

УДК 539.292

РАЗРАБОТКА БЕСКОНТАКТНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. Н. Васильев

(кафедра физики низких температур)

Ультразвуковые методы играют важную роль в экспериментальной физике твердого тела. Для возбуждения и приема акустических колебаний используются обычно контактные — пьезоэлектрические или магнитострикционные преобразователи, удобство работы с которыми заключается в использовании стандартных, хорошо разработанных радиотехнических методов. Существенным недостатком таких преобразователей является необходимость создания механического контакта с исследуемым образцом, что представляет определенные трудности при низких и высоких температурах, неизбежно приводит к деформации поверхностного слоя и крайне нежелательно при работе с совершенными, пластичными монокристаллами металлов и полупроводников.

Принципиально новый подход к постановке ультразвукового эксперимента открывает возможность бесконтактного возбуждения акустических волн в металлах электромагнитным полем. Физика процессов прямого преобразования этих волн изучена в настоящее время достаточно полно [1—4].

В настоящей работе сформулированы основные теоретические предпосылки бесконтактного метода возбуждения ультразвука в проводящих средах и описаны экспериментальные методики, предназначенные, главным образом, для изучения малых изменений параметров акустических волн.

1. Основы метода. Эффективность процессов прямого преобразования электромагнитных и ультразвуковых волн очень низка. Прежде всего это связано с высокой отражательной способностью металлов и легированных полупроводников. Лишь малая часть энергии электромагнитной волны проникает в металл на глубину скин-слоя и в конечном счете диссипируется в джоулево тепло. Одним из механизмов диссипации является генерация ультразвука. Наиболее эффективно этот процесс протекает в присутствии постоянного магнитного поля H_0 . Под воздействием переменного электрического поля электроны и ионы в скин-слое приобретают равные и противоположно направленные добавки к импульсам. В поле H_0 сила Лоренца отклоняет эти заряды в одну и ту же сторону, причем электроны, сталкиваясь с решеткой, передают ей дополнительный импульс. В поле H_0 , нормальном к поверхности проводника, добавки к импульсам направлены вдоль поверхности, что приводит к возбуждению сдвиговых акустических колебаний; в тангенциальном к поверхности поле H_0 возбуждаются волны сжатия.

При электромагнитном возбуждении как поперечного (волны сдвига), так и продольного (волны сжатия) ультразвука уравнение вынужденных упругих колебаний записывается в виде

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - s^2 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}_0], \quad (1)$$

где \mathbf{u} — вектор смещения, s — скорость звука, ρ — плотность, c — скорость света; нормаль к границе проводника и волновой вектор ультразвука \mathbf{q} совпадают с осью z . Полагая, что электромагнитное поле изменяется по закону $\exp(i\omega t)$, выпишем выражение для плотности тока j в скин-слое δ :

$$j(z, t) = \frac{(1+i)c}{4\pi\delta} H \exp[-(1+i)z/\delta] \exp(i\omega t), \quad (2)$$

где H — амплитуда переменного магнитного поля, $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}$, ω — частота, σ — проводимость.

Для поверхности, свободной от механических напряжений, подстановка (2) в (1) позволяет получить решение

$$|u| = \frac{H_0 H}{4\pi\rho\omega s} \frac{1}{\sqrt{1+\beta^2}}, \quad (3)$$

где $\beta = q^2\delta^2/2$ — параметр, учитывающий зависимость амплитуды возбуждаемого ультразвука от температуры.

Амплитуда генерируемых в металле упругих волн существенно возрастает в акустических резонаторах типа Фабри—Перо. Для этого образец, имеющий, как правило, форму плоскопараллельной пластины, помещают в катушку индуктивности, которая является частью колебательного контура или включена в мостовую схему. Электромагнитное поле на противоположных сторонах пластины в этом случае удовлетворяет условиям антисимметричного возбуждения:

$$\mathbf{E}(0) = -\mathbf{E}(d), \quad \mathbf{H}(0) = \mathbf{H}(d), \quad (4)$$

где d — толщина образца.

