

Особенности прохождения акустической энергии из жидкого гелия в металлы (Обзор)

К. Н. Зиновьева

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Россия, 117334, г. Москва, ул. Косыгина, 2
E-mail: zinoveva@kapitza.ras.ru

Статья поступила в редакцию 18 ноября 1996 г.

Дан краткий обзор экспериментальных и теоретических исследований коэффициента прохождения энергии фононов α из жидкого гелия в металлы кубической симметрии: монокристаллы вольфрама, меди и алюминия и поликристалл золота. Показано, что для монокристаллов с идеальной поверхностью коэффициенты прохождения хорошо описываются теорией акустического рассогласования импедансов с учетом диссипации фононов на электронах проводимости. Подтверждена теория Андреева электронного резонансного поглощения рэлеевской волны поверхностью монокристаллов с $\alpha - 1$. В сильно анизотропном монокристалле меди наблюдался, кроме того, резонансный пик поглощения псевдоповерхностной волны. На примере алюминия показано, что при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее диссипация фононов резко уменьшается, а высота рэлеевского пика соответственно падает. Установлено, что главным механизмом рассеяния фононов в поликристалле является рэлеевское рассеяние на границах зерен, пропорциональное ω^4 , намного превышающее рассеяние на электронах, при этом сильно меняется вид угловой зависимости коэффициента прохождения $\alpha(\theta)$.

Дано стислий огляд експериментальних та теоретичних досліджень коефіцієнта проходження енергії фононів α із рідкого гелію в метали кубічної симетрії: монокристали вольфраму, міді та алюмінію та полікристал золота. Показано, що для монокристалів з ідеальною поверхнею коефіцієнти проходження добре описуються теорією акустичного розузгодження імпедансів з урахуванням дисипації фононів на електронах провідності. Підтверджено теорію Андреева електронного резонансного поглинання релеївської хвилі поверхню монокристалів з $\alpha - 1$. В сильно анізотропному монокристалі міді спостерігався, крім того, резонансний пік поглинання псевдоповерхневої хвилі. На прикладі алюмінію показано, що при переході із нормального стану в надпровідний дисипація фононів різко зменшується, а висота релеївського піка відповідно падає. Встановлено, що основний механізм розсіяння фононів в полікристалі є релеївське розсіяння на межах зерен, пропорційне ω^4 , яке значно перевищує розсіяння на електронах, при цьому сильно змінюється вид кутової залежності коефіцієнта проходження $\alpha(\theta)$.

PACS: 67.40.Mj, 67.40.Pm, 73.20.Mf

Содержание

1. Введение	486
2. Расчет коэффициента прохождения	487
3. Метод измерений	488
4. Результаты и их обсуждение	489
4.1. Монокристалл вольфрама	489
4.2. Монокристалл меди	490
4.3. Монокристалл алюминия	493
4.4. Поликристалл золота	495
5. Заключение	497
Список литературы	497

1. Введение

В настоящей статье дан краткий обзор последних работ автора и его группы, цель которых — дальнейшее изучение проблемы граничного теплового сопротивления Капицы.

Капица обнаружил [1], что при тепловом потоке через контакт двух сред на границе возникает скачок температуры ΔT , пропорциональный плотности потока \dot{Q} с коэффициентом пропорциональности R_K , который называется тепловым сопротивлением границы и зависит от температуры как T^{-3} :

$$\Delta T = R_K \dot{Q} . \quad (1)$$

Для объяснения этого явления Халатников предложил теорию [2,3], известную как модель акустического рассогласования сред (АММ). Согласно этой теории, перенос тепла осуществляется фононами, падающими на границу раздела с обеих сторон. Теплообмен сильно ограничен из-за рассогласования акустических импедансов сред (они отличаются примерно в тысячу раз) и малости критического угла падения для фононов в жидком гелии, при превышении которого наступает полное внутреннее отражение.

Поток тепла из гелия в твердое тело можно записать в виде [4]

$$\dot{Q}_{l \rightarrow s} = \frac{\hbar}{(2\pi c)^2} \int_0^\infty n\left(\frac{\hbar\omega}{T}\right) \omega^3 d\omega \times \int_0^{\pi/2} w(\omega, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (2)$$

Здесь n — функция Планка; c — скорость звука в гелии; $w(\omega, \theta)$ — коэффициент прохождения фонона с частотой ω , падающего из жидкого гелия на границу раздела под углом θ . (В дальнейшем вместо $w(\omega, \theta)$ будем рассматривать величину $\alpha(\omega, \theta) = w(\omega, \theta) \cos \theta$.)

