

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

534.546 3

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА
В МЕТАЛЛАХ***А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	431
2. Электромагнитное возбуждение звука в металлах в локальном пределе . .	434
3. Электромагнитное возбуждение поперечного звука в условиях аномального скин-эффекта	439
4. Геометрический и циклотронный резонансы при электромагнитном возбуждении звука в металлах	444
5. Электромагнитное возбуждение звука в полуметаллах	446
6. Электромагнитное возбуждение звука в сверхпроводниках	451
7. Преобразование электромагнитных и звуковых волн в СВЧ диапазоне . .	454
8. Электромагнитное возбуждение звука в ферромагнетиках	458
9. Акустический ядерный магнитный резонанс при бесконтактном возбуждении звука в металлах	462
10. Заключение	463
Цитированная литература	464

1. ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение звуковых колебаний в металле электромагнитной волной, падающей на его поверхность, является в настоящее время предметом интенсивного экспериментального и теоретического изучения. Исследование процессов электромагнитного возбуждения (ЭМВ) представляет собой самостоятельное и быстро развивающееся направление физики твердого тела. Работы в этом направлении позволяют углубить понимание электрон-фоонных взаимодействий в металлах, а ЭМВ как метод широко используется при проведении различных акустических исследований.

В отличие от традиционно используемой техники возбуждения ультразвука в металлах с применением пьезоэлектрических или магнитоэлектрических преобразователей, методика электромагнитного возбуждения не требует создания непосредственного акустического контакта с образцом. Помимо того, что создание такого контакта представляет определенные трудности при сверхнизких и высоких температурах и на частотах СВЧ диапазона, оно крайне нежелательно при работе с совершенными монокристаллами металлов. Методика бесконтактного возбуждения звука не имеет принципиальных ограничений по частоте и температуре и позволяет в некоторых случаях проводить измерения, недоступные другим методам.

ЭМВ звука на границе металла связано с силами, действующими на кристаллическую решетку. Это явление объединяет в себе характерные особенности магнитоакустических эффектов и электромагнитных взаимодействий. Распространение звуковых волн в металле сопровождается

возникновением электромагнитного поля, которое появляется в результате того, что электронная подсистема выводится из равновесия. В свою очередь, возмущение электронов внешним электромагнитным полем приводит к появлению упругих напряжений в металле. Наряду с непосредственным воздействием электрического поля на ионы решетки существенную роль в процессах ЭМВ играют силы, действующие на решетку со стороны электронов, выведенных из равновесия.

В широком диапазоне частот, магнитных полей и температур имеют место различные механизмы бесконтактного преобразования электромагнитных и звуковых волн на границе металла. Они, тем не менее, могут быть рассмотрены в рамках единого подхода, основанного на детальном анализе увлечения кристаллической решетки электронами проводимости ^{1, 2}. Полная система уравнений, описывающая задачу, включает уравнения Максвелла, кинетическое уравнение для электронной функции распределения, уравнения упругости, с учетом сил, действующих на решетку со стороны электронов, и граничные условия на поверхности металла. В динамических уравнениях теории упругости взаимодействие электронов с решеткой описывается дополнительными объемными силами. В общем случае уравнение вынужденных звуковых колебаний может быть записано в виде

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + F_i, \quad (1)$$

где возбуждающая сила

$$F_i = \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}_0]_i - \frac{m}{e} \frac{\partial j_i^{\text{эл}}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \Lambda_{ik} \chi \rangle; \quad (2)$$

здесь $j = j^{\text{эл}} - en \frac{\partial \xi}{\partial t}$ — полный ток, $\Lambda_{ik} = \lambda_{ik} - \langle \lambda_{ik} \rangle / \langle 1 \rangle$ — перенормированный тензор деформационного потенциала электронов в металле, χ — неравновесная добавка к электронной функции распределения. Первый член в F_i представляет собой импульс, получаемый электронами и решеткой от внешнего поля в единицу времени (с учетом суммарной электронейтральности системы), остальные слагаемые описывают импульс, уносимый электронами; $(m/e) \partial j_i^{\text{эл}} / \partial t$ есть изменение импульса электронов, находящихся в данном элементе объема. Деформационная сила $-\partial / \partial x_k \langle \Lambda_{ik} \chi \rangle$, введенная в уравнения теории упругости Силиным ³, так же как и ток \mathbf{j} , имеет характер электронного потока. Фактически в Λ_{ik} входит только часть силы, обусловленная отклонением от локального равновесия. Равновесная часть включена в перенормировку тензора напряжений σ_{ik} . Тензор деформационного потенциала объединяет два физически различных механизма сил, действующих со стороны электронов на решетку ^{4, 5}. Слагаемое $-\left(\frac{\partial}{\partial x_k}\right) \langle \Lambda_{ik} \chi \rangle$ описывает как импульс, уносимый при свободном движении электронов в другие элементы объема, так и импульс, передаваемый решетке, при совершении работы по ее деформированию.

Роль различных компонент силы F_i в процессах ЭМВ звука зависит от внешних параметров задачи: частоты, температуры, магнитного поля и от кинетических характеристик металла и структуры его ферми-поверхности. На низких частотах в достаточно сильном магнитном поле, когда циклотронный радиус орбиты электрона мал по сравнению с длиной звуковой волны, основную роль во взаимодействии электронов со звуком играет индукционный механизм ⁶. Поэтому в выражении (2) можно оставить только лоренцеву силу, а деформационной силой пренебречь. Возбуждение звука в металлах за счет лоренцевой силы подробно исследовано в работах Конторовича с соавторами ^{7, 8}. Этот механизм ЭМВ представляет

ся одним из наиболее перспективных с точки зрения практических приложений. В качестве одного из первых опытов использования бесконтактного метода можно привести экспериментальную работу Рэнделла, Роуза и Зинера⁹ по изучению внутреннего трения в сплавах. Как показано на рис. 1, исследуемый образец помещался между полюсами постоянного магнита. Возбуждающая и приемная катушки индуктивности располагались у торцов образца и подключались, соответственно, к генератору и приемнику электромагнитных колебаний. Возбуждение продольных звуковых волн в образце происходило за счет лоренцева взаимодействия тока, наведенного в скин-слое металла, с неаксиальной компонентой постоянного магнитного поля. Обратный процесс, т. е. генерация электромагнитных волн звуком, обуславливал возможность регистрации акустических колебаний. Это же явление наблюдалось в опытах Аксенова, Викина и Владимирского¹⁰ по исследованию ядерного магнитного резонанса, причем звуковые колебания возбуждались непосредственно в проводе, из которого изготавливалась катушка ЯМР-спектрометра.

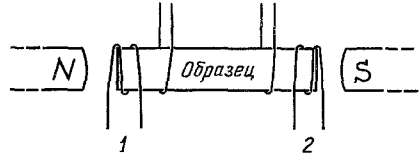


Рис. 1. Схема опыта по возбуждению продольного звука в металле⁹. Образец поддерживался шелковыми нитями в узлах акустических колебаний. 1, 2 — возбуждающая и приемная катушки.

Возбуждение поперечного звука электромагнитной волной в отсутствие постоянного магнитного поля впервые исследовалось Кагановым и Фиксом^{11, 12} и Кагановым, Фиксом и Шикиной¹³. В отсутствие поля H_0 в однородном металле наблюдается динамическое равновесие между силами, действующими на решетку со стороны электронов и со стороны внешнего поля. В неоднородном металле равновесие может нарушаться. Это происходит в условиях аномального скин-эффекта и при рассеянии электронов на границе металла. При отражении от границы часть импульса электронов проводимости передается решетке, за счет этого на границе возникает дополнительная δ -образная сила. Отметим, что при зеркальном отражении от границы поверхностная сила равна нулю. Механизм возбуждения, обусловленный диффузным рассеянием электронов на поверхности, приобретает важное значение на частотах СВЧ диапазона.

Уравнения теории упругости¹, применительно к задаче об ЭМВ звука в полуметаллах, использовались в работах Кравченко¹⁴, Бабкина, Долгополова и Кравченко¹⁵ и Бабкина и Кравченко¹⁶. Существенная роль деформационного взаимодействия в полуметаллах определяется большой, по сравнению с нормальными металлами, величиной отношения $\lambda_{ik} / \epsilon_F$.

В ряде теоретических работ¹⁷⁻²³ расчет сил, действующих на решетку, со стороны электронов, выведенных из равновесия, проводился «из первых принципов», без введения тензора деформационного потенциала. При последовательном проведении расчетов для металлов с произвольным законом дисперсии оба этих подхода дают совпадающие результаты.

Результаты исследований бесконтактного возбуждения звука в металлах, проведенных до 1972 года, представлены в обзорных статьях Уоллеса²⁴ и Доббса²⁵. Работы, проведенные к настоящему времени, существенно расширили круг явлений, реализующихся при электромагнитном возбуждении звука. Установлены закономерности ЭМВ в локальном пределе $l/\delta \ll \ll 1$ (δ — толщина скин-слоя, l — длина свободного пробега носителей) и в режиме аномального скин-эффекта. Определены основные особенности возбуждения ультразвука в СВЧ диапазоне и установлены механизмы трансформации в сверхпроводниках, полуметаллах и ферромагнетиках.

Авторы предлагаемого обзора ставят целью изложить основные результаты экспериментальных и теоретических работ в этой области, проведенных до настоящего времени, а также отметить ряд вопросов, требующих дальнейшего изучения.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ В ЛОКАЛЬНОМ ПРЕДЕЛЕ

В локальном пределе возбуждение звука электромагнитной волной, падающей на поверхность металла, возможно лишь при наличии постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 . Несмотря на то, что техника бесконтактного возбуждения сравнительно давно использовалась для изучения различных физических параметров металлов, экспериментальное исследование самого этого явления началось в 1966—1967 гг. работами Гантмахера и Долгополова на висмуте^{26, 27} и Ларсена и Саермарка на алюминии^{28, 29}. Эксперименты на висмуте рассматриваются ниже при анализе ЭМВ в полуметаллах. В работах Ларсена и Саермарка наблюдалось резкое усиление амплитуды квантовых осцилляций поверхностного импеданса монокристаллических дисков алюминия на частотах, соответствовавших установлению стоячих звуковых волн на их толщине. Явление наблюдалось в сильном магнитном поле при гелиевых температурах и, хотя в эксперименте не выполнялось условие равенства фазовых скоростей двух типов волн, интерпретировалось авторами как результат геликон-фононного взаимодействия. Этому ошибочному предположению, тем не менее, суждено было сыграть положительную роль на ранних этапах изучения ЭМВ в металлах — многие исследования были направлены, в частности, на доказательство несостоятельности сделанного утверждения. В экспериментах Хаука с соавторами³⁰ и Бетьемана с соавторами³¹ было показано, что возбуждение звука электромагнитной волной имеет место в широком диапазоне частот и магнитных полей и слабо зависит от температуры в интервале от 4,2 до 300 К. Генерация звука наблюдалась как в компенсированных металлах, так и в некомпенсированных, включая ситуацию, когда распространение геликонов невозможно вследствие доплер-сдвинутого циклотронного резонанса. В³¹ отмечалось также, что возбуждение поперечного звука происходит в геометрии, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно поверхности металла и совпадает с направлением распространения звука $\mathbf{q}_t \parallel \mathbf{H}_0$. Возбуждение продольного звука наблюдалось в магнитном поле, параллельном поверхности металла, при этом $\mathbf{q}_t \perp \mathbf{H}_0$.

В основных чертах теория трансформации электромагнитных и звуковых колебаний на границе проводящей среды построена в^{7, 8} и в применении к плоскопараллельным пластинам в¹⁴. Теория ЭМВ в пределе $l/\delta \ll 1$ разрабатывалась также в работах^{17, 18, 32-35} и подробно изложена в обзорах^{24, 25}.

При наложении постоянного магнитного поля, параллельного поверхности металла и перпендикулярного направлению переменного тока \mathbf{j} , на электроны в скин-слое δ действует сила Лоренца, направленная в глубь металла. Этой силой создается пространственная модуляция плотности электрического заряда, при этом ионы решетки перестраиваются таким образом, чтобы в объеме металла выполнялось условие локальной электронейтральности. В результате этого у поверхности возбуждается волна сжатия, распространяющаяся в глубь металла.

В магнитном поле, направленном по нормали к поверхности, в металле возбуждается поперечный звук. Это связано с тем, что под воздействием электрического поля волны в скин-слое электроны и ионы решетки приобретают противоположно направленные импульсы и сила Лоренца откло-

няет эти частицы в одну сторону. При этом электроны, сталкиваясь с решеткой, передают ей дополнительный импульс вдоль поверхности металла.

При распространении волн вдоль оси симметрии третьего (или более высокого) порядка продольные и поперечные звуковые колебания разделяются, а скорости обеих поперечных волн совпадают. В случае возбуждения как продольного, так и поперечного звука для плоских монохроматических волн уравнение вынужденных звуковых колебаний, распространяющихся от поверхности металла, может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - S^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}_0], \quad (3)$$

где ξ — вектор смещения, S — скорость звука, ρ — плотность металла, c — скорость света.

Полагая, что электромагнитное поле на поверхности металла изменяется пропорционально $\exp i(\omega t - kz)$, выпишем выражение для плотности переменного тока, протекающего в скин-слое:

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

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

Для того чтобы найти амплитуду возбуждаемого звука, подставим выражение (4) в волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + q^2 \xi = -\frac{H_0 H (1+i)}{4\pi\rho S^2 \delta} \exp \left[-(1+i) \frac{z}{\delta} \right], \quad (5)$$

где $q = 2\pi/\lambda$, λ — длина звуковой волны. На расстояниях, больших по сравнению с толщиной скин-слоя, решение имеет вид ²⁴

$$|\xi| = \frac{H_0 H}{4\pi\rho S \omega} \frac{1}{\delta \sqrt{1+\beta^2}}, \quad (6)$$

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

Эффективность бесконтактной трансформации электромагнитной и звуковой энергии можно определить как отношение потока звуковой энергии $\rho S \omega^2 \xi^2 / 2$ к средней величине вектора Пойнтинга электромагнитной волны на поверхности металла $\omega \delta H^2 / 16 \pi$. Согласно (6), эффективность трансформации η равна

$$\eta = \frac{H_0^2}{2\pi\rho S \omega \delta} \frac{1}{(1+\beta^2)}. \quad (7)$$

Оценки ²⁵ показывают, что в алюминии при комнатной температуре на частоте 10 МГц в поле 10 кЭ эффективность трансформации η составляет около 10^{-4} , т. е. из одного ватта поглощенной металлом электромагнитной энергии около 100 микроватт уходит на возбуждение звука. Для сравнения отметим, что эффективность трансформации кварцевого преобразователя составляет около 10^{-2} .

С точки зрения интенсивности возбуждаемого бесконтактным методом звука наиболее выгодна генерация стоячих звуковых волн в плоскопараллельных пластинах металлов. Исследуемый образец при этом помещается в катушку индуктивности, которая, в свою очередь, является частью колебательного контура или включена в мостовую схему. Электромагнитное поле на противоположных сторонах пластины удовлетворяет в этом случае условиям антисимметричного возбуждения.

Рассмотрим возбуждение стоячих звуковых волн в плоскопараллельной пластине. В случае тонкого скин-слоя пространственное распределе-

ние возбуждающей силы в первом приближении аппроксимируется δ -функцией:

$$F(z) = -\frac{H_0 H}{4\pi} [\delta(z) - \delta(z-d)], \quad (8)$$

где d — толщина пластины. При граничном условии, соответствующем свободной поверхности металла,

$$\left. \frac{d\xi}{dz} \right|_{z=0, d} = 0, \quad (9)$$

волновое уравнение для изотропной среды или для случая, когда направление распространения совпадает с одной из главных кристаллографических осей, примет вид

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + \left(\frac{i\omega\gamma}{S^2} + \frac{\omega^2}{S^2} \right) \xi = \frac{H_0 H}{4\pi\rho S^2} [\delta(z) - \delta(z-d)], \quad (10)$$

где γ — коэффициент затухания звука. Решение волнового уравнения (10) может быть записано в виде

$$\xi(z) = \frac{H_0 H}{2\pi\rho d} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(1 - \cos m\pi) \cos(\omega_m z/S)}{\omega^2 - \omega_m^2 + i\gamma\omega}, \quad (11)$$

где $\omega_m = m\pi S/d$, m — целое число.

