

Особенности квазиустойчивого ламинарного течения He II и дополнительный диссипативный процесс

И.А. Гриценко, К.А. Клокол, С.С. Соколов, Г.А. Шешин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: gritsenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 23 октября 2015 г., опубликована онлайн 26 января 2016 г.

Проведены экспериментальные исследования квазиустойчивое ламинарного течения He II, находящегося при температуре 140 мК. Течение жидкости возбуждалось с помощью колеблющегося кварцевого камертона с резонансной частотой около 24 кГц. Обнаружено, что при скоростях колебания камертона от 0,046 до 0,16 м/с течение He II может быть как квазиустойчивым ламинарным, так и турбулентным. Наблюдался переходы между режимами течения. Чем быстрее увеличивается скорость колебаний камертона, тем больше скорость квазиустойчивого течения, при которой наступает его неустойчивость и происходит переход к турбулентному течению. Проанализированы механизмы диссипации энергии колеблющихся ножек камертона при квазиустойчивом ламинарном режиме течения. Установлено, что имеется дополнительный по сравнению с механизмом, обусловленным внутренним трением в кварце, механизм диссипации энергии колеблющегося камертона. Этот механизм связан с силой взаимного трения, обусловленной рассеянием тепловых возбуждений He II на квантованных вихрях, и приводит к кубической зависимости возбуждающей силы от скорости жидкости.

Проведено експериментальні дослідження квазістійкого ламинарного плинину He II, що перебуває при температурі 140 мК. Плин рідини збуджувався за допомогою коливного кварцевого камертона з резонансною частотою близько 24 кГц. Виявлено, що при швидкостях коливання камертона від 0,046 до 0,18 м/с, плин He II може бути як квазістійким ламинарним, так і турбулентним. Спостерігалися переходи між режимами плинину. Ніж швидше збільшується швидкість коливань камертона, тим більше швидкість квазістійкого плинину, при якій настає його нестійкість і відбувається перехід до турбулентного плинину. Проаналізовано механізми дисипації енергії коливних ніжок камертона при квазістійкому ламинарному режимі плинину. Установлено, що є додатковий, у порівнянні з механізмом, обумовленим внутрішнім тертям у кварці, механізм дисипації енергії коливного камертона. Цей механізм пов'язаний із силою взаємного тертя, обумовленої розсіюванням теплових збуджень He II на квантованих вихорах, приводить до кубічної залежності збуджуючої сили від швидкості рідини.

PACS: 67.25.dk Вихри и турбулентность;
67.25.dg Транспорт, гидродинамика и сверхтекучие потоки;
67.25.dm Двухжидкостная модель, феноменология.

Ключевые слова: кварцевый камертон, турбулентность в жидком гелии, рассеяние фононов на квантованных вихрях.

1. Введение

Исследования турбулентности в He II за последние годы превратилось в одно из наиболее интенсивно развивающихся направлений физики сверхтекучей жидкости [1]. Интерес к данному явлению прежде всего обусловлен тем, что вихри в He II, в отличие от обычной жидкости, обладают квантованной циркуляцией. Кро-

ме того, при понижении температуры плотность нормальной компоненты жидкости уменьшается, и при сверхнизких температурах полная плотность гелия практически целиком определяется сверхтекучей компонентой, лишенной внутреннего трения. При этом тепловые возбуждения, связанные с нормальной компонентой, находятся в баллистическом режиме, так как их длины свободного пробега становятся сопостави-

мыми с размером системы (этот режим реализуется при температуре $T < 0,6$ К). В таких условиях оказывается возможным экспериментально изучать как квазиклассическую турбулентность в почти идеальной жидкости, так и переход к квантовой турбулентности [2–4].

При экспериментальном исследовании турбулентного течения в гелии информативным является изучение процессов диссипации энергии, поскольку такие процессы сильно отличаются один от другого как по интенсивности, так и по механизму потери энергии колебаний твердого тела, погруженного в жидкость (метод колеблющихся тел, погруженных в гелий, — основной метод изучения турбулентности в нем [1]). Так, в случае ламинарного течения основным механизмом диссипации является вязкостное трение жидкости о поверхность колеблющегося тела при температурах выше 0,7 К. При более низких температурах (баллистический режим) роль основного диссипативного механизма играет рассеяние тепловых возбуждений сверхтекучего гелия на поверхности тела [5,6].

