жидкости, собственные колебания поверхности в цилиндрической ячейке.	7
4. Описание экспериментальной установки, методики измерений и обработки результатов.	9
5. Результаты и обсуждение.	14
6. Заключение.	19
7. Список литературы.	20

1. Введение.

Одним из актуальных направлений теоретических и экспериментальных исследований в современной физике является изучение турбулентности. Турбулентность - достаточно распространенное явление в природе, которое наблюдается во многих системах. Примеры включают в себя турбулентность фононов в твердом теле [1], турбулентность звуковых волн в океанических волноводах [2], магнитную турбулентность в межзвездных облаках газа [3].

Наиболее общее определение турбулентности следующее [4]: турбулентность - это состояние сильно отклоненной от положения равновесия системы, состоящей из большого числа взаимодействующих степеней свободы, характеризующееся направленным потоком энергии в k -пространстве. Система капиллярных волн (поверхностных волн с дисперсионным соотношением $\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho} k^3$) представляет интерес как модельная система для изучения так называемой слабой волновой турбулентности. Слабая волновая турбулентность - это состояние сильно возбужденной системы волн малой амплитуды, при котором длины волн, на которых происходит накачка энергии в систему, много больше длин волн, на которых происходит диссипация.

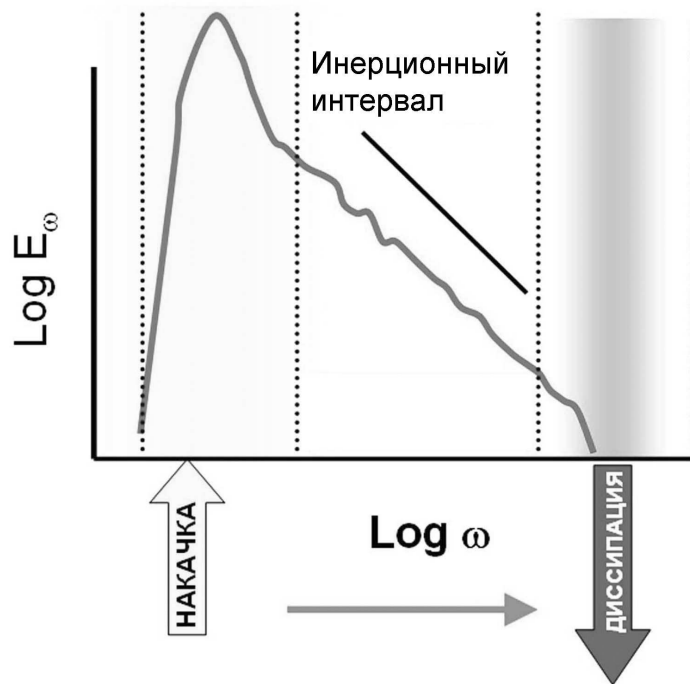


Рис. 1: Пояснительный рисунок к определению инерционного интервала.

Согласно теории слабой турбулентности [4], существует степенная зависимость (так называемый колмогоровский спектр) для распределения энергии капиллярных волн по частотам в инерционном интервале, ограниченном со стороны низких частот областью, в которой энергия накачивается в систему, а со стороны высоких частот - областью, где происходит переход к вязкому затуханию (см. Рис 1).

Одним из неисследованных экспериментально вопросов волновой турбулентности

является зависимость от вязкости высокочастотного края инерционного интервала (то есть частоты, разделяющей инерционный интервал и область диссипации).

Основной целью данной работы было изучить зависимость высокочастотного края инерционного интервала от вязкости в случае турбулентности в системе капиллярных волн на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4.

2. Современное состояние теории и экспериментальных исследований капиллярной турбулентности.

В приближении слабой турбулентности [4] произвольные волновые движения представляются в виде разложения по линейным волнам, которые нелинейно взаимодействуют друг с другом. Интерес представляет статистическое распределение "чисел заполнения" n_ω , которое может быть описано в рамках кинетического уравнения, аналогичного уравнению Больцмана газовой динамики. Спектральная энергия связана с числами заполнения следующим образом: $E_\omega = \omega n_\omega$.

В теории волновой турбулентности существует понятие инерционного интервала. Это частотный интервал, ограничиваемый снизу частотой накачки (область накачки энергии), а на высоких частотах – вязким затуханием (область диссипации энергии). В инерционном интервале наблюдается степенная зависимость в распределении энергии по частоте волн.

В эксперименте изучается корреляционная функция $I(\tau) = \langle \eta(r, t + \tau)\eta(r, t) \rangle$, или в Фурье-представлении $I_\omega = \langle \eta_\omega^2 \rangle$, которая в случае дисперсионного соотношения для капиллярных волн связана с энергией следующим образом

$$I_\omega = const \cdot \omega^{-4/3} E_\omega. \quad (1)$$

Для системы капиллярных волн в случае узкополосной накачки ($\frac{\Delta\omega}{\omega} \ll 1$) показано при помощи численного расчета [6, 4], что в области частот инерционного интервала

$$I_\omega = const \cdot \omega^{-\frac{21}{6}}. \quad (2)$$

В случае широкополосной накачки [4]

$$I_\omega = const \cdot \omega^{-\frac{17}{6}}. \quad (3)$$

В рамках модели Захарова для случая капиллярной турбулентности в режиме узкополосной накачки можно получить следующую оценку для положения высокочастотной границы инерционного интервала [7]

$$\omega_d \sim \eta_p^{\frac{4}{3}} \omega_p^{\frac{23}{9}}, \quad (4)$$

где ω_d - граничная частота, η_p и ω_p - амплитуда и частота волны накачки.

Теоретические зависимости (2),(3) согласуются с экспериментами по изучению капиллярной турбулентности на поверхности воды [9, 10, 12], ртути [11] и водорода [7, 14].