С учетом затухания γ волновое уравнение переписывается в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \left(\frac{i\omega\gamma}{s^2} + \frac{\omega^2}{s^2} \right) u = \frac{H_0 H}{4\pi\delta\rho s^2} \left\{ \exp\left[-(1+i)\frac{z}{\delta} \right] - \exp\left[-(1+i)\frac{d-z}{\delta} \right] \right\}, \quad (5)$$

его решением является ряд стоячих ультразвуковых волн на частотах

$$\omega_n = 2\pi f_n = n\pi s/d, \quad n = 1, 3, \dots$$

Установление стоячих упругих волн в пластинах сопровождается появлением резонансных особенностей на частотной зависимости поверхностного импеданса [5, 6]:

$$\Delta Z = \frac{2i\omega}{\rho d} \frac{H_0^2}{c^2} \frac{1+i\beta}{1+\beta^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos n\pi}{\omega^2 - \omega_n^2 + i\gamma\omega}. \quad (6)$$

Необходимо отметить, однако, что выражение (6), строго говоря, относится лишь к бесконечно протяженной пластине, спектр возбуждаемых ультразвуковых колебаний в которой описывается эквидистантно расположенными по частоте резонансными линиями. В пластине ограниченных размеров спектр акустических колебаний весьма сложен [7]. 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. Наличие тонкой ре-

зонансной структуры свидетельствует о наложении и взаимодействии упругих колебаний различной природы. Сложный резонансный спектр в какой-то мере снижает точность определения абсолютных значений скорости s и затухания γ ультразвука, однако это практически не сказывается на точности измерения относительных величин Δs и $\Delta \gamma$. Величины s и γ определяются из параметров акустических резонансов. Для их изучения разработаны следующие бесконтактные методики.

2. Высокочастотный мост. Исследуемый образец в форме диска помещается в защитный пенал, на который перпендикулярно друг другу наматываются две измерительные катушки. В процессе опыта можно изменять как положение диска в поле H_0 , так и ориентацию катушек относительно кристаллографических осей образца, изменяя, таким образом, поляризацию возбуждаемого ультразвука.

При измерениях в диапазоне частот 1—10 МГц, что соответствует толщинам 0,1—0,01 см, число витков в катушках находится обычно в пределах 10—100. На одну из катушек подается сигнал с выхода радиочастотного генератора, плавно изменяющийся по частоте. На резонансных частотах сигнал, наведенный во второй катушке, изменяется по фазе и амплитуде. Он поступает на широкополосный усилитель и затем на фазовый детектор. Опорное напряжение на детектор подается с выхода задающего генератора через линию задержки переменной длины. Фазовое детектирование позволяет выделить действительную ($\text{Re } \Delta Z$) и мнимую ($\text{Im } \Delta Z$) компоненты резонансной добавки к поверхностному импедансу, повышая тем самым точность измерений. С выхода фазового детектора сигнал подается на самописец. Запись $\text{Im } \Delta Z$, связанной с возбуждением продольного ультразвука в монокристалле олова при $T=4,2$ К в поле $H_0=70$ кЭ, представлена на рис. 1. Направление распростране-

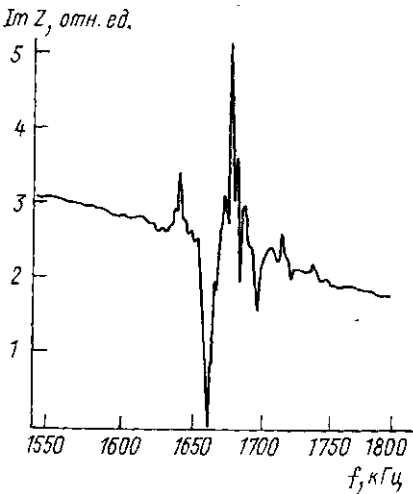


Рис. 1. Запись $\text{Im } \Delta Z$, связанной с акустическим резонансом продольного ультразвука в монокристалле олова: $q \parallel [100]$, $H_0=70$ кЭ, $T=4,2$ К, $d=0,1$ см

