

ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ И СЖАТИЯ 1-ГО ЗВУКА В СВЕРХТЕКУЧЕМ He-II

В.Б.Ефимов, Г.В.Колмаков, Е.В.Лебедева, Л.П.Межов-Деглин, А.Б.Трусов

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 1999 г.

Исследована эволюция формы волн 1-го звука, возбуждаемых импульсным нагревателем в сверхтекучем He-II, с повышением мощности Q возмущающего теплового импульса. В жидкости, сжатой до 13.3 атм, наблюдается распространение волны разрежения 1-го звука (волны нагрева), последующая трансформация волны разрежения в волну сжатия и далее в ударную волну сжатия с ростом Q , то есть по изменению формы звуковой волны можно судить об изменении условий передачи тепла на границе твердое тело – He-II. Из наших измерений следует, что основной причиной возбуждения волн сжатия в He-II при давлениях $P \geq 1$ атм является тепловое расширение слоя нормальной жидкости He-I, возникающего на границе между He-II и нагревателем при мощности Q выше некоторой критической.

PACS: 67.40.Mj

Данная работа посвящена изучению эволюции формы волн 1-го звука, возбуждаемых источником коротких (0.3 – 10 мкс) тепловых возмущений в сверхтекучем гелии (He-II) при давлениях $P \geq 1$ атм с увеличением мощности теплового импульса. Известно [1–3], что импульсный нагреватель, помещенный в He-II, наряду с волнами 2-го звука (волнами энтропии или температурными волнами) возбуждает волны обычного 1-го звука (волны плотности). Поскольку коэффициент теплового расширения He-II при температурах выше 1.2 К отрицателен, $\beta = -(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)_s < 0$ (здесь ρ – плотность жидкости), волне нагрева с амплитудой $\delta T_1 > 0$, распространяющейся от нагревателя в He-II со скоростью 1-го звука, соответствует волна разрежения ($\delta\rho = \rho\beta\delta T_1 < 0$ при $\delta T_1 > 0$). При малой плотности теплового потока Q энергия в волне 1-го звука много меньше энергии в волне 2-го звука. Поэтому амплитуда колебаний температуры δT_1 в квазиадиабатической волне 1-го звука много меньше амплитуды волны 2-го звука δT_2 . В линейном приближении (при малых Q), воспользовавшись приводимыми в [1–3] соотношениями, можно оценить, что при давлении насыщенных паров $P \sim P_{SV} \leq 0.05$ атм и температуре $T = 1.9$ К отношение амплитуд $\delta T_1/\delta T_2 \cong 2 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, линейной волне 2-го звука с амплитудой $\delta T_2 < 1$ мК должна соответствовать волна разрежения 1-го звука с амплитудой $\delta T_1 < 0.2$ мК, что лежит, как правило, за пределами разрешения приемников коротких тепловых импульсов (болометров). Значительно увеличить амплитуду линейных волн в He-II за счет повышения мощности возмущающего теплового импульса Q не удается, так как с ростом Q линейная волна 2-го звука быстро преобразуется в ударную, а вместо волны нагрева (разрежения) болومتر регистрирует приход волны охлаждения 1-го звука, то есть волны сжатия (при $\delta T_1 < 0$ $\delta\rho > 0$). Поэтому в большинстве опубликованных ранее работ (см., например, [4–6] и литературу в них) сообщали о наблюдении ударных волн сжатия 1-го звука, образующихся в He-II под действием мощных коротких тепловых импульсов.

Как будет показано далее, повышение давления в He-II до $P = 13.3$ атм позволило нам зарегистрировать одновременно распространение линейных волн 2-го звука и волн разрежения 1-го звука при малых Q . Обнаружено, что с увеличением Q волна разрежения трансформируется в волну сжатия (охлаждения) и далее в ударную звуковую волну с разрывом (скачком температуры и давления) на фронте бегущего импульса.