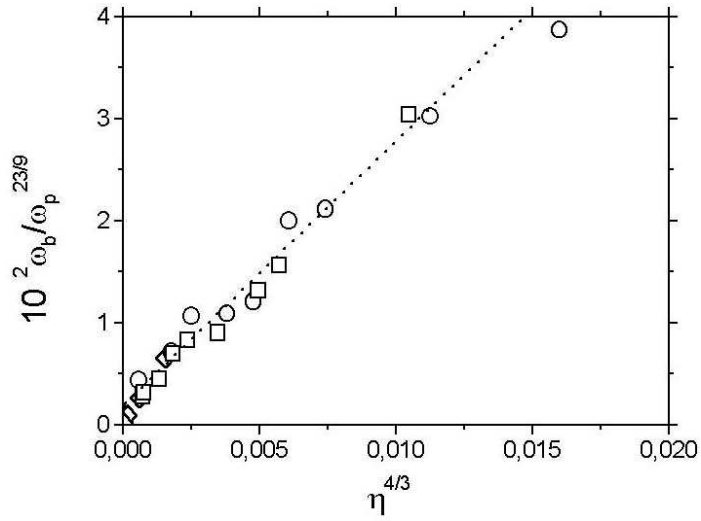


Рис. 2: Зависимость граничной частоты ω_b от амплитуды волны на частоте накачки: \circ - 83 Гц, \square - 135 Гц, \diamond - 290 Гц в приведенных координатах, рассчитанная по результатам измерений [7] на жидком водороде.

Зависимость (4) подтверждается экспериментами на водороде [7] (Рис.2).

Положение высокочастотного края инерционного интервала зависит также от вязкости, определяющей величину диссипации. Именно изучение зависимости высокочастотной границы от вязкости являлось основной целью данной работы.

Для этого удобно использовать жидкий гелий-4, кинематическую вязкость которого можно уменьшить в несколько раз понижением температуры ниже $T_\lambda = 2.17\text{K}$. На Рис. 3 изображена фазовая диаграмма гелия-4, а на Рис. 4 изображена зависимость кинематической вязкости гелия-4 от температуры. При температуре 2.17К жидкий гелий переходит в сверхтекучее состояние, так что коэффициент вязкости при понижении температуры от 4.2К до 1.8К уменьшается в 2.5 раза.

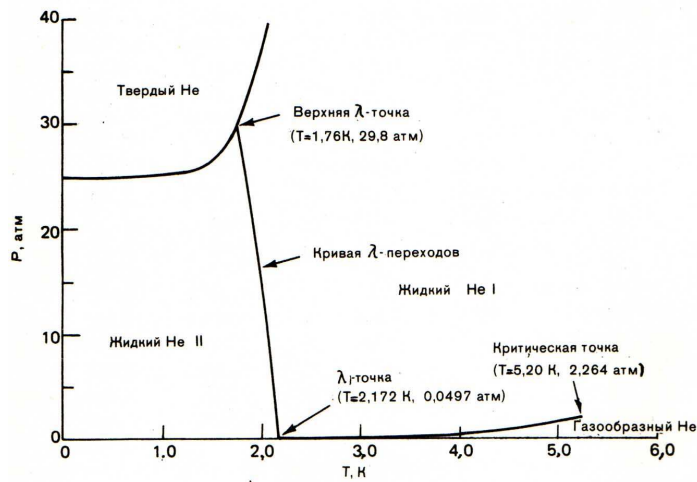


Рис. 3: Фазовая диаграмма He4.

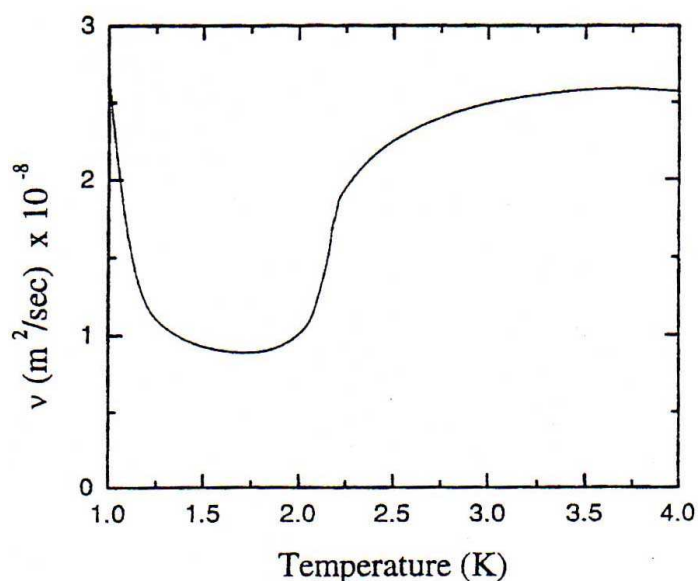


Рис. 4: Зависимость кинематической вязкости ^4He от температуры по данным обзора [8].

В таблице 1 представлены характеристики жидкого гелия-4 при температуре 4.2К в сравнении с характеристиками жидкого водорода и воды.

В таблице 2 представлены характеристики жидкого гелия-4 при разных температурах.

Отметим, что в жидком гелии с понижением температуры значительно изменяется не только вязкость, но и коэффициент поверхностного натяжения.

	Жидкий H_2 , Т=15 К	Жидкий ^4He , Т=4.2 К	Вода, Т=293 К (20°C)
Плотность ρ , г/см ³	0.076	0.125	1.0
Коэфф. поверхностного натяжения σ , дин/см	2.8	0.09	73
Капиллярная длина λ , см	1.22	0.17	1.71
Коэффициент нелинейности $(\sigma/\rho^3)^{1/4}$, см ^{9/4} /г ^{1/2} с ^{1/2}	8.9	2.6	2.9
Кинематическая вязкость ν , см ² /с	0.0031	0.00026	0.01
Диэлектрическая проницаемость ϵ	1.25	1.049	81

Таблица 1: Свойства жидкого водорода, ^4He в нормальном состоянии и воды.

	T=1.8 K	T=1.95 K	T=2.3 K	T=4.2 K
Плотность ρ , г/см ³	0.1453	0.1455	0.1458	0.125
Коэфф. поверхностного натяжения σ , дин/см	0.316	0.306	0.277	0.09
Капиллярная длина λ , см	0.296	0.291	0.277	0.17
Коэффициент нелинейности $(\alpha/\rho^3)^{1/4}$, см ^{9/4} /г ^{1/2} с ^{1/2}	3.19	3.16	3.07	2.6
Кинематическая вязкость ν , см ² /с	0.000089	0.000096	0.0002	0.00026

Таблица 2: Свойства жидкого ⁴Не при различных температурах.

3. Спектр малых колебаний заряженной поверхности жидкости, собственные колебания поверхности в цилиндрической ячейке.