С увеличением скорости течения жидкости до значений, превышающих критическую скорость v_C , происходит переход от ламинарного течения к турбулентному, которое характеризуется быстрым ростом плотности квантованных вихрей [7]. В этих условиях основным диссипативным процессом, по-видимому, должно стать взаимное трение, обусловленное рассеянием тепловых возбуждений на квантованных вихрях [8–10]. При понижении температуры и уменьшении плотности нормальной компоненты рост скорости турбулентного течения сопровождается процессами образования квантованных вихрей и пучков из практически параллельных вихревых нитей, перехлестывания вихрей и отдельных вихрей внутри и вне пучков, образованием вихревых колец, возникновением нелинейных волн Кельвина, сопровождающимся излучением высокочастотных фононов [4]. Все это приводит к дополнительным механизмам диссипации.

Следует отметить, что основное достоинство метода колеблющегося тела, погруженного в жидкий гелий, — высокая чувствительность и малые тепловыделения в процессе исследования диссипативных процессов при течении жидкости, возбужденном при движении тела [1]. В качестве колеблющегося тела в последнее время наиболее часто используется кварцевый камертон [11,12]. Именно с помощью метода колеблющегося кварцевого камертона в области температур $T < 0,6$ К был обнаружен режим течения жидкости, промежуточный между ламинарным и турбулентным [7], а при $T \sim 10$ мК и $v \geq v_C$ исследовались устойчивость и времена жизни ламинарного и турбулентного режимов течения [13,14]. В процессе измерений наблюдался интересный эффект «метастабильности», т.е. можно было наблюдать квазиустойчивое ламинарное течение вблизи ножек камертона при скоростях $v \geq v_C$. По истечении некоторо-

го характерного времени ($10\text{--}10^3$ с) такое квазиустойчивое течение разрушалось и происходил переход к турбулентному течению.

Возможность ламинарного течения жидкости при $v > v_C$ вызывает вопрос о механизмах диссипации энергии при таких больших скоростях, когда режим течения неустойчив и имеет тенденцию перехода в турбулентное течение. Исследования диссипативных процессов при ламинарном течении гелия нами были проведены ранее для устойчивого ламинарного режима в случае $v < v_C$ [15]. В то же время сведения о таких процессах в режиме квазиустойчивого течения при скоростях $v > v_C$ отсутствуют. Целью настоящей работы является экспериментальное изучение диссипативных процессов в квазиустойчивом ламинарном потоке He II в пределе таких высоких скоростей, когда в любой момент времени может произойти резкий переход к турбулентному течению. Такой переход возможен только в условиях быстрого возрастания плотности квантованных вихрей, что должно существенно сказаться на механизмах диссипации кинетической энергии колебаний камертона. Таким образом, в работе исследуется интересная ситуация, когда имеется ламинарное течение при существенной роли диссипативных механизмов, типичных для турбулентного режима.

2. Методика проведения эксперимента

Исследования проводились при низких температурах, когда плотность нормальной компоненты сверхтекучего гелия очень мала, $\rho_n \rightarrow 0$. Температуры эксперимента составляли 140 и 150 мК. Эти температуры выбраны по двум основным причинам. Во-первых, в данной области температур плотность нормальной компоненты составляла $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ % от общей плотности исследуемого гелия. Во-вторых, при $T = 140\text{--}150$ мК, согласно оценкам [15], основным каналом диссипации энергии колеблющегося камертона являются процессы внутреннего трения в самом камертоне. Эффективная амплитуда силы трения при этом оказывается примерно в семь раз больше соответствующей силы трения, приводящей к диссипации энергии при движении камертона в He II. Таким образом, при проведении измерений в указанном температурном интервале возникает ситуация, когда диссипативные процессы определяются соответствующими процессами в самом камертоне. Заметим, что при ламинарном режиме течения, как известно, амплитуда силы, возбуждающей течение жидкости при колебаниях ножек камертона, пропорциональна амплитуде скорости течения, $F \sim v$. Появление какого-либо нового диссипативного механизма с иной зависимостью амплитуды силы от амплитуды скорости может быть обнаружено, если его вклад превышает вклад от диссипации, связанной с внутренним трением в жидкости, поскольку точности наших измерений ам-

плитуды силы ($\sim 3 \cdot 10^{-12}$ Н) достаточно для установления такого вклада на фоне вклада от собственной диссипации в камертоне.

В экспериментах использован кварцевый камертон К28 (обозначение такое же, как в [15]). Резонансная частота камертона составляла $f_{vac} = 24983,71$ Гц, полуширина резонанса $\Delta f_{vac} = 0,035$ Гц. Эти величины были определены из амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) камертона, снятых в вакууме при температуре ниже 1 К. Камертон располагался на оси цилиндрического отверстия радиуса 1,5 мм, высверленного в медном блоке, расположенном в герметичной ячейке с теплообменником из ультрадисперсного серебряного порошка. Ячейка была закреплена на плите камеры растворения рефрижератора растворения. Подробные схема и описание ячейки приведены в [15].

