

Нестационарный термоэлектрический эффект в He II и влияние на него перехода от ламинарного к турбулентному режиму тепловых колебаний

В.Д. Нацик, А.С. Рыбалко

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

Статья поступила в редакцию 12 июня 2019 г., после переработки 2 сентября 2019 г.,
опубликована онлайн 25 ноября 2019 г.

Подтверждено наблюдение нестационарного термоэлектрического эффекта — спонтанной электрической поляризации ячейки с жидким He II при тепловом возбуждении в ней стоячих волн второго звука (*ФНТ* **30**, 1321 (2004)). В температурном интервале $1,4 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$ детально изучена связь этого эффекта с тепловыми и гидродинамическими свойствами He II. Установлено, что зависимость амплитуды колебаний электрического потенциала от интенсивности возбуждения существенно изменяется при переходе от ламинарного к турбулентному режиму тепловых колебаний. Зарегистрировано пороговое значение мощности возбуждения $w = w_0(T)$: в области $w < w_0$ колебания потенциала имеют регулярный характер и их амплитуда увеличивается пропорционально мощности; при $w > w_0$ электрический отклик приобретает случайный характер с нарастанием флуктуаций и убывающей до нуля амплитудой, наблюдается своеобразный электромагнитный «шум». Результаты экспериментов сопоставлены с выводами теории флексоэлектрической поляризации жидкого гелия. Обсуждается также поляризация жидкого гелия при возбуждении волн первого звука и ударных волн давления и температуры.

Ключевые слова: сверхтекучесть, электрическая активность, относительное движение.

1. Введение

В выполненных ранее экспериментальных исследованиях [1] сообщалось о наблюдении слабой электрической активности жидкого ^4He в сверхтекучем состоянии (He II) в отсутствие внешнего электрического поля. Оказалось, что в ряде случаев тепловое возбуждение ячейки с He II сопровождается спонтанной электрической поляризацией.

В работе [1] получен своеобразный нестационарный термоэлектрический эффект: резонансное возбуждение стоячей волны второго звука в ячейке с He II сопровождалось колебаниями температуры δT и электрического потенциала δU на электродах. В терминах гидродинамики сверхтекучей жидкости [2] волна второго звука интерпретируется как колебания относительной скорости $\mathbf{v}_{ns} = \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s$ потоков нормальной (n) и сверхтекучей (s) компонент. Причем, согласно теории, амплитуда колебаний температуры $\delta T \sim \mathbf{v}_{ns}$, поэтому и эффект спонтанной поляризации естественно считать результатом относительного движения $\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s \neq 0$.

Результаты [1] крайне удивительные, поскольку атомы ^4He в основном состоянии не имеют дипольных и мультипольных электрических моментов, и при этом они обладают рекордно слабыми поляризационными свойствами. Поэтому описанные выше эффекты спонтанной макроскопической поляризации жидкого гелия при слабом тепловом возбуждении выглядят необычно. Многочисленные попытки теоретического объяснения этих эффектов не привели к сколь-нибудь четкой и общепризнанной формулировке механизма спонтанной поляризации и количественному описанию наблюдаемых в экспериментах макроскопических явлений (соответствующие ссылки приведены ниже).

В экспериментах [1] тепловые возбуждения He II были столь слабыми, что режим возникающих гидродинамических течений можно было считать ламинарным, при этом величина спонтанной поляризации зависела от относительной скорости нормальной и сверхтекучей компонент: $\delta U \propto v_{ns} = |\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s|$. При возбуждении второго звука с достаточно малыми колебаниями температуры δT и разности скоростей $v_{ns} \propto \delta T$

термоэлектрический эффект с относительной точностью около 20% описывается соотношением $\delta U = q\delta T$, где δU и δT — амплитуды колебаний потенциала и температуры, а коэффициент пропорциональности $q \approx 4 \cdot 10^{-5}$ В/К. Эффект наблюдался при значениях средней температуры ячейки $1,3 \text{ К} < T < T_\lambda$, а колебания температуры $\delta T \sim 10^{-3}$ К сопровождалась колебаниями электрического отклика $\delta U \sim 10^{-7}$ В.

В дальнейшем о наличии электрического отклика в волне второго звука сообщалось в работах, выполненных в других лабораториях [3–5], и других исследованиях одного из авторов [6,7]. Проведен специальный анализ работы аппаратуры и влияния возможных побочных факторов на наблюдаемый эффект [7].

Следует также отметить, что в работе [8] зарегистрирован электрический отклик He II на колебания давления (первый звук, в котором скорости v_n и v_s колеблются синфазно), причем отклик зарегистрирован на одной из резонансных частот стоячей волны первого звука. В настоящее время работа [8] — единственная, где сообщалось об электрическом отклике на волну первого звука. В дальнейшем проанализируем в основном результаты, связанные с электрическим откликом ячейки с гелием на волну второго звука.

По мнению большинства исследователей, причину электрической активности, наиболее вероятно, следует искать во флексоэлектрической поляризации жидкого гелия при создании в нем устойчивого макроскопически неоднородного распределения плотности, которое возникает, как правило, в различных гидродинамических процессах в сверхтекучем состоянии. На микроскопическом уровне флексоэлектрический эффект сводится к взаимной поляризации при сближении двух атомов, которая детально описана в квантовой механике атомных систем [9–11]. В частности, следствием флексоэлектрического эффекта является устойчивая спонтанная поляризация квантованных вихревых колец и протяженных вихрей — специфических гидродинамических возбуждений сверхтекучей жидкости. В ламинарных гидродинамических потоках и при упорядоченном движении системы вихрей может возникать устойчивая средняя поляризация макроскопических объемов жидкости [12–28]. Этот механизм способен объяснить на качественном уровне целый ряд особенностей, наблюдаемых при изучении термоэлектрического эффекта в He II, но удовлетворительное количественное согласие эксперимента и теории отсутствует.

В связи с этим представляется целесообразной постановка экспериментов, позволяющих более однозначно установить корреляции эффектов поляризации He II с динамикой относительного движения в нем нормальной и сверхтекучей компонент. В этой связи необходимо изучить влияние на эти эффекты перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения, который возникает в He II при возрастании интенсивно-

сти теплового или механического возбуждения (такое влияние ранее зарегистрировано в работе [4]). В данном сообщении представлены результаты измерения амплитуд δT и δU колебаний температуры $\tilde{T}(t) - T = T'(t) = \delta T \cos(\omega t)$ и электрического отклика $U'(t) = \delta U \cos(\omega t - \varphi)$ в стоячей волне второго звука в режиме одновременного измерения, а также фазового сдвига φ между T' и U' при различных режимах течения гелия. Здесь и в дальнейшем символ T обозначает среднюю температуру ячейки, которая сохранялась при резонансных измерениях. На основании полученных экспериментальных данных установлена эмпирическая связь между характеристиками ламинарного режима тепловых колебаний в He II и сопровождающих эти колебания внутренних электрических полей. Зарегистрировано уменьшение электрической активности He II при переходе к турбулентному режиму теплового возбуждения. Результаты эксперимента сопоставлены с выводами теории флексоэлектрической поляризации гелия. Обсуждаются также флексоэлектрические механизмы поляризации в волне первого звука и в ударных волнах.

2. Методика эксперимента

Конструктивные особенности измерительного устройства заключаются в том, что оно состоит из двух основных частей: резонатора второго звука и встроенных в стенку резонатора электростатических зондов. Для регистрации термоэлектрического эффекта использовались два измерительных канала: болометрический и электростатический.

На рис. 1 представлена схема резонатора второго звука: толстостенный цилиндр ($\varnothing_{\text{int}} = 5$ мм, $\varnothing_{\text{ext}} = 30$ мм) из Stycast 1266 длиной $l \sim 25$ мм, закрытый параллельными торцевыми излучателями и отражателями второго звука — латунными крышками. Внутренние стенки резонатора полированные. Резонатор погружался в ванну с жидким гелием и заполнялся им за 20–40 мин через сверхщель, образуемую бумажной прокладкой на стыке крышки и цилиндра. Большая толщина цилиндра и соединение резонатора с жидкостью в ванне через сверхщель способствовали сведению к минимуму паразитных тепловых потерь резонатора в ванну.

Излучатель второго звука располагался на одной из крышек и фиксировался с помощью Stycast. Малоинерционный нагреватель из RuO₂ использовался для возбуждения волн второго звука, его сопротивление изменялось от 234 до 244 Ом при температурах 2,2–1,4 К [6,7]. Нагреватель питался переменным током на частоте $f/2 = \omega/4\pi$ от симметричного трансформатора по витой паре, при этом звук возбуждался на частоте f . Два приемника-болометра фиксировались с помощью Stycast на противоположной крышке резонатора. В качестве болометров использовались коммерческие пленочные

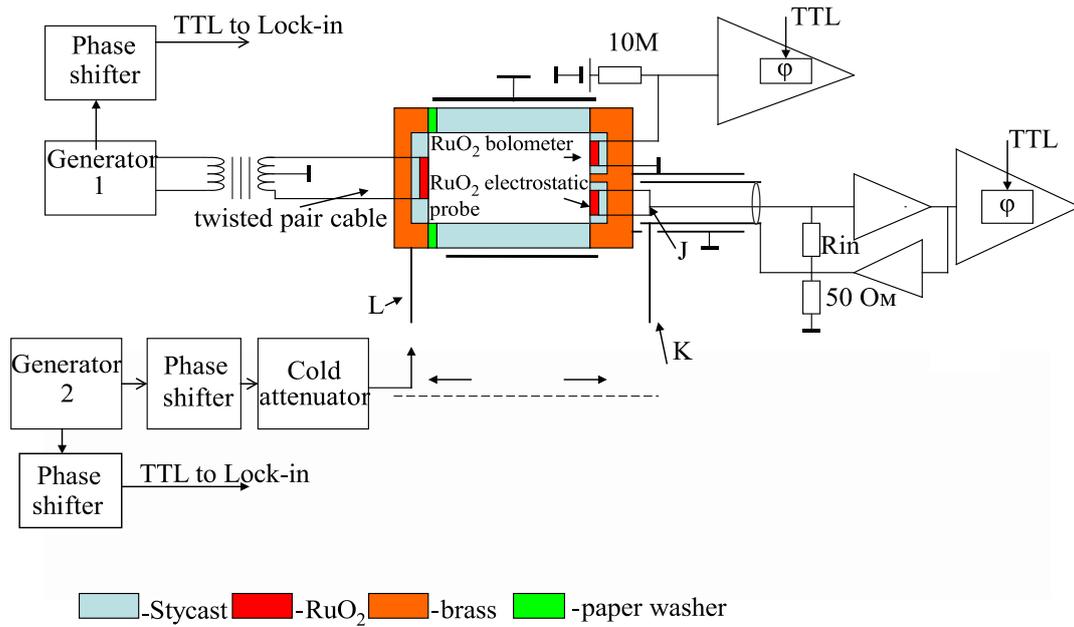


Рис. 1. Схема одновременных измерений двух характеристик второго звука: амплитуд колебаний температуры и электрического отклика. Символом ϕ обозначены внутренние фазовращатели двух Lock-in измерительных каналов. Точка L обычно заземлена, она использовалась только при калибровке индуцируемых полей в полости резонатора.