В поле силы тяжести спектр линейных колебаний заряженной поверхности жидкости, помещенной между обкладками горизонтально расположенного плоского конденсатора, описывается выражением [13]

$$\omega_k^2 = k th(kh) \left(g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 - \frac{2kP}{\rho} cth(kd) \right), \quad (5)$$

где ω_k - частота волны с волновым вектором k , h - толщина слоя жидкости, d - расстояние от поверхности жидкости до верхней обкладки конденсатора, $P = \frac{(U/d)^2}{8\pi}$ - давление электрических сил на плоской невозмущенной поверхности, U - разность напряжений между обкладками конденсатора, σ - коэффициент поверхностного натяжения, ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного падения. В формуле (5) предполагается, что электрическое поле в объеме жидкости полностью экранируется поверхностными зарядами.

В цилиндрической ячейке радиусом R стоячая волна на поверхности жидкости описывается уравнением

$$\eta(r, t) = A_n J_0(k_n r) \cos(\omega_n t), \quad (6)$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка; A_n - амплитуда волны, k_n - волновой вектор волны, n - номер резонанса. Из граничных условий следует уравнение

$$J_1(k_n R) = 0, \quad (7)$$

где J_1 - функция Бесселя первого порядка.

Частота переменного напряжения накачки выбирается из числа частот собственных колебаний, чтобы "раскачать" волну максимально возможной амплитуды.

На Рис. 5 представлена зависимость $\omega_n(k_n)$. Значения k_n рассчитаны по формуле (7) для $R=1.5$ см, зависимость $\omega_n(k_n)$ рассчитана по формуле (5) для случая: температура гелия $T=1.8$ К ($\sigma = 0.316$ дин/см, $\rho = 0.145$ г/см³), $d=0.3$ см, $h=0.4$ см, $U=800$ В.

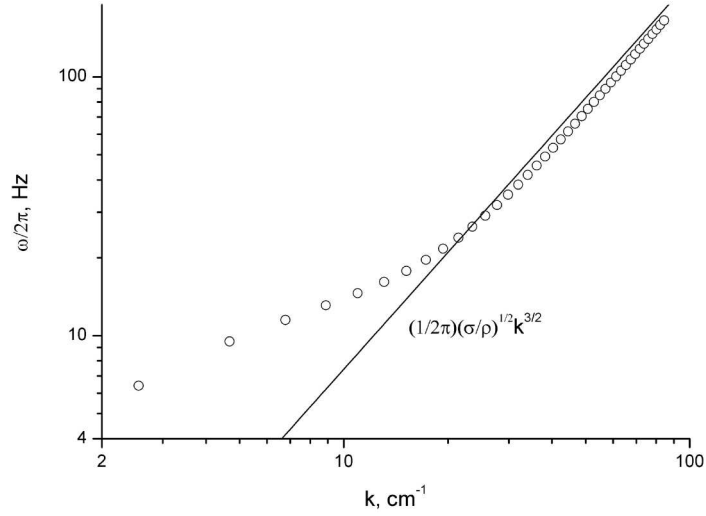


Рис. 5: Расчетная зависимость частоты $f(k) = \omega/2\pi$ ($T=1.8\text{K}$, $U=800\text{V}$). \circ - собственные резонансные частоты $f_n(k_n)$, сплошная линия - дисперсионное соотношение капиллярных волн.

Видно, что для $k > 25\text{cm}^{-1}$ зависимость (5) близка к зависимости

$$\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho} k^3. \quad (8)$$

В таблице 3 представлена зависимость длины волны λ от частоты f , рассчитанная по (5) и в тех же условиях, что и зависимость на Рис. 5. Длина волны, описываемой функцией Бесселя, выражается через волновой вектор как $\lambda \simeq \frac{2\pi}{k}$.

Частота f , Гц	11	104	3640	116710
Длина волны λ , см	1	0.1	0.01	0.001

Таблица 3: Зависимость длины волны λ от частоты f .

4. Описание экспериментальной установки, методики измерений и обработки результатов.

Экспериментальная установка и методика измерений аналогичны использовавшимся в экспериментах М.Ю. Бражникова и др. по изучению капиллярной турбулентности на заряженной поверхности жидкого водорода [14].

Эксперименты проводились в цилиндрической оптической ячейке, установленной в вакуумной полости гелиевого криостата (Рис. 6) .

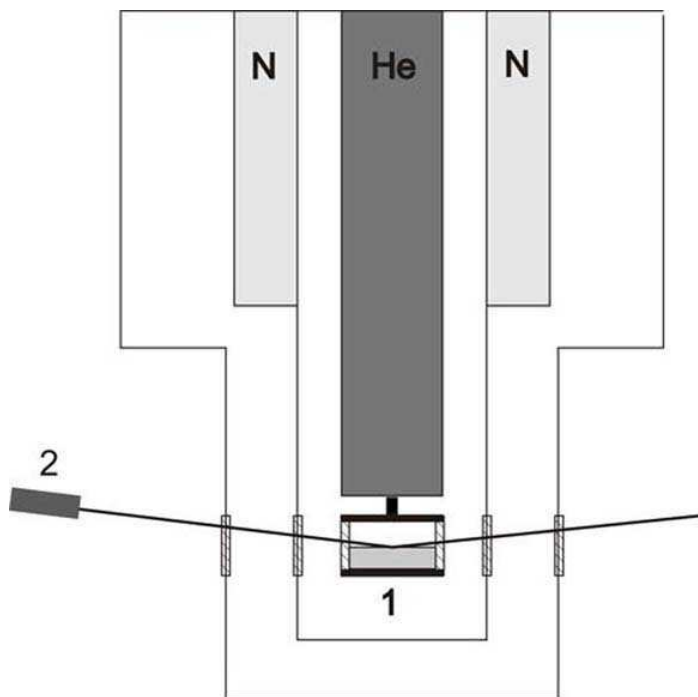


Рис. 6: Схема экспериментальной установки. 1- ячейка, 2- лазер.

Чтобы устранить шумы, криостат помещен в деревянный каркас, установленный на демпферах. Таким образом устраняется связь криостата со зданием.