Температура исследуемой жидкости определялась с помощью термометра сопротивления RuO_2 , расположенного внутри ячейки и прокалиброванного по кристаллизационному термометру, основанному на измерении зависимости давления на кривой плавления 3He от температуры. Сопротивление термометра измерялось с помощью моста сопротивлений AVS-47B. Температуру камеры растворения можно было поддерживать постоянной с помощью стабилизатора температур, связанного обратной связью с нагревателем камеры растворения. Точность стабилизации температуры составляла ± 1 мК.

Как и в работах [6,7,15], процедура измерений, основанная на использовании метода колеблющегося кварцевого камертона, базируется на измерениях АЧХ камертона при различных возбуждающих напряжениях $U = U_0 \cos(\omega t)$ и постоянной температуре. Амплитуда I_0 переменного тока I , возбуждаемого в пьезокварцевом резонаторе (камертоне), определялась по падению напряжения на образцовом сопротивлении 1 кОм с помощью синхронного усилителя Two Phase Lock-in Analyzer 5208. Из АЧХ определяли частоту f_0 резонанса камертона, погруженного в жидкость, и соответствующую ей I_0 , а также полуширину резонансной линии Δf . Используя измеренное в вакууме при температуре ниже 1 К значение постоянной камертона $a = 8,7 \cdot 10^{-7}$ Кл/м, определяли амплитуду скорости колебаний ножек камертона $v = I_0 / a$ и амплитуду возбуждающей силы $F_0 = aU_0 / 2$. Пример АЧХ, построенной в виде зависимости скорости колебаний от частоты для $F_0 = 3,76 \cdot 10^{-11}$ Н при ламинарном режиме течения, приведен на рис. 1. На рисунке показаны измеряемые активная (Re) и реактивная (Im) части скорости, причем эти зависимости хорошо согласуются с выражением (9) работы [16].

В процессе измерений АЧХ абсолютная величина эффективной амплитуды силы, возбуждающей колебания ножек камертона, зависит от частоты и изменяется от нуля вдали от частоты резонанса камертона до зна-

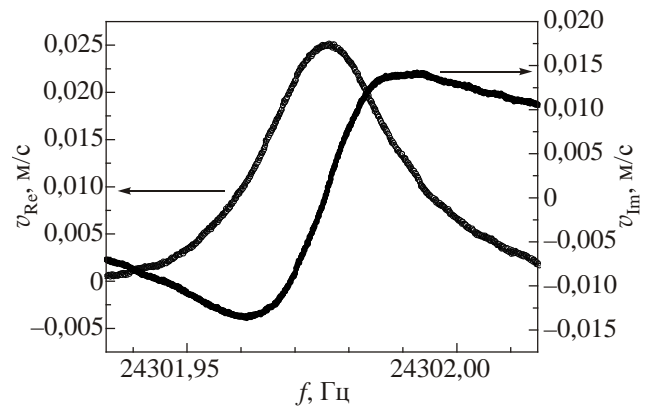


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика кварцевого камертона при возбуждающей силе $F_0 = 3,76 \cdot 10^{-11}$ Н и $T = 140$ мК. Слева шкала для активной и справа для реактивной составляющей сигнала, пересчитанные в единицах скорости.

чения F_0 , задаваемого генератором при резонансной частоте. Используя результаты [16], выражение для эффективной амплитуды силы можно записать в виде

$$F_{eff} = F_0 \frac{\gamma \omega}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2 \right]^{1/2}}, \quad (1)$$

где $\gamma = 2\pi \Delta f$ — коэффициент затухания, пропорциональный полуширине резонансной линии, ω и $\omega_0 = 2\pi f_0$ — текущая и резонансная частоты камертона, погруженного в He II, соответственно. Это выражение справедливо только при ламинарном течении.

При возбуждающих силах $F \geq 5,7 \cdot 10^{-11}$ Н и скоростях $v \geq 0,046$ м/с наступал нелинейный режим и на АЧХ появлялись особенности в виде резких падений и увеличений амплитуды сигнала (амплитуды скорости колебаний). Примеры таких амплитудно-частотных характеристик приведены на рис. 2.