Установление стоячих звуковых волн на толщине пластины сопровождается появлением резонансных особенностей на частотной зависимости поверхностного импеданса образца. Для того чтобы оценить амплитуду этих особенностей, рассчитаем амплитуду электромагнитной волны, излучаемой с поверхности металла. Добавка к электрическому полю, обусловленная распространением звука в металле, определяется выражением

$$\Delta E = \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \xi}{\partial t}, \mathbf{H}_0 \right]. \quad (12)$$

В частности, на поверхности металла действует переменное электрическое поле, амплитуда которого пропорциональна скорости смещения ионов решетки на поверхности и постоянному магнитному полю. Поскольку тангенциальная составляющая электрического поля непрерывна на границе двух сред, с поверхности металла излучается электромагнитная волна, электрический вектор которой определяется выражением (12). Излучаемая волна изменяет отражательную способность металла и, следовательно, его поверхностный импеданс.

В общем случае, электрическое поле, действующее на поверхности металла, может быть представлено в виде суммы электрического поля в отсутствие звуковой волны E_0 и резонансной добавки, связанной с возбуждением звука. Поверхностный импеданс при этом

$$Z = \frac{E_0 + \Delta E_{\text{рез}}}{I_0} = Z_0 + \Delta Z_{\text{рез}}, \quad (13)$$

где I_0 — ток в скин-слое. С учетом выражения (11) резонансная добавка к поверхностному импедансу пластины запишется в виде

$$\Delta Z_{\text{рез}} = \frac{2i\omega}{\rho d} \frac{H_0^2}{c^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1 - \cos m\pi}{\omega^2 - \omega_m^2 + i\gamma\omega}. \quad (14)$$

Выражение (14) получено в предположении $\beta \rightarrow 0$. С изменением частоты, магнитного поля или температуры пространственное распределение возбуждающей силы изменяется. В случае конечной толщины скин-слоя

выражение для $\Delta Z_{рез}$ преобразуется к виду

$$\Delta Z_{рез} = \frac{2i\omega}{\rho d} \frac{H_0^2}{c^2} \frac{1+i\beta}{1+\beta^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1-\cos m\pi}{\omega^2 - \omega_m^2 + i\gamma\omega}. \quad (15)$$

Из приведенного выражения, в частности, следует, что резонансная добавка к поверхностному импедансу представляет собой смесь сигналов поглощения и дисперсии, причем

$$\frac{\text{Im } \Delta Z_{рез}}{\text{Re } \Delta Z_{рез}} \Big|_{\omega=\omega_m} = \beta.$$

Выводы изложенной выше классической теории ЭМВ звука в металлах были подвергнуты всесторонней экспериментальной проверке. Схема одного из наиболее часто используемых методов бесконтактного возбуждения представлена на рис. 2. Возбуждающая катушка располагается вблизи поверхности образца, находящегося в постоянном магнитном поле. Ко второй поверхности крепится пьезоэлектрический преобразователь. Измерения обычно проводятся в импульсном режиме, причем возможно также

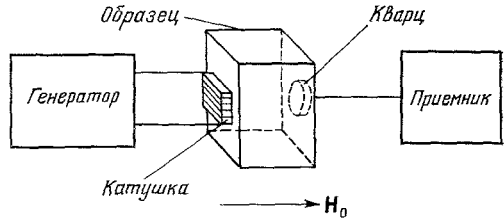


Рис. 2. Метод исследования ЭМВ на частотах мегагерцевого диапазона.

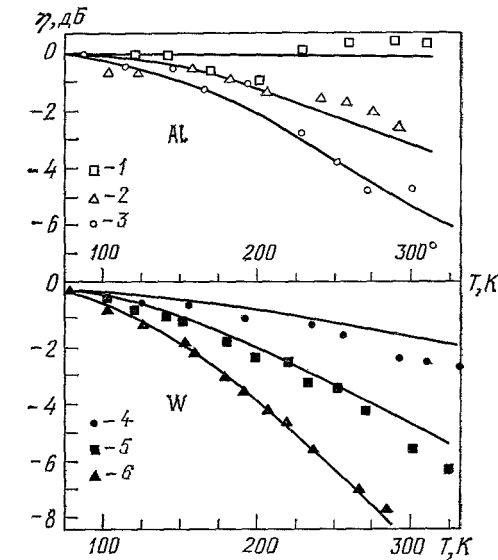


Рис. 3. Температурные зависимости эффективности ЭМВ поперечного звука в алюминии (1, 2, 3 — 10; 51,2; 70,5 МГц) и вольфраме (4, 5, 6 — 12,9; 24,2; 36,8 МГц³⁸). Теоретические кривые обозначены сплошными линиями.

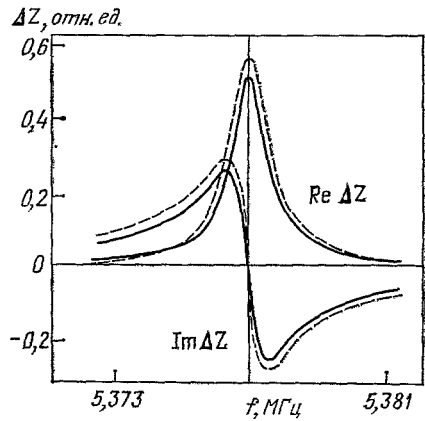


Рис. 4. Действительная $\text{Re } \Delta Z$ и мнимая $\text{Im } \Delta Z$ части резонансной добавки к поверхностному импедансу пластины галлия³⁹. Штриховой линией показаны зависимости, рассчитанные по формуле (15).

использование второй катушки вместо преобразователя в качестве детектора звуковых колебаний в металле. Этим методом возбуждение звука осуществлялось в различных металлах в диапазоне частот до 500 МГц и в магнитном поле до 150 кЭ. Были подтверждены зависимости (6) амплитуды возбуждаемого звука от магнитного поля, плотности и скорости звука

в металле. Измерения амплитуды возбуждаемого звука как функции частоты и температуры проводились в работе Гертнера с соавторами³⁶. Эти данные представлены на рис. 3 и показывают достаточно хорошее согласие с приведенной теорией. Техника бесконтактного возбуждения использовалась для генерации циркулярно поляризованных звуковых волн³⁷ и применялась Гертнером и Максфилдом³⁸ в эксперименте по воз-

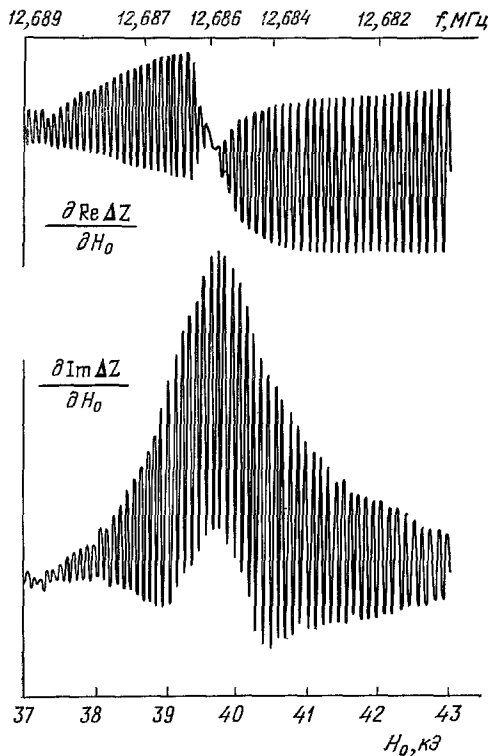


Рис. 5. Зависимости амплитуды квантовых осцилляций $\partial \text{Re } \Delta Z / \partial H_0$ и $\partial \text{Im } \Delta Z / \partial H_0$ магнитного поля на частоте акустического резонанса в пластине олова⁴³.

осцилляциями скорости звука*). Экспериментальные записи представлены на рис. 5. Для сигналов поглощения и дисперсии, описываемых лоренцевыми линиями, при осцилляциях скорости амплитуда осцилляций $\partial \text{Re } \Delta Z / \partial H_0$ на резонансной частоте минимальна, а $\partial \text{Im } \Delta Z / \partial H_0$ максимальна, что и наблюдалось в опыте. Изучение квантовых осцилляций скорости и затухания звука бесконтактным методом было продолжено в работах⁴⁴⁻⁴⁷. В частности, в⁴⁷ описан автогенератор для изучения затухания и дисперсии звука в металлах. В этом приборе возбуждение и прием акустических колебаний в пластине осуществляется с помощью двух катушек, охватывающих образец. Передаточная характеристика такой системы в магнитном поле имеет резонансные особенности на частотах, соответствующих возбуждению стоячих звуковых волн в пластине. Это позволяет реализовать автогенератор, работающий на резонансных частотах. В отсутствие магнитного поля коэффициент связи между катушками подбирается ниже

*) Подробный анализ влияния магнитного поля на скорость распространения звуковых волн в металлах проведен Родригесом^{137, 138}.

буждению продольного звука в жидких металлах. Для жидкости, смачивающей стенки сосуда, граничное условие закрепленной поверхности $\xi|_{z=0} = 0$ оказывает существенное влияние на эффективность трансформации электромагнитной и звуковой энергии, в этом случае $\eta_{\text{закр}} = \beta \eta_{\text{своб}}$.

Изучение резонансных особенностей поверхностного импеданса металлических пластин, связанных с установлением стоячих звуковых волн на их толщине, также широко использовалось для исследования ЭМВ. На рис. 4 представлены записи $\text{Re } \Delta Z_{\text{рез}}$ и $\text{Im } \Delta Z_{\text{рез}}$, наблюдавшиеся Лайэлом и Кокреном^{39, 40} в пластинах галлия. Экспериментальные записи хорошо согласуются с зависимостями, рассчитанными из уравнения (15).

В⁴¹⁻⁴³ при исследовании поверхностного импеданса монокристаллов олова было показано, что резкое усиление амплитуды квантовых осцилляций поверхностного импеданса на резонансных частотах, наблюдавшееся Ларсеном и Саермарком^{28, 29}, обусловлено, в основном, квантовыми

порога самовозбуждения генератора. При введении магнитного поля связь между катушками, обусловленная преобразованием электромагнитных и звуковых волн в металле, увеличивается, что приводит к генерации на частоте акустического резонанса образца. Частота генерации определяется скоростью звуковой волны в металле, амплитуда генерации несет информацию о затухании звука и об эффективности преобразования электромагнитных и звуковых волн на поверхности.

Уже на ранних этапах использования в экспериментальной практике явление ЭМВ нашло широкое применение в области неразрушающего контроля материалов. В ⁴⁸⁻⁵⁰ предложены различные варианты измерительных приборов, предназначенных, в основном, для контроля качества обработки поверхности и выявления объемных дефектов промышленных изделий.

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЗВУКА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОГО СКИН-ЭФФЕКТА

С понижением температуры в чистых металлах могут реализоваться условия, соответствующие выполнению двух неравенств $l/\delta > 1$, $\delta < \lambda$. В режиме аномального скин-эффекта возбуждение поперечного звука в металле возможно в отсутствие постоянного магнитного поля. Механизм ЭМВ в слабых полях и в отсутствие поля H_0 может быть представлен следующим образом ¹¹. Электроны, находящиеся в скин-слое, ускоряются электрическим полем электромагнитной волны и через столкновения передают избыточный импульс решетке. Кроме того, ионы решетки испытывают прямое воздействие электрического поля в скин-слое. Возбуждение звука у поверхности металла может происходить, если две эти силы локально несбалансированы. В отсутствие поля H_0 это происходит, когда длина свободного пробега носителей превышает толщину скин-слоя. В этом случае «столкновительная» сила пространственно отделена от области прямого воздействия переменного электрического поля, и обе приводят к напряжению сдвига на решетку. В изотропном случае поперечный звук, возбуждаемый в отсутствие постоянного магнитного поля, поляризован вдоль вектора электрического поля в скин-слое. При введении поля H_0 под воздействием лоренцевой силы, помимо «электрической» компоненты поперечного звука ξ_E , возбуждается также «магнитная» компонента ξ_H , поляризованная вдоль вектора переменного магнитного поля на поверхности.

Одним из первых экспериментов по возбуждению поперечного звука в условиях аномального скин-эффекта явилась работа Гертнера, Максфилда и Уоллеса ⁵¹ на монокристаллах вольфрама и алюминия. Наблюдалось возбуждение электрической компоненты звуковой волны в отсутствие поля H_0 . Вслед за этим, Томасом, Тернером и Сью ^{52, 53} были проведены эксперименты по ЭМВ поперечного звука в калии. В слабых полях $\omega_c/qv_F < 1$ (ω_c — циклотронная частота, v_F — фермиевская скорость носителей) амплитуды как электрической, так и магнитной компонент возбуждаемого звука нелинейно зависели от магнитного поля. Эти зависимости представлены на рис. 6. Амплитуда магнитной компоненты ξ_H увеличивалась с ростом H_0 , однако в слабых полях наблюдались существенные отклонения от линейной зависимости. Амплитуда электрической компоненты ξ_E с ростом магнитного поля уменьшалась.

Качественный анализ экспериментально наблюдавшихся зависимостей в рамках модели свободных электронов проведен Тернером, Томасом и Сью ⁵³. Следуя этой работе, для описания ЭМВ звука в условиях аномального скин-эффекта выпишем уравнения Максвелла для циркулярно

поляризованных компонент электромагнитного поля на поверхности металла. В Фурье-представлении они имеют вид

$$j_{\pm} \pm \frac{ic}{4\pi^2} H_{\pm} = i\beta\sigma_0 E_{\pm}, \quad (16)$$

где ток $j_{\pm} = j_x \pm ij_y$. Каждая из компонент тока j_{\pm} является суммой электронной $j_{e\pm}$ и ионной $j_{i\pm}$ составляющих. С использованием кинетиче-

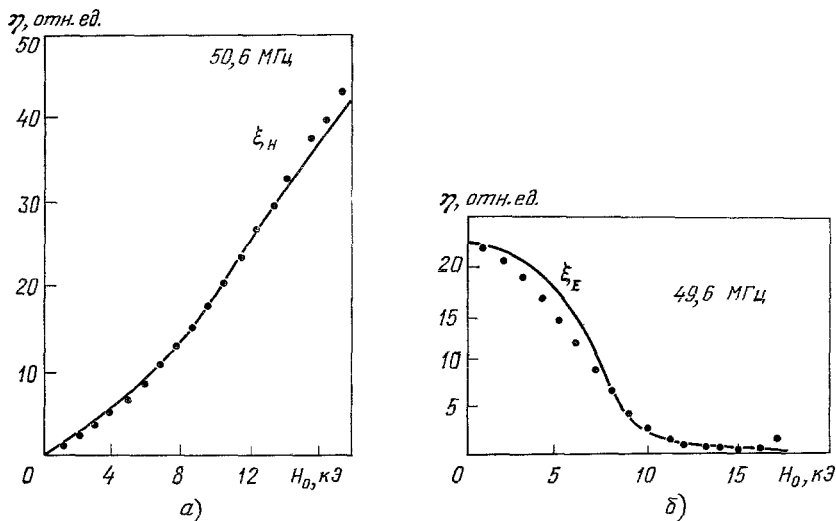


Рис. 6. Полевые зависимости эффективности возбуждения магнитной ξ_H (а) и электрической ξ_E (б) компонент поперечного звука в калии⁵³.

