

## ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ПЛАСТИНАХ МЕТАЛЛОВ

*А.Н.Васильев, А.А.Вышкварко, Ю.П.Гайдуков*

При исследовании температурных зависимостей амплитуд стоячих звуковых волн, возбуждаемых бесконтактным методом в пластинах индия и олова обнаружена качественная перестройка спектра акустических резонансов.

Электромагнитная волна, падающая на поверхность металла, возбуждает в нем акустические колебания. Амплитуда этих колебаний пропорциональна переменному магнитному полю  $h$ . Если генерация звука обусловлена лоренцевым взаимодействием тока в скин-слое с постоянным магнитным полем  $H_0$ , величина эффекта определяется выражением:

$$u = H_0 h / 4\pi\rho S\omega, \quad (1)$$

где  $u$  – амплитуда возбуждаемого звука,  $\rho$ ,  $S$  – плотность и скорость звука в металле,  $\omega$  – частота электромагнитного поля. Приведенное выражение справедливо в режиме тонкого, по сравнению с длиной звуковой волны  $\lambda$ , скин-слоя. При возбуждении стоячих звуковых волн в пластинах амплитуда возбуждаемого звука также описывается выражением (1), в котором, однако, частота  $\omega$  в знаменателе должна быть заменена на затухание звука  $\gamma$ . Эта замена соответствует увеличению  $u$  в  $Q$  раз, где  $Q$  – добротность пластины как акустического резонатора. Возбуждение стоячих звуковых волн сопровождается резонанс-

ным изменением поверхностного импеданса пластины <sup>1</sup>. В случае антисимметричного возбуждения <sup>2</sup> скорость и затухание звука связаны простыми соотношениями с параметрами акустических резонансов:

$$\omega_p = \frac{\pi S}{d}(2n+1), \quad \gamma = \omega_p/Q, \quad (2)$$

где  $n = 0, 1, \dots$ ,  $d$  – толщина пластины. Необходимо отметить, однако, что приведенные выражения, строго говоря, относятся только к гипотетическому случаю бесконечно протяженной пластины, возбуждение звука в которой описывается эквидистантно расположенными по частоте резонансными линиями.

В настоящей работе исследовались монокристаллы индия и олова, выращенные в полированных кварцевых формах. Они представляли собой диски диаметром 2,0 см и толщиной 0,2 см (для олова, соответственно, 1,8 и 0,135 см). Направление распространения звука  $q$  совпадало с нормалью к плоскости диска, которая в каждом случае была близка ( $2 - 3^\circ$ ) к одному из кристаллографических направлений высокой симметрии. В эксперименте реализовалась возможность возбуждения как продольного, так и поперечного звука любой заданной поляризации  $\vec{\epsilon}$ . Измерения проводились в интервале температур 4 – 300К в магнитном поле до 80 кЭ. Методика измерений описана в <sup>3</sup>.

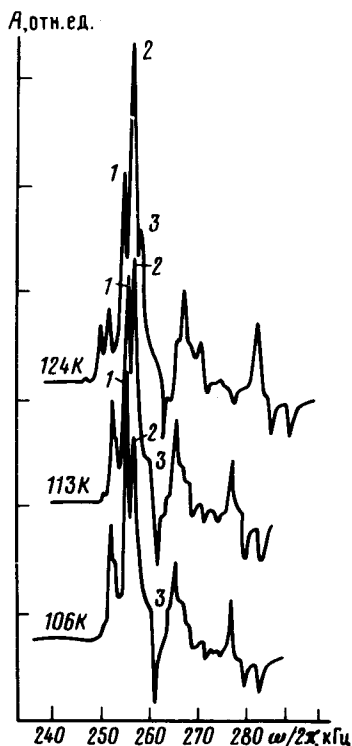


Рис. 1. Записи акустических резонансов в индии при трех температурах.  $H_0 = 50$  кЭ.  $q \parallel [001]$ ,  $\vec{\epsilon} \parallel [010]$

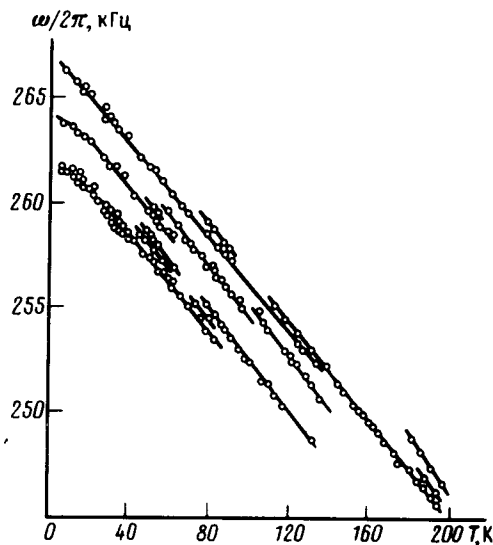
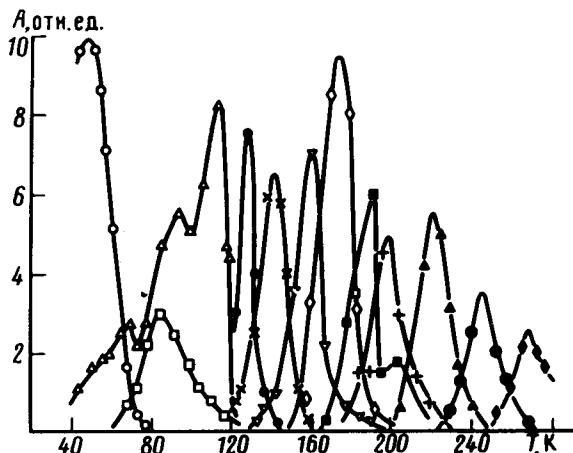