Ячейка установлена в вакуумной полости криостата на массивном медном держателе, который прикреплен ко дну гелиевой емкости криостата, т.е. ячейка находится в тепловой связи с гелиевой емкостью. Температура ячейки изменяется от 4.2К до 1.8К откачкой паров гелия из гелиевой емкости криостата насосом Alcatel 2033H. Температура капилляра набора и ячейки определялась по величине сопротивлений двух угольных терморезисторов R1 и R2 соответственно. Резистор R1 был установлен на капилляре набора, резистор R2 - на внешней стенке ячейки. Для установления зависимости сопротивления от температуры была проведена калибровка терморезисторов (Рис. 7). Охлаждение терморезисторов, припаянных одним контактом к гелиевому «хвосту», до температуры 1,7К осуществлялось откачкой паров жидкого гелия. Температура определялась по шкале давления насыщенных паров гелия.

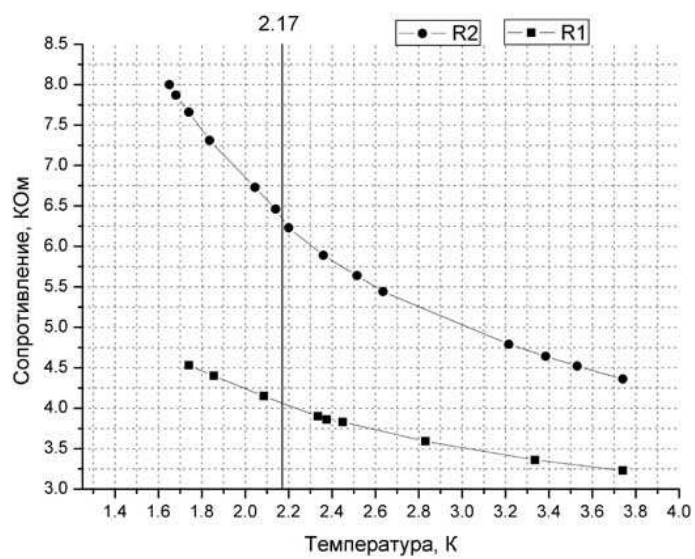


Рис. 7: Графики калибровки сопротивлений, используемых в качестве резистивных термометров

На Рис. 8 представлена фотография ячейки.



Рис. 8: Фотография ячейки.

Конструкция ячейки схематически показана на Рис. 9.

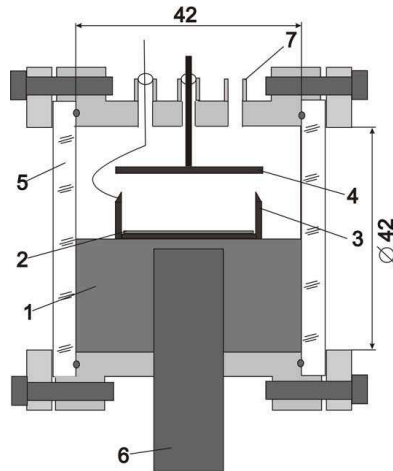


Рис. 9: Устройство экспериментальной ячейки. 1- текстолитовый брусок, 2- радиоактивная мишень, 3- медный контейнер, 4- верхняя обкладка конденсатора, 5- кварцевые окна, 6- медный холодопровод, 7- капилляр набора.

Внутренний диаметр и длина выточенной из стальной толстостенной трубы ячейки равны 42 мм. В качестве окон ячейки используются плоские диски диаметром 52 мм, изготовленные из кварцевого стекла толщиной 5 мм. Окна плотно прижимаются болтами к ячейке через индиевые уплотнения. Внутри ячейки установлен контейнер, который изготовлен в виде медного стакана диаметром 30 мм и глубиной $h = 4$ мм. Контейнер и медная пластина 4 являются обкладками плоского конденсатора (расстояние от края контейнера до верхней пластины $d = 3$ мм). На дне контейнера установлена радиоактивная титано-тритиевая мишень 2, представляющая собой диск диаметром около 15 мм. Радиоактивная мишень излучает β -электроны. Средняя энергия β -электрона 5 КЭв, максимальная энергия 18 КЭв, плотность потока β -частиц $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, каждая частица образует в жидкости $\simeq 200$ пар ионов.

Газообразный гелий конденсируется в контейнер таким образом, чтобы жидкий гелий был налит "под срез". Радиоактивная мишень излучает β -электроны, которые ионизируют тонкий слой жидкости (около 10 мк) вблизи мишени. При этом в гелии вокруг каждого электрона образуется пузырек радиусом $R_- \simeq 17 \text{ \AA}$ (эффективная масса пузырька $m_- \simeq 240m_{He4}$), а вокруг положительно заряженных гелиевых ионов образуются сферы твердого гелия радиусом $R_+ \simeq 7 \text{ \AA}$, $m_+ \simeq 50m_{He4}$ [15]. При приложении постоянного электрического напряжения между обкладками конденсатора, под поверхностью жидкости из положительных ионов формируется квазидвумерный заряженный слой плотностью $\simeq 10^9$ на расстоянии $\simeq 10^{-6}$ см от поверхности. Выбор положительных зарядов определяется тем фактом, что в отличие от отрицательных зарядов положительные заряды практически не проходят через границу раздела жидкость-газ.

Таким образом, в эксперименте изучаются колебания положительно заряженной поверхности. При этом внешняя сила действует непосредственно на поверхность жидкости, практически не возмущая объем. Положительно заряженные стенки контейнера препятствуют уходу зарядов из-под поверхности, поэтому можно считать, что плотность зарядов в слое пропорциональна приложенному напряжению и элект-

трическое поле в объеме жидкости близко к нулю.

Колебания поверхности жидкого гелия возбуждаются с помощью переменного напряжения, прикладываемого к контейнеру в дополнение к постоянному напряжению. Амплитуда переменного напряжения была много меньше постоянного, и составляла 1%-10% от значения постоянного напряжения.

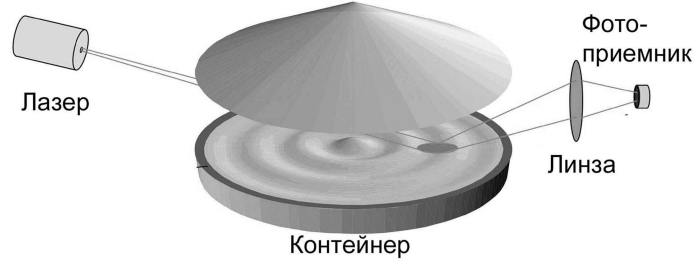


Рис. 10: Схема измерений поверхностных колебаний.