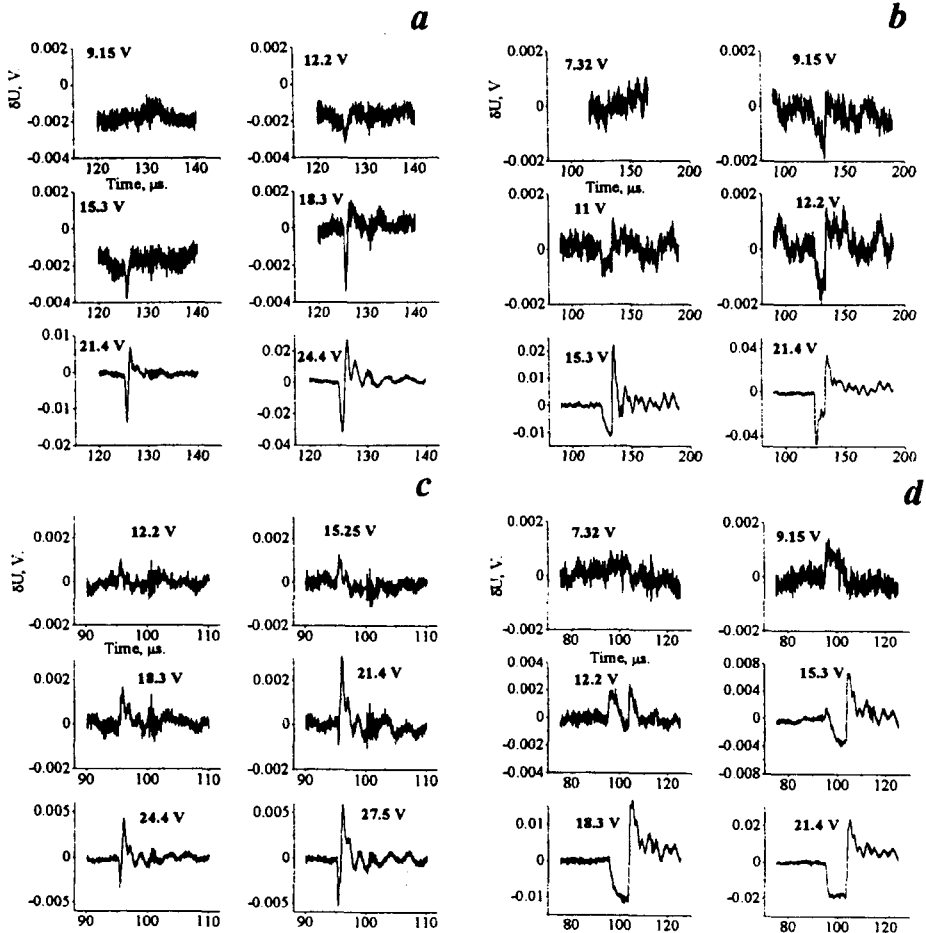


Рис.1. Эволюция формы волн 1-го звука в сжатом He-II: $P = 1.05$ атм, $T = 2.013$ К, $\tau = 0.3$ мкс (а), $\tau = 10$ мкс (б); $P = 13.3$ атм, $T = 1.895$ К, $\tau = 0.3$ мкс (с), $\tau = 10$ мкс (д). Цифры на осциллограммах указывают величину напряжения на нагревателе

Конструкция прибора в эксперименте аналогична описанной ранее в работе [7], посвященной нелинейным волнам второго звука в He-II. Измерения проводили в цилиндрическом волноводе диаметром 0.3 см и длиной 2.9 см, заполненном сверхтекучей жидкостью, в диапазоне давлений 1 – 13.3 атм при температурах $T > 1.2$ К. По торцам волновода располагали пленочный излучатель, соединенный с генератором прямоугольных электрических импульсов, и сверхпроводящий рениевый болометр [8]. Переменный сигнал с болометра усиливался и записывался в память цифрово-

го осциллографа. Среднюю плотность мощности излучаемых тепловых импульсов в волноводе можно оценить из соотношения $Q = U^2/RS \cong 0.11U^2$ Вт/см², где U – напряжение на нагревателе, R – его сопротивление и S – площадь сечения волновода. Плотность мощности импульсного теплового потока в волноводе Q изменялась от 0.1 до 150 Вт/см², длительность возмущающего импульса τ изменяли ступенями $\tau = 0.3, 1, 3$ и 10 мкс.

Как и в работах [4, 5], при малых давлениях в He-II удавалось наблюдать только волны сжатия 1-го звука ($\delta T_1 < 0, \delta \rho > 0$). Для примера на рис.1 показаны осциллограммы, описывающие эволюцию формы волны сжатия 1-го звука в He-II при $T = 2.013$ К и $P = 1.05$ атм с повышением плотности мощности теплового импульса при фиксированной длительности $\tau = 0.3$ мкс (а) и 10 мкс (б). По оси ординат указано напряжение на экране осциллографа ($\delta U \sim \delta T_1$), то есть амплитуды сигналов на всех графиках измеряются в относительных единицах. Уровню шумов $\delta U \sim 0.001$ В соответствует $\delta T_1 \sim 5 \cdot 10^{-6}$ К. Время развертки измеряется в мкс. Цифры на графиках указывают величину электрического напряжения U на нагревателе. Частота повторения возмущающих импульсов 10 Гц. Заметим, что при малых U и длительности возмущающего импульса $\tau \geq 1$ мкс длительность регистрируемой волны сжатия близка к длительности возмущающего импульса. При $U > 18$ В болометр регистрирует возникновение ударной волны с разрывом на фронте бегущего импульса. Аналогичные зависимости наблюдались в He-II при давлениях 2 – 9 атм.