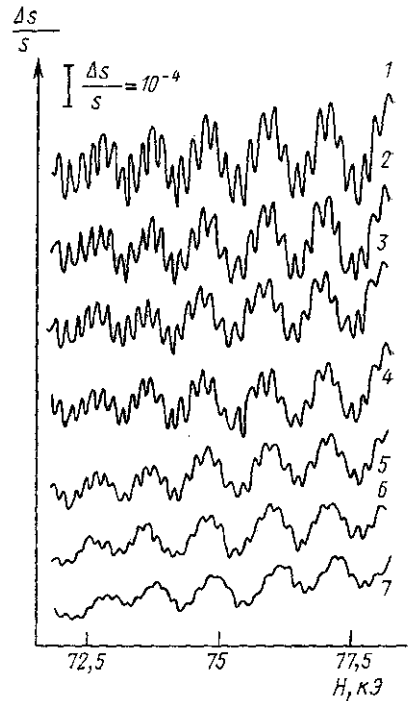


Рис. 2. Записи квантовых осцилляций скорости поперечного ультразвука в олове: $q \parallel [100]$, поляризация $p \parallel [001]$, $f \sim 1$ МГц, $T=1,5$ (1); 1,99 (2); 2,20 (3); 2,59 (4); 2,99 (5); 3,63 (6) и 4,2 К (7)

ния ультразвука и нормаль к плоскости диска совпадали с кристаллографической осью [100].

С помощью высокочастотного моста можно исследовать тонкие особенности распространения упругих волн в проводящих средах. Известно, что при низких температурах в присутствии постоянного магнитного поля квантование электронного энергетического спектра приводит к осциллирующей зависимости от H_0 скорости и затухания ультразвука [8, 9]. Амплитуды этих осцилляций крайне чувствительны к механическим напряжениям и дефектам в кристалле. По этой причине традиционные контактные методы возбуждения и приема ультразвука могут использоваться лишь для качественного наблюдения явления. Высокочастотный мост с точностью $\Delta s/s \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ и $\Delta \gamma/\gamma \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ позволяет проводить количественное изучение этих осцилляций.

Для непрерывной записи квантовых осцилляций s и γ , однако, более удобно применять другой — автогенераторный метод, а высокочастотный мост использовать для калибровочных измерений.

3. «Акустический» генератор. Для измерений малых изменений скорости и затухания ультразвука разработан «акустический» генератор, основанный на явлении взаимного преобразования электромагнитных и акустических волн в проводящих средах. В этом приборе возбуждение и регистрация ультразвуковых колебаний в пластине осуществляются с помощью двух параллельных катушек, охватывающих образец. Передаточная характеристика такой системы в присутствии постоянного магнитного поля имеет резонансные особенности на частотах f_n , что позволило реализовать автогенератор, работающий на этих частотах [10].

Автогенератор состоит из усилительного каскада, охваченного цепью акустической положительной обратной связи, и аттенюатора, управляемого детектором автоматической регулировки усиления. Одна из катушек служит для возбуждения ультразвуковых волн и подключается к выходу усилителя. Вторая катушка, присоединенная ко входу усилителя, выполняет роль детектора акустического резонанса. В отсутствие H_0 коэффициент связи между катушками подбирается таким образом, чтобы не возникло самовозбуждение генератора. При введении H_0 коэффициент связи между катушками, обязанный преобразованию электромагнитных и ультразвуковых волн в металле, увеличивается, что приводит к генерации на частоте акустического резонанса в пластине.

