

## РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ МОНОКРИСТАЛЛА МЕДИ

*К. Н. Зиновьева, Г. Э. Карстенс, А. В. Кашлюк, А. С. Семенов*

Впервые экспериментально исследовано прохождение акустических фононов из жидкого  $^4\text{He}$  в анизотропный монокристалл меди при температурах 100 – 400 мК и частотах 13 – 91 МГц. Изучена угловая зависимость коэффициента прохождения энергии фононов в кристалл. Для базисной плоскости кристалла (001) и плоскости падения звука (100) при закритическом угле падения  $\theta_R$  обнаружены резкие пики в коэффициенте прохождения фононов шириной  $\delta \approx 5 - 10$  угловых минут и высотой  $\alpha \approx 0.1$ . Впервые наблюдалось и было объяснено явление заметного возрастания коэффициента прохождения баллистических фононов при углах близких к нормальному падению.

В настоящей работе сообщается об исследовании прохождения звука через границу жидкий гелий-монокристалл меди. Вопрос впервые возник после теоретической работы Андреева <sup>1</sup>, в которой рассмотрено явление резонансного поглощения звука поверхностью металла. Явление объяснялось диссипацией энергии рэлеевской волны, возбужденной в металле падающим звуком. Вследствие затухания рэлеевской волны на свободных электронах металла звуковая энергия при рэлеевском закритическом угле падения  $\theta = \theta_R$  поглощается почти полностью – в коэффициенте прохождения звука должен наблюдаться острый пик высотой порядка единицы и шириной порядка долей угловой минуты. Коэффициент отражения звука при  $\theta_R$  соответственно обращается в нуль.

Позже Андерсон и Петерсон <sup>2</sup> и независимо Хауг и Вейсс <sup>3</sup> пришли к аналогичным результатам при рассмотрении границы жидкость – твердое тело в свете обобщенной акустической теории, учитывающей объемное затухание звука в твердом теле.

В <sup>4-6</sup> сообщалось о первых исследованиях угловой зависимости коэффициента прохождения энергии звука  $\alpha(\theta)$  из жидкого гелия в монокристалл вольфрама и наблюдении максимумов на ней при угле падения  $\theta_R$ . Вольфрам – акустически изотропный кристалл из группы переходных металлов. Экспериментальные результаты <sup>4-6</sup> в общих чертах подтвердили выводы теоретических работ <sup>1-3</sup>. Однако, результаты этих измерений трудно было сравнивать с теорией <sup>1</sup> не только потому, что электронные свойства вольфрама плохо описываются теорией свободных электронов, но также и потому, что имевшийся в то время уровень техники не обеспечивал нужной точности измерений.

По этой причине второе исследование было выполнено на монокристалле меди, свойства которой хорошо описываются теорией свободных электронов. В отличие от вольфрама медь является сильно анизотропным с точки зрения акустики кристаллом. Ряд специально принятых мер позволил нам выполнить измерения малой абсолютной величины  $\alpha (\approx 5 \cdot 10^{-3})$  со значительно большим разрешением и большей чувствительностью и обнаружить новые эффекты.

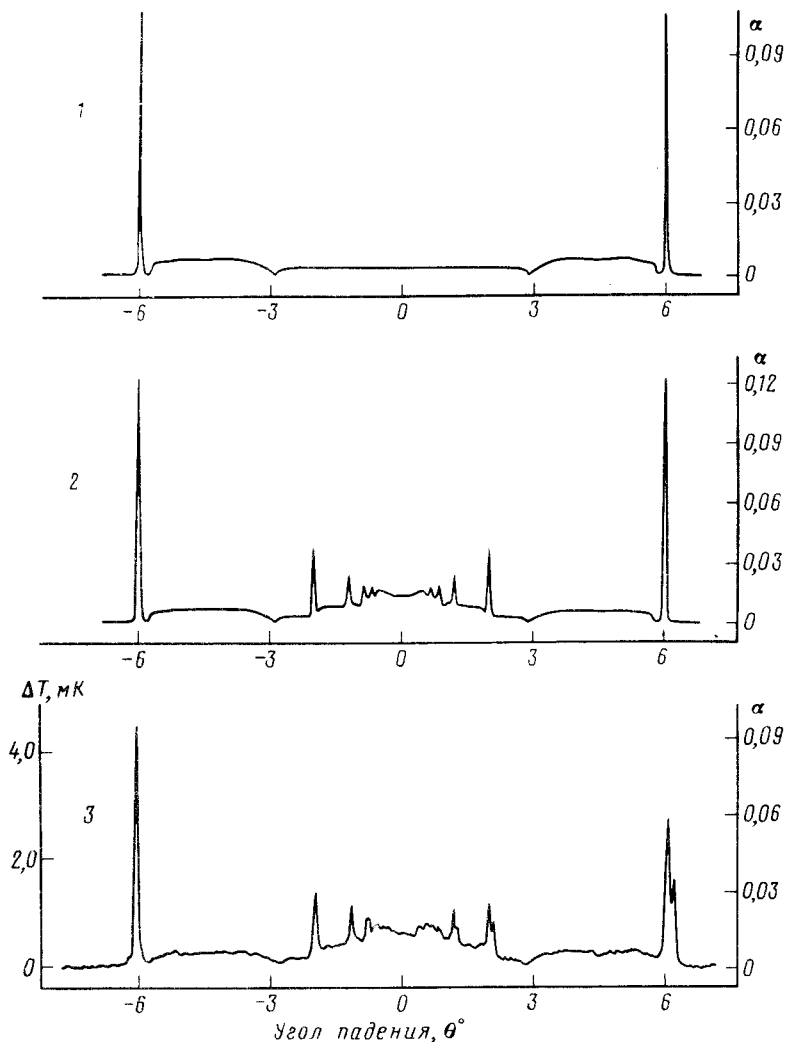
При измерениях использовались метод и установка, описанные ранее <sup>4-6</sup>. В стационарных условиях, когда звук частоты  $\omega$  непрерывно падает из жидкого гелия на поверхность металла под углом  $\theta$ , коэффициент прохождения звука  $\alpha(\omega, \theta)$  связан с перегревом образца относительно жидкости  $\Delta T$  следующим отношением:

$$\alpha(\omega, \theta) = \Delta T S / N R_K \sigma$$

Здесь  $N$  – плотность потока звуковой энергии,  $R_K$  – сопротивление Капицы,  $S$  – полная поверхность образца,  $\sigma$  – площадь, на которую падает звук.

Температура образца меди и жидкого  $^4\text{He}$ , а также их разность измерялись германиевыми термометрами. Два термометра были погружены в жидкость и два — приклеены на теневую сторону образца электропроводящим клеем.

Монокристалл меди был выращен из исходного материала высокой чистоты ( $RRR = 50000$ ). Он имел форму диска диаметром 10 мм и толщиной 1,4 мм. Диск был вырезан из монокристаллического цилиндра электроискровым способом, затем отполирован алмазной пастой (размер частиц менялся от 1 до 0,01 мкм) и на заключительной стадии электрополирован в 50 % растворе ортофосфорной кислоты для снятия поверхностных напряжений. При электрополировке был удален слой  $\approx 10$  мкм.



Угловая зависимость коэффициента прохождения энергии звука  $\alpha$  (шкала справа) из  $^4\text{He}$  в монокристалл меди для плоскости (001). Плоскость падения звука (100): 1 — расчет  $\alpha$  для идеально плоской волны, падающей из жидкого  $^4\text{He}$  на бесконечное полупространство меди. Затухание в меди  $p = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\alpha_R = 0,4$ ,  $\delta \approx 1$  угл. мин.; 2 — расчет  $\alpha$  для заданной геометрии с учетом многократных отражений звука между образцом и кварцем, аппаратного уширения пиков, затуханием звука в гелии  $\gamma = 0,15$  дБ/см и затуханием в меди  $p = 4 \cdot 10^{-4}$ ; 3 — экспериментальная запись перегрева образца звуком  $\Delta T$  мК (шкала слева) при мощности излучения  $\approx 5$  мкВт, температуре 107 мК и частоте 65 МГц. Величина  $\alpha(\theta)$  получена из  $\Delta T(\theta)$  после нормирования при углах падения, соответствующих возбуждению поперечной моды колебаний

Качество поверхности образца контролировалось при помощи интерферометра Линника. Было найдено, что неровности поверхности не превышают 0,1 мкм, а ее отклонение от плоскости на длине образца менее 10 мкм.

Так как монокристалл меди сильно анизотропен (фактор анизотропии  $\eta = 3,2$ ), то фазовая и групповая скорости рэлеевской волны, а также ее поляризация зависят от плоскости, в которой вырезан кристалл, и от направления распространения в этой плоскости <sup>7</sup>.

В первых экспериментах мы исследовали простейший случай, когда свободная поверхность является базисной плоскостью (001) кубического кристалла, а плоскость падения совпадает с плоскостью (100). Этот случай наиболее близок к изотропному. Поверхностное смещение также описывает эллипс, лежащий в сагиттальной плоскости с той же глубиной проникновения  $\approx 2 \div 2,5 \lambda$  <sup>8</sup>.

Отличие от изотропного случая состоит лишь в характере изменения компонент смещения с глубиной: в изотропном случае — это экспонента, в анизотропном, с фактором анизотропии  $\eta > 1$ , — экспоненциально затухающая синусоида <sup>7</sup>.

Измерения  $\alpha(\omega, \theta)$  проводились в интервале температур 100 — 400 мК на частотах 13, 39, 65 и 91 МГц (основная частота кварца и три гармоники). Типичный график зависимостей  $\Delta T(\theta)$  и  $\alpha(\theta)$  для  $T = 107$  мК и  $f = 65$  МГц изображен на рисунке, кривая 3.