Если возбуждающая сила $F_{eff} \leq 1,3 \cdot 10^{-10}$ Н и скорость колебаний камертона находится в интервале $0,046 \text{ м/с} < v < 0,054 \text{ м/с}$, то наблюдаются множественные скачки скорости (рис. 2(a)). Такое же поведение скорости было зарегистрировано в интервале $0,0515\text{--}0,0534$ м/с в работе [14], где режим течения с этими скоростями был назван областью квазиустойчивого потенциального течения и нестабильного турбулентного течения и где, по мнению авторов, происходят резкие переходы от ламинарного потенциального течения к турбулентному и наоборот, причем такие переходы происходят в течение длительного периода времени. Так как в нашем эксперименте частота в процессе измерений увеличивалась, то и при $\omega \leq \omega_0$ увеличивалась эффективная амплитуда силы, возбуждающей колебания ножек камертона. При достижении определенного значения амплитуды силы, соответствующего амплитуде скорости колебаний камертона $\sim 0,054$ м/с, особенности на АЧХ, связанные с непре-

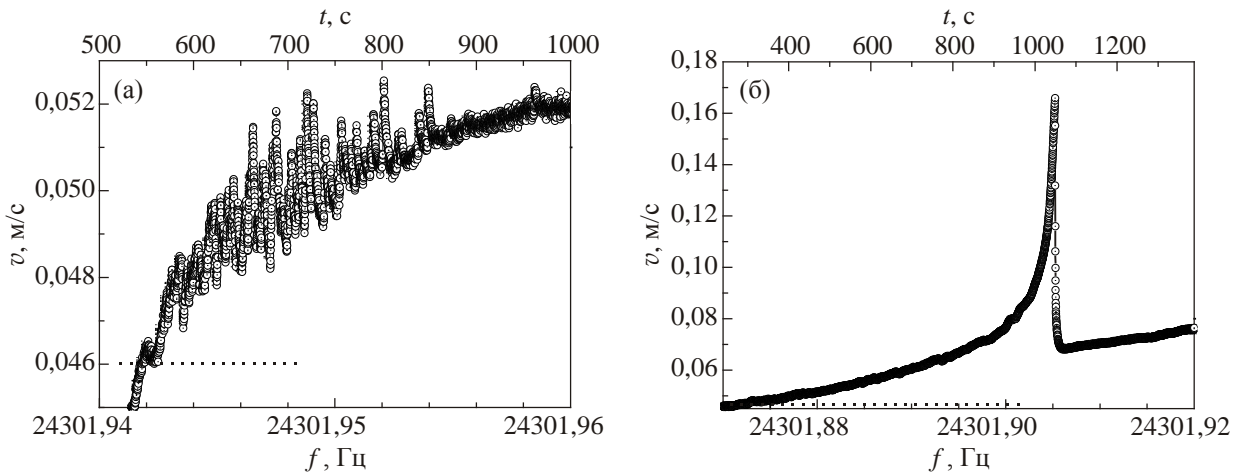


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики для двух амплитуд возбуждающих сил: $1,12 \cdot 10^{-10}$ Н (а) и $3,76 \cdot 10^{-10}$ Н (б). Верхняя ось абсцисс — время измерений. Пунктирная линия $v^* = 0,046$ м/с.

кращающимися переходами между ламинарным и турбулентным течениями, исчезают.

При амплитудах эффективных возбуждающих сил, заметно больших, чем амплитуда силы, соответствующей рис. 2(а), наблюдается, как и в работе [14], резкое уменьшение количества скачков вплоть до одного. АЧХ, типичная для таких амплитуд сил, показана на рис. 2(б). По мере приближения частоты к $\omega = \omega_0$, когда F_{eff} приближается к максимальному значению F_0 , частотная зависимость амплитуды скорости становится все более резкой. При достижении амплитуды скорости колебаний, соответствующей пику на рис. 2(б), ламинарное течение теряет устойчивость и происходит переход к устойчивому турбулентному течению.

Необходимо иметь в виду, что при больших значениях амплитуды силы, возбуждающей колебания камертона, описанный способ измерений не позволяет точно определить резонансную частоту камертона. Поэтому возникает некоторая неопределенность в определении F_{eff} и ошибка измерений, которая возрастает с увеличением F_0 . Неустойчивость режима течения может возникать при частоте $\omega < \omega_0$ (амплитуде меньше амплитуды, отвечающей резонансной частоте), при этом сила F_{eff} отличается от F_0 и определяется (1). При измерениях достоверными считались данные, для которых выполнялось условие, что установленное значение F_{eff} при частоте, соответствующей регистрируемому максимуму скорости, отличалось от F_0 в пределах не более 32%.

3. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному течению

После получения серии АЧХ, снятых при постоянной температуре и различных возбуждающих напряжениях, определяли зависимость $v(F_0)$ при частоте, соответствующей максимуму скорости. Таким образом, каждой АЧХ соответствует одна точка при $v < 0,046$ м/с и две

точки при $v > 0,046$ м/с на зависимости $v(F_0)$. Причем, если $v > 0,046$ м/с, одна из точек определяется максимумом амплитуды скорости и соответствует квазиустойчивому ламинарному режиму течения, а вторая точка — следующему за максимумом минимуму амплитуды скорости, наблюдаемому после наступления турбулентного режима (рис. 2).