На рис.1c,d показаны осциллограммы, описывающие эволюцию формы импульсов 1-го звука в He-II при $P = 13.3$ атм и $T = 1.895$ К при длительности теплового импульса $\tau = 0.3$ мкс (с) и 10 мкс (д). Повышение давления привело к существенному изменению не только формы, но и полярности регистрируемых волн 1-го звука. При малых U болометр регистрирует приход волны нагрева (волны разрежения, $\delta T_1 > 0, \delta \rho < 0$), ширина которой близка к τ при $\tau \geq 1$ мкс, а амплитуда растет примерно пропорционально U^2 . С повышением U волна нагрева трансформируется в волну охлаждения (волну сжатия, $\delta T_1 < 0, \delta \rho > 0$) и далее в ударную волну сжатия, вслед за которой наблюдаются длиннопериодные осцилляции. Аналогичные осцилляции наблюдались при давлениях ниже и выше критического $P_{cr} = 2.26$ атм, то есть их можно связать с переходными процессами на границе нагреватель – He-II.

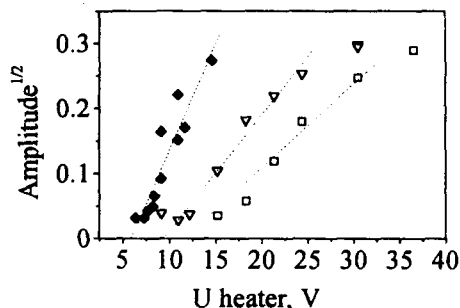


Рис.2. Зависимость амплитуды 1-го звука A от напряжения на нагревателе U в масштабе $A^{1/2} = f(U)$. $P = 1.05$ атм, $T = 2.013$ К, $\tau = 0.3$ мкс – квадраты, $\tau = 10$ мкс – треугольники, $T = 2.124$ К, $\tau = 10$ мкс – ромбы

Приступим к обсуждению. Из осциллограмм, показанных на рис.1a,b, видно, что при уровне шумов ~ 0.001 В волна сжатия с амплитудой $A = |\delta U| > 0.001$ В (что соответствует $|\delta T_1| > 3 \cdot 10^{-6}$ К) наблюдается при мощности выше некоторой пороговой Q_{cr} , величина которой падает с увеличением длительности возмущающего импульса. На рис.2 показаны зависимости величины $A^{1/2}$ от напряжения U на нагревателе,

рассчитанные по результатам измерений в He-II при $P = 1.05$ атм и $T = 2.013$ К, а также при $T = 2.124$ К. Значения Q_{cr} мы оценивали, аппроксимируя зависимости $A^{1/2} = f(U)$ прямыми линиями. Оказалось, что при постоянных температуре и давлении в He-II произведение $Q_{cr}\tau^{1/2} \cong \text{const}$ при изменении длительности возбуждающего импульса τ в 30 раз, в согласии с тем, что наблюдали ранее в [4–6] в He-II при давлении насыщенных паров. По нашим наблюдениям при давлениях $P = 1 - 6$ атм величина константы слабо зависит от давления, но, в отличие от [4–6], сильно зависит от температуры. Это указывает, что механизм возникновения волны сжатия при $P \sim P_{SVP}$ (импульсное вскипание жидкости) и при повышенных давлениях $P \geq 1$ атм заметно различен. Поскольку волны сжатия наблюдаются при давлениях как ниже, так и выше критического $P_{cr} = 2.26$ атм, где перехода жидкость – пар не существует, основной причиной их возникновения может быть только расширение слоя нормального гелия He-I, возникающего на границе между нагревателем и He-II при $Q > Q_{cr}$ (в He-I при температурах $T > T_\lambda + 0.006$ К коэффициент $\beta > 0$).

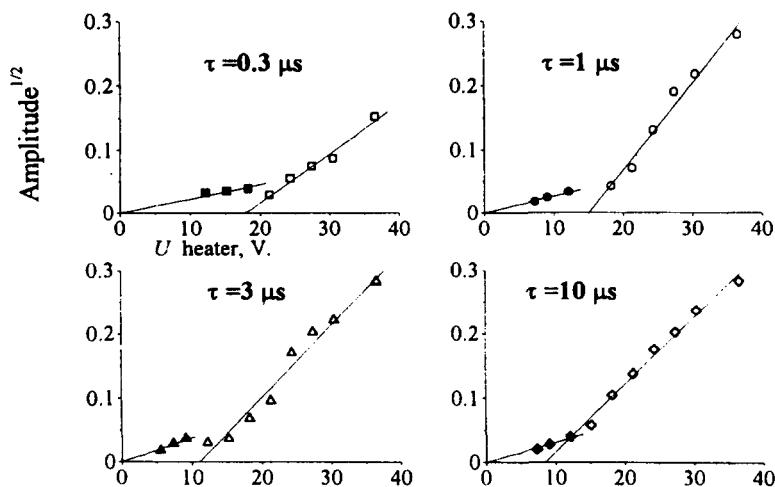


Рис.3. Зависимость амплитуды 1-го звука A от напряжения на нагревателе U в масштабе $A^{1/2} = f(U)$. $P = 13.3$ атм, $T = 1.895$ К, $\tau = 0.3, 1, 3, 10$ мкс, черные точки – волны разрежения, светлые точки – волны сжатия