Колебания поверхности жидкости регистрируются с помощью лазерного луча, отражающегося от поверхности (Рис. 10). Отраженный от колеблющейся поверхности жидкости луч с помощью линзы фокусируется на поверхность фотоприемника. Сигнал от фотоприемника, пропорциональный полной мощности отраженного лазерного луча, проходит через фильтр с полосой пропускания 1.5Гц-15кГц, который убирает постоянную составляющую мощности, и усиливается. Полученный сигнал $P(t)$, пропорциональный вариации полной мощности отраженного луча, оцифровывается АЦП (в экспериментах использовались 12-битная и 16-битная АЦП) и записывается в компьютер. Время записи сигнала составляло от 3 секунд до $\simeq 10$ минут.

Для расчета I_ω из записанного сигнала $P(t)$ учтем, что I_ω можно выразить через угловую амплитуду волны $\varphi_\omega = \eta_\omega/\lambda_\omega \sim k \cdot \eta_\omega$ и что для капиллярных волн $\omega^2 \sim k^3$

$$I_\omega = \langle \eta_\omega^2 \rangle \sim \langle \varphi_\omega^2 \rangle / k^2 \sim \langle \varphi_\omega^2 \rangle \cdot \omega^{-4/3}. \quad (9)$$

Для извлечения информации о входящих в выражение (9) значениях φ_ω по результатам измерения мощности лазерного луча $P(t)$ применяется один из описанных ниже методов обработки. Выбор метода зависит от соотношения между линейным размером пятна a , образованного лучом на поверхности жидкости вдоль диаметра ячейки, и длиной капиллярной волны на поверхности жидкости λ . В обоих методах предполагается, что угол падения лазерного луча α много больше максимального угла отклонения поверхности от плоского состояния φ_{max} .

1) Метод обработки в случае $a \ll \lambda$ ($ka \ll \pi$, тонкий луч). В этом случае полная отраженная мощность пропорциональна коэффициенту отражения в точке падения луча:

$$P(t) \sim R(\alpha + \varphi(t)), \quad (10)$$

где $R(\theta)$ - коэффициент отражения [16]. При выполнении условия $\alpha \gg \varphi_{max}$ функцию $R(\theta)$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности α и пренебречь членами выше

первого порядка малости

$$P(t) \sim R(\alpha + \varphi(t)) \simeq R(\alpha) + const \cdot \varphi(t) \quad (11)$$

т.е. переменная составляющая мощности луча прямо пропорциональна угловому отклонению поверхности жидкости в точке падения луча. В этом случае для Фурье-компонент

$$\varphi_\omega^2 \sim P_\omega^2 \quad (12)$$

2) Метод обработки в случае $a \gg \lambda$ ($ka \gg \pi$, широкий луч) при выполнении условия $\alpha \gg \varphi_{max}$. В этом случае $P(t)$ является интегральной характеристикой формы поверхности - усредненным по площади пятна коэффициентом отражения:

$$P(t) \sim \int R(\alpha + \varphi(x, t)) ds \simeq \int (R(\alpha) + C_1 \varphi(x, t)) ds = C_2 + C_3 \int \varphi(x, t) ds, \quad (13)$$

где C_1, C_2, C_3 - некоторые константы. Тогда для Фурье-компонент

$$\varphi_\omega^2 \sim P_\omega^2 / \Phi(\omega), \quad (14)$$

где $\Phi(\omega)$ - аппаратная функция, вид которой зависит от положения пятна на поверхности.

Пример частотной зависимости $\Phi(\omega)$, полученной расчетом для идеализированного случая [14], когда пространственные фазы всех волн совпадают в центре пятна, показан на Рис. 11

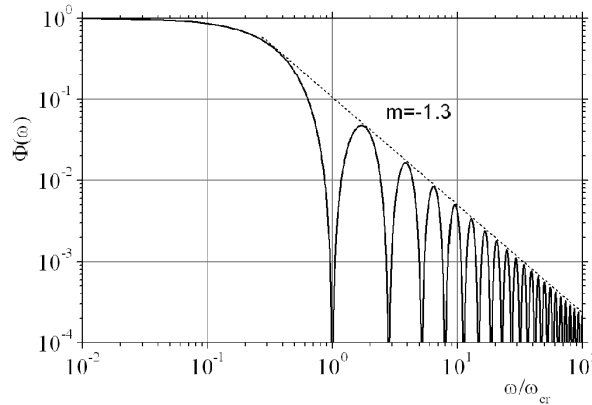


Рис. 11: Расчет аппаратной функции.

Как видно из рисунка, в области $ka \ll \pi$ (или в частотном представлении $\omega \ll \omega_{cr} = \omega_{k=\frac{\pi}{a}}$), соответствующей пределу тонкого луча, функция $\Phi(\omega)$ близка к единице, что соответствует выражению 12. В области $ka \gg \pi$ (предел широкого луча, $\omega \gg \omega_{cr}$) аппаратная функция немонотонна, но ее относительные максимумы спадают по степенному закону с показателем степени, близким к $-4/3$: $\Phi(\omega) \sim \omega^{-4/3}$.

В проведенных экспериментах характерный размер пятна лазера $a \simeq 1$ см, частота накачки больше 12 Гц. В этом случае (см. табл. 3) $a \gg \lambda$ и для обработки данных следует использовать формулу (9)

$$I_\omega \sim P_\omega^2 \cdot \omega^{-4/3} / \Phi(\omega) \sim P_\omega^2. \quad (15)$$

5. Результаты и обсуждение.

Измерения проводились при постоянных температурах 1.8К, 1.95К, 2.3К и 4.2К.

На Рис. 12 в качестве примера представлена часть 3-х секундного сигнала, записанного в ходе экспериментов при температуре 2.3К. Частота накачки 23,5 Гц, что соответствует 10-му резонансу в данной ячейке. Амплитуда волны накачки $\eta_p \simeq 15000$ условных единиц (порядка 0.1-0.01 мм). Видно, что основная "синусоида", частота которой равна частоте накачки, "искажается" гармониками с более высокими частотами, которые появляются в силу нелинейности (см. далее на Рис. 14).