Типичная зависимость для $v(F_0)$, полученных в разных экспериментах для температур 140 и 150 мК, приведена на рис. 3. На рис. 3 видно, что экспериментальные данные для обеих температур хорошо согласуются. При малых амплитудах скорости колебаний камертона ($v = v^* \leq 0,046$ м/с) наблюдается линейный режим течения с зависимостью $F_0 \sim v$, который определяется диссипативными процессами в камертоне. Экспериментальные точки хорошо укладываются на сплошную линию — расчет по формуле $F_0 = \lambda_q v$, где $\lambda_q = 1,32 \cdot 10^{-9}$ кг/с — собственный коэффициент сопротивления камертона, колеблющегося в вакууме. При больших амплитудах скорости колебаний камер-

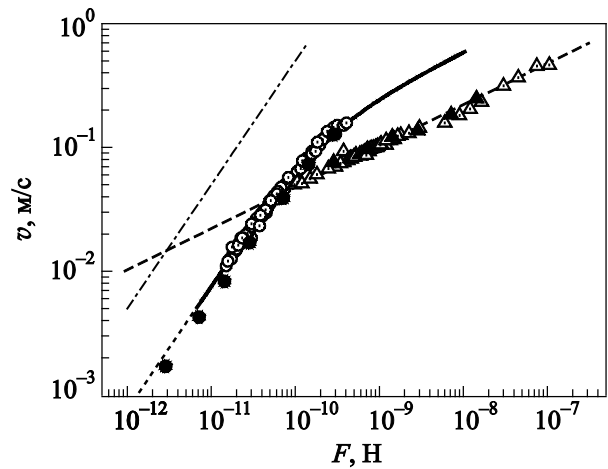


Рис. 3. Зависимость амплитуды скорости колебаний ножек камертона от амплитуды возбуждающей силы для двух температур T , мК: 150 (●, ▲) и 140 (○, △).

тона наблюдаются два типа течения. Один из них близок к линейному (данные обозначены кружками, как и при скоростях, меньших 0,046 м/с). Амплитуды скорости, соответствующие этому режиму, определяются максимумом на рис. 2(б), что соответствует квазиустойчивому ламинарному течению [14]. Вторым режимом, обозначенным треугольниками, соответствует минимуму амплитуды скорости на рис. 2(б), регистрируемому после распада квазиустойчивого течения и возникновения турбулентного.

На рис. 3 видно, что при квазиустойчивом ламинарном режиме течения с увеличением F_0 до $F_0 > (3-4) \cdot 10^{-11}$ Н появляется заметное, больше экспериментальной ошибки, отклонение от линейной зависимости и экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью $F_0 = \lambda_q v + 4,62 \cdot 10^{-8} v^3$. Этот факт свидетельствует о появлении дополнительной силы трения, пропорциональной v^3 , возможную природу которой обсудим ниже. Как уже указывалось, при скоростях течения $v > 0,15$ м/с, когда F_{eff} отличалось от F_0 более чем на 32%, что соответствует размеру точки на рис. 3, экспериментальные данные считались недостоверными, и на рис. 3 не приведены.

На рис. 3 также видно, что возникшее после распада квазиустойчивого ламинарного течения турбулентное течение (треугольники) имеет выраженную степенную зависимость $F_0(v)$ и описывается выражением $F_0 = 9,2 \cdot 10^{-7} v^3$. Ранее в [7] при $T < 0,7$ К наблюдалась зависимость $F_0 \sim v^\alpha$, $\alpha > 2$, что можно считать проявлением переходного режима между ламинарным и турбулентным течениями (при турбулентном течении $F_0 \sim v^2$). Пересечение пунктирной линии со сплошной на рис. 3 происходит при $v = v^* = 0,046$ м/с. Следует подчеркнуть, что эта характерная амплитуда скорости не является критической амплитудой скорости для перехода между ламинарным и турбулентными режимами течения. Ее следует трактовать как амплитуду скорости, при которой собственные диссипативные потери камертона сравниваются с диссипативными потерями кинетической энергии колебаний камертона в турбулентном течении жидкости.

На рис. 3 штрихпунктирная линия описывает линейную зависимость $F_0 \sim v$ с коэффициентом сопротивления, соответствующим равному нулю вкладу внутреннего трения в камертоне, то есть $F_0 = \lambda_{\text{HeII}} v$, где $\lambda_{\text{HeII}} = 2 \cdot 10^{-10}$ кг/с — коэффициент сопротивления, вычисленный с помощью выражения (3) работы [15], которое описывает диссипацию энергии колебаний камертона за счет баллистического рассеяния тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона, погруженного в He II.