ского уравнения выражение для плотности тока может быть приведено к виду

$$j_{\pm} = in\omega \xi_{\pm} + \sigma_{\pm} \left(E_{\pm} - \frac{m}{\tau e} \frac{\partial \xi_{\pm}}{\partial t} \right); \quad (17)$$

здесь $\sigma_{\pm} = \sigma_{xx} \mp i\sigma_{xy}$ — циркулярные компоненты тензора проводимости металла в магнитном поле. Уравнения (16), (17) позволяют вывести соотношение между амплитудой смещения ионов и электромагнитным полем на поверхности:

$$E_{\pm} = \frac{in\omega}{\sigma_0} \frac{\sigma_{\pm} - \sigma_0}{\sigma_{\pm} - i\beta\sigma_0} \xi_{\pm} \mp \frac{ic}{4\pi^2} \frac{H_{\pm}}{\sigma_{\pm} - i\beta\sigma_0}. \quad (18)$$

Уравнение вынужденных звуковых колебаний в случае изотропной среды может быть записано в виде

$$M \frac{\partial^2 \xi_{\pm}}{\partial t^2} = MS^2 \frac{\partial^2 \xi_{\pm}}{\partial z^2} + ZeE_{\pm} \mp \frac{Ze}{c} iH_0 \frac{\partial \xi_{\pm}}{\partial t} - \frac{Zm}{ne\tau} \left(j_e \mp ne \frac{\partial \xi_{\pm}}{\partial t} \right), \quad (19)$$

где M , Ze — масса и заряд иона, m , n — масса и концентрация носителей заряда, τ — время релаксации. Третий член в правой части волнового уравнения представляет собой силу Лоренца, действующую на ионы. Последний член обусловлен столкновениями электронов с движущимися ионами решетки. Фурье-преобразование уравнения (19) с учетом граничных условий, соответствующих свободной поверхности металла, позволяет получить соотношение

$$\left[q^2 S^2 - \omega^2 \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} + A_{\pm} \right) \right] \xi_{\pm} = \frac{\omega}{\pi i} B_{\pm}, \quad (20)$$

где введены обозначения

$$A_{\pm} = \frac{Zmi}{M\tau\omega} \frac{(1-i\beta)(1-\sigma_0/\sigma_{\pm})}{1-i\beta\sigma_0/\sigma_{\pm}}, \quad (21)$$

$$B_{\pm} = \mp \frac{Zec}{4\pi M\sigma_0\omega} \frac{1-\sigma_0/\sigma_{\pm}}{1-i\beta\sigma_0/\sigma_{\pm}} H_{\pm}. \quad (22)$$

На расстояниях, больших по сравнению с толщиной скин-слоя, обратное фурье-преобразование уравнения (20) дает решение задачи:

$$\xi_{\pm} = \frac{B_{\pm}}{S} \exp \left[-\frac{i\omega z}{S} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{2\omega} + \frac{A_{\pm}}{2} \right) \right]. \quad (23)$$

В случае тонкого скин-слоя, когда членами, содержащими параметр β , можно пренебречь, уравнение (23) сводится к виду

$$\xi_{\pm} = \mp \frac{cZe}{4\pi M\sigma_0\omega S} \left(1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_{\pm}} \right) H_{\pm}. \quad (24)$$

Переходя к линейно поляризованному звуку, представим (24) в виде

$$\xi_{\pm} \sim (\mp a - ib) H_{\pm}, \quad (25)$$

где a и b — действительная и мнимая части выражения $(1 - \sigma_0/\sigma_{\pm})$. Магнитная компонента возбуждаемого звука $\xi_H \sim bH$, а электрическая $\xi_E \sim aH$.

Таким образом, в рамках модели свободных электронов действительная и мнимая части $(1 - (\sigma_0/\sigma_{\pm}))$ определяют смещение решетки, соответственно, вдоль векторов переменных электрического и магнитного полей на поверхности. В локальном пределе $\sigma_0/\sigma_{\pm} = 1 \mp i\omega_c\tau$ магнитная компонента смещения ξ_H сводится к виду, полученному ранее (6).

В то время как экспериментальные данные^{52, 53} показали качественное согласие с изложенной моделью, в прецизионных измерениях Уоллеса с соавторами⁵⁴ наблюдались значительные количественные расхождения между теорией и экспериментом. Эти исследования также проводились на монокристалле калия при гелиевых температурах. Экспериментальные данные и расчет по модели свободных электронов представлены на рис. 7. В сильных магнитных полях $\omega_c/qv_F > 1$ амплитуда магнитной компоненты ξ_H линейно возрастала с ростом H_0 , асимптотически приближаясь к расчетной зависимости. В слабых полях экспериментально измеренная зависимость лежит существенно ниже теоретической, а вблизи порога Кьелдааса $\omega_c/qv_F = 1$ амплитуда магнитной компоненты даже уменьшалась с ростом H_0 . Такая зависимость не может быть объяснена в рамках представленной модели. Полевая зависимость электрической компоненты ξ_E качественно такая же, как и в теории, однако экспериментально измеренная амплитуда ξ_E при $H_0 = 0$ примерно в семь раз превышает расчетное значение.

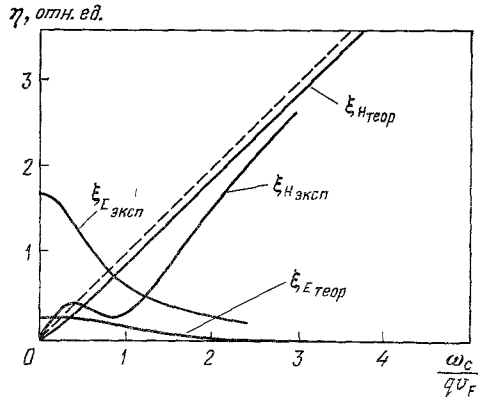


Рис. 7. Полевые зависимости эффективности возбуждения различных компонент поперечного звука в калии при $T = 4,2$ К⁵⁴.

Теоретические зависимости $\xi_{H\text{теор}}$ и $\xi_{E\text{теор}}$ рассчитывались при $ql = 1,9$. Штриховая линия является экстраполяцией линейной зависимости ξ_H в сильных полях.

Дополнительные доказательства существенного расхождения с моделью свободных электронов были получены в работе Чименти с соавторами⁵⁵. Измерения проводились на калии, причем как возбуждение, так и детектирование звука осуществлялось с помощью спиральных катушек, расположенных у поверхности образца. Используемая геометрия опыта не позволяла проводить отдельные измерения электрической и магнитной компонент возбуждаемого звука. Причина этого лежит в полностью

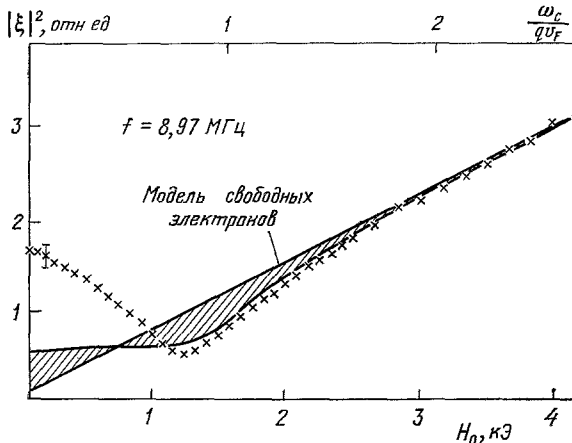


Рис. 8. Зависимость амплитуды возбуждаемого звука $|\xi|^2 = |\xi_H|^2 + |\xi_E|^2$ от магнитного поля в калии⁵⁵. Штрихованная область представляет собой границы применимости модели свободных электронов.

симметричной природе процессов генерации и детектирования звука. Измеряемая величина в такой постановке опыта — напряжение на приемной катушке — пропорциональна сумме квадратов двух компонент $u \sim \omega^2 (|\xi_E|^2 + |\xi_H|^2)$. Экспериментально измеренная зависимость амплитуды возбуждаемого звука от магнитного поля представлена на рис. 8. Штрихованная область представляет границы теоретически возможных зависимостей по модели свободных электронов. Эксперимент не описывается моделью свободных электронов при любых значениях подпоного параметра ql . Значительные расхождения с теорией наблюдались также в экспериментах на алюминии⁵⁶.

Анализу экспериментально наблюдаемых расхождений с моделью свободных электронов посвящен ряд теоретических исследований⁵⁷⁻⁶². Общим для них является привлечение дополнительных механизмов, обуславливающих немонотонную полевую зависимость амплитуды поперечного звука в слабых полях.

Канером и Фалько⁵⁷ задача о генерации звука в щелочных металлах решалась с учетом деформационного взаимодействия электронов проводимости с ионами решетки. Деформационная сила приводит к напряжениям, которые тем эффективнее, чем больше неоднородность электромагнитного поля в металле. Полученные решения задачи при различных значениях параметра ql удобно представить в графической форме. На рис. 9 приведены расчетные зависимости амплитуд ξ_H и ξ_E от магнитного поля при $ql = 2$ (рис. 9, а) и $ql = 10$ (рис. 9, б). При $ql = 2$ функция $\xi_H(H_0)$ заметно отклоняется от прямой вблизи порога Кьелдааса и приближается к ней в сильных полях. С этой расчетной кривой хорошо согласуются экспериментальные данные^{52, 53}. С увеличением параметра ql величина деформационной силы возрастает, вместе с ней увеличивается и амплитуда магнитной компоненты ξ_H в слабых полях. Конкуренция деформационного и индукционного механизмов ЭМВ обуславливает немонотонную зависимость ξ_H от магнитного поля. Расчет при $ql = 10$ дает хорошее согласие с данными работ^{54, 55}. Необходимо отметить, однако, что оценка параметра

нелокальности в эксперименте значительно ниже $ql \approx 1,9$. Что касается полевых зависимостей амплитуды электрической компоненты ξ_E возбуждаемого звука, то качественно расчет согласуется с экспериментом. Канером и Фалько⁵⁷ было высказано предположение, что наблюдаемые расхождения могут быть обусловлены дополнительной силой, возникающей при диффузном рассеянии электронов на поверхности металла. Хотя качественно учет диффузного рассеяния на границе и приводит к появлению минимума на полевой зависимости амплитуды возбуждаемого звука, количественное согласие с экспериментом при этом не достигается. Так, в работах^{62, 135} было показано, что в условиях эксперимента Чименти с соавто-

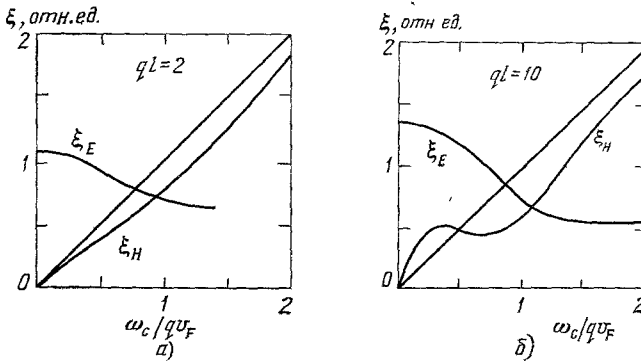


Рис. 9. Расчет зависимостей амплитуд смещения ξ_H и ξ_E от магнитного поля⁵⁷ при $ql = 2$ и $ql = 10$.

рами⁵⁵ (частота — 9 МГц, длина свободного пробега носителей — $1,4 \times 10^{-2}$ см) расчеты при чисто зеркальном и чисто диффузном рассеянии на границе различаются не более чем на 40 %.

Перенормировка эффективности индукционного механизма возбуждения в металлах с произвольным законом дисперсии рассматривалась Баником и Оверхаузером⁵⁹. В отсутствие столкновений электроны проводимости не полностью увлекаются решеткой. Если решетка совершает периодическое движение со скоростью $\partial \xi / \partial t$, то в случае изотропного спектра носители приобретают дополнительную скорость

$$\Delta \mathbf{v} = \left(1 - \frac{m}{m^*}\right) \frac{\partial \xi}{\partial t}, \tag{26}$$

где m^* — эффективная масса электрона. Индукционная сила при этом имеет вид

$$\frac{1}{c} \left(1 - \frac{m}{m^*}\right) \left[\frac{\partial \xi}{\partial t}, \mathbf{H}_0 \right]. \tag{27}$$

С учетом перенормировки индукционного взаимодействия выражения для электрической и магнитной компонент возбуждаемого звука запишутся так⁵⁹:

$$\xi_E = \frac{cH}{4\pi\omega\rho S} \frac{m}{m^*} \frac{(3\pi^2 n)^{1/3} \hbar\omega}{Seq l} \left| \frac{\text{Re } G}{|G|^2} - 1 \right|, \tag{28}$$

$$\xi_H = \frac{\hbar c H}{4\pi\omega\rho S} \left| \frac{m}{m^*} \frac{(3\pi^2 n)^{1/3} \hbar\omega}{Seq l} \frac{\text{Im } G}{|G|^2} - \frac{H_0}{c} \left(\frac{m}{m^*} - 1 \right) \right|, \tag{29}$$

где $G(q)$ — функция, введенная Кьелдаасом⁶³ для описания нелокальной электропроводности металла $\mathbf{j}_e = \sigma_0 G(q) \mathbf{E}$.

Сравнение приведенных выражений с выводами модели свободных электронов (23), (24) показывает, что амплитуда электрической компоненты ξ_E содержит дополнительный множитель m/m^* . Выражение для ξ_H

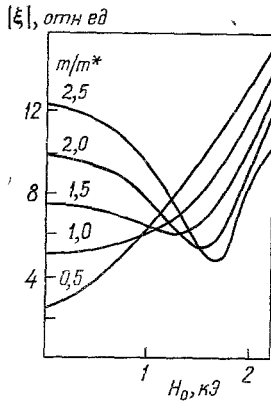


Рис. 10. Расчет перенормировки лоренцева механизма на амплитуду $|\xi|$ возбуждаемого звука в калии⁵⁹.

Расчет проведен при $ql = 10$ на частоте $f = 10$ МГц.

волил получить достаточно хорошее согласие с экспериментом.

4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ И ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСЫ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ

До сих пор мы рассматривали возбуждение поперечного звука в магнитном поле, параллельном направлению распространения волны. Возбуждение поперечного звука в перпендикулярном магнитном поле $H_0 \perp \perp \mathbf{q}_t$ впервые наблюдалось в эксперименте Гертнера и Максфилда⁶⁴ на монокристалле серебра. В этой геометрии в режиме $ql \gg 1$ наблюдались осцилляции эффективности трансформации, периодичные по параметру $1/\lambda H_0$. В опыте одновременно наблюдались также осцилляции коэффициента поглощения звука с тем же периодом, причем фазы осцилляций η и γ слегка различались. Экспериментальные данные представлены на рис. 11. Осцилляции наиболее отчетливо наблюдались в магнитном поле, перпендикулярном направлению электрического поля в скин-слое, и соответствовали геометрическому резонансу Бёммеля — Пиннарда для электронов одного из экстремальных сечений поверхности Ферми серебра. Повышение температуры кристалла приводило к быстрому исчезновению осцилляций, однако монотонная составляющая эффективности трансформации изменялась медленно. Это связано с тем, что число магнитоакустических осцилляций в первом приближении пропорционально l в режиме $ql \gg 1$, тогда как монотонная составляющая сравнительно слабо зависит от длины свободного пробега при выполнении условия $ql > 1$. Гертнером и Максфилдом⁶⁴ было высказано предположение, что осцилляции эффективности преобразования обусловлены интерференцией сил, действующих на решетку в скин-слое и в токовых листах, связанных с аномальным проникновением поля⁶⁵ на расстояния, кратные циклотронному диаметру носителей в магнитном поле.

*) На эквивалентность подходов^{57, 59} в приближении свободных электронов указано Канером и Фалько¹³⁶.

также содержит этот множитель и, кроме того, включает лоренцево слагаемое с коэффициентом $[(m/m^*) - 1]$. Это слагаемое увеличивает либо уменьшает амплитуду ξ_H в слабых полях в зависимости от того, меньше или больше единицы отношение m/m^* . Расчет перенормировки лоренцева механизма на амплитуду $|\xi| = \sqrt{|\xi_E|^2 + |\xi_H|^2}$ возбуждаемого звука в калии при различных значениях параметра m/m^* представлен на рис. 10. Наиболее хорошее согласие с экспериментом⁵⁵ дает зависимость с $m/m^* = 2$. Это значение, однако, сильно расходится с экспериментально определенным значением эффективной массы в калии ($m/m^* = 0,83$ *).