Рис. 2. Температурные зависимости частот акустических резонансов в индии.  $H_0 = 50$  кЭ.  $q \parallel [001]$ ,  $\vec{\epsilon} \parallel [010]$

Рис. 3. Температурные зависимости амплитуд последовательных (разные значки) акустических резонансов в олове.  $H_0 = 25$  кЭ.  $q \parallel [110]$ ,  $\vec{\epsilon} \parallel [001]$



Спектр акустических колебаний в пластине ограниченных размеров весьма сложен. Это приводит к тому, что для каждого данного  $n$  резонансные особенности поверхностного импеданса наблюдаются на всех частотах, при которых смещения упругой среды в пластине удовлетворяют условиям установления в ней стоячих волн. В настоящей работе измерения проводились на частотах основных ( $n = 0$ ) акустических резонансов, для которых  $\lambda/2$  сравнивается с толщиной пластины. Спектр акустических резонансов в индии, соответствующих возбуждению поперечного звука, представлен на рис. 1. При фиксированной температуре резонансная группа включала один (реже два или три) резонанс относительно большой амплитуды и множество малых резонансных пиков, амплитуда которых убывала по мере удаления от основного резонанса. С изменением температуры, как показано на рис. 1, происходит качественная перестройка спектра акустических колебаний. Общая картина этой перестройки заключается в следующем. Каждый из резонансов становится наблюдаемым при некоторой температуре, достигает максимума и затем монотонно уменьшается. Одновременно с уменьшением амплитуды наибольшего резонанса происходит рост ближайшего к нему (со стороны высоких частот в случае поперечного звука и малых частот в случае продольного звука) малого резонанса. Этот резонанс претерпевает затем аналогичную эволюцию с температурой. На смену ему приходит следующий пик и так далее. Наблюдаемая перестройка спектра не связана с температурным ходом затухания звука, большинство резонансов имеют практически одинаковую добротность. С изменением температуры вся резонансная группа смещается по шкале частот, что соответствует температурному изменению упругих модулей. Зависимости частот отдельных акустических резонансов в индии от температуры представлены на рис. 2. Протяженность каждой линии, соединяющей экспериментальные точки, определяет температурный интервал, в котором наблюдается данный акустический резонанс. Скорость звука, рассчитываемая по частотам резонансов наибольшей амплитуды при каждой температуре с точностью  $1 - 2\%$  совпадает с табличным значением скорости звука данной поляризации<sup>4</sup>. Очевидно, что в силу перестройки спектра температурный ход частот отдельных резонансов не соответствует температурному ходу скорости звука<sup>4</sup>.

Наиболее ярко перестройка спектра акустических резонансов наблюдается в пластинах олова. На рис. 3 представлены температурные зависимости амплитуд акустических резонансов, связанных с возбуждением поперечного звука. Резонансы расположены компактной группой на шкале частот, смена "максимального" резонанса в интервале  $4 - 300\text{K}$  происходит более 10 раз. Столь сильная перестройка спектра связана, по-видимому, с выбором менее симметричного направления распространения звука и с большей кристаллографической анизотропией олова по сравнению с индием.

Отметим две особенности явления, наблюдающиеся во всех исследованных образцах. При любой температуре максимальную амплитуду имеет резонанс, частота которого наиболее близка к  $\omega_p$ , определяемой по формуле (2) и соответствующей бесконечной пластине. Энергия, запасаемая образцом как акустическим резонатором, — ее мерой является интегральная площадь резонансных кривых — практически не изменяется при смене "максимального" резонанса.

Для физической интерпретации наблюдаемой перестройки спектра акустических резонансов прежде всего необходимо понять, чем обусловлено резкое выделение по амплитуде отдельных пиков. Наличие множества резонансов, несомненно, свидетельствует о наложении и взаимодействии упругих колебаний различной природы. Основными из них являются волны сжатия, сдвига, изгиба и кручения. Сложный резонансный спектр наблюдается и в традиционных пьезоэлектрических резонаторах, однако, в связи с малой чувствительностью к температуре, столь сильной перестройки резонансного спектра в них не происходит. Поскольку электромагнитное возбуждение звука находит широкое применение для изучения затухания и скорости звука в металлах<sup>5</sup>, а также в практических приложениях<sup>6</sup> для бесконтактного контроля материалов при высоких и низких температурах, явление перестройки спектра акустических резонансов следует учитывать при интерпретации температурных зависимостей.

В заключение выражаем благодарность В.Ф.Гантмахеру за предоставление монокристаллов индия.

### Литература

1. Кравченко В.Я. ЖЭТФ, 1968, 54, 1494.
2. Бланк А.Я., Каганов М.И. УФН, 1967, 92, 583.
3. Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Золотов С.И. ФТТ, 1983, 25, 1631.
4. Chandrasekhar B.S., Rayne J.A. Phys. Rev., 1961, 124, 1011.
5. Gordon R.A., Larsen C.M. Solid State Comm., 1980, 34, 937.
6. Богоносцев М.А., Голенищев-Кутузов В.А. Дефектоскопия, 1975, № 5, 139.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
10 мая 1984 г.