Амплитуда скорости квазиустойчивого ламинарного течения, при котором происходит переход к турбулентному течению, зависит от того, насколько быстро эта амплитуда скорости изменяется в процессе измере-

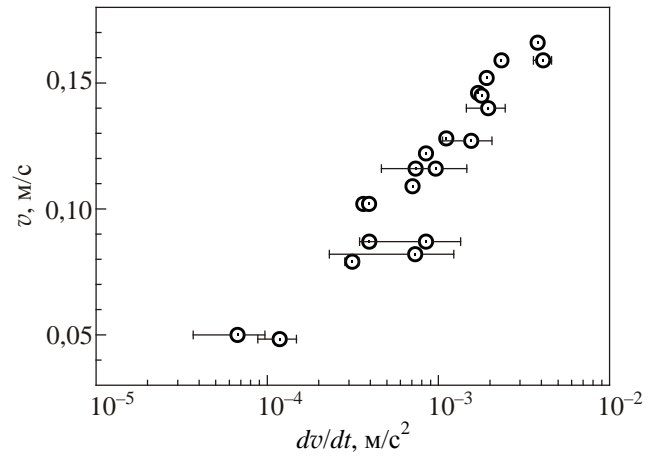


Рис. 4. Зависимость максимальной амплитуды скорости колебаний камертона от ее производной по времени в режиме квазиустойчивого ламинарного течения.

ний. Данный эффект иллюстрирует рис. 4, на котором приведена зависимость амплитуды скорости перехода v от производной dv/dt . Значение производной амплитуды скорости по времени определялось в момент времени, непосредственно предшествующий переходу от квазиустойчивого ламинарного течения к турбулентному.

На рис. 4 видно, что чем быстрее со временем увеличивается v , тем при большей амплитуде скорости колебаний камертона происходит переход к турбулентному течению.

При быстрых изменениях амплитуды скорости кроме ошибки 32%, обусловленной неточностью определения F_{eff} , появляется дополнительная ошибка измерений амплитуды скорости колебаний камертона ввиду конечности времени запаздывания измеряемой амплитуды скорости, причем чем выше добротность камертона, тем больше время запаздывания, связанного с высокой добротностью камертона, погруженного в He II.

Время установления стационарного значения амплитуды скорости при температуре 140 мК составляет чуть меньше 40 с, при этом через 12 с после начала изменения амплитуды скорости погрешность ее определения оказывается около 10%.

4. Диссипативные процессы при неустойчивом ламинарном течении He II

Отклонение зависимости амплитуды силы от амплитуды скорости от линейной $F \sim v$ свидетельствует о появлении в He II дополнительного механизма диссипации, отличного от обусловленного внутренним трением в камертоне. Чтобы оценить вклад дополнительной амплитуды силы трения, найдем для заданного значения амплитуды скорости разность между силой, измеренной в эксперименте, и силой, определяющей внутреннее трение в камертоне ($F_0 = \lambda_q v$). На рис. 5

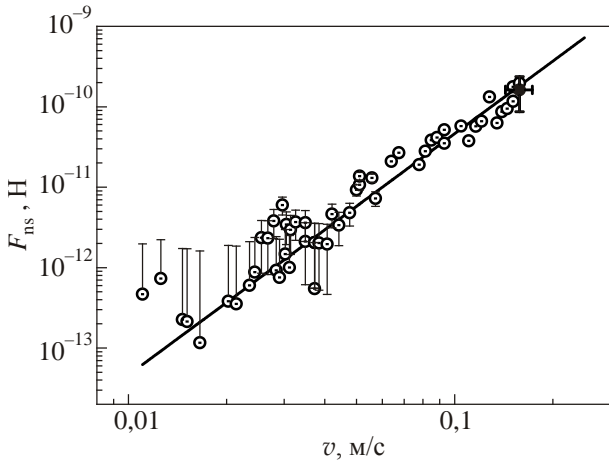


Рис. 5. Избыточная сила трения, обусловленная дополнительным механизмом диссипации, появляющаяся при квазиустойчивом ламинарном течении.

приведена зависимость этой избыточной амплитуды силы трения F^* от амплитуды скорости колебаний камертона (○). Как видно на рисунке, при скоростях колебания $v \leq 0,03$ м/с разброс данных сравним с ошибкой измерения силы F_0 в эксперименте ($\sim 3 \cdot 10^{-12}$ Н). При больших амплитудах скорости течения ошибка измерений остается такой же, но с ростом амплитуды скорости появляется вклад в ошибку за счет погрешности определения F_{eff} , а также, как отмечалось ранее, погрешности определения амплитуды скорости из-за достаточно большого времени релаксации системы на воздействие внешней силы. Так, при $v \approx 0,16$ м/с значение, показанное на рис. 5 черным кружочком, имеет максимально допустимую нами ошибку 32% по F_{eff} и 10% по v , показанные «усами».