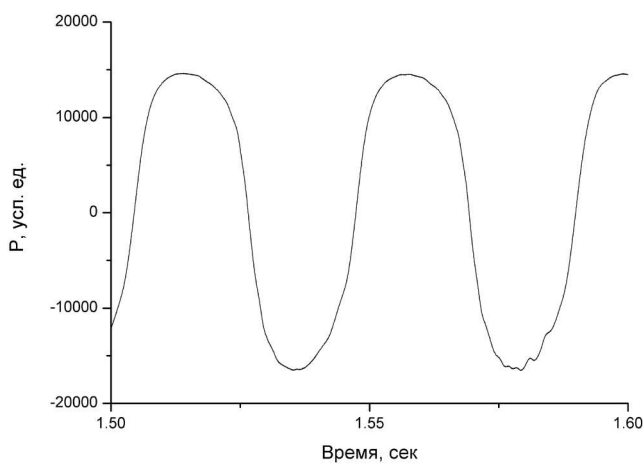


Рис. 12: Пример записанного сигнала $P(t)$. Нормальный гелий. Температура 2.3К. Частота 23,5 Гц.

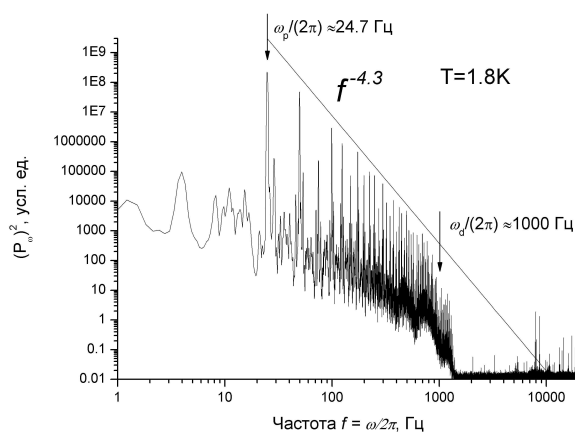


Рис. 13: Распределение P_ω^2 на поверхности сверхтекучего гелия при $T=1.8\text{K}$. Усреднение по 32-м файлам. Продолжительность записи одного файла 3 секунды.

На Рис. 13 в двойном логарифмическом масштабе изображен график P_ω^2 (квадрата Фурье-преобразования $P(t)$) при температуре измерений 1.8К. Амплитуда волны накачки $\eta_p \simeq 17000$ условных единиц. Как следует из формулы (15), в данных измерениях $I_\omega \sim P_\omega^2$.

На рисунке отчетливо видна серия пиков. Первый, самый высокий пик, расположен на частоте накачки $\omega_p \simeq 24.7$ Гц. Изменение частоты накачки по сравнению с измерениями при $T=2.3$ К связано с тем, что изменился коэффициент поверхностного натяжения σ , и теперь для того же номера резонанса N резонансная частота $\omega_p^2 = \frac{\sigma}{\rho} k_N^3$ другая. Остальные пики находятся на частотах, кратных частоте накачки $\omega_n = n \cdot \omega_p$. В инерционном интервале вершины пиков лежат на прямой. В рамках теории Захарова [4] этот факт объясняется тем, что закон дисперсии капиллярных волн $\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho} k^3$ является распадным, и поэтому основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы – распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ и суммарной частоты $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (т.е. импульса и энергии), а также обратный ему процесс слияния двух волн в одну. Следует отметить, что в нашем случае преобладают процессы слияния двух волн в одну, что обеспечивает направленный поток энергии в ω -пространстве от малых частот в сторону высоких частот.

На высоких частотах наблюдается плато, положение которого определяется уровнем шумов 16-битного АЦП, с помощью которого аналоговый сигнал преобразовывался в цифровой.

На Рис. 13 стрелками отмечены частота накачки $\omega_p=24.7$ Гц и граничная частота $\omega_d = 1000 \pm 100$ Гц (высокочастотный край инерционного интервала). Граничная частота ω_d здесь определялась как полусумма частоты, на которой вершины пиков отклонялись от прямой, и частоты, на которой регистрируемый сигнал сравнивался с шумом.

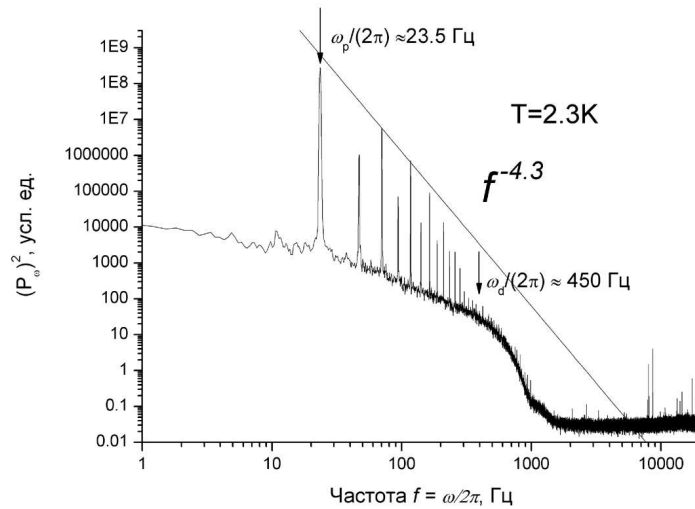


Рис. 14: Распределение P_ω^2 на поверхности нормального гелия при $T=2.3$ К. Усреднение по 32-м файлам. Продолжительность записи одного файла 3 секунды.

При повышении температуры от 1.8К до 2.3К жидкий гелий при температуре

2.17К переходит из сверхтекучего состояния в нормальное, при этом вязкость возрастает приблизительно в 2 раза от $0.00009 \text{ см}^2/\text{с}$ при 1.8К до $0.0002 \text{ см}^2/\text{с}$ при 2.3К. На Рис. 14 показано распределение I_ω , полученное при температуре 2.3К. Частота накачки $\omega_p = 23.5 \text{ Гц}$. Амплитуда волны накачки $\eta_p \simeq 15000$ условных единиц. Граничная частота $\omega_d = 450 \pm 50 \text{ Гц}$.

Из Рис. 14 видно, что распределение значительно изменилось. Граничная частота уменьшилась в $\frac{[\omega_d]_{1.8\text{К}}}{[\omega_d]_{2.3\text{К}}} = (2.2 \pm 0.4)$ раза.