сопротивления RuO₂ (8,2 кОм) площадью 3×1 мм. Защитная пленка с RuO₂ была предварительно удалена. Электрическое сопротивление RuO₂ имеет высокую чувствительность к изменению температуры, что позволило использовать их как термометры сопротивления (болометры) для регистрации колебаний температуры в волне второго звука.

Предварительно проводилась калибровка сопротивления болометра $R(T)$: определялась чувствительность болометра к малым изменениям температуры — коэффициент $\alpha(T) = \delta R/R\delta T$, который также зависел от средней температуры. Болометр питался постоянным током смещения величиной $I_{dc} = 0,1$ мкА через большое сопротивление 10 МОм, расположенное в криостате при 4,2 К. Колебания температуры в волне второго звука вызывали изменения сопротивления болометра, что сопровождалось появлением в нем переменной составляющей δU^T , которая также пропорциональна I_{dc} . Амплитуда колебаний температуры вычислялась по формуле $\delta T = \delta R/R\alpha = \delta U^T/I_{dc}\alpha$. Относительная чувствительность болометра к температуре составляла $\sim (2-4) \cdot 10^{-6}$ К, абсолютная — $5 \cdot 10^{-5}$ К.

Каждый из болометров мог использоваться и в качестве электростатического зонда для регистрации электрического поля при спонтанной поляризации гелия. В нашем случае поляризация жидкости вдоль продольной оси резонатора вызывается колебаниями температуры T в полуволне второго звука, или колебаниями разности скоростей $v_n - v_s \propto T$, если второй звук описывать в терминах гидродинамики [2]. Измерение колебаний электрического потенциала амплиту-

дой порядка $\sim 10^{-7}$ В представляется довольно сложной задачей. С одной стороны, входное сопротивление усилителя должно быть высоким, но при этом его шумы не должны превышать $\sim 10^{-9}$ В. С другой стороны, емкость входного кабеля (~ 100 пФ) шунтирует емкость зондов ($\ll 1$ пФ). Чтобы удовлетворить требованиям, предъявляемым к усилителю, остановились на схеме, предложенной в [29]. Измерительная система «зонд–кабель–высокоскоростной усилитель» (рис. 1) обеспечивала компенсацию емкости кабеля. Компенсирующий сигнал обратной связи подводился к промежуточному экрану кабеля. Величина обратной связи подбиралась так, что обкладки конденсатора «центральный проводник–промежуточный экран» имели близкие потенциалы. То есть емкость «центральный проводник–промежуточный экран» не заряжалась. Такой усилитель практически не нагружал источник сигнала, так как имел большое (виртуальное) входное сопротивление за счет обратной связи. Это позволяло нам корректно измерять потенциал зонда. Более детально работа схемы описана в [6,7].

Исследование амплитуды, фазы и полярности тепловых колебаний и индуцируемого ими электрического отклика производилось относительно фазы колебаний температуры нагревателя и путем сравнения с калибровочными сигналами, подаваемыми на точки L или K через аттенуатор. Размещение аттенуатора при 4,2 К было продиктовано необходимостью исключения источника дополнительных шумов.

Чувствительность системы к индуцируемым на поверхности электрода зарядам составляла $\sim 10^{-16}$ Кл/м²

($\sim 5 \text{ e/cm}^2$, $\sim 3 \text{ нВ/Гц}^{0,5}$) и ограничивалась шумами входного сопротивления и входного транзистора (см. [6,7]). Площадь зонда можно было увеличить в два раза, соединив оба болометра параллельно. В этом случае регистрировался только электрический отклик.

Генератор 2 использовался для всевозможных калибровок усилительных трактов по амплитуде и фазе, о чем более подробно можно ознакомиться в статье [7].

Прежде чем проводить одновременные измерения T' и U' , рассмотрены паразитные эффекты, которые могли бы встретиться при проведении экспериментов, их обсуждение частично опубликовано в [6,7]. В основном это электростатическая наводка, термоэдс в электрических зондах, поляризация трением. Предварительно также проверялось влияние на зонд переменного напряжения, возникающего на болометре синхронно с тепловой волной. Отметим, что электрическая наводка от колебаний напряжения на болометре δU^T не изменяла потенциал зонда вплоть до dc-токов болометра $I_{dc} \sim 5 \text{ мкА}$. В опытах использовался ток $I_{dc} = 0,1 \text{ мкА}$. Версия о возможном появлении динамического электрического поля в полости резонатора за счет колебаний свободных зарядов, синхронно движущихся с нормальной компонентой, не подтвердилась.

Насколько можно видеть, кроме отмеченных здесь и в [6,7], не существует других паразитных эффектов, которые дали бы резонансный отклик в наших экспериментах.

3. Особенности резонансных кривых $\delta T(f)$ и $\delta U(f)$ в волне второго звука

3.1. Резонансы колебаний $T'(t)$ и $U'(t)$

Исследования проводились в интервале температур $1,3 \text{ К} < T < 2,17 \text{ К}$. На малоинерционный нагреватель подавался переменный ток с частотой $f/2$ и фиксированным значением амплитуды, который возбуждал в ячейке-резонаторе вынужденные тепловые колебания с круговой частотой $\omega = 2\pi f$. Болометр и электростатический зонд регистрировали колебания температуры $T'(t) = \delta T \cos(\omega t)$ и колебания электрического потенциала $U'(t) = \delta U \cos(\omega t - \phi)$ на стенках ячейки: в экспериментах можно было измерять $T'(t)$ и $U'(t)$ как по отдельности, так и одновременно. При фиксированном значении средней температуры ячейки T наблюдалась прямо пропорциональная зависимость между T' и U' .

Колебания температуры и электрического поля в ячейке имели резонансный характер. На рис. 2 представлены типичные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) этих колебаний — зависимость от частоты амплитуд $\delta T(f)$ и $\delta U(f)$ при температуре 1,61 К (кривые 1). На рисунках наблюдаются резонансы колебаний температуры $\max \delta T(f) = \delta T(f_r) = \delta T_r$ и электрического отклика $\max \delta U(f) = \delta U(f_r) = \delta U_r$ на одинаковой частоте $f = f_r$, которая совпадает с частотой первой гармоники

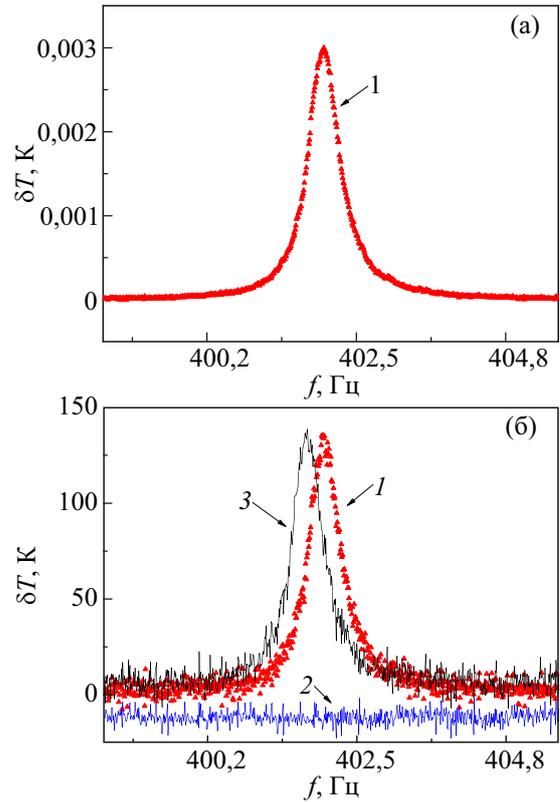


Рис. 2. Резонансные кривые второго звука: $T = 1,61 \text{ К}$, мощность возбуждения $w = 0,014 \text{ Вт/см}^2$, добротность резонансов $Q \sim 1000$. Кривые 1 и 3 — результат одновременного измерения температуры волны и электрического отклика, 2 — электростатический зонд отсоединен от кабеля в точке J (см. рис. 1), данные смещены вниз на 15 нВ, 3 — оба зонда подсоединены к кабелю в точке J. Несовпадение резонансных частот кривых 1 и 3, наблюдаемое на рис. 2(б), связано со смещением температуры ванны на 20–30 мК в этих двух экспериментах.

второго звука в резонаторе: $f_r = c_2/2l \approx 400 \text{ Гц}$, где $c_2 \approx 2000 \text{ см/с}$ — скорость второго звука, $l \approx 2,5 \text{ см}$ — длина резонатора. Следовательно, тепловые и электрические сигналы однозначно связаны между собой.

Такие кривые наблюдались и на других нечетных гармониках, включая пятую ($\sim 2100 \text{ Гц}$). Измерения ширины резонансов на полувысоте амплитуд $\delta T(f)$ и $\delta U(f)$ показало, что добротности электрических и тепловых резонансов одинаковы в пределах ошибки, что также свидетельствует об их связи. Температурные зависимости добротностей $Q(T)$ проходят максимум в области температур, где поглощение второго звука минимально ($\rho_s \approx \rho_n$), и достигают величин 3700–4000, что находится в согласии с [30]. Поведение добротностей в зависимости от мощности источника звука и температуры будет представлено в отдельной публикации.

Установлено, что электрический сигнал поступает именно с зонда. Это подтвердилось при его отсоединении от кабеля: трек 2 показал отсутствие резонанса

(см. рис. 2(б)). Соединение обоих болометров параллельно увеличивало площадь зонда в два раза, но величина электрического отклика δU оставалась прежней (кривая 3). Это означает, что при данном методе измерения потенциала поверхностная плотность индуцируемого заряда σ на зонде и величина электрического поля в жидкости $E \sim \delta U/l = 4\pi\sigma$ не изменились. В разд. 6 показано, что при измерении методом тока число электронов, прошедших через входное сопротивление, пропорционально площади электродов.