Как хорошо известно [8–10], дополнительная диссипация в потоке He II может быть вызвана силой взаимного трения, появляющейся за счет баллистического рассеяния тепловых возбуждений сверхтекучей жидкости на квантованных вихрях [17–19]. В диапазоне исследуемых нами температур тепловыми возбуждениями являются фононы.

Согласно результатам [20], силу трения, возникающую при движении фононов относительно вихревой линии, можно записать в виде

$$\mathbf{F}_{sn} = -n_L \kappa \rho_s \alpha v_{sn} + n_L \kappa \rho_s \alpha' [\mathbf{z} \times v_{sn}], \quad (2)$$

где ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты; $\kappa = 9,8 \cdot 10^{-7}$ м²/с — квант циркуляции; v_{sn} — относительная скорость сверхтекучей и нормальной компонент; α, α' — зависящие от температуры коэффициенты взаимного трения; \mathbf{z} — единичный вектор вдоль направления вихря. Первый член в (2) определяет диссипацию в системе при течении потока, а второй член не вносит вклада в диссипацию, обусловленную рассеянием тепловых возбуждений на квантованных вихрях с плотностью n_L . Заметим, что в стационарных

условиях, когда скорость роста плотности вихрей и скорость их распада равны, $n_L \sim v_{sn}^2$ [10]. Если скоростью нормальной компоненты можно пренебречь, то скорость потока He II совпадает со скоростью сверхтекучей компоненты v_s , при этом совпадающую со скоростью колебаний ножек камертона. В этом случае, как это следует из (2), сила взаимного трения $F_{sn} \sim v_s^3$.

На рис. 5 сплошной линией показана зависимость $F_{sn}^* = 4,62 \cdot 10^{-8} v^3$, которая хорошо описывает полученные экспериментальные данные и совпадает с аппроксимацией, показанной точечной линией на рис. 3. Таким образом, дополнительная диссипация энергии при квазиустойчивом ламинарном течении, по-видимому, обусловлена силой взаимного трения квантованных вихрей и тепловых возбуждений. Необходимо заметить, что и турбулентное течение с амплитудами скорости, показанными на рис. 3 треугольниками, описывается такой же зависимостью. Это свидетельствует в пользу одинаковой природы рассеяния кинетической энергии в обоих режимах течения He II. Однако эти режимы могут отличаться значением плотности квантованных вихрей. На рис. 3 видно, что плотность вихрей, входящая в коэффициент пропорциональности между силой и кубом амплитуды скорости при турбулентном течении, значительно больше, чем при квазиустойчивом ламинарном течении, а сама зависимость обусловлена квадратичной зависимостью плотности квантованных вихрей от амплитуды скорости.

Для подробного анализа данной проблемы необходимы дополнительные исследования в широком интервале температур.

Вернемся к рис. 3, где проведена экстраполяция амплитуды скоростей турбулентного течения (пунктирная линия) до штрихпунктирной линии, соответствующей зависимости $F_0 \sim v$, проведенной в предположении об отсутствии внутреннего трения в камертоне. Точка пересечения соответствует амплитуде скорости в несколько раз меньшей скорости v^* . Можно допустить, что точка пересечений кривых соответствует критической амплитуде скорости. Но интенсивное развитие турбулентности может начинаться при меньших амплитудах скоростей. Значение этой амплитуды скорости значительно меньше критической амплитуды скорости, ранее измеренной при температурах ниже 300 мК [6,7,13,14,16,21].

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе методом колеблющегося камертона, погруженного в жидкость, экспериментально исследовано квазиустойчивое ламинарное течение сверхтекучего гелия при температуре 140 мК. Установлена зависимость амплитуды скорости течения жидкости от величины амплитуды силы, возбуждающей колебания ножек камертона. Анализ полученных зависимостей показал, что имеется диссипация

кинетической энергии колебаний, избыточная по сравнению с диссипацией, обусловленной процессами внутреннего трения в материале камертона. Эту дополнительную диссипацию можно связать со взаимным трением между квантованными вихрями в сверхтекучей компоненте с тепловыми возбуждениями He II. Показано, что при турбулентном и квазистойчивом ламинарном режимах течения механизмы диссипации энергии колебаний одинаковы, а количественное различие связано с тем, что при турбулентном течении плотность квантованных вихрей больше. Также показано, что критическая амплитуда скорости перехода от ламинарного течения He II к турбулентному может быть значительно ниже, чем критическая амплитуда скорости, определенная ранее в области более высоких температур.