Были получены следующие результаты:

1. Перегрев образца звуком  $\Delta T(\theta)$  наблюдался лишь внутри интервала углов  $\pm 6,3^\circ$  (рис., кривая 3).

2. При углах падения  $\pm 6,0^\circ$  для всех частот и температур видны резкие пики поглощения высотой  $\alpha \approx 0,1$  и шириной  $\delta \approx 5 - 10$  угловых минут, вызванные диссипацией рэлеевских волн. Ширина и высота пиков близка к расчетным значениям. (Разницу следует, по-видимому, отнести за счет дифракционных эффектов). По существу здесь впервые наблюдался эффект резонансного поглощения звука поверхностью металла в том виде, в каком он был предсказан Андреевым.

3. Ширина рэлеевских пиков при заданной частоте не зависела от температуры. С увеличением частоты от 13 до 91 МГц ширина пиков слегка уменьшалась, что указывало на два механизма уширения пучка — дифракционный ( $\approx \lambda/d$ ), а также уширение вследствие неровностей поверхности образца.

4. На угловых зависимостях  $\alpha(\theta)$  впервые удалось наблюдать два симметрично расположенных минимума, соответствующих первому и второму критическим углам падения звука:  $\theta_1 = \pm 2,8^\circ$  и  $\theta_2 = \pm 5,8^\circ$ ,  $\theta_1$  определяет границу между объемными продольными и объемными поперечными возбуждениями и  $\theta_2$  — границу между объемными и поверхностными возбуждениями монокристалла меди.

5. Впервые с хорошим разрешением и большим отношением сигнал/шум был записан коэффициент прохождения звука во всем угловом диапазоне, в том числе и при углах падения близких к нормальному. Было установлено, что внутри интервала углов  $\pm 2^\circ$  наблюдалось усиление прохождения энергии звука по сравнению с теоретической зависимостью (рис., кривые 1, 3) вследствие появления многочисленных, хорошо разрешенных пиков меньшей интенсивности. Пики соответствовали углам падения  $\frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{7} \theta_R$  и т. д. и представляли собой

рэлеевские максимумы, вызванные падением ультразвука, многократно отраженного от поверхностей кварца и образца, что хорошо подтверждается расчетом, учитывающим такие отражения (рис., кривая 2). Таким образом, в общем виде, возбуждение рэлеевских волн фиксируется при углах падения звука  $\theta_n = \theta_R/n$ , где  $n = 1, 3, 5, \dots$  — нечетные числа. Падение амплитуды рэлеевских пиков с числом отражений несет полезную информацию о поглощении звука в жидком гелии. Как и следовало ожидать, с увеличением частоты и температуры интенсивность их "гребня" заметно падает. Обнаруженное явление можно использовать для одновременного измерения затухания звука в твердом теле и окружающей его жидкости.

Возможность многократных отражений обусловлена малым расстоянием между образцом и излучателем, иными словами, малыми размерами камеры (например, для того, чтобы полностью избавиться от пика, возникающего при  $\theta = \pm 2^\circ$  необходимо образец диаметром 10 мм удалить от излучателя на расстояние 7,5 см).

В идеализированном случае  $n$ -ный пик должен быть в  $n$  раз уже основного; это обстоятельство позволяет разделить аппаратную и естественную ширину наблюдаемых пиков. На полученных записях все пики имеют одинаковую ширину, следовательно, эта ширина аппаратная.

При достаточно низких температурах, где звук распространяется баллистически без затухания, резонансное поглощение многократно отраженных в ограниченном объеме тепловых фононов может дать существенный дополнительный вклад в тепловой поток в твердое тело.

Совпадение, вплоть до мелких деталей, экспериментальной и теоретической зависимостей  $\alpha(\theta)$ , подтверждает с нашей точки зрения, правильность положенных в основу расчета представлений. Остается, правда, неясной причина раздвоения правого пика.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность А.Ф.Андрееву, Ю.А.Косевичу и А.В.Дубровину за полезное обсуждение, Ю.Ф.Орехову за рентгенографическое исследование образца и В.Н.Крутихину за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

#### Литература

1. Андреев А.Ф. ЖЭТФ, 1962, **43**, 358, 1535.
2. Peterson R.E., FAnderson A.C. JLTPh, 1972, **11**, 623.
3. Haug H., Weiss K. Phys. Lett. A, 1972, **40**, 19.
4. Зиновьева К.Н. Письма в ЖЭТФ. 1978. **28**, 294.
5. Зиновьева К.Н. ЖЭТФ. 1980. **79**, 1973.
6. Зиновьева К.Н., Ситникова В.И. ЖЭТФ. 1983, **84**, 576.
7. Farnell G.W. In: Acoustic Surface Waves, Ed. By A.A. Oliner New York, 1978, p. 331.
8. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981, с. 287.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 декабря 1990 г.  
После переработки  
21 февраля 1990 г.