3.2. Характерные величины электрического поля

Чтобы оценить величину внутреннего электрического поля, связанного с волной второго звука, в отдельном эксперименте создали искусственное поле в объеме резонатора. Для этого напряжение с генератора 2 через холодный аттенуатор подавалось на крышку источника звука (точка L). Емкость «крышка L – электростатический зонд» и входное сопротивление усилителя образовывали делитель напряжения. В точку L подавалось напряжение такой величины, что емкостная наводка была сравнима с потенциалами электрического отклика. Путем сравнения с калибровочным сигналом установлено, что величины индуцированных полей составляют $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$ В/см для данной геометрии резонатора.

3.3. Фазовый сдвиг между колебаниями температуры и напряжения

Регистрация колебаний $T'(t)$ и $U'(t)$ в on-line режиме позволила провести сравнение фаз колебаний температуры и электрического отклика по отношению к фазе тока в нагревателе. Для проведения этих измерений понадобилось, чтобы оба усилительных канала имели одинаковый сдвиг фаз по отношению к входным сигналам. Поэтому экспериментам предшествовала подача калиброванного сигнала с генератора 2 частотой f на входы болометрического и электростатического каналов и настройка обоих Lock-in на максимум сигнала, используя их внутренние фазовращатели. В дальнейшем при проведении экспериментов и варьировании в окрестности частоты f_r использовалась только внешняя подстройка фазы (см. рис. 1).

Результаты показаны на рис. 3: слева представлены данные болометрического канала, справа — электростатического. Если подобрать начальную фазу опорного напряжения удвоенной частоты так, что наблюдается симметричный резонанс $\delta T(f)$ (рис. 3(а)), то при варьировании частоты канал, фиксирующий колебания потенциала на зонде, описывает кривую, похожую на производную АЧХ $\partial\delta U(f)/\partial f$ (рис. 3(б)). И наоборот, если подобрать начальную фазу опорного напряжения так, что наблюдается симметричный резонанс $\delta U(f)$

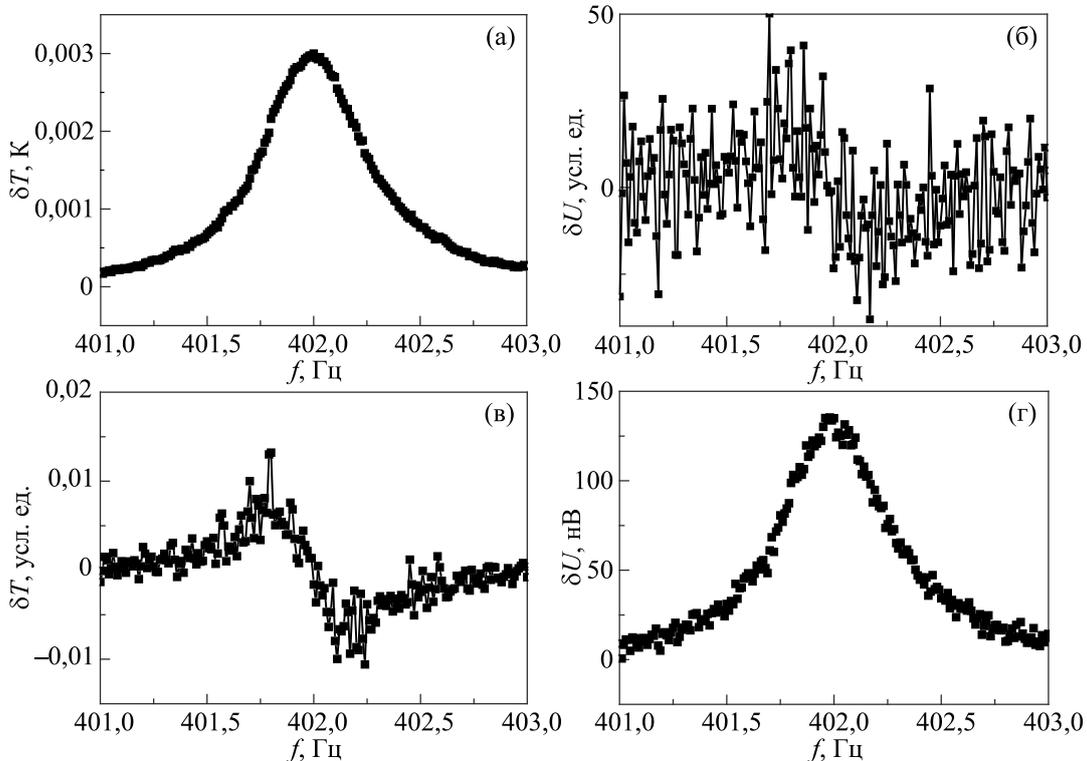


Рис. 3. Резонансные кривые второго звука — результат одновременного измерения электрического отклика и температуры волны при фиксированной фазе опорных сигналов: $T = 1,61$ К, мощность возбуждения $w = 0,014$ Вт/см², добротность $Q \sim 1000 \pm 200$. На рис. 3(б) 50 делений шкалы Y соответствуют 90° , на рис. 3(в) 0,02 делений шкалы Y соответствуют 90° .

(рис. 3(г)), то при сканировании болометрический канал показывает производную АЧХ $\partial\delta T(f)/\partial f$ (рис. 3(в)). Отдельная колебательная мода резонатора второго звука аналогична линейному осциллятору, и для нее разность фаз между колебаниями температуры нагревателя и температуры в ячейке с гелием при $f = f_r$ имеет значение $\pi/2$. Симметрия пар рисунков (а), (б) и (в), (г) означает, что и фаза колебаний потенциалов на электрическом зонде при $f = f_r$ отличается от фазы нагревателя на такую же величину, а колебания потенциала жестко привязаны к колебаниям температуры и сопровождают их в квазистатическом режиме. На границе раздела гелий–зонд температурное поле непрерывно, а колебания потенциала в гелии и зонде имеют противоположные знаки, согласно квазистатическому условию локального баланса поляризационных зарядов. Следовательно, со стороны гелия колебания температуры $T(t)$ и потенциала $U(t)$ также должны отличаться знаками, т.е. иметь разность фаз π относительно друг друга:

$$T'(t) = \delta T \cos(\omega t), \quad U'(t) = -\delta U \cos(\omega t),$$

$$U'(t) = \delta U \cos(\omega t - \pi). \quad (1)$$

Отметим, что к такому же заключению пришли и авторы работы [5], в которой колебания температуры и потенциала регистрировались отдельно.

4. Ламинарные и турбулентные тепловые колебания в волне второго звука

Для определения влияния мощности излучения звуковой волны на величину измеряемых амплитуд при фиксированной температуре определялась резонансная частота первой моды второго звука, затем при этой постоянной частоте автоматически, с шагом $0,0001 \text{ Вт/см}^2$ и периодом 1 с, изменялась мощность волны излучения звука. Таким образом получены зависимости $\delta T_r(w)$ и $\delta U_r(w)$.

На рис. 4 представлены данные измерения резонансных значений амплитуд тепловой волны δT_r и электрического отклика δU_r при изменениях плотности мощности теплового потока w . При малой интенсивности возбуждения наблюдалось линейное возрастание амплитуд $\delta T_r(w)$ и $\delta U_r(w)$ с ростом w . Но при больших тепловых потоках возникали существенно нелинейные эффекты. Весь диапазон изменения мощности w можно разделить на две области, отделенные условно друг от друга характерным значением $w_0(T)$, при достижении которого электрический сигнал $\delta U_r(w)$ имеет максимальную величину. В области $w > w_0$ электрический отклик снижался и возрастал разброс регистрируемых значений потенциала. На рис. 4(б) видно, что при $T = 1,42 \text{ К}$ переход через критическое значение мощности сопровождается уменьшением δU_r и увеличением флюк-

туаций от 5 до 50 нВ, а в области $w \gg w_0$ электрический отклик мог полностью исчезать (кривая при $T = 1,79 \text{ К}$). Аналогично возрастали флуктуации фазы, но сдвиг фазы не наблюдался в пределах одинаково понижающейся добротности мод $\delta T_r(w)$ и $\delta U_r(w)$ с увеличением мощности. На рис. 4 видна существенная зависимость критической мощности $w_0(T)$ от средней температуры ячейки.

Таким образом, в области $w > w_0$ зависимости амплитуд δT_r и δU_r от интенсивности возбуждения тепловых колебаний качественно различны: при увеличении w амплитуда колебаний температуры $\delta T_r(w)$ продолжает возрастать, но с замедлением, тогда как электрический отклик $\delta U_r(w)$ уменьшается или исчезает совсем. Следует отметить, что указанная возле каждой из кривых на рис. 4 температура относится к температуре ванны, в которую погружен резонатор. В то же время при ступенчатом увеличении мощности тепловых колебаний температура в резонаторе повышается. В силу температурной зависимости скорости второго звука это приводит к смещению частоты резонанса

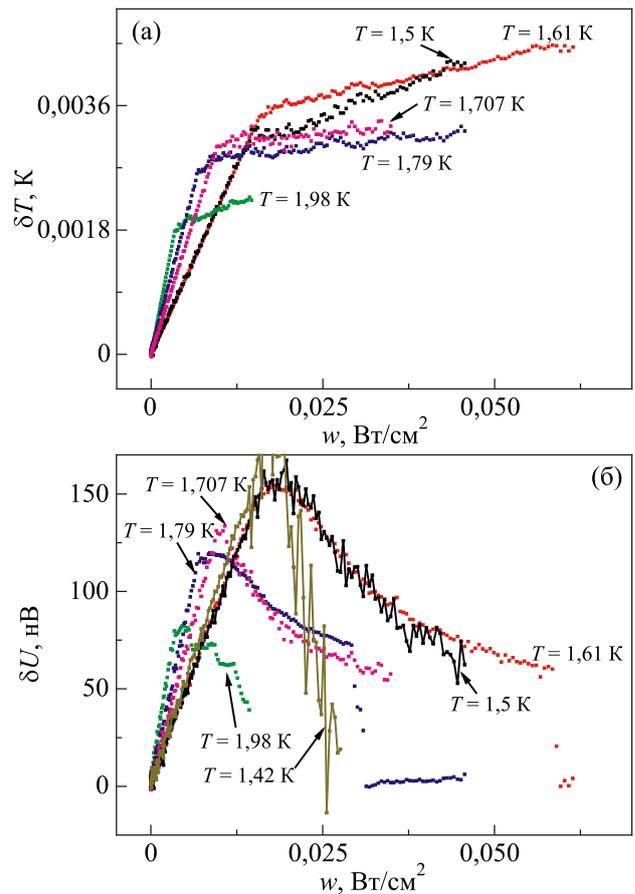


Рис. 4. Зависимости резонансных значений амплитуд сигналов δT_r и δU_r от мощности нагревателя w при разных значениях температуры. Кривая при 1,42 К — оба зонда подсоединены к кабелю в точке J, колебания температуры не измерялись.