Резюмируя представленные результаты, можно отметить, что для сферически замкнутой поверхности Ферми калия теория не дает адекватного описания экспериментально наблюдаемых зависимостей. Вместе с тем учет тензора эффективных масс при описании ЭМВ в алюминии в режиме аномального скин-эффекта^{60, 61} позво-

Качественный анализ наблюдаемого явления был дан Бабкиным и Кравченко ⁶⁶. В работе отмечалось, что в условиях эксперимента ⁶⁴ осцилляции амплитуды возбуждаемого звука определяются скользящими параллельно поверхности образца электронами экстремального сечения поверхности Ферми, перпендикулярного полю H_0 . Решение задачи сводится к вычислению распределения электрического поля в металле с учетом аномального проникновения и решению волнового уравнения, возбуждающая сила в котором является функционалом электрического поля. В случае вышук-

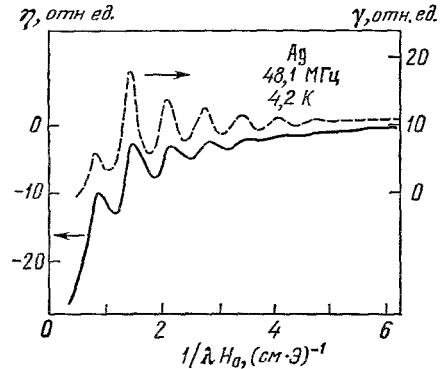


Рис. 11. Осцилляции эффективности ЭМВ поперечного звука в серебре в магнитном поле, перпендикулярном направлению распространения волны. Штриховой линией показаны осцилляции коэффициента поглощения звука ⁶⁴

лой поверхности Ферми и коротких звуковых волн $qR_c \gg 1$ амплитуда возбуждаемого звука в геометрии $H_0 \perp E \parallel z$ определяется выражением ⁶⁶

$$\xi_x = -\frac{ieE}{\rho S \omega \hbar^3} \left[\int \frac{dS_F}{v} \frac{v_x \lambda_{xz}}{v_z} + \overline{\omega_c \tau} \frac{2\lambda_{xz} \cdot p_x^0}{v_0} \sqrt{\frac{2\pi}{|qD_0''|}} \cos \left(qD_0 - \frac{\pi}{4} \right) \right]; \quad (30)$$

здесь направление распространения звука совпадает с осью z , D_0 — экстремальный диаметр электронной орбиты, соответствующей нормальной к H_0 сечению ферми-поверхности, индекс 0 обозначает точку пересечения орбиты $\varepsilon(p) = \varepsilon_F$, $p_y = p_{y \text{extr}}$ с пояском $v_z = 0$, $D'' = d^2D/dp_y^2$, черта над $\omega_c \tau$ соответствует усреднению по орбите.

Первый член в (30) описывает вклад всех электронов на ферми-поверхности в эффект генерации. Второе слагаемое описывает периодическое по $1/\lambda H_0$ осцилляции, соответствующие установлению на диаметре орбиты целого числа длин полуволн звука, т. е. геометрическому резонансу. Осцилляции амплитуды возбуждаемого звука пропорциональны значению тензора деформационного потенциала λ_{xz} в точке поверхности Ферми, соответствующей пересечению плоскости $p_x = p_{x \text{extr}}$ с пояском $v_z = 0$. Это дает возможность из экспериментальных данных по ЭМВ звука определять величину $\lambda_{ik}(p)$ на поверхности Ферми.

Задача о трансформации электромагнитной волны в звуковую в геометрии $q_t \perp H$ с учетом характера рассеяния электронов на границе металла была решена Фалько ⁶⁷. В случае чисто диффузного рассеяния на границе осциллирующая часть $\tilde{\xi}_x$ равна

$$\tilde{\xi}_x \sim A_1 \frac{\cos(qD_0 + \Delta)}{\sqrt{qD_0}}. \quad (31)$$

При зеркальном отражении

$$\tilde{\xi}_x \sim A_2 \frac{\cos(qD_0 + \Delta)}{qD_0}; \quad (32)$$

A_1, A_2 — амплитуды, учитывающие величину переменного электрического поля и параметры исследуемого металла. Точный вид A_1, A_2 приведен в ⁶⁷. Период и фаза Δ осцилляций не зависят от характера рассеяния элек-

тронов на поверхности. Амплитуда осцилляций в случае зеркального рассеяния в $\sqrt{qD_0} \gg 1$ раз меньше амплитуды осцилляций при диффузном, рассеянии. Фазовый сдвиг связан с тем, что осцилляции проводимости, обуславливающие аномальное проникновение поля в образец, и осцилляции коэффициента поглощения звука в условиях геометрического резонанса сдвинуты между собой на $\pi/2$.

Задача о трансформации электромагнитных и звуковых волн в условиях циклотронного резонанса рассматривалась Фалько и Ямпольским⁶⁸. В работе показано, что характер поверхностного рассеяния носителей существенно влияет на зависимость амплитуды возбуждаемого звука от магнитного поля. В случае зеркального отражения амплитуда в главном приближении монотонно зависит от магнитного поля. При диффузном отражении амплитуда звука проходит через максимум в области пересечения звуковых и поперечных циклотронных волн. В обоих случаях должны наблюдаться циклотронный и геометрический резонансы с малой амплитудой. В⁶⁸ показано, что в условиях циклотронного резонанса основную роль в процессах трансформации играет деформационное взаимодействие. Индукционная сила мала по сравнению с ним по параметру $qR_c \gg 1$. Эксперименты по бесконтактному возбуждению звука в металлах в условиях циклотронного резонанса до настоящего времени не проводились.

5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Изучение бесконтактного возбуждения звука в полуметаллах было начато практически одновременно^{26, 27} с первыми экспериментами по ЭМВ в нормальных металлах. В работах Гантмахера и Долгополова⁶⁹,

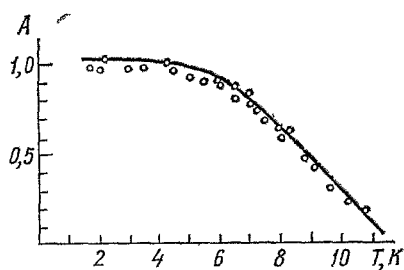


Рис. 12. Температурная зависимость амплитуды акустического резонанса $\frac{A}{A_0}$ в пластине сурьмы⁷².
 $H_0 = 1,2$ кЭ, $f = 2,8$ МГц.

Доббса с соавторами⁷⁰, Сюю и Томаса⁷¹ на висмуте и Долгополова⁷² на сурьме отмечалось, что отличительной особенностью ЭМВ в полуметаллах является сильная температурная зависимость эффективности трансформации в слабых полях $\omega_c / qv_F < 1$. Так, в экспериментах на монокристаллах висмута, помещенных в магнитное поле $H_0 < 100$ Э, понижение температуры от комнатной до 4,2 К приводило к увеличению η на два порядка⁶⁹. В магнитном поле, параллельном поверхности металла, возбуждался как продольный, так и поперечный звук.

Температурная зависимость амплитуды акустического резонанса в плоскопараллельной пластине сурьмы представлена на рис. 12. При температурах жидкого гелия эффективность трансформации выходила на насыщение. Эксперимент проводился в режиме тонкого, по сравнению с длиной звуковой волны, скин-слоя. Отметим, что в этих условиях эффективность лоренцева механизма трансформации практически не зависит от температуры.

При увеличении магнитного поля наблюдалась немонотонная зависимость эффективности возбуждения от H_0 . В образцах висмута различного качества максимум эффективности достигался в интервале полей 50—500 Э. Максимум эффективности смещался в сильные поля с ростом частоты и увеличением скорости звука $H_0^{\max} \sim S \sqrt{\omega}$.

Зависимость от скорости определялась из экспериментов по возбуждению продольного и поперечного звука различных поляризаций. Экспериментальные данные ⁷⁰ представлены на рис. 13.

Детальный анализ процессов ЭМВ в полуметаллах проведен Бабкиным с соавторами ¹⁵, Бабкиным и Кравченко ¹⁶ и Гилинским с соавторами ⁷³. Полевые зависимости эффективности трансформации электромагнитных и звуковых волн в висмуте обсуждались Квинном ²² и Зильберманом и Павловичем ⁷⁶. Ли с соавторами ²³ разрабатывалась теория бесконтактного возбуждения электрической ξ_E и магнитной ξ_H компонент поперечного звука в полуметаллах в условиях аномального скин-эффекта.

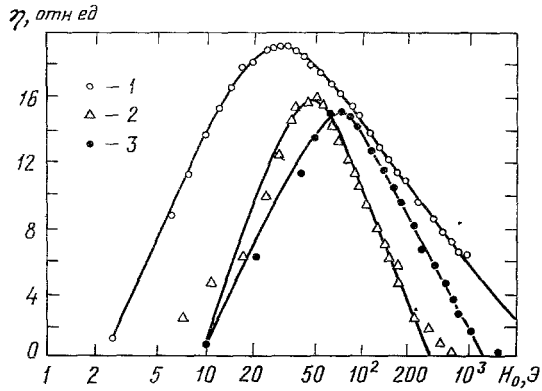


Рис. 13. Полевые зависимости эффективности ЭМВ поперечного звука в висмуте ⁷⁰. $T = 4,2 \text{ К}$ 1 — $f = 10,9 \text{ МГц}$, $H_0^{\text{шах}} = 30 \text{ Э}$; 2 — $31,8 \text{ МГц}$, 47 Э ; 3 — $49,3 \text{ МГц}$, 71 Э .

Особенности ЭМВ в полуметаллах обусловлены спецификой их электронного спектра. Поверхность Ферми полуметаллов состоит из электронных и дырочных долин, расстояния между которыми в \mathbf{p} -пространстве значительно превышают их размеры. При низких температурах равновесное распределение носителей в каждой долине устанавливается за времена, значительно меньшие, чем время установления равновесия между долинами. При падении электромагнитной волны на поверхность полуметалла равновесное распределение носителей в системе — как внутри каждой долины, так и между долинами — нарушается ^{74, 75}. Это означает, что при сохранении электронейтральности всей системы концентрации электронов, принадлежащих отдельным долинам, могут изменяться. Эта специфическая для полуметаллов неравновесность, связанная с возникновением градиентов концентраций носителей, приводит к возникновению объемных сил, деформирующих решетку. В обычных металлах с односвязной ферми-поверхностью деформационная сила определяется лишь зависящей от \mathbf{r} частью λ_{ik} . Это позволяет, в частности, использовать перенормированный тензор деформационного потенциала Λ_{ik} . Специфика полуметаллов заключается в том, что благодаря возникновению градиентов концентраций основной вклад в F^D дают не зависящие от \mathbf{r} части λ_{ik} . Существенная роль деформационного взаимодействия в полуметаллах определяется большой величиной отношения λ_{ik}/ϵ_F . Далее будем рассматривать только определяющую для полуметаллов часть деформационной силы $F^D = \sum_i \hat{\lambda}^i \nabla n^i$, где i — номер долины.

Для оценки эффективности деформационного механизма ЭМВ звука необходимо определить значения градиентов концентрации в каждой долине. В электрическом поле, параллельном поверхности полуметалла, по нормали к поверхности возникают потоки носителей, принадлежащих различным долинам. При этом полный ток вдоль нормали равен нулю.

К появлению таких потоков в отсутствие поля H_0 приводит анизотропия проводимости в различных долинах, а при наличии магнитного поля — дрейф носителей в скрещенных электрическом и магнитном полях. Если междолинные переходы на поверхности достаточно редки, можно считать, что перераспределение частиц между долинами не происходит. В этих условиях отсутствие полного потока частиц через границу полуметалла эквивалентно обращению в нуль на поверхности нормальных потоков электронов в каждой отдельной долине. Это означает, что распределение частиц между долинами у поверхности отличается от объемного и, вследствие появления градиентов концентрации, возникают диффузионные потоки, компенсирующие дрейф. Недеформированная решетка термодинамически неравновесна по отношению к измененному пространственному распределению электронов, в результате этого в ней появляются упругие напряжения. Упругие напряжения в звуковой волне изменяются с частотой внешнего поля. Отметим качественную особенность эффекта генерации, обусловленного деформационной силой в полуметаллах. С повышением температуры в процессы релаксации включаются коротковолновые фононы, способные существенно уменьшить время междолинной релаксации и приблизить его ко времени релаксации внутри долины. Интенсивные междолинные переходы выравнивают градиенты концентраций, при этом эффективность деформационного механизма уменьшается. Этим, в частности, обусловлена сильная температурная зависимость эффективности трансформации в полуметаллах.

В магнитном поле основной вклад в потоки, направленные по нормали к поверхности, вносит дрейф носителей в скрещенных полях. Поэтому при анализе ЭМВ можно пренебречь анизотропией проводимости в различных долинах и ограничиться моделью полуметалла с одной электронной и одной дырочной ферми-сферами, далеко отстоящими друг от друга в зоне Бриллюэна.

Рассмотрим случай нормального скин-эффекта, когда толщина скин-слоя значительно превышает радиусы ларморовских орбит. Для определения эффективности деформационного механизма возбуждения необходимо совместное решение уравнений Максвелла и диффузионных уравнений. Эта задача решена в работе Бабкина и Кравченко⁷⁷, где показано, что падающая на поверхность полуметалла электромагнитная волна возбуждает в нем две затухающие на различных расстояниях волны:

$$E(z, t) = (E_1 e^{k_1 z} + E_2 e^{k_2 z}) e^{-i\omega t}. \quad (33)$$

Для $k_{1,2}$ получены выражения

$$k_1^2 = L^{-2} - \delta_0^{-2}, \quad k_2^2 = \delta^{-2} (\delta + L^2 \delta_0^{-2})^{-1}, \quad (34)$$

где диффузионная длина L равна

$$L^2 = \frac{\sigma_e \sigma_h}{(\sigma_e + \sigma_h)} \frac{\tau_R}{e^2 \partial n / \partial \varepsilon}; \quad (35)$$

здесь $\delta^{-2} = 2\pi\omega c^{-2} (\sigma_e + \sigma_h)$, $\delta_0^{-2} = 2\pi\omega c^{-2} (\sigma_e^0 + \sigma_h^0)$, $\partial n / \partial \varepsilon$ — плотность состояний на уровне Ферми, τ_R — междолинное время релаксации. Диффузионные потоки, затухающие на глубине L , влияют на характер распределения токов и полей в образце⁷⁸. Для нормального в обычном понимании скин-эффекта, но при выполнении условия $l \ll \delta_0 \ll L$ имеет место своеобразная аномальность, обусловленная наличием двух волн с различным законом дисперсии; дополнительную волну, проникающую на глубину $\sim L$, можно назвать «концентрационной». Эта специфическая аномальность приводит к зависимости эффективности ЭМВ в полуметаллах от скорости поверхностной рекомбинации.

Изменение концентрации носителей, связанное с затухающими волнами в металле, определяется выражением ⁷⁷

$$n_e - n_0 = n_h - n_0 = (n_1 e^{k_1 z} + n_2 e^{k_2 z}) e^{-i\omega t}. \quad (36)$$

В случае, когда поток частиц, рекомбинирующих на поверхности $\Phi_p = S_p [n(0) - n_0]$ (где S_p — скорость рекомбинации на границе), мал по сравнению с диффузионным потоком $\Phi_{\text{дифф}} = D [\partial(n - n_0)/\partial z]$ (где $D \approx \frac{1}{3} \tau v_F^2 / \omega_c^2 \tau^2$), рассеяние на границе не приводит к междолинным переходам. Неравновесная концентрация при этом запишется в виде

$$n_{1,2} = \frac{k_{1,2} e E_{1,2}}{(k_{1,2}^2 - L^2)} \frac{\partial n}{\partial z} [(\omega_{ce} \tau_e)^{-1} + (\omega_{ch} \tau_h)^{-1}], \quad (37)$$

где

$$E_{1,2} = E(0) \frac{(L^2 - k_1^2)(L^2 - k_2^2)}{(L^2 - k_{2,1}^2)(k_2^2 - k_1^2)}; \quad (38)$$

τ_e, τ_h — времена релаксации, ω_{ce}, ω_{ch} — циклотронные частоты электронов и дырок соответственно.

Изменение концентрации носителей в долинах приводит к появлению объемных сил, деформирующих решетку:

$$F^D = (\hat{\lambda}_e - \hat{\lambda}_h) \nabla n. \quad (39)$$

Решение уравнения вынужденных звуковых колебаний с возбуждающей силой (39) запишется в виде

$$\xi = i \frac{(\lambda_e - \lambda_h) L, t}{\rho S^2} q \left(\frac{n_1}{k_1^2 + q^2} + \frac{n_2}{k_2^2 + q^2} \right). \quad (40)$$

Эффективность деформационного механизма трансформации определяется выражением ⁷²

$$\eta = 8\pi \frac{S}{c} \frac{e^2 \delta_0^6 g^6 (\lambda_e - \lambda_h)^2 (\partial n / \partial \epsilon)^2}{\rho c^2} K, \quad (41)$$

где

$$K = \left| \frac{k_2}{k_1} \right|^2 |k_2^2 + q^2|^{-2} [(\omega_{ce} \tau_e)^{-1} + (\omega_{ch} \tau_h)^{-1}]^{-2}. \quad (42)$$

Поскольку $|k_1| \gg |k_2| \geq q$ ($|k_2| / |k_1| \ll (\omega_c \tau)^{-1}$) и отношение $|n_2/n_1| = |k_2/k_1|$, возбуждение звука происходит, в основном, за счет медленно затухающей в глубь металла волны k_2 .