Следует отметить, что, чтобы наблюдать каскад, представленный на Рис. 14, измерения пришлось выполнять при понижении температуры. Попытка провести измерения на нагреве не удалась, так как при переходе из сверхтекучего состояния в нормальное жидкость в ячейке начинала кипеть. На рисунке 15 приведена временная зависимость $P(t)$, записанная на нагреве из сверхтекучего состояния в нормальное. Начало сигнала - гелий в сверхтекучем состоянии. Конец сигнала - гелий в нормальном состоянии.

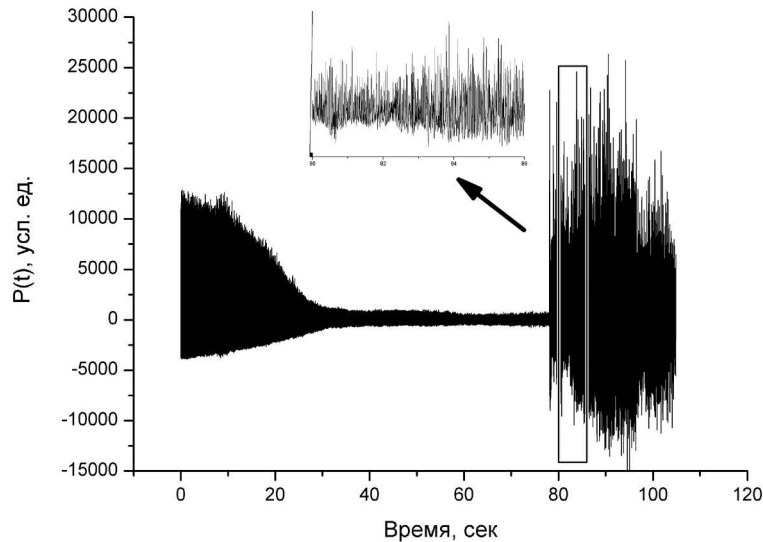


Рис. 15: Переход из сверхтекучего состояние в нормальное. Временная зависимость. Во вставке - сигнал во время кипения жидкого гелия

Видно, что вначале при повышении температуры сигнал пропадает. Это связано с температурными изменениями значений σ и ρ , что приводит к изменению значения резонансной частоты. При этом накачка, которая настраивалась на "старое" значение резонанса, уходит из резонанса, а так как добротность системы достаточно высокая, то амплитуда сигнала падает.

При дальнейшем повышении температуры наблюдается момент, когда резко появляется хаотический сигнал, что соответствует началу кипения жидкого гелия в ячейке. На Рис. 15 во вставке показана увеличенная часть сигнала приблизительно с 80 по 86 секунду. Видно, что поверхность хаотически колеблется. Шумовой характер колебаний поверхности подтверждает и проведенный Фурье-анализ.

При изменении температуры от 2.3К до 4.2К вязкость жидкого гелия изменяется слабо (от $0.0002 \text{ см}^2/\text{с}$ при $T=2.3\text{К}$ до $0.00026 \text{ см}^2/\text{с}$ при $T=4.2\text{К}$), но значительно

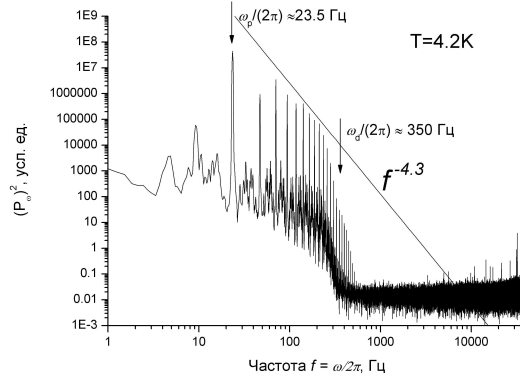


Рис. 16: Распределение P_ω^2 на поверхности нормального гелия при $T=4.2\text{K}$. Усреднение по 5-и файлам. Продолжительность записи одного файла 3 секунды.

изменяется коэффициент поверхностного натяжения (от 0.277дин/см при $T=2.3\text{K}$ до 0.09дин/см при $T=4.2\text{K}$), что должно сказаться на капиллярной длине, на характеристиках нелинейного взаимодействия волн и, соответственно, на значении ω_d . На Рис. 16 показано распределение I_ω , полученное при температуре 4.2K . Частота накачки $\omega_p=23.5\text{Гц}$, что соответствует 24-му резонансу в данной ячейке. Амплитуда волны накачки $\eta_p \simeq 10000$ условных единиц. Граничная частота $\omega_d = 350 \pm 50$ Гц. Граничная частота по сравнению с граничной частотой при $T=1.8\text{K}$ уменьшилась в $\frac{[\omega_d]_{1.8\text{K}}}{[\omega_d]_{4.2\text{K}}} = (3 \pm 0.7)$ раз, а по сравнению с граничной частотой при $T=2.3\text{K}$ - в $\frac{[\omega_d]_{2.3\text{K}}}{[\omega_d]_{4.2\text{K}}} = (1.4 \pm 0.4)$ раз.

В рамках теории Захарова [4] можно получить оценку для граничной частоты, исходя из следующих соображений. Характерное время нелинейного взаимодействия волн τ_n определяется как

$$\frac{1}{\tau_n} \sim |V_k|^2 k^2 n_k / \omega_k, \quad (16)$$

где $|V_k| \sim (\sigma/\rho^3)^{1/4} \cdot k^{9/4}$ - амплитуда нелинейного взаимодействия (амплитуда "рассеяния"), $n_k = A \cdot (\rho^3/\sigma)^{1/4} \cdot k^{-21/4}$ - стационарное распределение "чисел заполнения" для случая узкополосной накачки, k и ω - волновой вектор и частота волны.

Характерное время вязкостного затухания τ_ν определяется как [16]

$$\frac{1}{\tau_\nu} \sim \nu \cdot k^2, \quad (17)$$

где ν - кинематическая вязкость.

В инерционном интервале $\tau_n \ll \tau_\nu$ ($\tau_n^{-1} \gg \tau_\nu^{-1}$), основную роль играет нелинейное взаимодействие волн.