влево для $T > 1,85$ К и вправо для $T < 1,65$ К, и по мере роста мощности звука должно снижать кривые. Вторым механизмом, который также приводит к понижению кривых $\delta T_r(w)$, — увеличение вязкости при переходе к режиму турбулентных движений в волне второго звука. Отмеченные проблемы выходят за рамки работы и требуют дальнейших исследований.

Обработка результатов экспериментов показала, что при $w < w_0$ интенсивность тепловых $T'(t)$ колебаний пропорциональна выделяемой мощности в нагревателе $w \sim U_h^2/sR_h$; здесь U_h — напряжение источника звука, s — площадь сечения резонатора, R_h — сопротивление излучателя второго звука. Как было показано В. Вайненом, пропорциональная зависимость δT от w характерна для ламинарного течения противотоков $\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s$ при достаточно малых значениях w [31].

В опытах [3,4] при исследовании зависимости амплитудно-частотных характеристик электрического отклика He II от мощности возбуждения также зарегистрировано уменьшение сигнала при больших значениях колебаний теплового потока. Автор связал такое изменение АЧХ с началом образования турбулентности при больших мощностях, опираясь на свои более ранние исследования взаимосвязи турбулентности и второго звука [3].

В наших экспериментах дополнительным подтверждением появления турбулентности при $w > w_0$ служит возникновение гистерезисных явлений при ступенчатом нарастании и спаде интенсивности возбуждения второго звука с шагом 1–10 с вверх и вниз, а также зависимость размера гистерезисов от длительности ступеньки. Гистерезисные явления отсутствовали при $w < w_0$ с точностью до чувствительности усилительных трактов.

Описанные выше эксперименты, проведенные в режиме одновременных измерений, показали, что:

1) стоячая волна второго звука в He II сопровождается колебаниями температуры $T'(t)$ и электрического потенциала $U'(t)$ вблизи крышки ячейки-резонатора;

2) при малых интенсивностях возбуждения колебания $T'(t)$ и $U'(t)$ имеют одинаковые значения резонансных частот f_r и сдвинуты относительно друг друга по фазе на π ;

3) амплитуда колебания температуры δT увеличивается при возрастании интенсивности возбуждения во всем диапазоне мощностей, а амплитуда колебаний электрического отклика δU растет только до w_0 , а затем начинает снижаться;

4) в области $w > w_0$ значительно возрастают флуктуации обеих амплитуд;

5) критическая мощность возбуждения ячейки w_0 разделяет режимы ламинарных и турбулентных тепловых колебаний.

Перечисленные эффекты естественно связать с гидродинамическими свойствами He II. Нет оснований

считать, что монотонное изменение амплитуды колебаний температуры в ячейке-резонаторе может сопровождаться немонотонным изменением амплитуды наводок на электрический зонд от нагревателя и болометра, собственной термоэдс в электрических зондах или поляризации свободных зарядов в объеме жидкости, если они там есть.

5. Величина и температурная зависимость коэффициента термоэдс в He II при ламинарном режиме тепловых колебаний

В предыдущем разделе мы пришли к заключению, что вынужденные тепловые колебания He II при малой интенсивности возбуждения $w < w_0$ происходят в ламинарном режиме, а при $w > w_0$ переходят в турбулентный режим. Стоячая полуволна тепловых колебаний сопровождается колебаниями электрического потенциала на крышке резонатора — этот отклик будем называть нестационарным термоэлектрическим эффектом в He II. Обсудим более детально связь между резонансными значениями амплитуд колебаний температуры δT_r и электрического потенциала δU_r при вариациях интенсивности возбуждения w и средней температуры ячейки T .

На рис. 5 результаты экспериментов представлены в координатах $\delta T_r - \delta U_r$ для четырех значений T . Каждая точка на графиках соответствует определенному значению интенсивности возбуждения w , а средние значения температуры и резонансные частоты указаны на рисунках. Изломы графиков и неоднозначность связи $\delta T_r - \delta U_r$ на этих рисунках — следствие существования граничного значения w_0 : при $w > w_0$ амплитуда δT_r продолжает расти, а амплитуда отклика δU_r уменьшается.

В области $w < w_0$ при всех значениях частоты колебаний в пределах АЧХ связь между амплитудами колебаний температуры и индуцированного электрического потенциала на стенке резонатора можно представить соотношением

$$\delta U = q\delta T, \quad (2)$$

где q — коэффициент термоэдс для He II (аналог дифференциальной термоэдс для электронных проводников). Наклон прямых $\delta T_r = \text{const} \cdot \delta U_r$ (сплошная линия) при $w < w_0$ оказался одинаковым для всех значений температуры T : в режиме ламинарных колебаний при постоянной мощности возбуждения каждая из величин δT_r и δU_r зависит от температуры, но их отношение постоянно. Хотя при измерениях δT и δU наблюдается довольно большой статистический разброс, но с точностью порядка 20% отношение амплитуд не зависит от температуры ячейки и имеет усредненное значение $q \approx 4,3 \cdot 10^{-5}$ В/К. Такая величина коэффициента q зарегистрирована ранее в работе [1], где отмечено, что с большой точностью она совпадает с отношением двух

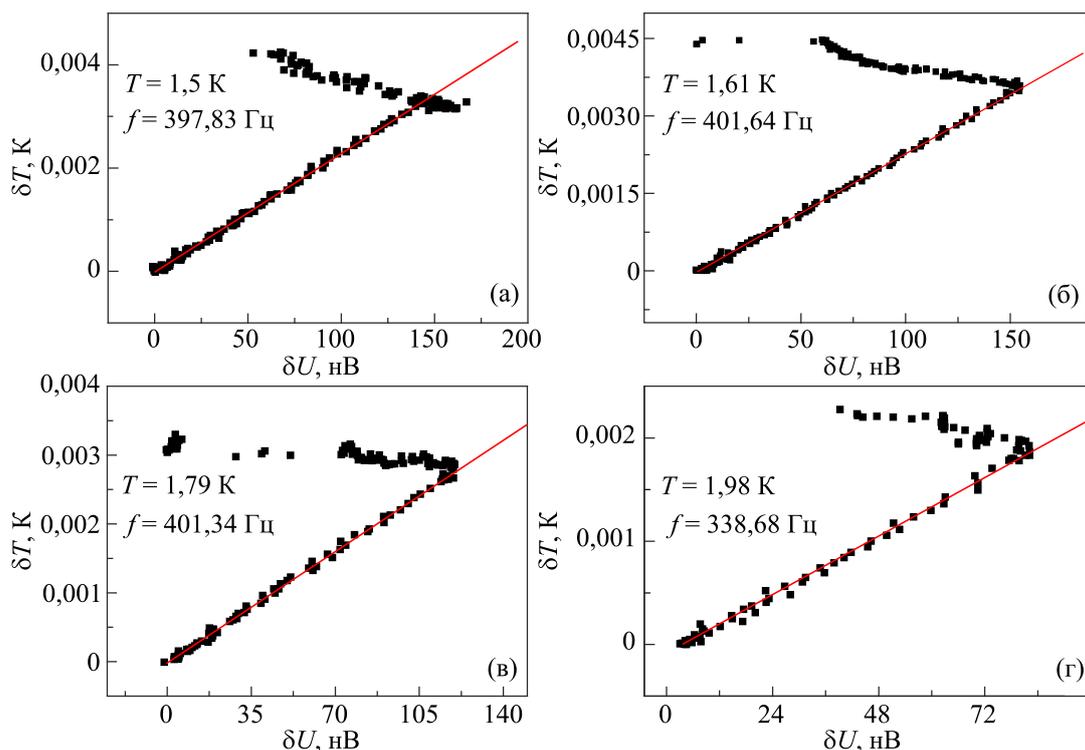


Рис. 5. Связь между тепловыми и электрическими параметрами волны второго звука при разных температурах (обработка данных рис. 4). Сплошная линия — усредненное значение отношения двух одновременно измеряемых величин $\delta T_{ri}/\delta U_{ri}$: $q \approx 4,3 \cdot 10^{-5}$ В/К.

фундаментальных физических констант: удвоенного заряда электрона $2e = 3,2 \cdot 10^{-19}$ Кл и постоянной Больцмана $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К:

$$q = k_B/2e = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ В/К.} \quad (3)$$

Это значение подтверждалось на протяжении 2004–2018 годов на наших резонаторах разных размеров. Един-

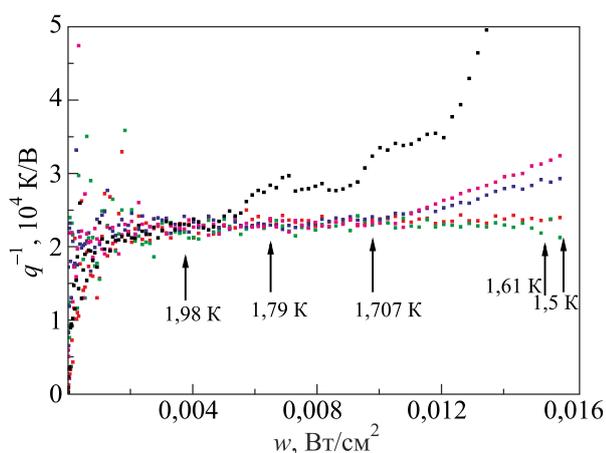


Рис. 6. Зависимость отношения $q^{-1} = \delta T/\delta U$ от тепловой нагрузки резонатора. Стрелками отмечены мощности возбуждения резонатора второго звука, при которых пропорциональность между δT и δU исчезает.

ственным условием повторяемости q было соединение резонатора с ванной через сверхщель. Остается загадкой, имеет ли это совпадение глубокий физический смысл или является случайным.

На рис. 6 более детально проиллюстрирована статистика результатов измерения обеих амплитуд и применимость линейного соотношения (2) между амплитудами тепловых колебаний и электрического отклика при разных значениях интенсивности возбуждения w . Здесь виден большой разброс точек при малых w , который не связан с турбулентностью, а обусловлен малой точностью измерений электрического отклика в области менее 20 нВ из-за малого отношения сигнал/шум $\approx 3-5$. Но при средних значениях w отношение амплитуд выходит на полку $q^{-1} = 2,3 \cdot 10^4$ К/В с точностью $\sim 20\%$. При нарушении ламинарного режима колебаний в области $w > w_0$ наблюдается резкое отклонение от этой величины.