В области магнитных полей, где $|k_2| \gg q$, коэффициент трансформации пропорционален H_0^2 . В магнитном поле H_0^{max} , определяемом из условия $q\delta = 1$, η достигает максимального значения, а в полях, больших H_0^{max} , $\eta \sim H_0^{-2}$. Температурная зависимость эффективности трансформации обусловлена изменением внутримолинового τ и междолинного τ_R времен релаксации. При $H_0 < H_{0R}$ $\eta \sim \tau_R$, а при $H_0 > H_{0R}$ $\eta \sim \tau_R \tau^{-2}$.

Как показано в ^{72, 77}, в обратном предельном случае, когда диффузионный поток частиц $\Phi_{\text{дифф}}$ мал по сравнению с потоком частиц, рекомбинирующих на поверхности Φ_p , выражение для эффективности деформационного механизма трансформации преобразуется к виду

$$\eta = 8\pi \frac{S}{c} \frac{e^2 q^6 (\lambda_e - \lambda_h)^2 (\partial n / \partial \epsilon)^2 L^4 \delta^4}{\rho c^2 |i + q^2 \delta^2|^2} (\omega_{ce} \tau_e + \omega_{ch} \tau_h)^2. \quad (43)$$

Коэффициент трансформации, как и ранее, при $q\delta \ll 1$, пропорционален квадрату магнитного поля $\eta = CH_0^2$, а максимум η по полю достигается при $q\delta \sim 1$. Однако коэффициент C превышает соответствующую величину

ну в (41) в $(\delta L/\delta_0^2)^2$ раз. Температурная зависимость η в этом случае определяется величиной $(\tau\tau_R)^2$ при $H_0 < H_0^{\max}$ и τ_R при $H_0 > H_0^{\max}$.

Теоретический анализ полевых зависимостей эффективности преобразования электромагнитных и звуковых волн в висмуте, проведенный Зильберманом и Павловичем⁷⁶, показал, что в общем случае максимум эффективности трансформации достигается тогда, когда длина звуковой волны становится порядка размеров пространственной неоднородности $q\delta \sim 1$ или $qL \sim 1$. Это означает, что, в принципе, могут наблюдаться два максимума η при выполнении каждого из этих условий *).

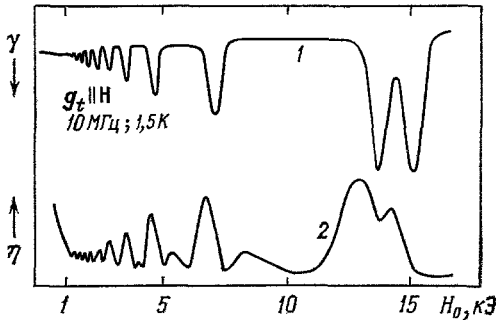


Рис. 14. Гигантские квантовые осцилляции коэффициента поглощения звука в висмуте (1) и осцилляции эффективности ЭМВ (2)⁸¹. Масштаб различен для зависимостей 1 и 2.

тования Ландау в поверхностном импедансе через осцилляции магнитной проницаемости и проводимости, для полуметаллов существенными являются эффекты, связанные с изменением концентрации носителей в квантующем поле. Если магнитная индукция пространственно неоднородна, равновесные концентрации электронов и дырок определяются величиной \mathbf{B} в той же точке, $n_0^e = n_0^h = n(\mathbf{B})$. Такая ситуация имеет место в условиях нормального скин-эффекта, когда переменная индукция в электромагнитной волне $\mathbf{B}(z, t)$ имеет проекцию на направление постоянной индукции \mathbf{B}_0 , создаваемой внешним полем H_0 . Теория показывает⁸³, что эффективность трансформации в квантовом случае отличается от классической фактором

$$\left[1 + \left(\frac{B_0}{\omega\tau_R n_0} \frac{\partial n}{\partial B} \right)^2 \right].$$

Второй член описывает добавки, изменяющиеся в зависимости от B_0^{-1} с периодом, вдвое меньшим периода осцилляций де Гааза — ван Альфена. Квантовые эффекты проявляются тем сильнее, чем меньше параметр $\omega\tau_R$ и больше магнитное поле H_0 .

Явление удвоения частоты квантовых осцилляций эффективности трансформации в висмуте представлено на рис. 14. Отметим, что относительная величина эффекта в осцилляциях η на порядок превышала величину эффекта в осцилляциях затухания γ ⁸¹. Последовательное по номерам увеличение и уменьшение максимумов квантовых осцилляций обобщается в⁸³.

*) Максимум на полевых зависимостях амплитуды возбуждаемого звука наблюдался также в нормальных металлах при воздействии лоренцева механизма возбуждения. В работе⁷⁹ при изучении поверхностной проводимости олова в сильном магнитном поле наличие максимума эффективности преобразования при $q\delta \sim 1$ ⁸⁰ использовалось для непосредственного определения толщины скин-слоя в металле.

Из других работ, посвященных исследованию особенностей деформационного механизма ЭМВ, отметим работу Конторовича и Саноговой ⁸⁴, в которой показано, что в сильных магнитных полях при $qH_0 = 0$ частотный рост эффективности трансформации при $ql \gg 1$ продолжается вплоть до $\omega t \sim 1$.

ЭМВ в полуметаллах в наклонном магнитном поле исследовалось Фалько ⁸⁵. Было показано, что при отклонении магнитного поля от направления $qH_0 = 0$ на малый угол $\varphi_{кр}$ резко увеличивается амплитуда возбуждаемого звука. Это явление аналогично «эффекту отклонения», наблюдавшемуся в экспериментах по изучению коэффициента поглощения и скорости звука в висмуте в магнитном поле ^{86,87}. Угол $\varphi_{кр}$ определяется из условия $\sin \varphi_{кр} = \frac{S}{v_F^{max}}$, где v_F^{max} — максимальная скорость электронов из окрестности эллиптической опорной точки на поверхности Ферми. Черта над v_F^{max} означает усреднение по периоду вращения электронов в поле H_0 .

Бабкиным и Кравченко ⁸⁸ рассмотрена задача о возбуждении акустических плазмонов в висмуте. Обсуждаются два механизма связи электромагнитных и акустических плазменных волн, обусловленные анизотропией электронного спектра и дрейфом носителей в магнитном поле волны.

Экспериментальное подтверждение эффектов, предсказанных в ^{84,85,88}, до настоящего времени не получено. Такие измерения представляли бы интерес в том отношении, что в них одновременно реализуются характерные особенности магнитоакустических резонансов и электромагнитных эффектов.

6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В этой главе рассматриваются результаты исследования ЭМВ в сверхпроводниках на частотах МГц диапазона. Переход металла в сверхпроводящее состояние существенно снижает эффективность бесконтактного преобразования. В эксперименте Бидгуда с соавторами ⁸⁹ изучалась тем-

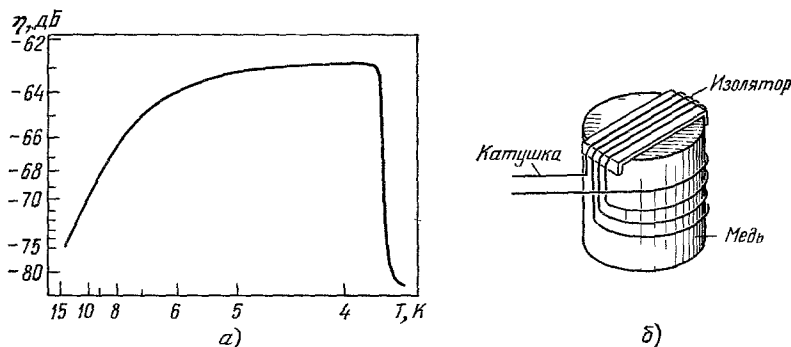


Рис. 15. а) Температурная зависимость эффективности возбуждения поперечного звука в олове на частоте 16 МГц в отсутствие магнитного поля ⁸⁹; б) конструкция приемной катушки.

пературная зависимость эффективности ЭМВ в монокристалле олова. Измерения проводились в широком интервале значений ql в отсутствие постоянного магнитного поля. С понижением температуры эффективность трансформации возрастала, выходя на насыщение в области остаточного сопротивления. При температуре сверхпроводящего перехода наблюда-

лось резкое уменьшение сигнала, детектируемого катушкой. Результат измерений представлен на рис. 15, а. Возбуждение звука в эксперименте осуществлялось кварцевым преобразователем, а детектирование — высокочувствительной катушкой, конструкция которой показана на рис. 15, б. Такая постановка опыта обусловлена прежде всего тем, что при использовании катушки в качестве генератора переменное магнитное поле, создаваемое ею, может существенно изменять эффективность трансформации вблизи T_c .

Как отмечалось выше, в нелокальном пределе на частотах, когда длина звуковой волны гораздо больше толщины скин-слоя $q\delta \ll 1$, основным механизмом трансформации является взаимодействие электрического

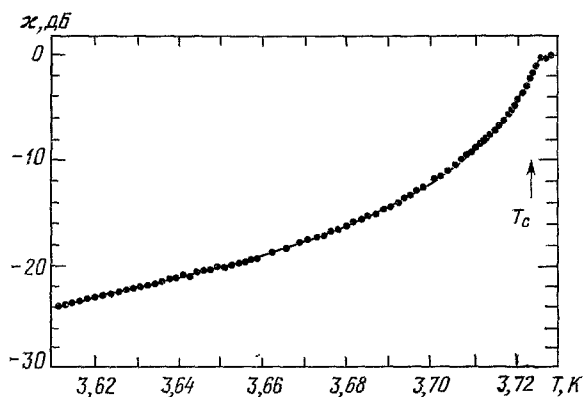


Рис. 16. Температурная зависимость нормированной эффективности трансформации κ в олове в сверхпроводящем состоянии⁹⁰.

Теоретическая кривая, соединяющая экспериментальные точки, получена с использованием одного подгоночного параметра $\delta/\lambda_L(0) = 15,74 \pm 0,24$.

поля в скин-слое с ионами решетки. С переходом в сверхпроводящее состояние глубина проникновения электромагнитного поля в металл резко уменьшается, что и обуславливает быстрое падение сигнала ниже T_c . В работах^{90,91} проводились подробные измерения эффективности бесконтактного преобразования ниже температуры сверхпроводящего перехода. В нормальном состоянии величина η_n ниже 4,2 К не зависела от температуры и составляла в олове около -120 дБ. В сверхпроводящем состоянии измерялась нормированная эффективность $\kappa = \eta_s/\eta_n$, зависимость которой от температуры представлена на рис. 16. Расчет эффективности ЭМВ в области перехода в сверхпроводящее состояние, выполненный Томасом с соавторами⁹⁰, позволяет выписать выражение для нормированной эффективности κ :

$$\kappa = \frac{1 + q^4 \delta^4}{[q^2 \delta^2 + (\sigma_{2S}/\sigma_n)]^2 + (\sigma_{1S}/\sigma_n)^2}, \quad (44)$$

где комплексная проводимость сверхпроводника $\sigma_S(q, \omega) = \sigma_{1S} + i\sigma_{2S}$, σ_n — проводимость металла в нормальном состоянии. При $|\Delta T| \ll T_c$ выражения для σ_{1S}/σ_n и σ_{2S}/σ_n могут быть записаны в виде⁹²

$$\frac{\sigma_{1S}}{\sigma_n} = 1 + \frac{1}{2} \frac{E_S}{kT} \ln \left(\frac{8E_S}{e\hbar\omega} \right) - 0,852 \left(\frac{E_S}{kT} \right)^2, \quad (45)$$

$$\frac{\sigma_{2S}}{\sigma_n} \approx \frac{2\delta^2}{\lambda_L^2(0)} \frac{\Delta T}{T_c}, \quad (46)$$

где E_S — энергетическая щель сверхпроводника, зависящая от температуры, $\lambda_L(0)$ — лондоновская глубина проникновения при $T = 0$. Теоретическая зависимость, представленная на рис. 16, получена с использованием только одного подгоночного параметра $\delta/\lambda_L(0)$. Проведенные в⁹⁰ измерения позволили, таким образом, предложить новый метод

определения глубины проникновения в лондоновских сверхпроводниках. Наилучшее согласие с экспериментальными данными достигалось при $\lambda_L(0) = 253 \pm 25 \text{ \AA}$, что находится в хорошем согласии с имеющимися в литературе данными⁹³.

В сверхпроводниках второго рода ЭМВ поперечного и продольного звука изучалось Вьенно и Максфилдом⁹⁴. В этой работе также измерялась нормированная эффективность трансформации, причем как полевая, так и температурная зависимости и определялись, в основном, изменением толщины скин-слоя с магнитным полем и температурой. Измерения проводились на сплавах Pb — In и Nb — Mo. Качество этих сплавов

η , отн. ед.

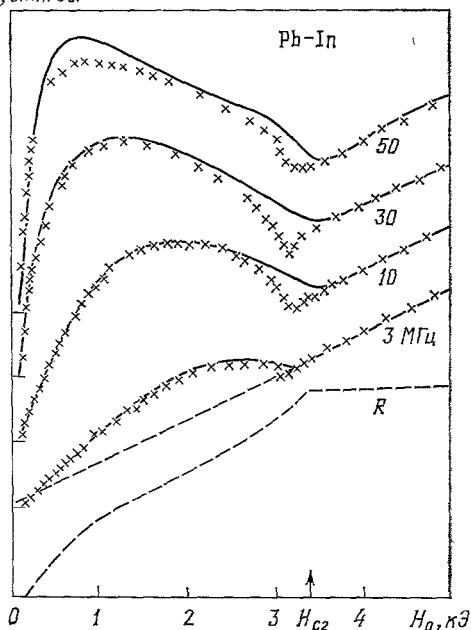


Рис. 17. Полевые зависимости нормированной эффективности ЭМВ поперечного звука в сплаве $\text{Pb}_{85} - \text{In}_{15}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ ⁹⁴.

Нули отсчета каждой кривой смещены по оси ординат. Штриховая линия R представляет полевую зависимость действительной части поверхностного импеданса при $f = 10 \text{ МГц}$.

при гелиевых температурах соответствовало условиям локальной проводимости. ЭМВ звука в них связано с лоренцевым механизмом трансформации. В интервале частот 3—90 МГц, использованном в эксперименте, толщина скин-слоя в сплавах в нормальном состоянии превышает длину звуковой волны. В этом случае учет пространственного распределения возбуждающей силы (множитель $(1 + \beta^2)^{-1/2}$ в выражении (6)) оказывает существенное влияние на эффективность ЭМВ. С переходом в смешанное состояние толщина скин-слоя уменьшается от значения $\delta \sim 100 \text{ мкм}$ при $H_0 > H_{0c}$ до лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(0) \sim 1 \text{ мкм}$ при $H_0 = 0$. Это приводит к соответствующему изменению поправочного множителя $(1 + \beta^2)^{-1/2}$.

Полевые зависимости нормированной эффективности трансформации и в сплаве Pb — In представлены на рис. 17. Максимум и достигался в некотором поле $H_0 < H_{0c2}$, и стремилась к нулю при $H_0 \rightarrow 0$. Приведенные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что ЭМВ в сверхпроводниках на низких частотах удовлетворительно описывается теорией бесконтактного преобразования в условиях как локальной, так и нелокальной проводимости.

7. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Проведенное до сих пор рассмотрение процессов трансформации электромагнитных и звуковых волн на поверхности металла ограничивалось областью относительно низких частот, для которых толщина скин-слоя в металле меньше длины звуковой волны. С повышением частоты электромагнитного излучения толщина скин-слоя уменьшается

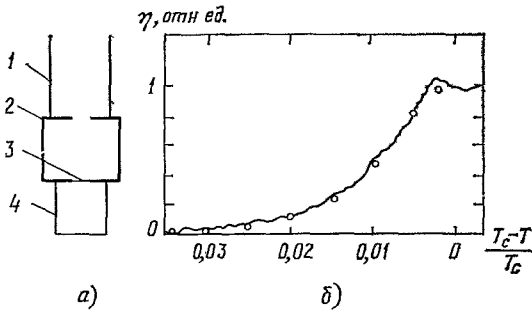


Рис. 18. а) Схема измерительной установки (1 — волновод; 2 — СВЧ резонатор; 3 — пленка индия; 4 — германиевый стержень); б) зависимость эффективности трансформации от приведенной температуры ⁹⁵ (точки на графике соответствуют расчету по формуле (52)).