Авторы благодарят Э.Я. Рудаковского, К.Э. Немченко и А.И. Кривчикова за полезные дискуссии. Мы также признательны группе сверхнизких температур из университета Ланкастер (Великобритания) за предоставленные кварцевые камертоны. Исследования были частично поддержаны научно-исследовательским молодежным проектом НАН Украины (№ 5/Н-2015).

1. *Progress in Low Temperature Physics*, M. Tsubota and W.P. Halperin (eds.), **16**, 1 (2009).
2. V.S. L'vov, S.V. Nazarenko, and O. Rudenko, *Phys. Rev. B* **76**, 024520 (2007).
3. E. Kozik and B. Svistunov, *Phys. Rev. B* **77**, 060502R (2008).
4. P.M. Walmsley, D.E. Zmeev, F. Pakpour, and A.I. Golov, *arXiv:1306.3419v1 [cond-mat.other]* 14 Jun 2013.
5. M. Niemetz, H. Kerscher, and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **124**, 163 (2001).
6. И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, А.С. Неонета, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, *ФНТ* **37**, 695 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 551 (2011)].
7. V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, G. Sheshin, and A. Zadorozhko, *J. Phys: Conf. Ser.* **150**, 032014, 1–6 (2009).
8. C.J. Gorter and J.H. Mellink, *Physica* **15**, 285 (1949).
9. H.E. Hall and W.F. Vinen, *Proc. R. Soc. (London) A* **238**, 215 (1956).
10. W.F. Vinen, *Proc. R. Soc. (London) A* **242**, 493 (1957).
11. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, and J.R. Owers-Bradley, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
12. R. Blaauwgeers, M. Blažková, M. Človečko, V.B. Eltsov, R. de Graaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Schmoranzler, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R.E. Solntsev, and D.E. Zmeev, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 537 (2007).
13. D.I. Bradley, M.J. Fear, S.N. Fisher, A.M. Guenault, R.P. Haley, C.R. Lawson, P.V.E. McClintock, G.R. Pickett, R. Schanen, V. Tsepelin, and L.A. Wheatland, *J. Low Temp. Phys.* **156**, 116 (2009).
14. D.I. Bradley, M. Človečko, S.N. Fisher, D. Garg, E. Guise, R.P. Haley, O. Kolosov, G.R. Pickett, and V. Tsepelin, *Phys. Rev. B* **89**, 214503 (2014).
15. И.А. Гриценко, К.А. Клокол, С.С. Соколов, Г.А. Шешин, *ФНТ* **42**, 28 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 26 (2016)].
16. D.I. Bradley, M. Človečko, S.N. Fisher, D. Garg, E. Guise, R.P. Haley, O. Kolosov, G.R. Pickett, and V. Tsepelin, *Phys. Rev. B* **85**, 014501 (2012).
17. С.В. Иорданский, *ЖЭТФ* **49**, 225 (1965).
18. R.J. Donnelly, *Quantized Vortices in Helium II*, Cambridge, Cambridge University Press (1991).
19. E.B. Sonin, *Phys.Rev. B* **55**, 485 (1997).
20. N.B. Kopnin, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1633 (2002).
21. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, *ФНТ* **34**, 1111 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 875 (2008)].

Features of quasi-stable laminar flow in He II and additional dissipative process

I.A. Gritsenko, K.A. Klokol, S.S. Sokolov, and G.A. Sheshin

Experimental study is carried out of quasi-laminar flow in He II at 140 mK. Fluid flow was excited by a vibrating quartz tuning fork with a resonance frequency of about 24 kHz. It was found that at velocities of the tuning fork oscillations from 0.046 till 0.18 m/s. the flow of He II can be both quasi-stable laminar and turbulent. Transitions between the flow regimes were observed. The faster is increase of the velocity of vibrations of a tuning fork, the higher is the velocity at which the instability of quasi-stable flow appears and the flow instability occurs resulting into the transition to turbulent flow. The mechanisms are analyzed of energy dissipation of vibrating fork tines in the quasi-stable laminar flow. It is established that there is an additional, compared with that caused by internal friction in the quartz, the mechanism of energy dissipation of the oscillating fork. This mechanism is associated with the mutual friction caused by the scattering of thermal excitations of He II on the quantized vortices leading to a cubic dependence of the exciting force of the fluid velocity.

PACS: 67.25.dk Vortices and turbulence;
67.25.dg Transport, hydrodynamics, and superflow;
67.25.dm Two-fluid model; phenomenology.

Keywords: quartz tuning fork, turbulence in liquid helium, scattering of phonons by quantized vortices.