6. Сравнение результатов измерений спонтанной электрической активности He II в экспериментах трех групп

Обсуждаемый здесь нестационарный термоэлектрический эффект в He II зарегистрирован в опытах трех исследовательских групп в различных лабораториях [1,3–7]. В этих экспериментах цилиндрические резонаторы второго звука погружались в ванну с жид-

ким гелием, но геометрия резонаторов и переключки между ними и ванной отличалась. Так, харьковская группа использовала сверхщель, через которую объем резонатора $0,5 \text{ см}^3$ заполнялся за 20–40 мин. Резонатор пражской группы объемом $1,25 \text{ см}^3$ заполнялся за несколько секунд через широкую щель. Резонатор Университета Кюсю объемом $16,72 \text{ см}^3$ был соединен с ванной четырьмя отверстиями диаметром 2 мм.

В экспериментах трех групп при достаточно малых амплитудах тепловых колебаний электрический отклик соответствовал соотношению (2), но коэффициент связи q имел существенно различные значения. Возможно, он является неким масштабным множителем, зависящим от конкретной геометрии резонатора, его связи с ванной через переключку, тепловых потерь и емкости входных цепей усилителя. Кроме того, условия наблюдения спонтанной поляризации He II в волне второго звука для трех резонаторов различны, в частности сильно отличаются величиной добротности резонансов. В экспериментах [3–5] не были достигнуты высокие добротности тепловых колебательных мод, обычно наблюдаемые в области 1,9–2 К [30].

В резонаторах трех групп площади измерительных электродов (зондов) составляли: 3 мм^2 [6,7] (Харьков), 40 мм^2 [3,4] (Прага), 380 мм^2 [5] (Кюсю). При измерении токовым методом на входном сопротивлении 10 МОм измеряемое напряжение было соответственно $\sim 0,1 \text{ мкВ}$, $\sim 1 \text{ мкВ}$, $\sim 10 \text{ мкВ}$, следовательно, число электронов, прошедших через входное сопротивление, было пропорционально площади электродов. Если разделить количество электронов на площадь электродов, то плотность зарядов на них оказывается одинаковой по порядку величины во всех экспериментах. Но без учета неконтролируемых тепловых потерь и параметров измерительных цепей в различных экспериментах не представляется возможным провести более точное количественное сравнение результатов трех групп, полученных при изучении зависимости δU от δT .

Отметим также, что в наших экспериментах и в работе [5] зарегистрирован одинаковый сдвиг фаз $\varphi = \pi$ между тепловыми и электрическими колебаниями в He II при малой интенсивности тепловых возбуждений.

Выше были перечислены характеристики электрического отклика, которые качественно повторялись в опытах трех групп исследователей. Различия между результатами этих групп могут быть следствием различий в конструкциях экспериментальных ячеек и систем регистрации. Отличие устройств состоит в том, что резонатор в настоящей работе был хорошо теплоизолирован и соединен с ванной через сверхщель, а резонатор японской группы соединен с ванной большими отверстиями. Возможно, резонаторы с различными характеристиками имеют существенно различные значения мощности возбуждения второго звука w_0 , кото-

рые разделяют режимы ламинарных и турбулентных колебаний.

Переход к турбулентному режиму тепловых колебаний в ячейке с He II при $w > w_0(T)$ зависит не только от средней температуры в резонаторе. Величина критической мощности w_0 также весьма чувствительна к геометрическим параметрам ячейки, особенно к наличию разных неровностей и шероховатостей на ее стенках, которые стимулируют зарождение квантовых вихрей как начального этапа турбулентности. Этот фактор также может быть одной из причин влияния конструктивных особенностей резонатора на величину термоэлектрического эффекта.

Регистрация спонтанной поляризации He II при колебаниях температуры в волне второго звука инициировала постановку аналогичного эксперимента с волнами первого звука. В работе [1] отсутствовал заметный электрический отклик на резонансные колебания давления в ячейке с He II при частотах порядка и выше $9 \cdot 10^4$ Гц. В работе [8] зарегистрирован электрический сигнал при возбуждении в резонаторе с He II первого резонанса довольно большой величины ($\sim 1 \text{ мкВ}$) с частотой $4,5 \cdot 10^3$ Гц. Но при более высоких звуковых модах эффект не наблюдался, несмотря на более высокие их амплитуды. В He I и на первой моде электрический отклик отсутствовал.

7. Флексоэлектрическая поляризация жидкого гелия

Обсудим один из возможных механизмов спонтанной электрической активности гелия — флексоэлектрическую поляризацию. Ранее различные аспекты этой проблемы рассматривались в серии теоретических исследований [12–28]. Предлагаемый здесь анализ дополняет результаты этих работ.

Если газ, жидкость или твердое тело состоят из атомов, которые в основном (невозбужденном) состоянии не имеют дипольных электрических моментов, то в них возможны различные проявления спонтанной электрической активности в отсутствие внешнего электрического поля, обусловленные взаимодействием атомов. Квантовомеханический анализ изменений электронной структуры двух одинаковых атомов при их сближении показал [9–11], что на них возникают равные по абсолютной величине и противоположно направленные дипольные моменты $\mathbf{d}_2 = -\mathbf{d}_1$: полный дипольный момент пары $\mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1 = 0$, а их абсолютные значения $d_2 = d_1 = d(R)$ резко изменяются при изменении расстояния R между ядрами атомов. При однородном симметричном распределении системы атомов локальная макроскопическая поляризация $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ в ней отсутствует, но она возникает при неоднородном распределении атомной плотности $n(\mathbf{r})$. В системах с достаточно слабыми отклонениями $n(\mathbf{r})$ от равновесного однородного значения n_0 , т.е. при $n(\mathbf{r}) - n_0 = n'(\mathbf{r}) \ll n_0$, соответствующее локальное

значение плотности поляризации $\mathbf{P}^F(\mathbf{r})$ пропорционально градиенту атомной плотности: $\mathbf{P}^F(\mathbf{r}) \propto d_0 n_0 \nabla n'(\mathbf{r})$, где $d_0 = d(R = a_0)$ ($a_0 = n_0^{-3}$ — равновесное межатомное расстояние). В электродинамике сплошных сред линейный отклик плотности поляризации на градиент относительной деформации (в частности, градиент дилатации или атомной плотности) получил название «флексозлектрический эффект» [32].

Если воспользоваться результатами квантовомеханического анализа взаимной поляризации двух атомов гелия [9–12], то получаем соотношения [26,27]

$$\mathbf{P}^F = n_0 \mathbf{d}^F; \quad \mathbf{d}^F = -\frac{7}{3} d_0 a_0 \nabla \left(\frac{n'}{n_0} \right), \quad d_0 \approx C_7 \left(\frac{a_B}{a_0} \right)^4 a_B e. \quad (4)$$

В формулах (4) символ $\mathbf{d}^F = \mathbf{d}^F(\mathbf{r}, t)$ обозначает некомпенсированный дипольный момент отдельного атома в точке \mathbf{r} при неоднородном и нестационарном распределении атомной плотности $n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n'(\mathbf{r}, t)$, e — абсолютная величина заряда электрона, a_B — радиус Бора, а для коэффициента C_7 различные авторы получили оценку $C_7 \approx 18$ –25. При значениях параметров $a_B = 0,53 \text{ \AA}$, $a_0 = 3,6 \text{ \AA}$, $C_7 = 25$ характерный дипольный момент атома имеет величину $d_0 \approx e \cdot 2 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$. Ранее в статье [16] при записи аналогичных соотношений были допущены неточности, отмеченные и скорректированные в [27].

В спонтанно поляризованном диэлектрике напряженность \mathbf{E}^F и потенциал U^F электрического поля связаны с плотностью поляризации \mathbf{P}^F соотношениями $\mathbf{E}^F = -\nabla U^F = -4\pi \mathbf{P}^F$, поэтому локальные значения потенциала $U^F(\mathbf{r}, t)$ определяются локальными значениями неоднородной составляющей атомной плотности $n'(\mathbf{r}, t)$:

$$U^F(\mathbf{r}, t) = -\frac{28\pi}{3} d_0 a_0 n'(\mathbf{r}, t) + \text{const}. \quad (5)$$

7.1. Термоэлектрический эффект в однородной среде He II

Неоднородное распределение атомной плотности существует в волне второго звука в He II в меру отличия от нуля коэффициента теплового расширения этой системы $\beta = -(1/n)(\partial n / \partial T)_p$, где производная по температуре вычисляется при постоянном давлении p . Связь между малыми колебаниями температуры $T' \ll T$ и атомной плотности $n' \ll n_0$ определяется соотношением

$$n'(\mathbf{r}, t) = -n_0 \beta T'(\mathbf{r}, t). \quad (6)$$

Согласно формулам (4) и (6), колебания температуры $T'(\mathbf{r}, t)$ сопровождаются нестационарной флексозлектрической поляризацией He II, а также соответствующими колебаниями электрического потенциала U^F и напряженности электрического поля $\mathbf{E}^F = -\nabla U^F$.

При малых колебаниях температуры в однородной среде He II в линейном приближении коэффициент $\beta = \text{const}$ и $\nabla(\beta T') = \beta \nabla T'$, а поляризация и соответствующие ей электрические поля описываются формулами

$$\mathbf{P}^F(\mathbf{r}, t) = \frac{7d_0\beta}{3a_0^2} \nabla T'(\mathbf{r}, t),$$

$$\mathbf{E}^F(\mathbf{r}, t) = -4\pi \mathbf{P}^F(\mathbf{r}, t),$$

$$U^F(\mathbf{r}, t) = \frac{28\pi d_0\beta}{3a_0^2} T'(\mathbf{r}, t) = \text{sign } \beta q^F T'(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Здесь $\text{sign } \beta = \pm 1$ — знак коэффициента теплового расширения, величина положительного параметра q^F определяется соотношением

$$q^F = \frac{28\pi d_0 |\beta|}{3a_0^2}. \quad (8)$$

При гидродинамическом описании ламинарных тепловых колебаний He II плоская волна второго звука с волновым вектором \mathbf{k} и амплитудой колебаний температуры δT создает температурное поле $T'(\mathbf{r}, t)$ и поле противотоков $\mathbf{v}_{ns}(\mathbf{r}, t)$ нормальной и сверхтекучей компонент, которые описываются формулами [2]

$$T'(\mathbf{r}, t) = \delta T \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - c_2 kt), \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_{ns}(\mathbf{r}, t) = \frac{s}{\rho_n c_2} T'(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}, \quad \mathbf{k} = k \mathbf{v}. \quad (10)$$

Здесь s — энтропия единицы объема, ρ_n — плотность нормальной компоненты, c_2 — скорость второго звука, \mathbf{v} — орт волнового вектора. Формулы (6) и (10) определяют связь флексозлектрической поляризации с гидродинамическими потоками в волне второго звука:

$$\mathbf{P}^F(\mathbf{r}, t) = \text{sign } \beta q^F \frac{\rho_n c_2}{4\pi s} \nabla v_{ns}(\mathbf{r}, t). \quad (11)$$

В интересующей нас области температур $1,3 \text{ K} < T < 2,17 \text{ K}$ коэффициент теплового расширения He II имеет отрицательное значение $\text{sign } \beta = -1$ [33], поэтому колебания температуры и потенциала происходят в противофазе (сдвинуты по фазе на $\varphi = \pi$):

$$U^F(\mathbf{r}, t) = -q^F T'(\mathbf{r}, t) = \delta U^F \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - c_2 kt - \pi), \quad (12)$$

$$\delta U^F = q^F \delta T.$$

Таким образом, благодаря флексозлектрической поляризации (4) и тепловому расширению (5) в однородной среде сверхтекучего He II возможен нестационарный термоэлектрический эффект: распространение волны второго звука (9) сопровождается колебаниями электрического потенциала (12) и соответствующими колебаниями плотности поляризации и электрического поля (6). Количественной характеристикой эффекта

является параметр q^F — коэффициент флексоэлектрической термоэдс, который связывает между собой амплитуды колебаний температуры и электрического отклика в соотношениях (12). Из формул (4) и (8) видно, что его величина зависит от равновесных значений коэффициента теплового расширения β и межатомного расстояния a_0 : $q^F \propto |\beta| a_0^{-9}$. В свою очередь значения этих параметров существенно изменяются при изменении средней температуры T и давления p в He II [33], поэтому $q^F = q^F(T, p) \propto |\beta(T, p)| a_0^{-9}(T, p)$.