Частота самовозбуждения схемы определяется толщиной пластины и скоростью ультразвука, амплитуда генерируемых колебаний несет информацию о затухании ультразвука. При использовании акустического генератора существенно упрощается процесс измерений, что особенно важно при изучении угловых и температурных зависимостей. Кроме того, этим методом можно регистрировать высокочастотные осцилляции s и γ от больших экстремальных сечений поверхности Ферми, не поддающиеся измерениям другими акустическими методами. На рис. 2 представлены экспериментальные записи квантовых осцилляций скорости поперечного ультразвука в олове, распространяющегося вдоль кристаллографической оси [100] и поляризованного вдоль [001]. Такие записи используются для определения циклотронных масс m^* носителей на экстремальных сечениях поверхности Ферми. На рис. 3 представлены зависимости $\ln \{ [1 - \exp(-4\pi^2 kT/\hbar\omega_c)] \} \times \chi A/T$ от температуры для экстремальных сечений в пятой π_1^1 и шестой τ_1^1 энергетических зонах олова, наклон которых позволяет рас-

считать соответствующие циклотронные массы [11]. Здесь A — амплитуда квантовых осцилляций скорости ультразвука, k — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка, ω_c — циклотронная частота носителей на экстремальном сечении.

Калибровка амплитуд квантовых осцилляций скорости и затухания ультразвука осуществляется с помощью высокочастотного моста. Для этого, как показано на рис. 4, проводятся записи акустического

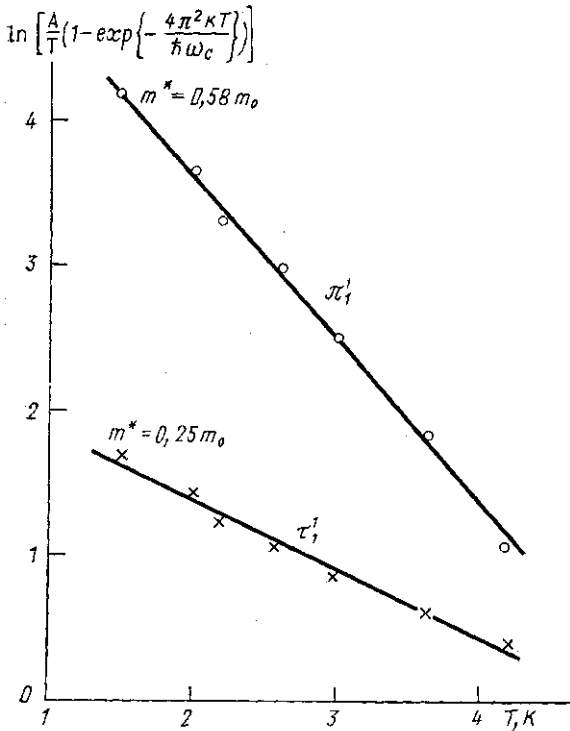


Рис. 3. Определение циклотронных масс m^* носителей тока по температурным зависимостям амплитуды квантовых осцилляций скорости ультразвука (m_0 — масса свободного электрона). Обозначения экстремальных сечений π_1^1 в 5-й электронной энергетической зоне и τ_1^1 в 6-й дырочной зоне соответствуют модели [11]

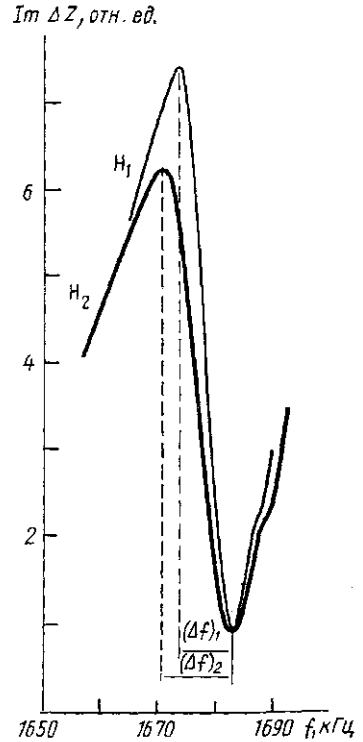


Рис. 4. Калибровочные измерения параметров акустических резонансов в пластине олова мостовым методом

резонанса в полях, соответствующих максимуму и минимуму осцилляторной зависимости. По изменениям частоты и добротности резонанса определяются амплитуды осцилляций скорости и затухания.