При тепловом равновесии встречные потоки фононов равны и результирующий тепловой поток отсутствует. При отклонениях от равновесия появится результирующий поток тепла

$$W = \frac{4\pi^5}{15} \frac{\rho c}{D} \frac{T^4}{(2\pi \hbar c_l)^3} F(\eta) , \quad (3)$$

где ρ и D — плотности жидкого гелия и твердого тела соответственно; c_l и c_t — скорости продольных и поперечных волн в твердом теле,

$\eta = c_l/c_t$; $F(\eta) \approx 1$ — функция упругих констант твердого тела. При малых ΔT получаем

$$\Delta W = \frac{16 \pi^5}{15} \frac{\rho c}{D} \frac{T^3 \Delta T}{(2\pi \hbar c_l)^3} F(\eta) , \quad (4)$$

$$R_K = \frac{15}{16 \pi^5} \frac{DT^{-3}}{\rho c} (2\pi \hbar c_l)^3 F^{-1}(\eta) . \quad (5)$$

В обозначениях Халатникова

$$F = \frac{1}{2} \frac{D}{\rho} \left(\frac{c_t}{c}\right) \int_0^{\pi/2} w(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = F_1(\eta) + F_2(\eta) , \quad (6)$$

где $F_1(\eta)$ определяет вклад в поток энергии объемных волн (продольных и поперечных), а $F_2(\eta)$ — вклад поверхностных волн. Халатников рассчитал F_2 в предположении, что энергия рэлеевской волны полностью поглощается твердым телом, при этом $F_1 \approx F_2$.

Сейчас твердо установлено (см. обзоры [5,6]), что акустическая теория Халатникова справедлива для границы жидкого гелия с совершенными кристаллами при идеальной поверхности. Теория хорошо описывает экспериментальные данные при $T < 0,3-0,4$ К. Выше этой температуры в экспериментах наблюдается широкий набор значений сопротивления Капицы, отличающихся от расчетных при $T = 1$ К более чем на два порядка. Причина заключается в том, что при тепловом контакте в реальных средах существуют не учтенные теорией каналы обмена энергией, связанные с диссипацией фононов: рассеяние фононов на электронах проводимости в металлах, рассеяние на границах зерен в поликристаллах, рассеяние в поверхностном слое на шероховатостях, на примесях, на дефектах кристаллической решетки, на краях образца. Вызванная рассеянием диссипация энергии изменяет акустический коэффициент прохождения $\alpha(\theta)$, а следовательно, и сопротивление Капицы.

Впервые это было отмечено в работах Андреева [7,8], который показал, что рассеяние фононов на электронах проводимости в металлах приводит к резонансному поглощению поверхностной волны при закритическом рэлеевском угле θ_R с коэффициентом прохождения энергии $\alpha \sim 1$ при ширине резонансного пика порядка одной угловой минуты. При этом вклад рэлеевских волн в тепловой поток примерно равен вкладу объемных волн. Позже ряд авторов [9,10] для прохождения акустических фононов получил подобную картину,

введя в феноменологическую теорию акустического рассогласования объемное поглощение звука в твердом теле. Энергия рэлеевской волны локализована вблизи поверхности твердого тела в слое толщиной порядка 2λ , и при наличии диссипации она отводится в объем либо фононами, либо электронами проводимости. В отсутствие диссипации в твердом теле запасенная энергия излучается в жидкий гелий.

Феноменологическая теория, учитывающая диссипацию фононов в твердом теле, получила название диссипативной теории акустического рассогласования. Ее выводы использованы в наших исследованиях.

Предлагаемый обзор содержит результаты теоретического и экспериментального исследований коэффициента прохождения фононов α из жидкого ^4He в металлы кубической симметрии (монокристаллы вольфрама, меди и алюминия, а также поликристалл золота).

Прежде чем перейти к рассмотрению результатов, кратко остановимся на методах расчета и экспериментальной технике.

2. Расчет коэффициента прохождения

Поскольку $\alpha(\omega, \theta)$ определяет значение теплового потока через границу ^4He и твердого тела (а следовательно, и сопротивление Капицы), важно сравнить найденные нами экспериментальные значения коэффициента прохождения с теоретическими. Аналитические формулы, полученные в работах [2-4,7-10], описывают границу ^4He с изотропным твердым телом, параметры которого обычно плохо известны. Поэтому было решено проводить измерения на кристаллах. Однако кристаллы акустически анизотропны. В общем случае границы гелий-кристалл коэффициент прохождения монохроматической плоской волны зависит от плоскости среза кристалла, полярного угла падения θ и направления распространения волны φ [11]. Для такой границы, в отличие от изотропной среды, не существует аналитического решения волнового уравнения. Тем не менее задача может быть решена численно на компьютере.

