

## Нелинейный второй звук в He-II под давлением

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

*Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, п. Черноголовка*  
E-mail: efimov@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 24 декабря 1998 г.

Впервые исследована зависимость коэффициента нелинейности роторного второго звука  $\alpha$  от давления  $P$  в сверхтекучем He-II. Обнаружено, что с повышением  $P$  от давления насыщенных паров до 25 атм температура  $T_\alpha$ , при прохождении через которую коэффициент  $\alpha$  меняет знак, понижается с 1,88 до 1,58 К, т.е. при всех давлениях в He-II существует достаточно широкая область температур ниже  $T_\lambda$ , в которой коэффициент нелинейности  $\alpha$  отрицателен, и температурный разрыв (ударная волна) образуется на спаде бегущей волны сжатия второго звука.

Вперше досліджено залежність коефіцієнта нелінійності роторного другого звуку  $\alpha$  від тиску  $P$  в надплинному He-II. Знайдено, що із зростанням  $P$  від тиску насичених парів до 25 атм температура  $T_\alpha$ , при проходженні через яку коефіцієнт  $\alpha$  змінює знак, знижується з 1,88 до 1,58 К, тобто при усіх тисках в He-II існує достатньо широка область температур нижче  $T_\lambda$ , в якій коефіцієнт нелінійності  $\alpha$  від'ємний, і температурний розрив (ударна хвиля) утворюється на спаді хвилі стиску другого звуку, що біжить.

PACS: 67.40.Pm

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований температурной зависимости коэффициента нелинейности волн второго звука  $\alpha$  в сверхтекучем  $^4\text{He}$  (He-II) при различных давлениях. Эксперименты проводились в He-II в области температур 1,6–2,15 К при варьировании давления в рабочей камере от давления насыщенных паров (svp) до  $P = 14$  атм. Теоретические расчеты зависимости  $\alpha(P, T)$  выполнены вплоть до минимального давления затвердевания сверхтекучей жидкости  $P = 25$  атм.

Известно [1–3], что второй звук в He-II характеризуется относительно сильными нелинейными свойствами. Это приводит к образованию ударных волн (температурных разрывов) при распространении волны конечной амплитуды в He-II на малых расстояниях от источника. Скорость бегущей волны второго звука зависит от амплитуды и в первом приближении может быть записана как

$$c_2 = c_{20} (1 + \alpha \delta T), \quad (1)$$

где  $\delta T$  — амплитуда волны;  $c_{20}$  — скорость второго звука малой амплитуды;  $\alpha$  — коэффициент нелинейности второго звука, определяемый соотношением [1,2]

$$\alpha = \frac{\partial}{\partial T} \ln \left( c_{20}^3 \frac{C}{T} \right). \quad (2)$$

В дальнейшем рассмотрении предполагается, что амплитуда волны второго звука не слишком велика ( $|\delta T| < 10^{-2}$  К), так что при теоретическом рассмотрении эволюции формы одиночного импульса малой длительности с расстоянием можно пренебречь процессами рождения квантовых вихрей на фронте бегущей ударной волны. Для таких амплитуд при описании нелинейной эволюции формы волны второго звука достаточно ограничиться первыми членами разложения скорости звука  $c_2$  по  $\delta T$ , как это сделано в уравнении (1).

Напомним, что, в отличие от коэффициента нелинейности обычного (первого) звука, коэффициент нелинейности второго звука  $\alpha$  в He-II может быть как положительным, так и отрицательным. При давлении насыщенных паров в области роторного второго звука (т.е. при  $T > 1$  К)  $\alpha > 0$  при температурах  $T < T_\alpha = 1,88$  К (как и коэффициент нелинейности звуковых волн в обычных средах), проходит через нуль при  $T = T_\alpha$  и  $\alpha < 0$  в области  $T_\alpha < T < T_\lambda$ , где  $T_\lambda = 2,187$  К — температура перехода жидкости в нормальное состояние. Поэтому при распространении в He-II плоской (одномерной) волны сжа-

тия второго звука ( $\delta T > 0$ ) температурный разрыв (ударная волна) возникает на фронте волны при температурах  $1 \text{ K} < T < T_\alpha$  и на спаде волны в области температур  $T_\alpha < T < T_\lambda$  (см., например, [4]). Возникновение разрыва на спаде волны сжатия (соответственно, на фронте волны разрежения при  $\delta T < 0$ ) является специфическим свойством второго звука в He-II, неизвестным для обычного звука [2].

Все указанные выше цифры относятся к He-II при давлении насыщенных паров. С повышением давления характеристики He-II, в частности его теплоемкость  $C$ , скорость второго звука  $c_{20}$ , температура фазового перехода  $T_\lambda$ , существенно изменяются. Естественно, что изменение давления  $P$  должно сказаться на величине и температурной зависимости коэффициента нелинейности  $\alpha$ . Ранее зависимость  $\alpha(P, T)$  не исследовали.