Зависимости $|A|^{1/2} = f(U)$, построенные по результатам измерений при $P = 13.3$ атм (рис.1c,d), приведены на рис.3. Темные точки соответствуют волне разрежения. Как и следовало ожидать, проведенная через них прямая $|A|^{1/2} \sim U$ проходит через начало координат. Светлые точки соответствуют волне сжатия. По пересечению прямых, проведенных через светлые точки, с осью абсцисс можно оценить пороговые мощности Q_{cr} , выше которых возбуждается волна сжатия. Оказалось, что, как и при меньших давлениях, произведение $Q_{cr}\tau^{1/2}$ практически не изменяется при увеличении τ от 0.3 до 10 мкс.

В начале статьи мы отмечали, что в линейном приближении расчетное значение отношения амплитуд колебаний температуры в волнах нагрева 1-го и 2-го звуков в He-II при давлении насыщенных паров и температуре $T = 1.9$ К составляет $\delta T_1/\delta T_2 = 2 \cdot 10^{-4}$. Выполненные нами численные расчеты на основании двухжидкостной модели [1, 2] показали, что с повышением давления в He-II до 15 атм отноше-

ние $\delta T_1/\delta T_2$ при $T = 1.9$ К должно возрасти на порядок. Для сравнения предсказаний расчетов с экспериментом мы оценили отношение наклонов прямых $A_1^{1/2} = k_1 U$ и $A_2^{1/2} = k_2 U$, проведенных через экспериментальные точки, описывающие зависимости амплитуд волн нагрева 1-го и 2-го звуков $A_1 = f(U)$ и $A_2 = f(U)$ при малых U в He-II при $P = 13.3$ атм и $T = 1.895$ К, которые возбуждались тепловыми импульсами длительностью $\tau = 1, 3$ и 10 мкс. Отношение коэффициентов лежит в пределах $k_2/k_1 \approx 23 \pm 6$, то есть результаты измерений согласуются с теоретическим расчетом $k_2/k_1 = (\delta T_2/\delta T_1)^{1/2} \approx 23$.

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что повышение давления в He-II до 13 атм приводит к увеличению на порядок отношения амплитуд колебаний температуры в волнах нагрева 1-го и 2-го звуков, генерируемых импульсным нагревателем в сверхтекучей жидкости при малых Q .

При мощности выше некоторой критической Q_{cr} , величина которой слабо зависит от давления при $P > 1$ атм, но возрастает по мере удаления от T_λ или с уменьшением длительности возмущающего импульса (пропорционально $\tau^{-1/2}$), механизм передачи тепла на границе раздела нагреватель – He-II качественно изменяется, что проявляется в возбуждении волн сжатия (охлаждения) 1-го звука. Наблюдения волн сжатия при давлениях как ниже, так и выше P_{cr} указывают, что основной причиной возникновения этих волн является тепловое расширение слоя нормальной жидкости He-I, возникающего вблизи поверхности нагревателя при больших тепловых нагрузках. При малых давлениях $P \approx P_{SVF}$ следует учитывать также пленочное вскипание жидкости, которое рассматривалось ранее в качестве основного механизма возбуждения ударных волн 1-го звука при импульсном нагреве He-II.

Авторы благодарны А.А.Левченко, А.В.Лохову и А.Ф.С.Wyatt за помощь в проведении исследований и обсуждение их результатов. Работа выполнена в рамках исследований, поддержанных грантом INTAS-93-3645- EХТ.

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
2. И.М.Халатников, *Введение в теорию сверхтекучести*, М.: Наука, 1965.
3. С.Паттерман, *Гидродинамика сверхтекучей жидкости*, М.: Мир, 1978.
4. А.Ю. Изнанкин, Л.П.Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **84**, 1378 (1983).
5. М.Ромерантц, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 362 (1971).
6. Е.В.Аметистов, В.А.Григорьев, *Теплообмен с He-II*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
7. В.В.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, А.Б.Трусов, Г.В.Колмаков, *ФНТ* **25**, вып. 6 (1999).
8. И.Ю.Борисенко, Л.П.Межов-Деглин, В.Ж.Розенфланц, *ПТЭ* **5**, 137 (1987)