пропорционально $\omega^{-1/2}$. В то же время длина звуковой волны $\lambda \sim \omega^{-1}$. На частотах СВЧ диапазона ($f \gg 1$ ГГц) длина волны звука становится мала по сравнению с толщиной скин-слоя и эффективность рассмотренных выше объемных механизмов трансформации резко падает. В этих условиях существенное значение приобретает характер рассеяния электронов на границе металла ¹¹. При диффузном рассеянии возникает так называемая «поверхностная» сила, которая становится определяющей в СВЧ диапазоне. Роль поверхностной силы в процессах трансформации впервые была продемонстрирована Абельсом ⁹⁵ в эксперименте на пленках индия. Схема опыта представлена на рис. 18, а. Пленка толщиной около 0,25 мкм напылялась на полированный торец германиевого стержня, после чего напыленная поверхность плотно прижималась к отверстию на дне микроволнового резонатора. Измерения проводились в импульсном режиме на частоте 9,3 ГГц. Вслед за возбуждающим импульсом наблюдалось несколько эхо-сигналов со временами задержки, соответствовавшими времени прохождения поперечного звука до нижнего торца германиевого стержня и обратно. Измерявшаяся в эксперименте величина — отношение амплитуды первого эхо-сигнала к амплитуде возбуждающего импульса — характеризовала два последовательно происходящих процесса: преобразование электромагнитной волны в звуковую и затем обратный процесс, т. е. излучение электромагнитных волн при падении звуковой волны на поверхность металла. Эта величина пропорциональна квадрату эффективности трансформации η^2 . Зависимость η^2 от температуры представлена на рис. 18, б. Отметим, что, как и на низких частотах, понижение температуры ниже точки сверхпроводящего перехода приводит к быстрому уменьшению эффективности трансформации.

Экспериментальное изучение ЭМВ поперечного звука в металлах в СВЧ диапазоне было продолжено в работах Вейсбарса ⁹⁶ и Зимеля с соавторами ⁹⁷⁻¹⁰². Усовершенствование методики, предложенной Абельсом, позволило существенно расширить температурный интервал измерений, при этом исследование процессов трансформации проводилось в металлах, находящихся как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях.

Физическую картину возбуждения акустических колебаний в металле в режиме $l/\delta > 1$ можно представить следующим образом ^{102,103}. Рассмотрим тонкую пленку $d < l$, когда рассеянием в объеме металла можно

характер рассеяния электронов на границе металла ¹¹. При диффузном рассеянии возникает так называемая «поверхностная» сила, которая становится определяющей

пренебречь. В этом случае поперечный импульс, приобретаемый электроном в скин-слое, определяется выражением

$$P_t = -\frac{eE\delta e^{-i\omega t}}{v_F}. \quad (47)$$

Число электронов, соударяющихся в единицу времени с единичной площадью каждой поверхности, равно $n_0 v_F / 2$. При диффузном отражении от границы импульс, приобретаемый электронами, передается решетке. Работа, совершаемая электрическим полем над электронами в скин-слое, преобразуется в энергию звуковых колебаний:

$$\rho \xi \omega S = -\frac{1}{2} e E \delta n_0 e^{-i\omega t}. \quad (48)$$

Используя выражение для потока акустической энергии в виде $W = \rho \xi^2 \omega^2 S / 2$ и учитывая соотношение $E = H \omega \delta / c$, получим выражение для эффективности бесконтактного преобразования:

$$\eta = \frac{4W}{P} = GAH^2 e^2 n_0^2 \omega^2 \delta^4 \frac{1}{8PZ_S c^2}, \quad (49)$$

где A — площадь пленки, P — мощность микроволнового излучения, Z_S — акустический импеданс металла. Учет того, что электроны сталкиваются с поверхностью под разными углами и, кроме того, могут рассеиваться в объеме металла, обуславливает появление дополнительного фактора:

$$G = \left| \frac{n}{n_0} (1 + \cos qd) - 2 \frac{1}{\delta^2} \left(1 - \frac{q\delta \sin qd}{\sin(d/\delta)} \right) (\delta^{-2} - q^2)^{-1} \right|^2. \quad (50)$$

Таким образом, электронный вклад в эффективность преобразования пропорционален четвертой степени толщины скин-слоя. Ниже температуры сверхпроводящего перехода толщина скин-слоя в металле асимптотически приближается к лондоновской глубине проникновения. Уменьшение числа нормальных электронов n при переходе пленки в сверхпроводящее состояние учитывается введением фактора n/n_0 .

Зависимость η^2 от температуры в интервале $0,4T_c - T_c$, полученная на пленке индия⁹⁷, представлена на рис. 19. Теоретические кривые N и A , приведенные на рисунке, рассчитывались с учетом температурной зависимости толщины скин-слоя в сверхпроводнике⁹⁹ в режиме нормального N и аномального A скин-эффекта. Экспериментальные

данные лучше всего согласуются с теоретической зависимостью A , рассчитанной в предположении $n/n_0 = 1$. С повышением температуры экспериментальные точки несколько отклоняются от кривой A , что, по-видимому, связано с уменьшением длины свободного пробега носителей и постепенным переходом к режиму нормального скин-эффекта. Согласно двухжидкостной модели, число нормальных электронов ниже T_c определяется соот-

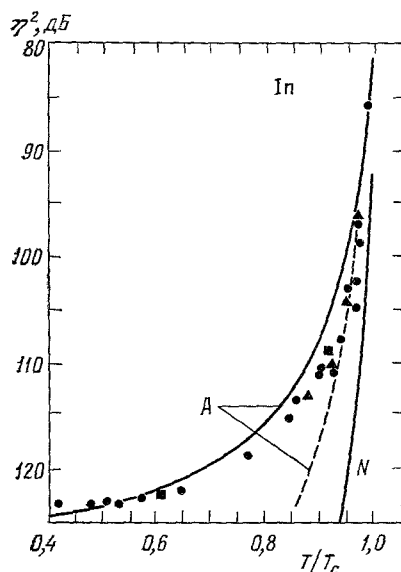


Рис. 19. Температурная зависимость эффективности ЭМВ в сверхпроводящем индии⁹⁷.

Теоретические кривые A и N соответствуют расчету в пределе аномального и нормального скин-эффекта. Сплошные кривые рассчитывались в предположении $n/n_0 = 1$. Штриховая кривая рассчитывалась по двухжидкостной модели с учетом температурной зависимости n/n_0 .

ношением $n/n_0 = (T/T_c)^4$. Учет этого фактора приводит, однако, к значительным расхождениям с экспериментом (пунктирная кривая на рис. 19). Зимелем¹⁰² было высказано предположение, что в эксперименте наблюдалось разрушение куперовских пар при рассеянии на границе пленки. Это находится в согласии с прямыми экспериментами по поглощению микроволнового излучения в сверхпроводниках¹⁰⁴.

Количественная оценка вклада объемных механизмов трансформации в лондоновских сверхпроводниках была получена Зимелем и Голдштейном⁹⁹. Во всем температурном интервале измерений вклад объемного преобразования на 17—20 дБ меньше эффективности поверхностного механизма. Голубом^{105,106} было показано, что для пиппардовских сверхпроводников объемные силы дают значительный вклад в эффективность трансформации, тогда как роль поверхностной силы уменьшается.

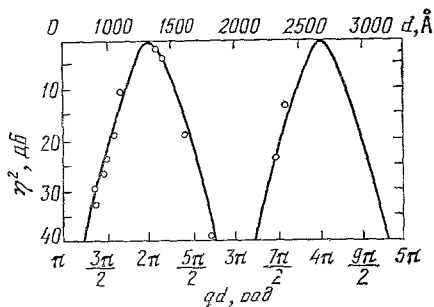


Рис. 20. Зависимость эффективности ЭМВ поперечного звука в золоте от толщины пленки⁹⁹.

Сплошные кривые представляют собой расчет эффективности как функции параметра qd ($q = 4,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$). Сверху приведены абсолютные значения толщины пленок.

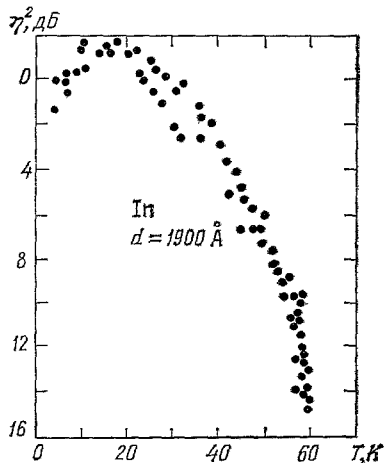


Рис. 21. Температурная зависимость эффективности ЭМВ в индии в нормальном состоянии¹⁰¹.

Калибровка производилась по величине η при $T = 4,2 \text{ К}$.

В работе⁹⁹ было исследовано также влияние толщины пленки на эффективность бесконтактного возбуждения. Измерения проводились на пленках золота различных толщин, экспериментальные данные представлены на рис. 20. Зависимость η^2 от толщины пленки обусловлена, прежде всего, интерференцией сил на ее поверхностях. Как и в случае низких частот, эффективность ЭМВ максимальна, когда на толщине пленки укладывается целое число длин звуковых волн.

Исследования процессов трансформации электромагнитных и звуковых волн в нормальных металлах в СВЧ диапазоне представлены, прежде всего, экспериментальными работами Голдштейна с соавторами^{100,101}. В этих работах на пленках индия, олова и золота изучались температурные зависимости эффективности ЭМВ в интервале от 4,2 до 100 К. Результаты измерений на индии приведены на рис. 21. В районе 15 К наблюдается максимум эффективности, при дальнейшем повышении температуры происходит быстрое уменьшение величины η^2 .

Подробный анализ частотной и температурной зависимостей эффективности преобразования проведен Зимелем¹⁰³ и Ивановски и Кагановым^{107,108}. Основным параметром, существенно зависящим от температуры, является длина свободного пробега носителей. При рассмотрении

температурного хода η необходимо учитывать соотношения между длиной свободного пробега l , толщиной скин-слоя δ и толщиной пленки d .

Для пленок, толщина которых удовлетворяет соотношению $qd = = 2\pi n$, в пределе большой длины свободного пробега $l/\delta > 1$ выражение для эффективности трансформации (49) сводится к виду

$$\eta = \frac{Ae^2 E^2 n_0^2}{2PZ_S} \left| \operatorname{tg} \frac{d}{\delta} \right|^2 \delta^2 \left(1 - \frac{1}{1 - q^2 \delta^2} \right)^2. \quad (51)$$

Это выражение справедливо при низких температурах. В условиях аномального скин-эффекта малая доля электронов летит параллельно поверхности и находится все время в скин-слое. Большинство носителей проводит в нем короткое время и только за это время получает дополнительную энергию от поля. Поэтому трансформация, обусловленная объемным взаимодействием, стремится к постоянной величине при увеличении длины свободного пробега. В этом случае роль эффективной длины свободного пробега играет толщина скин-слоя. Влияние поверхностного механизма трансформации уменьшается при увеличении l , поскольку при этом уменьшается число столкновений с поверхностью, а энергия, приобретаемая от поля, остается одной и той же. Последнее справедливо, когда длина свободного пробега не превышает толщины пленки. Таким образом, существование максимума на температурной зависимости эффективности трансформации определяется температурным ходом поверхностного механизма преобразования. Согласно оценкам¹⁰⁷, поверхностный механизм трансформации эффективен на частотах $f \gg 10^8 - 10^9$ Гц. На более низких частотах максимум эффективности должен отсутствовать, однако соответствующие экспериментальные данные до настоящего времени не получены.

С повышением температуры длина свободного пробега носителей уменьшается и условия аномального скин-эффекта перестают выполняться. В предельном случае нормального скин-эффекта $l/\delta \ll 1$, $d/\delta \ll 1$ выражение для эффективности трансформации может быть записано в виде

$$\eta = \frac{Ae^2 E^2 n_0^2}{2PZ_S} \left[l \left[1 - \exp \left(-\frac{d}{l} \right) \right] \frac{q^2 l^2}{1 + q^2 l^2} \right]^2. \quad (52)$$

При $d/l < 1$ и $ql > 1$ с уменьшением длины свободного пробега η уменьшается пропорционально l^2 . Это связано с уменьшением поверхностной силы. Еще более быстрый спад эффективности при дальнейшем увеличении δ и с переходом к режиму $ql < 1$ (наиболее высокие температуры на рис. 21) обусловлен тем, что область несбалансированного воздействия поля на ионы решетки — в пределах δ от поверхности — становится мала по сравнению с длиной звуковой волны. Поверхностная сила при этом локально компенсируется прямым воздействием электрического поля волны на ионы решетки.

Эффективность трансформации электромагнитной и звуковой энергии в пленках металлов при низких температурах достаточно высока и сравнима с эффективностью традиционно используемых преобразователей в СВЧ диапазоне. Так, в эксперименте Зимеля и Голдштейна⁹⁸ значение η при 4,2 К составляло около $5 \cdot 10^{-5}$. Это открывает возможность использования тонких пленок металлов в качестве электромеханических преобразователей в СВЧ диапазоне¹⁰⁹.

8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

При бесконтактном возбуждении звука в ферромагнетиках процесс трансформации модифицируется дополнительными механизмами, присущими магнитным материалам. Прежде всего, это магнитоэлектрическое взаимодействие. В ненасыщающем магнитном поле H_0 возбуждение акустических колебаний обусловлено воздействием радиочастотного поля на суммарную намагниченность M . При этом сила, действующая на решетку, возникает в результате магнитоупругого взаимодействия намаг-

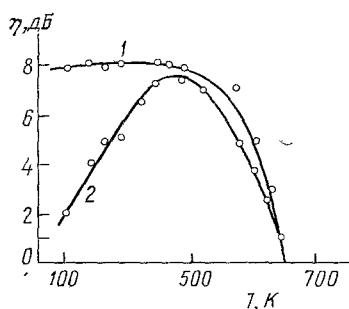


Рис. 22. Температурные зависимости эффективности ЭМВ в никеле в магнитном поле H_0 .

H_0 (кЭ) = 6 (1) и 2 (2).

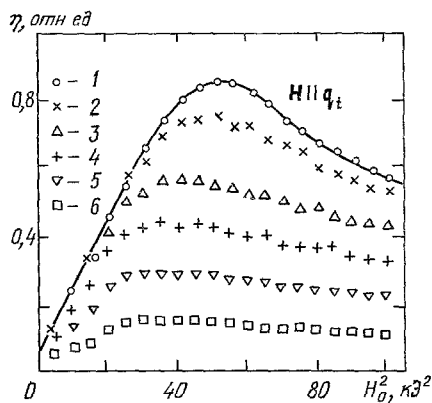


Рис. 23. Полевые зависимости эффективности ЭМВ в никеле для различных ориентаций H_0 относительно направления распространения звука q_z .

Сплошная кривая соединяет экспериментальные точки при $H_0 \parallel q_z$. 1 — 0° , 2 — 15° , 3 — 30° ; 4 — 45° , 5 — 60° , 6 — 75° .

ненности с решеткой. Кроме того, в широком интервале изменения магнитного поля и температуры следует учитывать механизмы возбуждения, присущие нормальным металлам.