Рассмотрим актуальные для эксперимента интервалы изменения температуры $1,4 \text{ K} < T < 2,0 \text{ K}$ и давления $1 \text{ атм} < p < 20 \text{ атм}$. Подстановка табличных данных [33] в формулы (4) и (8) при $C_7 = 25$ приводит к заключению, что величина параметра $q^F(T, p)$ в этих интервалах монотонно изменяется между значениями

$$q^F(1,4 \text{ K}; 1 \text{ атм}) \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ В/К} < q^F < 6 \cdot 10^{-5} \text{ В/К} \approx q^F(1,9 \text{ K}; 20 \text{ атм}). \quad (13)$$

Описанные в предыдущих разделах эксперименты проводились при давлении насыщенных паров в ячейке с He II ($p \ll 1 \text{ атм}$). В этих условиях изменение температуры в интервале $1,4 \text{ K} < T < 2,0 \text{ K}$ приводит к изменениям параметра q^F в соотношениях (12) между значениями

$$q^F(1,4 \text{ K}; 1 \text{ атм}) \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ В/К} < q^F < 5 \cdot 10^{-6} \text{ В/К} \approx q^F(1,9 \text{ K}; 1 \text{ атм}). \quad (14)$$

Максимальное значение q^F при малых давлениях на порядок меньше значения $q = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ В/К}$, которое зарегистрировано в экспериментах, и не зависит от температуры с точностью около 20%.

Выполненные выше оценки показывают, что объемная флексоэлектрическая поляризация гелия при малых давлениях является слишком слабой. Она объясняет принципиальную возможность нестационарного термоэлектрического эффекта в He II, но не дает количественного описания результатов эксперимента при $p < 1 \text{ атм}$: величины эффекта и его чувствительности к изменениям температуры.

Отметим также, что формула (8) не дает оснований предполагать существование однозначной связи (3) коэффициента q^F с фундаментальными физическими константами.

7.2. Термоэлектрические эффекты в ячейке с He II

Возможность лучшего количественного согласования теории флексоэлектрической поляризации He II с результатами эксперимента появляется при учете специфических свойств гелия вблизи внутренней поверхности резонатора второго звука — такое предположение сформулировано в работе [25]. Как известно [34], на атомы гелия вблизи поверхности твердого гелия действуют дисперсионные (вандерваальсовы) силы

притяжения, и слой жидкости толщиной в несколько межатомных расстояний испытывает давление 20–25 атм, порядка давления затвердевания. Обычно считают, что жидкий гелий отделен от такой поверхности мономолекулярным слоем твердого гелия толщиной $a_S \sim a_0$. Неоднородность атомной структуры и термодинамических свойств гелия вблизи поверхности резонатора следует учитывать при теоретическом описании термоэдс.

В ячейке с твердыми стенками (см. рис. 7) заданное периодическое изменение температуры на одной из крышек приводит к резонансному возбуждению вынужденных тепловых колебаний (стоячих волн второго звука) с частотами $\omega_r = 2\pi f_r = (\pi c_2/l)n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). При возбуждении основного резонанса $n = 1$ (стоячей полуволны) температурное поле внутри ячейки описывается формулой

$$T'(x, t) = \delta T(\omega) \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cos(\omega t), \quad (15)$$

где $\delta T(\omega)$ — стандартная амплитудно-частотная характеристика линейного осциллятора с максимумом

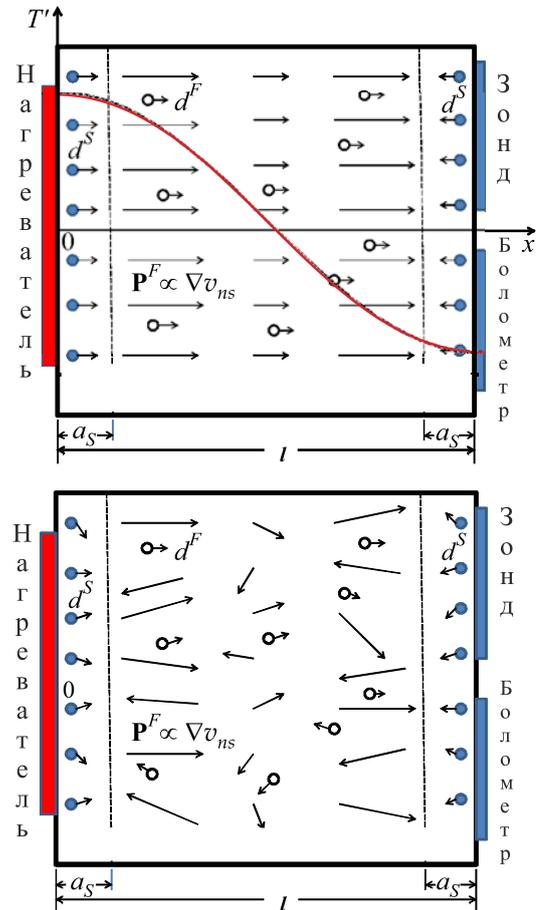


Рис. 7. Схематическое изображение ячейки-резонатора второго звука и электрической поляризации гелия при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах тепловых колебаний: a_S — слой атомов твердого гелия на поверхности крышек, $\bullet \rightarrow d^S$ — поляризованные атомы твердого слоя, $\circ \rightarrow d^F$ — поляризованные атомы в объеме He II.

при $\omega_r = 2\pi f_r$ (см. рис. 2). При малых колебаниях максимальная величина амплитуды $\delta T_r = \delta T(\omega_r)$ пропорциональна амплитуде возбуждения и в эксперименте регистрируется болометром на поверхности крышки резонатора $x = l$ (см. разд. 2).

Электрический отклик, сопровождающий тепловые колебания в резонаторе, также регистрируется зондом на поверхности крышки и может иметь, вообще говоря, две составляющие (рис. 7): одна из них обусловлена поляризацией атомов в слое твердого гелия a_S , вторая — флексоэлектрическим эффектом в объеме жидкого He II в области $a_S < x < l - a_S$. Поскольку малые изменения электрического поля в этой системе описываются линейными уравнениями электродинамики, электрический потенциал обеих составляющих на поверхности электрического зонда определяется аддитивным сложением создаваемых ими потенциалов.

На рис. 7(а) показана система координат $T'0x$ для описания температурного поля $T'(x,t)$, сплошная кривая — график функции (15), однонаправленные стрелки иллюстрируют мгновенные регулярные распределения поляризации $\mathbf{P}^F(x,t)$ и градиентов противотоков $\nabla v_{ns}(x,t)$ в объеме He II. На рис 7(б) разнонаправленные стрелки — мгновенные случайные распределения поляризации $\tilde{\mathbf{P}}^F(\mathbf{r},t)$ и градиентов противотоков $\nabla v_{ns}(\mathbf{r},t)$ в объеме He II.

Не будем детально анализировать первую из этих составляющих, ограничимся несколькими замечаниями. Поляризация атомов гелия вблизи поверхности твердого тела силами Ван-дер-Ваальса (рис. 7) многократно обсуждалась в литературе и достаточно подробно описана [35–37]. Отдельные атомы на расстоянии a_S от поверхности приобретают дипольные моменты d^S , а плоский слой таких атомов имеет двумерную плотность поляризации \mathbf{P}^S :

$$d^S = C_4 \left(\frac{a_B}{a_S} \right)^4 a_B e, \quad P^S = \frac{d^S}{a_0^2}. \quad (16)$$

Диполи \mathbf{d}^S ориентированы вдоль нормали к поверхности, а величина коэффициента $C_4 \sim 0,1-0,3$ существенно зависит от поляризационных свойств твердого тела. Поляризация \mathbf{P}^S моноатомного слоя твердого гелия между поверхностью зонда на крышке и жидким гелием в ячейке-резонаторе создает на поверхности зонда электрический потенциал $U^S = 4\pi P^S + \text{const}$ и может служить источником нестационарной термоэдс при возбуждении в ней тепловых колебаний, если учитывать влияние колебаний температуры (15) на параметры a_S и a_0 . Получить количественную оценку этого эффекта в настоящее время не удается: во-первых, не

известны оценки расстояния a_S от поверхности зонда на крышке; во-вторых, нет количественных оценок влияния колебаний температуры на это расстояние и коэффициента теплового расширения вдоль твердого слоя гелия.

