

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН ПЕРВОГО ЗВУКА В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

*Н.Н.Сибельдин, В.Б.Стопачинский, В.А.Цветков,
Б.Этьен¹⁾*

Обнаружено, что возбуждаемые в жидком гелии при импульсной оптической накачке германия импульсы первого звука [1] являются ударными волнами слабой интенсивности. Измерена зависимость скорости звукового импульса от его амплитуды.

Ранее нами сообщалось [1] о возбуждении в HeII импульсов первого и второго звука при импульсной оптической накачке погруженного в

¹⁾ Б.Этьен — прикомандирован из Groupe de Physique des Solides de l' E.N.S., Франция.

жидкий гелий кристалла германия. Возникновение звуковых импульсов имело пороговый характер по интенсивности накачки; относительное изменение плотности жидкости в импульсе первого звука составляло $10^{-2} \div 10^{-3}$, а его пространственная протяженность ~ 50 мкм. В настоящей работе исследовалась зависимость скорости распространения импульса первого звука от его амплитуды при $T = 1,76$ К и давлении насыщающих паров. Показано, что скорость линейно увеличивается с ростом амплитуды импульса и для импульсов максимальной амплитуды примерно на 1,5% превышает скорость первого звука. Полученные результаты позволяют предположить, что в наших экспериментах наблюдаются ударные волны первого звука слабой интенсивности [2] с числами Маха $M < 1,02$. Следует отметить, что нелинейные эффекты в распространении волн первого звука в жидком гелии экспериментально почти не исследованы. Нам известна лишь работа [3], где для возбуждения ударных волн с $M = 1,10 \div 1,13$ использовалась криогенная ударная труба.

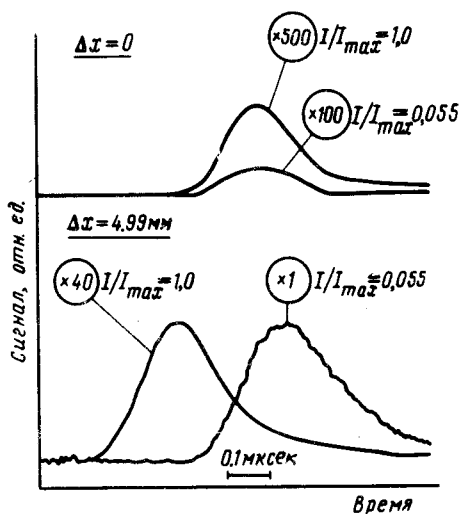


Рис. 1. Записи сигналов дифракции при двух интенсивностях накачки

Геометрия наших опытов показана в правом верхнем углу рис. 2. На поверхность германиевого диска диаметром 10 мм фокусировалось в пятно диаметром ≈ 4 мм возбуждающее излучение лазера на молекулярном азоте (длина волны излучения $\approx 0,34$ мкм, длительность импульса ~ 10 нсек, частота следования 50 Гц, максимальная энергия в импульсе $I_{max} = 120$ эрг/имп). Звуковые импульсы распространялись от возбуждаемой поверхности кристалла и при прохождении через зондирующий лазерный пучок вызывали дифракцию зондирующего излучения вследствие различия в оптической плотности возмущенного и невозмущенного гелия. В качестве источника зондирующего излучения с длиной волны 0,63 мкм использовался He — Ne - лазер непрерывного действия. Зондирующий пучок диаметром ≈ 100 мкм проходил параллельно возбуждаемой поверхности на заданном расстоянии от нее.

Дифрагированное излучение собиралось с помощью линзы на фотока-
тод ФЭУ. Электрический импульс, амплитуда которого была пропорци-

начально энергии звукового импульса, стробировался и записывался на двухкоординатном самописце. Постоянная времени системы регистрации ≈ 20 нсек.

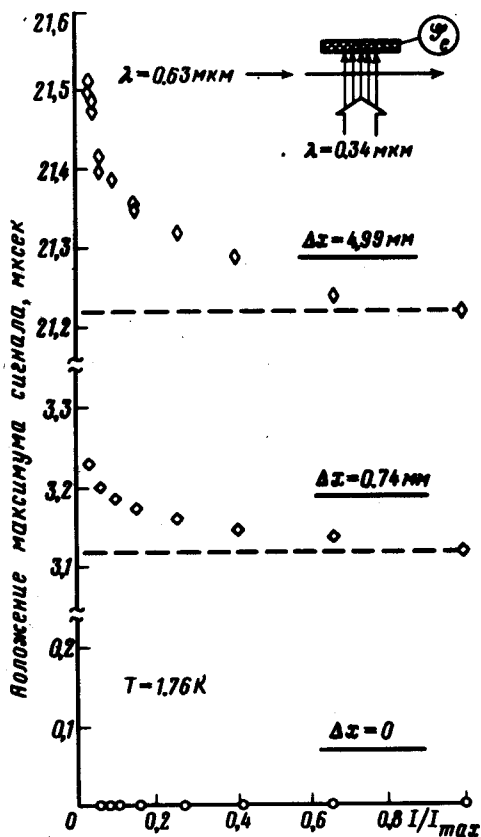


Рис.2. Зависимости времени распространения звуковых импульсов от уровня накачки

Записи регистрируемых сигналов при двух различных интенсивностях возбуждения показаны на рис.1 для двух положений зондирующего пучка относительно поверхности образца. Записи в верхней части рис.1 соответствуют расстоянию в $80 + 100$ мкм между образцом и световым зондом; в этом случае временное положение импульсов, отвечающих различной интенсивности накачки, оказывается практически одинаковым, т.е. звуковые импульсы разной амплитуды с точностью до временного разрешения установки проходят расстояние между образцом и лазерным пучком за одинаковые промежутки времени. При увеличении расстояния между образцом и световым зондом возникала разность во временах распространения звуковых импульсов разной амплитуды, которая увеличивалась с ростом этого расстояния. Записи сигналов при смещении зондирующего пучка на $\Delta x = 4,99 \pm 0,01$ мм от первоначального положения показаны в нижней половине рис.1. Начало записи в этом случае смещено во времени относительно первоначального на 21,42 мксек с точностью $\approx 0,01$ мксек. Видно, что звуковой импульс большей амплитуды распространяется с большей скоростью и быстрее достигает светового зонда.