В численных расчетах коэффициента  $\alpha(T)$  при различных давлениях вплоть до минимального давления затвердевания  $P = 25$  атм мы воспользовались зависимостями  $C(P, T)$  и  $c_{20}(P, T)$  из [3]. Расчетные температурные зависимости  $\alpha(T)$  при давлении насыщенных паров 5, 10, 15 и 25 атм показаны на рис. 1 (кривые 1–5).

При обработке экспериментальных данных, например, при изучении эволюции формы волны второго звука с повышением плотности теплового потока в волне  $Q$  [4,5] зависимость (1) удобнее представить в виде

$$c_2 = c_{20} (1 + \alpha_Q Q). \quad (3)$$

При этом поток  $Q$  в волне с принятой точностью можно выразить через амплитуду  $\delta T$ , исходя из линеаризованных уравнений гидродинамики [1].

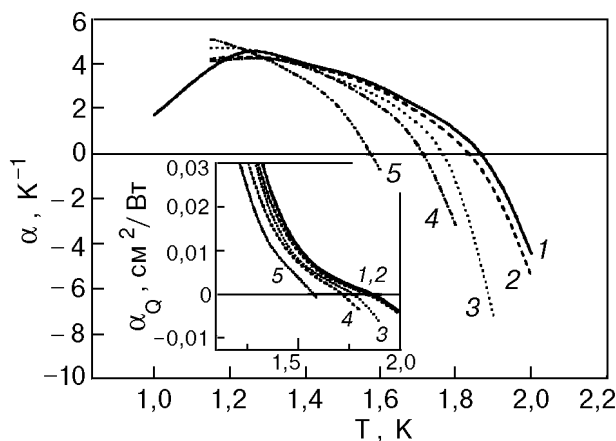


Рис. 1. Расчетная зависимость коэффициента нелинейности второго звука  $\alpha$  от температуры при различных давлениях в жидкости  $P$ , атм: давление насыщенных паров (1); 5 (2); 10 (3); 15 (4); 25 (5). На вставке — зависимость  $\alpha_Q(T)$  при тех же давлениях.

Поскольку теплоемкость He-II сильно зависит от температуры и давления, кривые  $\alpha(T)$  (рис. 1) и  $\alpha_Q(T)$  (рис. 1, вставка) заметно различаются.

Экспериментальные исследования зависимости коэффициента нелинейности от давления в сверхтекучей жидкости мы проводили в цилиндрической ячейке диаметром 3 мм и длиной 30 мм, помещенной в камеру высокого давления. По торцам ячейки располагались пленочный нагреватель площадью  $2 \times 2$  мм и сверхпроводящий ренийвый болометр сопротивлением  $R = 130$  Ом [6], которые использовались для возбуждения и регистрации волн второго звука. Чувствительность болометра при температурах 1,6–2 К достигала 6 В/К. Нагреватель был соединен с генератором прямоугольных электрических импульсов. Длительность возбуждающих электрических импульсов  $\tau$  варьировали в интервале 0,3–10 мкс. Переменный электрический сигнал с болометра усиливали широкополосным усилителем и затем записывали в памяти цифрового осциллографа Tektronics TDS-340. Это позволяло в дальнейшем проводить цифровую обработку данных.

Зависимости  $\alpha(T)$  при фиксированном давлении в жидкости можно восстановить по результатам изучения эволюции формы ударной волны второго звука с изменением температуры  $T$  или мощности  $Q$  излучаемого теплового потока, например, по графикам на рис. 2. Здесь длительность возбуждающего импульса  $\tau = 10$  мкс, плотность теплового потока  $Q = 10$  Вт/см<sup>2</sup>, давление в ячейке  $P = 3$  атм. Кривые 1–3 соответствуют  $\alpha > 0$  ( $T = 1,744, 1,783$  и  $1,81$  К), кривые 4–7 соответствуют  $\alpha < 0$  ( $T = 1,968, 1,999, 2,044$  и  $2,071$  К).

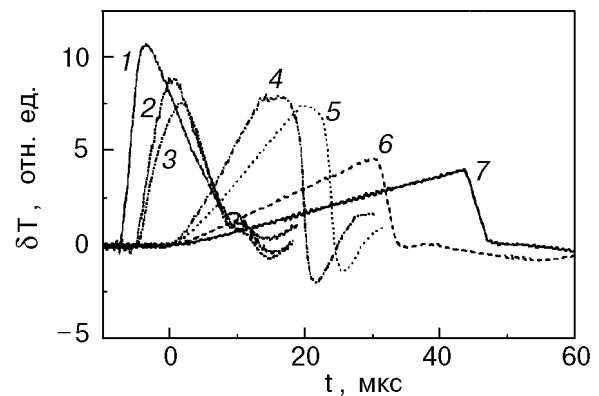


Рис. 2. Эволюция формы квазиодномерной волны второго звука в цилиндрической ампуле при изменении температуры  $T$ , К: 1,744 (1); 1,783 (2); 1,81 (3); 1,968 (4); 1,999 (5); 2,044 (6); 2,071 (7). Давление  $P = 3$  атм,  $Q = 10$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 10$  мкс.