На краю инерционного интервала (на граничной частоте ω_d), где преобладает диссипация, должно выполняться

$$\frac{1}{\tau_\nu} \simeq \frac{1}{\tau_n}, \quad (18)$$

Подставляя выражения (16) и (17) в (18), можно получить следующую оценку для граничной частоты

$$\omega_d \sim \eta_p^{\frac{4}{3}} \omega_p^{\frac{23}{9}} \nu^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{-\frac{4}{9}}, \quad (19)$$

где η_p и ω_p - амплитуда и частота волны накачки, ν - кинематическая вязкость, σ - коэффициент поверхностного натяжения, ρ - плотность.

Сравнение расчета относительного изменения граничной частоты по формуле (19) (по значениям η_p, ω_p из экспериментальных данных и табличным значениям σ, ρ, ν) и экспериментальных значений приведено в следующей таблице

	Переход от T=1.8K к T=2.3K, $\frac{[\omega_d]_{1.8K}}{[\omega_d]_{2.3K}}$	Переход от T=2.3K к T=4.2 K, $\frac{[\omega_d]_{2.3K}}{[\omega_d]_{4.2K}}$
Расчет	2.1	1.4
Эксперимент	2.2 ± 0.4	1.4 ± 0.4

Таблица 4: Относительное изменение граничных частот ω_d . Сравнение расчета и эксперимента.

Видно, что эксперимент согласуется с расчетом.

На Рис. 17 представлены результаты измерений, в которых удалось получить развитой турбулентный каскад с относительной шириной $\frac{\omega_d}{\omega_p} \sim 250$. Заметим, что по сравнению с предыдущими графиками частота накачки понижена почти вдвое до 13.6 Гц. Температура измерений 1.95K. Оказалось, что показатель степенной зависимости (т.е. наклон прямой, на которой лежат пики) равен 4.3 ± 0.3 , что несколько отличается от показателя, наблюдавшегося в экспериментах на водороде [14], в которых показатель был равен 3.7 ± 0.3 . Причина данного различия пока неизвестна. Требуется дополнительные исследования данного вопроса.

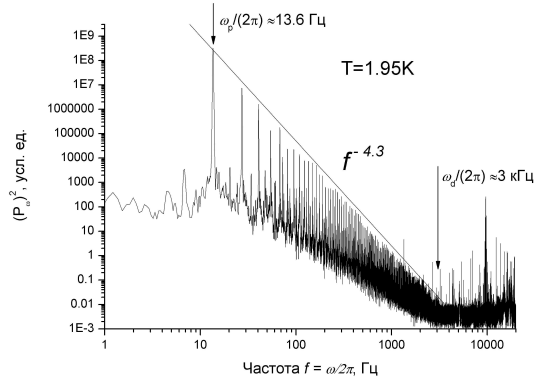


Рис. 17: Турбулентный каскад на поверхности сверхтекучего гелия при T=1.95K. Усреднение по 8-ми файлам. Продолжительность записи одного файла 6 секунд.

6. Заключение.

Ниже перечислены результаты, представленные в дипломной работе:

- впервые изучены турбулентные каскады в системе капиллярных волн на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4,
- наблюдается увеличение ширины инерционного интервала при переходе ^4He из нормального состояния в сверхтекучее,
- обнаружено, что показатель α степенной зависимости спектральной энергии $E_\omega \sim \omega^{-\alpha}$ в турбулентном каскаде на поверхности сверхтекучего гелия-4 отличается от показателя, наблюдаемого в экспериментах на поверхности водорода и воды.

Автор благодарен А.А. Левченко, М.Ю. Бражникову, Л.П. Межову-Деглину, В.Н. Хлопинскому, А.В. Лохову.

7. Список литературы.

- [1] V.S. Tsoi. Transverse electron focusing as a way of studying phonon kinetics. Turbulence of phonon flow. *Cent. Euro. J. Phys.* **1**, pp. 72-90 (2003).
- [2] S.N. Gurbatov, V.V. Kurin, L.M. Kustov, N.V. Pronchatov-Rubtsov. Physical modeling of nonlinear sound wave propagation in oceanic waveguides of variable depth. *Acoust. Phys.* **51**, pp. 152-159 (2005).
- [3] G.S. Bisnovatyi-Kogan, S.A. Silich. Shock-wave propagation in the nonuniform interstellar medium. *Rev. Mod. Phys.* **67**, pp. 661-712 (1995).
- [4] V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich. Kolmogorov Spectra of Turbulence (Springer, Berlin, 1992), Vol. 1.
- [5] В.Е. Захаров, Н.Н. Филоненко. Слабая турбулентность капиллярных волн. *Ж. Прикл. Мех. Техн. Физ.*, **8**, 5, с. 62-67, (1967)
- [6] Г.Е. Фалькович, А.В. Шафаренко. Какой поток энергии уносит колмогоровский спектр слабой турбулентности ? *ЖЭТФ*, **94**, 7, с. 172-179 (1988)
- [7] М.Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин. Измерение граничной частоты инерционного интервала турбулентности капиллярных волн на поверхности жидкого водорода. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 12, с. 660-663 (2001)
- [8] R.J. Donnelly, C.F. Barenghi. The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **27**,6 (1998)
- [9] W.B. Wright, R. Budakian, and S.J. Putterman. Diffusing Light Photography of Fully Developed Isotropic Ripple Turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 24, pp. 4528-4531 (1996)
- [10] E. Henry, P. Alstrom and M. T. Levinsen. Prevalence of weak turbulence in strongly driven surface ripples. *Europhys. Lett.*, **52**, 1, pp. 27-32 (2000)
- [11] E. Falcon, S. Fauve, C. Laroche. Observation of intermittency in wave turbulence, <http://arxiv.org/abs/physics/0612254>
- [12] М.Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко and Л.П. Межов-Деглин. Observation of capillary turbulence on the water surface in a wide range of frequencies. *Europhys. Lett.*, **58** (4), pp.510-516 (2002)
- [13] Д.М. Черникова. Заряженная поверхность гелия в конденсаторе. *ФНТ*, **2**, 11, с. 1374-1378 (1976)

- [14] М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин. Возбуждение и регистрация нелинейных волн на заряженной поверхности жидкого водорода. *ПТЭ*, **6**, с. 31-37 (2002)
- [15] В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха. Двумерные заряженные системы в гелии. Москва, Наука (1989)
- [16] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теоретическая физика, т.6, Гидродинамика*, Москва, Наука (1988)