В наших работах использована следующая общая схема вычислений $\alpha(\omega, \theta, \varphi)$:

- 1) выписывалось и решалось волновое уравнение бесконечно протяженной анизотропной среды;
- 2) выписывались граничные условия для плоской границы полубесконечной анизотропной среды;
- 3) из полученных решений составлялась система линейных уравнений, удовлетворяющих граничным условиям.

Остановимся на главных этапах вычислений по этой схеме.

1. Для упруго деформированной анизотропной среды (кристалла) зависимость тензора напряжений σ_{ij} от тензора деформации u_{kl} имеет вид [12]

$$\sigma_{ij} = \lambda_{ijkl} u_{kl}, \quad (7)$$

где λ_{ijkl} — тензор модулей упругости. В кристаллах кубической группы имеются всего три ненулевых независимых модуля упругости: λ_{1111} , λ_{1122} , λ_{1212} . Коэффициент анизотропии определяется как

$$\eta = \frac{2\lambda_{1212}}{\lambda_{1111} - \lambda_{1122}}. \quad (8)$$

Предположим, что монохроматическая упругая волна с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией X_j ($u_j = X_j \exp[i(\mathbf{k}_i x_i - \omega t)]$) распространяется в бесконечной среде с плотностью D и модулями упругости λ_{ijkl} . Волновое уравнение будет иметь вид

$$\left(k_i k_l \lambda_{ijkl} - D\omega^2 \delta_{jk} \right) X_k = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) устанавливает связь между ω , \mathbf{k} и X_k . Поскольку правая часть (9) равна нулю, нетривиальные решения X_k существуют лишь при условии равенства нулю определителя

$$\det \left(k_i k_l \lambda_{ijkl} - D\omega^2 \delta_{jk} \right) = 0. \quad (10)$$

Это уравнение можно рассматривать как уравнение шестой степени относительно модуля волнового вектора $|\mathbf{k}|$ при фиксированной частоте ω с параметром $\mathbf{n} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$, соответствующим направлению распространения волны в кристалле. Уравнение имеет три пары корней $|\mathbf{k}|^{(m)}(\omega, \mathbf{n})$, соответствующих одной квазипродольной и двум квазипоперечным модам. Для произвольного направления в кристалле \mathbf{n} , вообще говоря, имеются три различные фазовые скорости упругих волн.

2. Рассмотрим анизотропную среду с плоской границей. Направим ось Oz перпендикулярно границе (жидкий гелий находится сверху в положительном полупространстве), а ось Ox — в сагитальную плоскость. Тогда

$$k_x c = \omega \sin \theta, \quad k_y = 0, \quad k_z c = \omega \cos \theta, \quad (11)$$

где θ — угол падения звука; c — скорость звука в гелии.

Граничные условия на плоскости раздела сводятся к сохранению тангенциальной компоненты волнового вектора (закон Снеллиуса) и частоты фонона, а также к уравнениям непрерывности.

Для волны, падающей на границу со стороны жидкого гелия, имеем

$$k_x = k_x^{\text{He}}, k_y = k_y^{\text{He}}, \omega = \omega^{\text{He}}. \quad (12)$$

При этом z -компонента волнового вектора отраженной волны равна и противоположна по знаку z -компоненте падающей:

$$k_{z \text{ refl}}^{\text{He}} = -k_z^{\text{He}}, \quad (13)$$

а z -компоненты прошедших в кристалл волн определяются из уравнения (10), рассматриваемого как многочлен шестой степени относительно k_z . Из шести корней уравнения (10) мы отбираем три корня, имеющие физический смысл: если корень действительный, то групповая скорость должна быть направлена внутрь металла (быть положительной), а если он мнимый, то волна должна затухать при распространении в глубь металла (мнимая часть отрицательна).

Уравнения непрерывности сводятся к равенству нормального смещения и напряжения по обе стороны от границы и отсутствию тангенциального напряжения σ .