Среди исследованных к настоящему времени ферромагнетиков никель в определенном смысле представляет собой уникальный объект вследствие большой величины магнитоэлектрики и малой кристаллической анизотропии. ЭМВ поперечного и продольного звука в никеле в широком интервале магнитных полей и температур исследовано в работах Гитиса ¹¹⁰, Дроботко и Набережных ^{111, 112} и других авторов ¹¹³⁻¹¹⁶. В магнитных полях, превышающих поле магнитного насыщения образца, трансформация электромагнитных и звуковых волн при гелиевых температурах практически полностью определялась лоренцевым механизмом возбуждения ¹¹². В ненасыщающем магнитном поле основным механизмом, ответственным за возбуждение звука, является магнитоупругое взаимодействие ^{110, 113}. Этот вывод следует из анализа температурных и полевых зависимостей интенсивности возбуждаемого звука. В частности, при нагреве никеля выше температуры Кюри (630 К) наблюдалось уменьшение эффективности трансформации более чем на 40 дБ. Температурные зависимости эффективности трансформации, полученные при различных значениях подмагничивающего поля, представлены на рис. 22. В магнитном поле, близком к насыщающему (кривая 1), эффективность преобразования монотонно уменьшается с повышением температуры. Быстрый спад η начинается в районе 460 К. В более слабом поле (кривая 2) при этой же температуре

наблюдается максимум эффективности, абсолютная величина которого уменьшается с ростом подмагничивающего поля. Максимум η при 460 К обусловлен тем, что при этой температуре постоянная магнитной анизотропии никеля стремится к нулю¹¹⁷ и резко интенсифицируется движение доменных стенок и вектора намагниченности. При намагничивании образца до насыщения доменная структура исчезает, и максимум на температурной зависимости η практически не наблюдается.

Полевые зависимости эффективности трансформации в никеле также обнаруживают немонотонное изменение. Для различных ориентаций поля H_0 относительно направления распространения поперечного звука эти зависимости показаны на рис. 23. Эффективность трансформации возрастала пропорционально H_0^2 до ~ 3 кЭ, а в полях выше 5 кЭ наблюдалось уменьшение η с ростом магнитного поля. Максимум на полевых зависимостях η наблюдался как на моно-, так и на поликристаллических образцах никеля¹¹³. При нагреве выше температуры Кюри эффективность ЭМВ удовлетворительно описывалась лоренцевым механизмом трансформации (некоторые расхождения отмечались в¹¹⁴).

Экспериментальное изучение процессов магнитоупругого возбуждения звука в различных магнитных материалах проводилось Городецки с соавторами¹¹⁸. Были обнаружены особенности эффективности бесконтактного возбуждения вблизи спин-переориентационного перехода в ErFeO_3 , ферромагнитного резонанса в Fe_3O_4 и в районе магнитного фазового перехода в тербии. Полученные данные, по меньшей мере качественно, получили объяснение в рамках магнитоупругого механизма преобразования^{*}).

Расчет эффективности ЭМВ в ферромагнетиках проводился в работах^{113, 119}. Модель¹¹³, опирающаяся на теоретический анализ Городецки с соавторами¹¹⁸ и Ле Кро и Комстока¹²⁰, дает достаточно хорошее описание экспериментальных данных по никелю. Согласно этим работам, в ферромагнитных материалах магнитоупругое взаимодействие в полях ниже порога насыщения оказывает гораздо большее воздействие на решетку, чем сила Лоренца. Амплитуда возбуждаемого в каждом конкретном случае поперечного или продольного звука зависит от взаимной ориентации векторов намагниченности, постоянного и переменного магнитных полей относительно кристаллографических осей образца и от величины магнитоупругих коэффициентов C_{me} . В общем случае при возбуждении поперечного звука напряжение сдвига, оказываемого на решетку, может быть представлено в виде

$$\sigma = \frac{C_{me} H M_S \cos(\varphi_0 - \varphi) \cos 2(\varphi_0 - \varphi)}{H_0 M_S \cos(\varphi_0 - \varphi) + \alpha}, \quad (53)$$

где M_S — намагниченность насыщения, φ_0 и φ — соответственно углы между направлением магнитного поля H_0 и осью легкого намагничивания и вектором намагниченности M , $\alpha = \partial^2 E_k / \partial \varphi^2$, где E_k — энергия кристаллической анизотропии ферромагнетика.

Основные механизмы ЭМВ звука в ферромагнетиках могут быть представлены следующим образом. Вращение доменов во внешнем поле приводит к линейной и объемной магнитострикции. Радиочастотное магнитное поле модулирует статические напряжения, в результате чего амплитуда возбуждаемого звука содержит член, пропорциональный динамической магнитострикции (производной по полю от статической магнито-

^{*} Предварительные измерения¹¹³ показали, что измеренная при комнатной температуре эффективность трансформации в кобальте и железе удовлетворительно описывается лоренцевым механизмом возбуждения.

стрикции). Линейная магнитострикция ответственна, в основном, за возбуждение поперечного звука, тогда как объемная магнитострикция приводит к возбуждению как поперечного, так и продольного звука.

Различные механизмы, ответственные за бесконтактное возбуждение звука в ферромагнетиках, могут быть выделены так, как это сделано в экспериментальной работе Пахера и Максфилда¹¹⁴. В этой работе в широком интервале температур исследовались сплавы никеля и железа. Сплавы при этом подбирались так, чтобы реализовался наиболее широкий

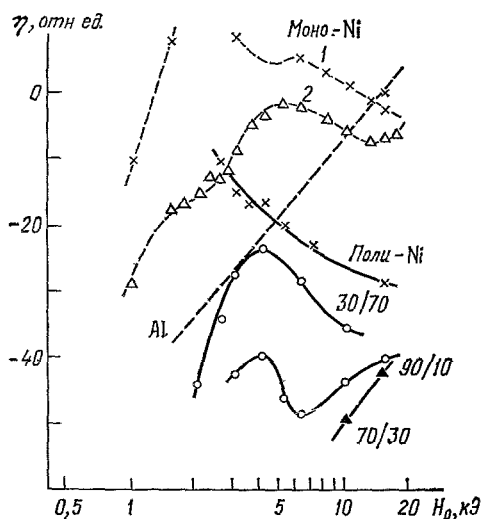


Рис. 24. Полевые зависимости эффективности ЭМВ в моно- и поликристаллах никеля и в сплавах Ni — Fe¹¹⁴.

$T \approx 300$ К, $f = 3-6$ МГц. Образец алюминия (штриховая зависимость) использовался для калибровки измерительной установки. Кривые 1 и 2 соответствуют различным ориентациям постоянного и радиочастотного магнитных полей относительно кристаллографических осей никеля.

в этом сплаве достигает максимума в районе 4 кЭ и равна эффективности лоренцева механизма в алюминии в том же поле.

Сплав 90% Ni — 10% Fe был выбран вследствие того, что при комнатной температуре постоянная магнитной анизотропии в нем такая же, как и в никеле, и, кроме того, величины намагниченности насыщения в них также практически равны между собой. Тем не менее эффективность возбуждения поперечного звука в этом сплаве намного меньше, чем в поликристалле никеля. Этот результат свидетельствует о том, что, помимо магнитной анизотропии металла, какие-то другие факторы оказывают существенное влияние на эффективность ЭМВ в ферромагнетиках.

Этот вывод подтверждается также измерениями на сплавах 70% Ni — 30% Fe и 81% Ni — 19% Fe. В первом из них очень мала энергия кристаллической анизотропии, вследствие чего можно было бы ожидать высокой эффективности трансформации. В сплаве 81% Ni — 19% Fe, где мала линейная магнитострикция, возбуждение звука вообще не наблюдалось вплоть до 15 кЭ. При 15 кЭ эффективность лоренцева механизма возбуждения должна быть сравнима с η в никеле выше температуры Кюри. Однако эффективность ЭМВ звука в области насыщения в указанных сплавах значительно ниже. Представленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что теория бесконтактного возбуждения

диапазон изменения величины магнитострикции и постоянной магнитной анизотропии.

Экспериментальные результаты, полученные на моно- и поликристаллах никеля и на сплавах Ni — Fe, представлены на рис. 24. Отметим сразу же один, не получивший до настоящего времени объяснения, результат: в насыщающем магнитном поле эффективность возбуждения звука в поликристаллическом никеле оказалась на 18 дБ меньше, чем это следует из лоренцева механизма возбуждения. Калибровка полученных результатов проводилась путем сопоставления с результатами измерений на алюминии, эффективность возбуждения звука в котором принята за эталон.

Сплав 30% Ni — 70% Fe (по весу) обладает сильной объемной магнитострикцией вплоть до нескольких килоэрстед и малой линейной магнитострикцией в слабых полях. Эффективность ЭМВ

звука в ферромагнетиках требует дальнейшего развития. Ферромагнитный акустический резонанс при ЭМВ звука в ферромагнетиках изучался Поуви с соавторами^{115,116}. Был исследован отклик ферромагнетика на радиочастотное магнитное поле с учетом взаимодействия электромагнитных, спиновых и звуковых волн*). Результаты расчета дисперсионных соотношений для связанной системы звуковых, спиновых и электромагнитных волн представлены на рис. 25. Расчет¹¹⁶ проведен для монокристалла никеля в магнитном поле, перпендикулярном поверхности и превышающем поле насыщения. Зависимости, приведенные на рисунке, соответствуют право-циркулярно поляризованным волнам. Были использованы следующие параметры связанной системы: $\omega_q = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹ — частота спиновых волн в отсутствие взаимодействия, $\Delta = 1,7 \cdot 10^8$ с⁻¹ — характерная частота магнитоупругого взаимодействия, $S_t = 3,5 \cdot 10^5$ см/с — скорость поперечного звука, $\delta^2 = 10^4/\omega$ см² — квадрат толщины скин-слоя, $\omega_M = 4\pi\gamma' M_S = 1,2 \cdot 10^{11}$ с⁻¹, γ' — магнитомеханическое отношение.

Как показано на рис. 25, металл становится прозрачным в отсутствие релаксации спиновых волн для радиочастотного магнитного поля на частоте $\omega_+ = \omega_q + \omega_M$. Это обусловлено трансформацией электромагнитных и спиновых волн на поверхности. Спиновая волна в этом случае представляет собой свободную прецессию намагниченности с бесконечной длиной волны. Условие ферромагнитного резонанса модифицируется магнитоупругим взаимодействием и приобретает вид $\omega = \omega_q - \Delta$. В этом интервале частот звуковые, спиновые и электромагнитные волны сильно связаны. Радиочастотное магнитное поле на поверхности возбуждает спиновую волну, которая, в свою очередь, возбуждает звук посредством магнитоупругого взаимодействия. Расчетное значение эффективности трансформации η составляет в этом случае около 10%.

Анализ работ, посвященных ЭМВ в ферромагнетиках, позволяет сделать вывод, что имеют место два основных механизма генерации. Первый из них — лоренцев механизм возбуждения, модифицированный токами намагниченности. Второй — магнитоупругое взаимодействие, которое, в принципе, может быть усилено ферромагнитным резонансом. Расчет¹¹⁵ показывает, что в никеле магнитоупругое взаимодействие на частоте ферромагнитного резонанса гораздо эффективнее лоренцева механизма возбуждения. В сильных полях доминирующим становится лоренцев механизм. В магнитных изоляторах лоренцева сила отсутствует и основным должен стать механизм магнитоупругого возбуждения.

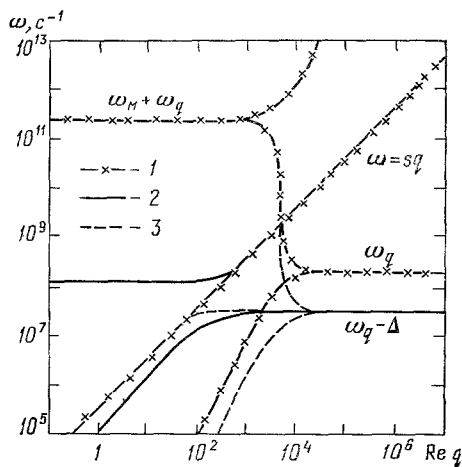


Рис. 25. Расчет дисперсионных соотношений для связанной системы электромагнитных, спиновых и звуковых волн в никеле при комнатной температуре¹¹⁶.

Представлены только право-циркулярно поляризованные волны. 1 — дисперсионные соотношения при $\Delta = 0$; 2 — спин-фононное взаимодействие; 3 — взаимодействие электромагнитных и спиновых волн

*) Общее рассмотрение процессов взаимодействия коллективных возбуждений в ферромагнетиках проведено Ахизером, Барьяхтаром и Пелетминским¹²¹ и Блан ком и Кагановым¹²².

9. АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ПРИ БЕСКОНТАКТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ

При наблюдении ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в проводящих средах обычно предполагается, что в резонансном поглощении энергии электромагнитного поля принимают участие только спины ядер, расположенных в пределах толщины скин-слоя δ . Для увеличения амплитуды наблюдаемого сигнала используются металлические порошки, размер зерна в которых $d < \delta$. Сигнал ЯМР при этом усредняется по всем кристаллографическим направлениям, что не позволяет, в частности, исследовать анизотропию сдвига Найта в монокристаллах металлов. Бесконтактное возбуждение звука в металлах позволяет в какой-то степени преодолеть это затруднение. Акустический ЯМР (АЯМР) представляет собой одно из направлений радиочастотной спектроскопии и заключается в избирательном поглощении энергии звуковых волн ядерной спин-системой при условии, что частота фонона соответствует расстоянию между магнитными энергетическими уровнями. Природа спин-фононного взаимодействия, т. е. механизма, осуществляющего передачу акустической энергии в систему ядерных спинов, такая же, как и у явления спин-решеточной релаксации. Колебания ионов создают в каждой точке образца переменное электромагнитное поле, и спины ядер взаимодействуют с магнитной компонентой этого поля. Экспериментально наблюдаемый сигнал при этом является суммарным сигналом поглощения от ядер в скин-слое и в объеме образца.

Задача об акустическом ЯМР решается методами, аналогичными использованным ранее при рассмотрении ЭМВ в металлах. Для циркулярно поляризованных волн намагниченность системы ядерных спинов определяется выражением

$$M_{\pm} = \chi_{\pm} H_{\pm}, \quad (54)$$

где ядерная восприимчивость χ_{\pm} равна

$$\chi_{\pm} = \frac{\pm i \alpha M_0 T_N}{1 + i \omega T_N \pm i \alpha H_0 T_N}; \quad (55)$$

здесь α — гиромагнитное отношение ядер, M_0 — ядерная намагниченность насыщения в направлении постоянного магнитного поля, T_N — поперечное ядерное время релаксации. Выражение для χ_{\pm} представляет собой решение уравнения Блоха для ядерной намагниченности.

Теория АЯМР при бесконтактном возбуждении звука в металлических пластинах развита Квинном¹²³. В случае, когда преобладают неэлектронные механизмы затухания звука в металле, что имеет место при низких температурах, выражение для резонансной добавки к поверхностному импедансу пластины может быть записано в виде

$$(\Delta Z)_{\text{рез}} = \frac{16\pi}{d} \frac{\omega_c \Omega_c}{\omega_p^2} \tilde{\tau} \left[1 - \frac{\omega_c \Omega_c c^2}{S_t^2 \omega_p^2} \tilde{\omega} \tilde{\tau} \left(\nu_{2\pm} + \frac{c^2 \omega}{S_t^2 \omega_p^2 \tilde{\tau}} \right) \right], \quad (56)$$

где ω_p — плазменная частота носителей, Ω_c — ионная циклотронная частота, $\tilde{\tau}$ — параметр, характеризующий неэлектронное затухание звука (при низких температурах $\tilde{\tau} = 10^{-4} - 10^{-3}$ с). Наличие $\nu_{2\pm}$, мнимой части $-4\pi\chi_{\pm}$, обуславливает акустический вклад в сигнал ядерного магнитного резонанса.

Можно сопоставить вклад в сигнал ЯМР, связанный с возбуждением звука, с обычным сигналом ЯМР от ядер, находящихся в скин-слое. Согласно¹²³, «коэффициент усиления» равен

$$\frac{\Delta Z_{\text{рез}}^{\text{ЯМР}}}{Z_{\text{ЯМР}}^{\text{ЯМР}}} \approx 2^{5/2} \frac{\delta}{d} \frac{\omega \tau}{(1 + \omega_s^2 \tau^2)^{1/2}} \left(\frac{C \omega_c}{S_t \omega_p} \Omega_c \tilde{\tau} \right)^2. \quad (57)$$

Для пластины калия толщиной 0,1 см в магнитном поле 30 кЭ усиление сигнала ЯМР составляет около 10^2 .