Экспериментальные результаты суммированы на рис.2, на котором представлено время распространения звуковых импульсов на расстоянии $\Delta x = 0,74$ мм и $\Delta x = 4,99$ мм при различных интенсивностях накачки: с ростом уровня накачки скорость распространения звуковых импульсов монотонно увеличивается. Приведенные на рис.2 данные получены при измерении времени распространения звуковых импульсов по положению максимума импульсного сигнала. Однако, регистрируемая форма импульса практически не зависит от уровня накачки и времени распространения звукового импульса, а отражает распределение интенсивности в зондирующем лазерном пучке (пространственная протяженность звукового импульса меньше диаметра светового зонда). Поэтому те же результаты получаются при фиксации моментов времени по другим точкам импульсного сигнала, например, по временному положению точки переднего фронта импульса, расположенной на его полувысоте.

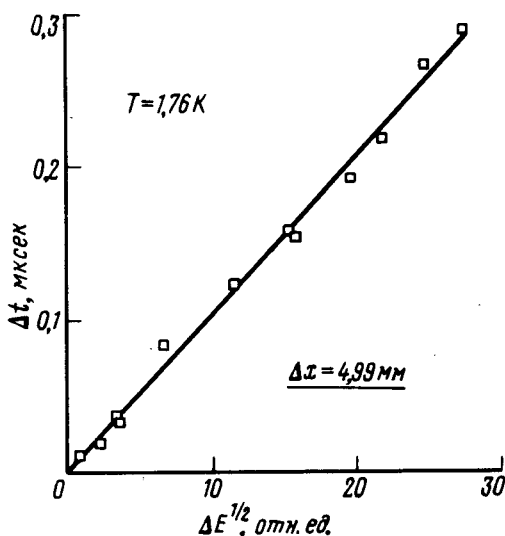


Рис.3. Зависимость Δt от амплитуды звукового импульса

Для импульсов минимальной амплитуды, при которой еще была возможна их надежная регистрация (интенсивность накачки $I \approx 0,037 I_{max}$), средняя скорость распространения на участке от $\Delta x = 0,74$ до $\Delta x = 4,99$ мм составляла $(2,32 \pm 0,01) \cdot 10^4$ см/сек в хорошем согласии с известным значением скорости звука [4 — 6].

Скорость распространения слабой ударной волны плотности (давления) определяется выражением [2]:

$$u_1 = u_{10} \left[1 + \frac{1}{2} \Delta \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \ln (\rho u_{10}) \right], \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, $\Delta \rho$ — амплитуда возмущения плотности, u_{10} — скорость первого звука при $\Delta \rho \rightarrow 0$. При распространении на рас-

стояние Δx двух звуковых импульсов с амплитудами $\Delta\rho$ и $\Delta\rho_0$ разность во времени их распространения $\Delta t = (t_0 - t) \sim (\Delta\rho - \Delta\rho_0)$, если $u_1 - u_{10} \ll u_{10}$. В нашем случае $\Delta\rho \sim E^{1/2}$, где E — амплитуда сигнала, и $\Delta t \sim \Delta E^{1/2} = E^{1/2} - E_0^{1/2}$ (E_0 — амплитуда минимального регистрируемого сигнала). Эксперимент дает аналогичный результат (рис.3). Средняя скорость распространения звуковых импульсов максимальной амплитуды составляла $(2,35 \pm 0,01) \cdot 10^4$ см/сек. Оценим относительное возмущение плотности жидкости в звуковом импульсе максимальной амплитуды. Для этого перепишем (1) в виде

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2 \frac{u_1 - u_{10}}{u_{10}} \left(1 + \frac{\rho}{u_{10}} \frac{\partial u_{10}}{\partial \rho} \right)^{-1}$$

Учитывая, что $\frac{\rho}{u_{10}} \frac{\partial u_{10}}{\partial \rho} \approx 3$ [6], получим $\Delta\rho/\rho \approx 0,007$ в хорошем согласии с оценкой, полученной в [1], из измерений интенсивности дифрагированного света.

Аналогичные результаты были получены при возбуждении других полупроводниковых кристаллов (Si, GaAs, GaSe, GeS), а также медной фольги: во всех случаях в гелии генерировались импульсы первого звука, скорость которых увеличивалась с ростом их амплитуды в соответствии с теорией распространения слабых ударных волн.

Мы глубоко признательны С.В.Иорданскому, Л.В.Келдышу, И.Б.Левинсону и А.А.Собянину за плодотворное обсуждение и Н.В. Замковец и И.В.Кавецкой за помощь при проведении экспериментов.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июня 1980 г.

Литература

- [1] И.В.Кавецкая, Н.Н.Сибельдин, В.Б.Стопачинский, В.А.Цветков. ДАН СССР, **244**, 559, 1979.
- [2] И.М.Халатников. Теория сверхтекучести. М., изд. Наука, 1971.
- [3] J.C.Cummings. J. Fluid Mech., **75**, 373, 1976.
- [4] C.E.Chase. Phys. Fluids, **1**, 193, 1958.
- [5] J.Heiserman, J.P.Hulin, J.Maynard, I.Rudnick. Phys. Rev., **B14**, 3862, 1976.
- [6] J.Maynard. Phys. Rev., **B14**, 3868, 1976.