Для описания второй составляющей термоэдс в резонаторе можно воспользоваться приведенными выше формулами (4)–(12) при корректном учете в них изменений термодинамических характеристик He II вблизи внутренней поверхности ячейки под действием сил Ван-дер-Ваальса. Создаваемое этими силами неоднородное давление приводит к появлению координатных зависимостей межатомного расстояния $a_0 = a_0(x)$ и коэффициента теплового расширения $\beta = \beta(x)$. В результате для описания колебаний флексоэлектрического потенциала $U^F(x,t)$, сопровождающих колебания температуры (15), в области $a_S < x < l - a_S$ следует использовать формулы*

$$\mathbf{E}^F = -4\pi \mathbf{P}^F = -\nabla U^F, \quad \mathbf{P}^F = \frac{7}{3} \nabla \left(\frac{d_0 \beta T'}{a_0^2} \right) = \frac{1}{4\pi} \nabla U^F,$$

$$U^F(x,t) = \delta U^F(\omega, x) \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cos(\omega t - \pi), \quad (17)$$

$$\delta U^F(\omega; x) = q^F(x) \delta T(\omega), \quad q^F(x) = \frac{28\pi d_0(x) |\beta(x)|}{3a_0^2(x)}. \quad (18)$$

Из условия непрерывности электрического потенциала следует, что на поверхности крышки (зонда) амплитуда его флексоэлектрической составляющей $\delta U^{F,S} \approx \delta U^F(\omega; x = l - a_S)$, т.е. приблизительно равна ее значению на плоскости контакта жидкости с твердым слоем:

$$\delta U^{F,S} = q^{F,S}(T) \delta T(\omega),$$

$$q^{F,S}(T) = q^F(x = a_S, l - a_S) = \frac{28\pi d_{0S} |\beta_S|}{3a_0^2}. \quad (19)$$

Здесь символы a_{0S} , d_{0S} , β_S обозначают значения межатомного расстояния, дипольного момента (4) и коэффициента теплового расширения на плоскостях $x = a_S$ и $x = l - a_S$. Предполагаем, что вблизи этих плоскостей тепловые свойства He II приблизительно совпадают со свойствами однородной жидкости вблизи линии затвердевания на диаграмме $p - T$ [33]. Для интервала температур $1,4 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$ воспользуемся оценками

$$a_S \approx 3,4 \text{ \AA}, \quad d_{0S} \approx 3 \cdot 10^{-5} e,$$

$$10^{-2} \text{ K}^{-1} < |\beta_S| < 10^{-1} \text{ K}^{-1}. \quad (20)$$

При таких предположениях флексоэлектрическая составляющая коэффициента термоэдс $q^{FS}(T)$ при изме-

* Дисперсионное взаимодействие атомов жидкого гелия с поверхностью ячейки также приводит к их поляризации, однако она значительно меньше флексоэлектрической составляющей [27].

нениях температуры в ячейке монотонно изменяется между значениями

$$5 \cdot 10^{-6} \text{ В/К} < q^{F,S}(T) < 5 \cdot 10^{-5} \text{ В/К}. \quad (21)$$

На правом краю рассматриваемого температурного интервала коэффициент $q^{F,S}$ достигает значений $q = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ В/К}$, зарегистрированных в эксперименте. Сравнение формул (15) и (17) показывает, что колебания температуры и флексоэлектрического отклика происходят в противофазе, что также согласуется с экспериментом. Но в экспериментах не зарегистрировано довольно резкое уменьшение коэффициента термоэдс при понижении температуры $T < 1,7 \text{ К}$.

Возможно, для устранения противоречий выводов теории с результатами экспериментов следует более детально исследовать поляризационные и тепловые свойства жидкого гелия вблизи поверхности электрического зонда на крышке резонатора второго звука. Целесообразно также изучить влияние на термоэлектрический эффект высоких давлений в ячейке-резонаторе.

7.3. Влияние турбулентности на флексоэлектрическую поляризацию

Переход от ламинарного к турбулентному режиму тепловых колебаний He II в резонаторе существенно изменяет пространственное распределение и зависимость от времени поляризации $\mathbf{P}^F(x,t) \rightarrow \tilde{\mathbf{P}}^F(\mathbf{r},t)$ (рис. 7(б)). Она приобретает случайные добавки, обусловленные появлением и нарастанием нерегулярных составляющих в распределениях температуры, давления, атомной плотности и гидродинамических потоков в объеме He II. Из общих соображений следует, что на начальной стадии развития турбулентности при $w - w_0 \ll w_0$ регулярная составляющая электрического отклика He II на вынужденные колебания температуры должна частично сохраняться. Но при дальнейшем увеличении интенсивности теплового возбуждения распределение флексоэлектрических полей в объеме ячейки будет приобретать случайный характер с нулевой величиной регулярной (средней) составляющей. В этом пределе электрический зонд будет регистрировать появление сигналов со случайными амплитудами в случайные моменты времени, т.е. стохастический электромагнитный «шум».

Естественно предполагать, что дополнительный электрический отклик зонда на колебания температуры, обусловленной поляризацией твердого атомного слоя на его поверхности (контактная термоэдс), будет сохранять регулярную составляющую, если этот слой не разрушается турбулентными потоками в жидкости.

Описанные в разд. 4 результаты экспериментального изучения термоэлектрического эффекта при переходе к турбулентному режиму тепловых колебаний He II качественно согласуются с изложенными выше соображениями. Отметим также, что зарегистрированное в экспериментах обращение в нуль регулярного электри-

ческого отклика зонда при $w \gg w_0$ можно рассматривать как косвенное свидетельство малой величины контактной термоэдс, обусловленной поляризационными свойствами твердого монослоя гелия.

Возможно, для устранения противоречий выводов теории с результатами экспериментов следует более детально исследовать поляризационные и тепловые свойства жидкого гелия вблизи поверхности электрического зонда на крышке резонатора второго звука. Целесообразно также изучить влияние на термоэлектрический эффект высоких давлений в ячейке-резонаторе.

7.4. Эффекты флексоэлектрической поляризации при возбуждении в жидком гелии первого звука и ударных волн

Целесообразно обсудить еще две возможности экспериментального наблюдения флексоэлектрической поляризации жидкого гелия: эффекты электрического отклика на волну первого звука и на различные нелинейные уединенные (ударные) волны.

В малоамплитудной плоской волне первого звука с волновым вектором \mathbf{k} неоднородность атомной плотности $n(\mathbf{r},t)$ связана с колебаниями давления $p'(\mathbf{r},t) = \delta p \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - c_1 kt)$, где δp и c_1 — амплитуда и скорость первого звука [2]. Эти колебания должны сопровождаться колебаниями флексоэлектрической поляризации — нестационарный акустоэлектрический эффект.

Попытка экспериментальной регистрации электрического отклика на такую волну в He II была предпринята в работах [1,8], а теоретические оценки возможности его наблюдения приведены в [27]. Ламинарные колебания атомной плотности $n' \ll n_0$ и давления $p' \ll p_0$ в этой волне связаны соотношением $n' = n_0 \chi p'$, где χ — сжимаемость гелия. В поляризованном диэлектрике $\mathbf{E} = -\nabla U = -4\pi\mathbf{P}$ и, согласно формулам (4) и (5), волна первого звука сопровождается колебаниями электрического потенциала $U^F(\mathbf{r},t) = \delta U^F \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - c_1 kt)$ с амплитудой

$$\delta U^F = -\frac{28\pi d_0 \chi}{3a_0^2} \delta p. \quad (22)$$

При температурах $T < 3 \text{ К}$ и значениях среднего давления $p \leq 1 \text{ атм}$ сжимаемость жидкого гелия $\chi = 10^{-2} \text{ атм}^{-1}$ [33], поэтому надежная регистрация амплитуды электрического отклика $\delta U^F > 10^{-8} \text{ В}$ возможна при значениях амплитуды звуковой волны $\delta p > 10^{-3} \text{ атм}$. В работе [1] при $\delta p < 10^{-4} \text{ атм}$ такой акустоэлектрический эффект в He II не наблюдался, что согласуется с оценками, приведенными здесь и в работе [27]. В работе [8] при $\delta p \approx 10 \text{ Па} \approx 10^{-4} \text{ атм}$ электрический отклик зарегистрирован только на частоте первого резонанса, на частотах второго и третьего резонансов с более высокими амплитудами эффект отсутствовал.

Наблюдение флексоэлектрического отклика на волну первого звука возможно как в He II, так и в He I,

если $\delta p > 10^{-3}$ атм и волна с такой амплитудой не нарушает ламинарный режим гидродинамических процессов и не приводит к явлениям кавитации в жидкости. Для обеих фаз сжимаемость $\chi = \chi(T, p)$ слабо зависит от температуры T и существенно уменьшается с ростом давления p [33]. Поэтому зависимости $\delta U^F(T, p)$ для термоэлектрических и акустоэлектрических эффектов должны существенно отличаться.

В настоящее время вопрос о наблюдении электроакустического эффекта в He II и He I остается открытым и требует дополнительного изучения.

В жидком гелии под действием достаточно больших и специально подобранных тепловых и механических нагрузок могут возникать и распространяться нелинейные колебания давления и температуры [2, 38]. Наиболее простые типы таких колебаний — плоские ударные волны стационарного профиля (солитоны). Они представляют собой сосредоточенные на плоскости разрывы (скачки) давления δp или температуры δT , а поверхности разрыва перемещаются с постоянными скоростями V_1 или V_2 , которые порядка (но несколько больше) скоростей первого c_1 и второго c_2 звуков соответственно. При учете конечных значений сжимаемости χ и коэффициента теплового расширения β жидкого гелия поверхность разрыва такой волны несет на себе также скачкообразное отклонение $n'(\mathbf{r}, t) = n'(\mathbf{r} - \mathbf{v}V_{1,2}t)$ атомной плотности от среднего значения n_0 и соответствующую плотность поляризации $\mathbf{P}^F(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}^F(\mathbf{r} - \mathbf{v}V_{1,2}t) \propto \nabla n'(\mathbf{r} - \mathbf{v}V_{1,2}t)$, где \mathbf{v} — орт нормали к поверхности разрыва.

В реальном эксперименте поверхность разрыва, как геометрический образ ударной волны, представляет собой переходный слой конечной ширины λ_1 и λ_2 , которая возрастает с ростом вязкости и теплопроводности жидкости [38]. Кроме того, как скорости волн $V_{1,2}$, так и ширина переходных слоев $\lambda_{1,2}$ существенно зависят от величины скачков давления δp и температуры δT : при увеличении интенсивности волны ее скорость возрастает, а ширина уменьшается. Пространственно-временные зависимости атомной плотности $n = n_0 + n'$, флексоэлектрической поляризации \mathbf{P}^F и соответствующего ей электрического потенциала U^F на оси Ox вдоль нормали \mathbf{v} описываются формулами

$$n'(x, t) = \frac{n_0 A_{1,2}}{2} \left(1 - \text{th} \frac{x - V_{1,2}t}{\lambda_{1,2}} \right), \quad (23)$$

$$\mathbf{P}^F(x, t) = \mathbf{v} \frac{7d_0 A_{1,2}}{6a_0^2 \lambda_{1,2}} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x - V_{1,2}t}{\lambda_{1,2}} \right), \quad (24)$$

$$U^F(x, t) = -\frac{14\pi d_0 A_{1,2}}{3a_0^2} \left(1 - \text{th} \frac{x - V_{1,2}t}{\lambda_{1,2}} \right), \quad (25)$$

$$A_1 = \chi \delta p, \quad A_2 = \beta \delta T.$$

Падающая на электрический зонд ударная волна должна регистрироваться как импульс поляризации

или потенциала, его длительность $\delta t_{1,2} \approx \lambda_{1,2}/V_{1,2}$, а высота пропорциональна интенсивности волны $A_{1,2}$.