В общем случае, помимо магнитного дипольного механизма поглощения звука ядерной спин-системой, изложенного выше, необходимо учитывать также другие механизмы: электрическое квадрупольное взаимодействие и модуляцию диполь-дипольных взаимодействий¹²⁴. Результат учета этих взаимодействий для различных констант спин-фононной связи G можно представить в виде графика. На рис. 26 условно выделены три механизма: *I* — обычно рассматриваемый вклад электромагнитного поглощения в скин-слое без учета генерации звука; *II* — рассмотренный Квинном вклад за счет механизма магнитного дипольного поглощения возбуждаемого в образце звука; *III* — вклад за счет дополнительных механизмов поглощения звука, отличных от магнитного дипольного взаимодействия. Относительный вклад указанных механизмов в сигнал ЯМР существенно зависит от длины свободного пробега носителей в металле.

Расчет, проведенный Соловаровым¹²⁴, показывает, что при низких температурах учет генерации звука в металле необходим при наблюдении ЯМР и, кроме того, вклад в сигнал ЯМР за счет отличных от магнитного дипольного механизмов поглощения звука может быть существенным.

Удобство бесконтактного метода возбуждения заключается в том, что в эксперименте используется стандартная техника ЯМР, причем единственным дополнительным условием является плоскопараллельность исследуемых образцов.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценивая тенденции развития исследований по ЭМВ звука в металлах, можно отметить, что к настоящему времени достигнуто достаточно хорошее понимание механизмов трансформации электромагнитных и звуковых волн в нормальных металлах и полуметаллах в широком интервале частот, магнитных полей и температур. Существующие расхождения, имеющиеся между экспериментом и теорией, в случае возбуждения поперечного звука в нелокальном пределе носят, в основном, количественный характер. ЭМВ звука нашло широкое применение как метод исследования различных акустических явлений в металлах^{46, 89, 125, 126}.

В области изучения процессов трансформации электромагнитных и звуковых волн в нормальных металлах и сверхпроводниках в СВЧ диапазоне создана значительная теоретическая база для развития дальнейших исследований. Отметим также, что уже к настоящему времени эти вопросы приобрели важное практическое значение. Так, при анализе работы стэнфордского сверхпроводящего радиочастотного линейного ускорителя было обнаружено, что основной причиной конечного, не зависящего от температуры остаточного сопротивления сверхпроводника является генерация поперечных акустических фононов. Согласно теории БКШ¹²⁷ поверхностный импеданс сверхпроводника при приближении к абсолют-

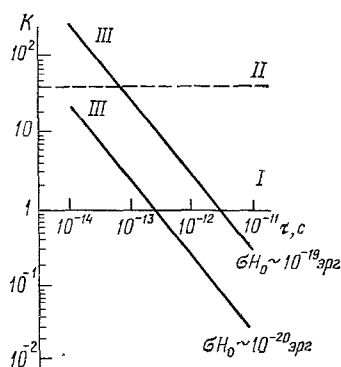


Рис. 26. Расчет эффективности различных механизмов взаимодействия ядерной спин-системы с звуковой волной¹²⁴.

I — вклад электромагнитного поглощения в скин-слое без учета генерации звука; *II* — магнитный дипольный механизм взаимодействия; *III* — вклад за счет дополнительных механизмов поглощения звука, отличных от магнитного дипольного взаимодействия.

ному нулю температуры стремится к нулю. Экспериментальные данные, однако, свидетельствуют о том, что при понижении температуры поверхностный импеданс выходит на некоторое, отличное от нуля, значение. За вычетом различных внешних причин (типа замороженного магнитного потока и т. п.) нижний предел величины поверхностного импеданса в СВЧ диапазоне определяется генерацией звука на поверхности сверхпроводника. Изучению этого вопроса с точки зрения практических приложений посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ¹²⁸⁻¹³⁴.

Перспективным представляется, на наш взгляд, дальнейшее изучение бесконтактного возбуждения звука в ферромагнитных материалах. Эта область находится, по-видимому, в стадии первоначального накопления экспериментальных данных. Техника ЭМВ весьма удобна для изучения различного рода взаимодействий коллективных возбуждений в металлах со звуковыми волнами. К этому относится как изучение геометрического и циклотронного резонансов при бесконтактном возбуждении звука, так и проблема исследования геликон-фононного и доплерон-фононного резонансов и взаимодействия с коллективными модами в ферромагнетиках. ЭМВ звука в металлах представляет интерес также как один из методов акустического ЯМР, не требующий значительного усложнения экспериментальной техники.

В целом, по-видимому, можно утверждать, что дальнейшее развитие исследований в области электромагнитного возбуждения звука в металлах будет связано как с изучением самого явления, так и со все более широким применением его в лабораторной практике и в практических приложениях.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Т. Долгополову, М. И. Каганову, В. М. Конторовичу, В. Я. Кравченко за ценные обсуждения проблемы и ряд полезных замечаний, сделанных ими при подготовке рукописи к печати.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Конторович В. М.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1638.
2. Конторович В. М.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 2416.
3. Силин В. П.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 977.
4. Гуревич В. Л., Ланг И. Г., Павлов С. Т.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1679.
5. Конторович В. М.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1181.
6. Скобов В. Г., Канер Э. А.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 273.
7. Конторович В. М., Глуцук А. М.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1195.
8. Конторович В. М., Тищенко Н. А.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1963, т. 6, с. 24.
9. Randall R. H., Rose F. C., Zener C.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 343.
10. Аксенов С. И., Викин Б. А., Владимирский К. В.— ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 762.
11. Каганов М. И., Фикс В. Б.— ФММ, 1965, т. 19, с. 489.
12. Каганов М. И., Фикс В. Б.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 1461.
13. Каганов М. И., Фикс В. Б., Шикина Н. И.— ФММ, 1968, т. 26, с. 41.
14. Кравченко В. Я.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 1494.
15. Бабкин Г. И., Долгополов В. Т., Кравченко В. Я.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 563.
16. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2084.
17. Quinn J. J.— Phys. Lett. Ser. A, 1967, v. 25, p. 522.
18. Grubin H. L.— IEEE Trans. Sonics and Ultrason., 1969, v. 16, p. 27.
19. Meredith D. J., Watts-Tobin R. J., Dobbs E. R.— J. Acoust. Soc. Amer., 1969, v. 45, p. 1393.
20. Alig R. C.— Phys. Rev., 1968, v. 178, p. 1050.
21. Southgate P. D.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 22.
22. Quinn J. J.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 817.

23. Lee K. C., de Graaf A. M., Hsu D., Thomas R. L.— Phys. Rev. Ser. B, 1973, v. 8, p. 460.
24. Wallace W. D.— Intern. J. Nondestr. Test., 1971, v. 2, p. 309.
25. Dobbs E. R.— In: Physical Acoustics. Principles and Methods/Ed. by W. P. Mason.— N. Y.: Academic Press, 1973.— V. 10, p. 127.
26. Гантмахер В. Ф., Долгополов В. Т.— В кн. Материалы X Международной конференции по физике низких температур.— Москва, 1966.— Т. 3, с. 133.
27. Гантмахер В. Ф., Долгополов В. Т.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 17.
28. Larsen P. K., Saermark K.— Phys. Lett. Ser. A, 1967, v. 24, p. 374.
29. Saermark K., Larsen P. K.— Ibid, p. 668.
30. Houck J. R., Bohm H. V., Maxfield B. W., Wilkins J. W.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 224.
31. Betjemann A. G., Bohm H. V., Meredith D. J., Dobbs E. R.— Phys. Lett. Ser. A, 1967, v. 25A, p. 753.
32. Turner R., Lyall K. R., Cochran J. F.— Can. J. Phys., 1969, v. 47, p. 2293.
33. Dobbs E. R.— J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 1657.
34. Gordon R. A., Seidel G.— Ibid, 1973, v. 34, p. 1587.
35. Gordon R. A., Seidel G.— Phys. Lett. Ser. A, 1971, v. 35, p. 102.
36. Gaerttner M. R., Wallace W. D., Maxfield B. W.— Phys. Rev., 1969, v. 184, p. 702.
37. Thomas R. L., Turner G., Bohm H. V.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 207.
38. Gaerttner M. R., Maxfield B. W.— Ibid., 1971, v. 26, p. 119.
39. Lyall K. R., Cochran J. F.— Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 29, p. 626.
40. Lyall K. R., Cochran J. F.— Can. J. Phys., 1971, v. 49, p. 1075.
41. Гайдуков Ю. П., Перов А. П.— Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 666.
42. Гайдуков Ю. П., Перов А. П.— Акуст. ж., 1971, т. 17, с. 314.
43. Гайдуков Ю. П., Перов А. П., Волошин И. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 585.
44. Гайдуков Ю. П., Васильев А. Н., Любимов А. Г.— ФНТ, 1979, т. 5, с. 1318.
45. Бланк А. Я., Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 526.
46. Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 2234.
47. Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Перов А. П.— ПТЭ, 1980, № 6, с. 176.
48. Herbertz J.— Ultrasonics, 1967, № 10, p. 239.
49. Wallace W. D., Houck J. R., Bowers R., Maxfield B. W., Gaerttner M. R.— Rev. Sci. Instr., 1968, v. 39, p. 1863.
50. Dobbs E. R., Llewellyn J. D.— Nondestr. Test., 1971, v. 2, p. 49.
51. Gaerttner M. R., Maxfield B. W., Wallace W. D.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, v. 14, p. 64.
52. Thomas R. L., Turner G., Hsu D.— Phys. Rev. Ser. A, 1969, v. 30, p. 316.
53. Turner G., Thomas R. L., Hsu D.— Phys. Rev. Ser. B, 1971, v. 3, p. 3097.
54. Wallace W. D., Gaerttner M. R., Maxfield B. W.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 995.
55. Chimenti D. E., Kukkonen C. A., Maxfield B. W.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 3228.
56. Chimenti D. E.— Ibid., 1976, v. 13, p. 4245.
57. Канер Э. А., Фалько В. Л.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 1016.
58. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1006.
59. Vanik N. C., Overhauser A. W.— Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 16, p. 3379.
60. Vanik N. C., Overhauser A. W.— Ibid., 1978, v. 17, p. 4505.
61. Vanik N. C., Overhauser A. W.— Ibid., 1978, v. 18, p. 3838.
62. Ram Mohan L. R., Kartheuser E., Rodriguez S.— Ibid., 1979, v. 20, p. 3233.
63. Kjeldaas T. Jr.— Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 1473.
64. Gaerttner M. R., Maxfield B. W.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 654.
65. Канер Э. А., Гантмахер В. Ф.— УФН, 1968, т. 94, с. 193.
66. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 174.
67. Фалько В. Л.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2369.
68. Фалько В. Л., Ямпольский В. А.— ФНТ, 1977, т. 3, с. 477.
69. Гантмахер В. Ф., Долгополов В. Т.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 132.

70. Dobbs E. R., Thomas R. L., Hsu D.— Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 30, p. 338.
71. Hsu D., Thomas R. L.— Phys. Rev. Ser. B, 1972, v. 5, p. 4668.
72. Долгополов В. Т.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1545.
73. Гилинский И. А., Султанов М. Б., Лёвин Ю. В.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 225.
74. Рашба Э. И.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 1427.
75. Кравченко В. Я., Рашба Э. И.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1713.
76. Зильберман П. Е., Павлович В. В.— ФТТ, 1972, т. 14, с. 598.
77. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 695.
78. Кравченко В. Я. Автореферат докт. диссертации.— ИФТТ АН СССР, Черноголовка, 1972.
79. Гайдуков Ю. П., Перов А. П.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 307
80. Fisher H., Kao Y. H.— Sol. State Comm., 1969, v. 7, p. 275.
81. Dobbs E. R.— J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 1657.
82. Гуревич В. Л., Скобов В. Г., Фирсов Ю. А.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 786.
83. Кравченко В. Я.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 377.
84. Конторович В. М., Сапогова Н. А.— В кн. Материалы XVII Все-союзного совещания по физике низких температур.— Донецк, 1972.— С. 163.
85. Фалько В. Л.— ФНТ, 1975, т. 1, с. 260.
86. Королюк А. П., Оболенский М. А., Фалько В. Л.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 377.
87. Королюк А. П., Оболенский М. А., Фалько В. Л.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 269.
88. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 229.
89. Bidgood R. H., Lea M. J., Dobbs E. R.— J. Phys. Ser. F, 1977, v. 7, p. 1791.
90. Thomas R. L., Lea M. J., Sendezera E., Dobbs E. R.— Ibid., 1975, v. 5, p. L21.
91. Thomas R. L., Lea M. J., Sendezera E. J., Dobbs E. R., Lee K. S., de Graaf A. M.— Phys. Rev. Ser. B, 1976, v. 14, p. 4889.
92. Cullen J. R., Ferrell R. A.— Phys. Rev., 1966, v. 146, p. 282.
93. Pierce J. M., Hogg H. A.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 1342.
94. Vienneau L. A., Maxfield B. W.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 11, p. 4339.
95. Abeles B.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1181.
96. Weisbarth G. S.— Phys. Lett. Ser. A, 1968, v. 27, p. 230.
97. Goldstein Y., Zemel A.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 147.
98. Zemel A., Goldstein Y.— Phys. Rev. Ser. B, 1973, v. 7, p. 191.
99. Zemel A., Goldstein Y.— Ibid., 1974, v. 9, p. 1499.
100. Goldstein Y., Barzilai S., Zemel A.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 463.
101. Goldstein Y., Barzilai S., Zemel A.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 5010.
102. Zemel A.— In: Ultrasonic Symposium Proc. IEEE.— 1974.— P. 519.
103. Ивановски Г. И., Каганов М. И., Фикс В. Б.— ФТТ, 1973, т. 15, с. 1441.
104. Abeles B., Goldstein Y.— Proc. LT-XI, 1968, v. 2, p. 965.
105. Голуб А. А.— ФТТ, 1973, т. 15, с. 1468.
106. Голуб А. А.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1007.
107. Ивановски Г. И., Каганов М. И.— Вестн. Моск. ун-та, 1975, № 3, с. 308.
108. Ивановски Г. И., Каганов М. И.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 274.
109. Chimenti D. E., Maxfield B. W.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 4073.
110. Гитис М. Б.— ФТТ, 1972, т. 14, с. 3563.
111. Дроботько В. Ф., Набережных В. П.— ФНТ, 1976, т. 2, с. 872.
112. Дроботько В. Ф., Набережных В. В.— ФНТ, 1980, т. 6, с. 72.
113. Nanabusa M., Kushida T., Murphy J. C.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 5106.
114. Racher E. E., Maxfield B. W.— In: Ultrasonic Symposium: Proceedings.— Milwaukee, Wis., N. Y., 1973.— P. 526.
115. Rovey M. J. W., Dobbs E. R., Meredith D. J.— J. Phys. Ser. F, 1973, v. 3, p. L234.
116. Rovey M. J. W., Dobbs E. R.— In: 5th Intern. Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Crystalline Solids.— New York; Heidelberg, 1975.— V.1, p. 168.
117. Aubert G. I.— J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 504.

118. Gorodetsky G., Luthi B., Moran T.J., Mullen M. E.— J. Appl. Phys., 1972, v. 42, p. 1234.
119. Thompson R. B., Aiers G. A.— Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II, 1974, v. 19, p. 370.
120. Le Graw R. C., Comstock R. L.— Цит. в ²⁵ сб.— 1966.— V. 3B, p. 130.
121. Ахмезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 228.
122. Бланк А. Я., Каганов М. И.— УФН, 1967, т. 92, с. 583.
123. Quinn J. J.— J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 1701.
124. Соловаров Н. К.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 274.
125. Testardi L. R., Condon J. H.— Phys. Rev. Ser. B, 1970, v. 1, p. 3928.
126. Batra N. K., Thomas R. L., Lee K. C., de Graaf A. M.— Ibid., 1973, v. 8, p. 5473.
127. Bardeen J., Cooper L. M., Schrieffer J. R.— Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 1175.
128. Turneaure J. P., Weissman I.— J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 4417.
129. Halbritter J.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 42, p. 82.
130. Passow C.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 427.
131. Halbritter J.— Phys. Lett. Ser. A, 1974, v. 49, p. 379.
132. Kartheuser E. P., Rodriguez S.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 338.
133. Kartheuser E. P., Rodriguez S.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 700.
134. Kartheuser E. P., Rodriguez S.— Ibid., p. 3651.
135. Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan L. R., Rodriguez S.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 7141.
136. Kaner E. A., Falko V. L.— Sol. State Comm., 1980, v. 35, p. 353.
137. Rodriguez S.— Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1778.
138. Rodriguez S.— Ibid., 1963, v. 132, p. 535.