4. Составной резонатор. Как следует из выражения для амплитуды возбуждаемого ультразвука (3) и из формулы для акустического резонанса в пластине (6), в плохо проводящих средах параметр $\beta \gg 1$, что проявляется в низкой эффективности прямого преобразования волн и ограничивает возможности бесконтактных методов для изучения акустических свойств полупроводников и изоляторов.

Это затруднение может быть преодолено следующим образом. На обе стороны предварительно отполированной пластины исследуемого материала напыляется тонкая (~ 1 мкм) металлическая пленка, кото-

рая выполняет роль передающей среды при электромагнитном возбуждении. Строго говоря, этот метод не является бесконтактным, однако в некоторых случаях он предпочтительнее методов с использованием контактных жидкостей или других передающих сред. Возбуждение ультразвука происходит в металлических пленках и регистрируется одним из перечисленных выше методов. Информация в этом случае поступает из объема образца, поскольку именно его толщиной, скоростью и затуханием ультразвука определяются параметры акустических резонансов.

Использование метода составного резонатора при электромагнитном возбуждении ультразвука иллюстрируется рис. 5, где представлены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей скорости продольного ультразвука в монокристаллах теллурида свинца — оло-

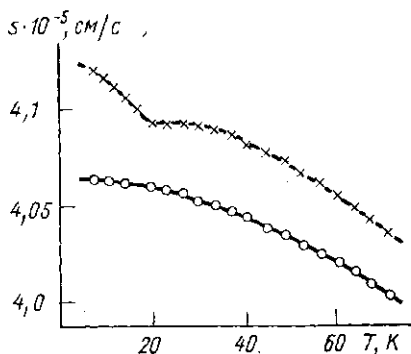


Рис. 5. Температурные зависимости скорости продольного ультразвука в монокристаллах теллурида свинца—олова: кружки — $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$, крестики — $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ (0,4% In)

ва. В образце, легированном индием, при $T \sim 20$ К наблюдается аномальное уменьшение продольного упругого модуля, являющееся проявлением низкотемпературного сегнетоэлектрического перехода [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Конторович В. М., Глуцкий А. М. // ЖЭТФ. 1961. 41, № 4(10). С. 1194—1204. [2] Кравченко В. Я. // ЖЭТФ. 1968. 54, № 5. С. 1494—1509. [3] Dobbs E. R. // Physical Acoustics. Principles and Methods/Ed. W. P. Mason. N. Y., Academic Press, 1973. V. 10. P. 127—191. [4] Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П. // УФН. 1983. 141, № 3. С. 431—467. [5] Гайдуков Ю. П., Перов А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1968. 8, № 11. С. 666—668. [6] Lyall K. R., Cochran J. F. // Phys. Lett. 1969. A29, N 10. P. 626—627. [7] Васильев А. Н., Вышкварко А. А., Гайдуков Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 1984. 40, № 1. С. 7—10. [8] Quinn J. J., Rodriguez S. // Phys. Rev. 1962. 128, N 6. P. 2494—2496. [9] Rodriguez S. // Ibid. 1963. 132, N 2. P. 535—541. [10] Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Перов А. П. // Приб. и техн. эксперимента. 1980. № 6. С. 176—178. [11] Craven J. E. // Phys. Rev. 1969. 182, N 3. P. 693—704. [12] Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Никифоров В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1985. 41, № 11. С. 466—468.

Поступила в редакцию
31.03.86