8. Заключение

В данном исследовании подтверждено наблюдение зарегистрированного в работе [1] эффекта спонтанной электрической поляризации He II при возбуждении в нем волн второго звука в отсутствие внешнего электрического поля. Установлено, что резонансное возбуждение в ячейке с He II монохроматических тепловых колебаний сопровождается колебаниями с такой же частотой электрического потенциала на ее стенках. Резонатор имеет свойства специфического источника динамической эдс, а эффект спонтанной поляризации при тепловых колебаниях He II можно рассматривать как одну из разновидностей термоэлектрического эффекта в конденсированных средах.

В статье изложены результаты детального изучения связи этого эффекта с тепловыми и гидродинамическими свойствами He II. В частности, показано, что зависимость амплитуды колебаний электрического потенциала от амплитуды колебаний температуры существенно изменяется при переходе от линейного ламинарного к нелинейному турбулентному режиму тепловых колебаний в ячейке-резонаторе.

Это наблюдение позволяет исключить из рассмотрения в качестве возможных причин электрического отклика ячейки с He II на колебания температуры в ней различные факторы, на которые гидродинамическое состояние жидкости не должно оказывать существенного влияния: наводки на электрический зонд от нагревателя и болометра, собственную термоэдс зонда, поляризацию твердого слоя гелия на зонде и т.п.

При малой интенсивности тепловых колебаний (ламинарный режим) амплитуда электрического отклика пропорциональна амплитуде колебаний температуры или колебаний ламинарных противотоков нормальной и сверхтекучей компонент He II вдоль продольной оси ячейки. В этом случае в качестве основной характеристики спонтанной электрической активности He II можно рассматривать коэффициент пропорциональности между амплитудами — он играет роль дифференциальной динамической термоэдс.

Переход к турбулентному режиму противотоков нормальной и сверхтекучей компонент He II при увеличении интенсивности тепловых колебаний в ячейке сопровождается существенным уменьшением амплитуды электрического отклика на колебания температуры вплоть до его отсутствия при предельно больших амплитудах последних. Зарегистрирована еще одна важная особенность термоэлектрического эффекта — значительное увеличение флуктуаций электрического потенциала на стенках ячейки-резонатора при переходе к турбулентному режиму тепловых колебаний.

В экспериментах с достаточной точностью регистрируется значение критической мощности теплового потока от нагревателя в ячейку, которое разделяет режимы ламинарных и турбулентных колебаний. Регистрация смены режимов колебаний, а также статистических свойств и частотных спектров флуктуаций амплитуд температуры и электрического потенциала открывает новую интересную возможность в экспериментальном изучении турбулентности сверхтекучей жидкости электрофизическими методами.

Для теоретической интерпретации перечисленных выше экспериментальных результатов использован механизм флексоэлектрической поляризации ячейки с He II при резонансном возбуждении в ней тепловых колебаний. Спонтанная электрическая активность He II при таких колебаниях обусловлена взаимной поляризацией атомов и неоднородным распределением атомной плотности в волне второго звука вследствие теплового расширения. Этот механизм позволяет объяснить на качественном уровне основные особенности нестационарного термоэлектрического эффекта при малой интенсивности теплового возбуждения и его изменения при переходе к турбулентному режиму тепловых колебаний.

Количественное описание результатов эксперимента возможно, если предполагать наличие особых термодинамических свойств He II в области его контакта с внутренней поверхностью резонатора: большой величины и слабой температурной зависимости коэффициента теплового расширения. Эти свойства могут быть следствием действия на жидкий гелий дисперсионных (ван-дер-ваальсовых) сил вблизи поверхности твердого тела.

В статье также приведено краткое обсуждение возможности наблюдения флексоэлектрической поляризации He II и He I при возбуждении в них волн первого звука и нелинейных ударных волн.

Авторы выражают благодарность С.Ф. Семенову за изготовление преусилителей, В.А. Тихому, В.А. Жучкову за помощь в экспериментах, Э.Я. Рудаевскому, С.С. Соколову, И.Н. Адаменко и С.И. Шевченко за интерес к работе и полезные дискуссии.

1. А.С. Рыбалко, *ФНТ* **30**, 1321 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 994 (2004)].
2. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
3. T.V. Chagovets, *Fis. Nizk. Temp.* **42**, 230 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 176 (2016)].
4. T.V. Chagovets, *Physics B* **1**, 9872 (2016).
5. H. Yayama, Y. Nishimura, H. Ushiyama, H. Kawai, Jean-Paul van Woensel, and A.G. Hafes, *Fis. Nizk. Temp.* **44**, 1386 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 1090 (2018)].
6. A.S. Rybalko, V.A. Tikhiy, A.S. Neoneta, and K.R. Zhekov, *arXiv: 1108.1272 v1 2011*.
7. А.С. Рыбалко, Т.В. Чаговец, А.М. Королев, *ФНТ* **43**, 927 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 738 (2017)].

8. T.V. Chagovets, *J. Low Temp. Phys.* **187**, 383 (2017).
9. Ю.С. Бараш, *Силы Ван-дер-Ваальса*, Наука, Москва (1988).
10. W. Byers Brown and D.M. Whisnant, *Mol. Phys.* **25**, 1385 (1973).
11. D.M. Whisnant and W. Byers Brown, *Mol. Phys.* **26**, 1105 (1973).
12. V.M. Loktev and M.D. Tomchenko, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44**, 035006 (2011).
13. Г.Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 1685 (1984).
14. L.A. Melnikovsky, *Cond-mat/0505102 v1. 2.(2005)v.3(2006)*; L.A. Melnikovsky, *J. Low. Temp. Phys.* **148**, 559 (2007).
15. В.Д. Нацик, *ФНТ* **33**, 1319 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 999 (2007)].
16. В.Д. Нацик, *ФНТ* **34**, 625 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 493 (2008)].
17. В.М. Локтев, М.Д. Томченко, *ФНТ* **34**, 337 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 262 (2008)].
18. Е.Д. Гутлянский, *ФНТ* **35**, 956 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 748 (2009)].
19. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 46 (2009).
20. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, *ФНТ* **36**, 748 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 596 (2010)].
21. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, *ФНТ* **36**, 186 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 146 (2010)].
22. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, *ФНТ* **37**, 1107 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 884 (2011)].
23. V.M. Loktev and M.D. Tomchenko, *Ukr. J. Phys.* **55**, 901 (2010).
24. M.D. Tomchenko, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 854 (2010).
25. M.D. Tomchenko, *Phys. Rev. B* **83**, 094512 (2011).
26. И.Н. Адаменко, Е.К. Немченко, *ФНТ* **41**, 635 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 495 (2015)].
27. И.Н. Адаменко, Е.К. Немченко, *ФНТ* **42**, 335 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 258 (2016)].
28. С.И. Шевченко, А.М. Константинов, *Письма ЖЭТФ* **104**, 58 (2016).
29. В.С. Гутников, *Применение операционных усилителей в измерительной технике, Усилители тока и заряда*, Энергия, Ленинград (1975), с. 39.
30. К.Н. Зиновьева, *ЖЭТФ* **25**, 235 (1953).
31. W.F. Vinen, Downloaded from <http://rspa.royalsocietypublishing.org/> on November 2, (2015).
32. А.К. Таганцев, *УФН* **152**, 423 (1987).
33. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудаевский, *Свойства жидкого и твердого гелия*, Стандарт, Москва (1978).
34. Seth J. Patterman, *Superfluid Hydrodynamics*, American Elsevier, Publishing Company, NY (1974).
35. P.R. Antoniewicz, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1424 (1974).
36. B. Linder and R.A. Kromhout, *Phys. Rev. B* **13**, 1532 (1976).
37. Г.И. Салиста, *ЖЭТФ* **87**, 1713 (1997).
38. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).

Нестационарний термоелектричний ефект в He II
та вплив на нього переходу від ламінарного
до турбулентного режиму теплових коливань

В.Д. Нацик, О.С. Рыбалко

Підтверджено спостереження нестационарного термоелектричного ефекту — спонтанної електричної поляризації комірки з рідким He II при тепловому збудженні в ній стоячих хвиль другого звуку (*ФНТ* **30**, 1321 (2004)). В температурному інтервалі $1,4 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$ детально вивчено зв'язок цього ефекту з тепловими та гідродинамічними властивостями He II. Встановлено, що залежність амплітуди коливань електричного потенціалу від інтенсивності збудження істотно змінюється при переході від ламінарного до турбулентного режиму теплових коливань. Зареєстровано порогове значення потужності збудження $w = w_0(T)$: в області $w < w_0$ коливання потенціалу мають регулярний характер та їх амплітуда збільшується пропорційно потужності; при $w > w_0$ електричний відгук має випадковий характер з наростанням флуктуацій та амплітудою, що спадає до нуля, спостерігається своєрідний електромагнітний «шум». Результати експериментів зіставлено з висновками теорії флексоелектричної поляризації рідкого гелію. Обговорюється також поляризація рідкого гелію при збудженні хвиль першого звуку та ударних хвиль тиску й температури.

Ключові слова: надплинність, електрична активність, відносний рух.

Nonstationary thermoelectric effect in He II and the
effect on it of the transition from the laminar to
turbulent regime of thermal vibrations

V.D. Natsik and A.S. Rybalko

The observation of a nonstationary thermoelectric effect — a spontaneous electric polarization of a cell with liquid He II under thermal excitation of standing waves of a second sound in it — was confirmed (*Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 1321 (2004)). In the temperature range $1.4 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$, the connection of this effect with the thermal and hydrodynamic properties of He II is studied in detail. It has been established that the dependence of the amplitude of the electric potential oscillations on the excitation intensity changes significantly during the transition from the laminar to the turbulent regime of thermal oscillations. The threshold value of the excitation power $w = w_0(T)$ was registered: in the region $w < w_0$, the potential oscillations are regular and their amplitude increases in proportion to the power; when $w > w_0$, the electrical response acquires a random character with an increase in fluctuations and an amplitude decreasing to zero, a kind of electromagnetic “noise” is observed. The results of the experiments are compared with the conclusions of the theory of flexoelectric polarization of liquid helium. The polarization of liquid helium upon the excitation of the first sound waves and the shock waves of pressure and temperature is also discussed.

Keywords: superfluidity, electrical activity, relative motion.