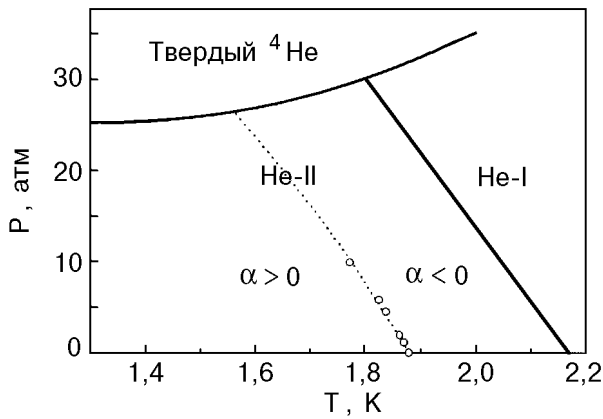


Рис. 3. Зависимость температуры  $T_\alpha$  от давления: теория (---), эксперимент (○). Сплошными линиями показаны зависимость давления затвердевания жидкого гелия от температуры и изменение температуры фазового перехода  $T_\lambda$  с ростом давления.

Оценки  $\alpha(P, T)$ , по данным наших экспериментов, согласуются с результатами теоретических вычислений, представленными на рис. 1.

Зависимость от давления температуры  $T_\alpha$ , соответствующей точке перехода коэффициента нелинейности второго звука в He-II через нуль, показана на рис. 3. Пунктирная кривая — теория, кружки соответствуют результатам обработки экспериментальных результатов. В пределах погрешности расчетов экспериментальные данные хорошо согласуются с предсказаниями теории. Сплошная кривая на рис. 3, построенная по литературным данным [3], описывает изменение температуры перехода жидкости в нормальное состояние  $T_\lambda(P)$  с повышением давления.

На рис. 3 видно, что при всех давлениях вплоть до давления затвердевания в He-II существует достаточно широкий температурный интервал, в котором коэффициент нелинейности второго звука  $\alpha$  отрицателен. Это представляется существенным, так как в случае  $\alpha < 0$  при тепловом возбуждении сферической волны второго звука достаточно большой амплитуды в сверхтекучей жидкости формируется *биполярный импульс постоянной длительности*, определяемой длительностью возбуждающего теплового импульса  $\tau$ , с температурным разрывом в центре бегущей волны [5]. Использование биполярных импульсов, распространяющихся в длинном волноводе [7], может оказаться важным при изуче-

нии нелинейных и диссипативных явлений вблизи  $T_\lambda$  [8–10], поскольку в случае монополярных импульсов, обычно используемых в подобных экспериментах, ширина одномерного ударного импульса быстро возрастает (как  $|\alpha|^{1/2}$ ) с приближением к критической температуре, что затрудняет регистрацию импульсов.

Авторы благодарны А. А. Левченко и А. В. Лохову за помощь в проведении численных расчетов и в подготовке экспериментов и А. Ф. G. Wyatt за полезные замечания. Данные исследования были поддержаны грантом INTAS-93-3645-EXT.

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
2. И. М. Халатников, *Введение в теорию сверхтекучести*, Наука, Москва (1965).
3. С. Паттерман, *Гидродинамика сверхтекучей жидкости*, Мир, Москва (1978).
4. А. Ю. Изнанкин, Л. П. Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **84**, 1378 (1983).
5. А. Ю. Изнанкин, Л. П. Межов-Деглин, В. П. Минеев, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 217 (1980).
6. И. Ю. Борисенко, Л. П. Межов-Деглин, В. Ж. Розенфланц, *ПТЭ* **5**, 137 (1987).
7. В. Б. Ефимов, Г. В. Колмаков, А. С. Кулиев, Л. П. Межов-Деглин, *ФНТ* **24**, 116 (1998).
8. L. C. Krysac and D. Maynard, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 949 (1998); *ibid* **113**, 1025 (1998); M. Mohazzad, N. Moulders, M. Larson, and Al Nash, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1031 (1998).
9. F.-C. Liu and G. Ahlers, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1300 (1996).
10. J. A. Lipa, D. R. Swanson, J. A. Nissen, T. C. P. Chui, and U. E. Israelsson, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 944 (1996).

### Nonlinear second sound in He-II under pressure

V. B. Efimov, G. V. Kolmakov,  
L. P. Mezhev-Deglin, and A. B. Trusov

The dependence of a nonlinearity coefficient of the roton second sound  $\alpha$  on pressure  $P$  in superfluid He-II is studied for the first time. It is found that with increasing  $P$  from the saturated vapor pressure up to 25 atm the temperature  $T_\alpha$  at which the coefficient  $\alpha$  changes its sign reduces from 1.88 to 1.58 K, i.e., at all pressures in He-II there exists a sufficiently wide range of temperatures below  $T_\lambda$  where the nonlinearity coefficient  $\alpha$  is negative, and a temperature discontinuity (a shock) appears at the back side of the wave of compression which corresponds to the positive amplitude of the second sound.