3. Эти условия дают систему линейных уравнений, из которых вычисляется амплитуда отраженной волны. Отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей дает коэффициент отражения по амплитуде, а квадрат ее модуля — коэффициент отражения по энергии α_{refl} . Тогда коэффициент прохождения $\alpha(\theta, \varphi) = 1 - \alpha_{\text{refl}}$. Поглощение звука в жидком гелии считалось равным нулю. Поглощение в твердом теле учитывалось введением небольшой мнимой части в тензор упругости среды λ_{ijkl} в волновом уравнении (9), а именно умножением исходного тензора λ_{ijkl} на константу $(1 + 2\pi i)$. Безразмерный параметр затухания p можно выразить через коэффициенты объемного поглощения энергии звука $\gamma_{l,t}$:

$$p_{l,t} = \gamma_{l,t} c_{l,t} / 2\omega = \frac{\lambda_{l,t}}{4\pi l_{l,t}}, \quad (14)$$

где $\gamma_{l,t} = \frac{1}{x} \ln J_0/J$, $\lambda_{l,t}$ — длина волны звука; $l_{l,t}$ — характеристическая длина поглощения энергии (расстояние, на котором интенсивность J падает в e раз).

По описанной выше схеме была разработана программа, с помощью которой рассчитаны угловые зависимости прохождения энергии плоской монохроматической звуковой волны для границы жидкого гелия с различными монокристаллами кубической симметрии. В качестве примера на рис. 1 приведен расчет для кристаллов вольфрама, меди, алюминия и золота, вырезанных в плос-

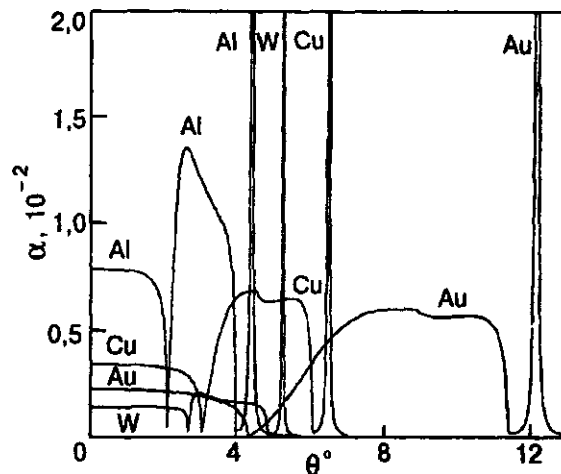


Рис. 1. Коэффициент прохождения энергии плоской звуковой волны из жидкого ^4He в монокристаллы вольфрама, золота, меди и алюминия. Плоскость среза (001), азимутальный угол распространения $\varphi = 0^\circ$, $\alpha(\theta_R) = 1$ (параметр поглощения $p = 6 \cdot 10^{-4}$).

кости (001) при азимутальном угле распространения волны $\varphi = 0^\circ$.

Коэффициент $\alpha(\theta)$ обращается в нуль при углах $\theta_1 = \arcsin(c/c_l)$ и $\theta_2 = \arcsin(c/c_t)$, а рэлеевский максимум соответствует углу $\theta_R = \arcsin(c/c_R)$, где c_R — скорость рэлеевской волны на свободной поверхности металла.

Результаты расчета, приведенные на рис. 1, выполнены для параметра поглощения $p = 6 \cdot 10^{-4}$, при этом $\alpha = 1$ для $\theta = \theta_R$. Упругие константы при низких температурах для алюминия, меди и золота были взяты из справочника [13], а для вольфрама — из работы [14] (при комнатной температуре).

3. Метод измерений

Метод измерений угловых спектров коэффициента прохождения энергии плоской монохроматической звуковой волны из жидкого ^4He в металлы подробно изложен в работах [15,16].

Для измерений была создана установка с криостатом растворения ^3He - ^4He с предельной температурой - 25 мК, в котором охлаждалась заполненная ^4He измерительная камера с образцом и пьезокварцевым излучателем.

Установка была смонтирована в отдельной экранированной комнате. При стабилизированной температуре жидкого гелия (с уровнем стабилизации до 1 мкК) с помощью чувствительных полупроводниковых термометров, приклеенных к образцу с теневой стороны электропроводящим клеем, измерялся перегрев образца фононами, падающими из ^4He на поверхность кристалла под

разными углами. Снимались зависимости перегрева образца ΔT от угла падения θ при фиксированных частотах. Время записи изменялось в пределах от 30 мин до 1,5 ч.

Метод позволял при температурах 60–400 мК и давлении насыщенных паров, на частотах 10–300 МГц измерять малый коэффициент прохождения энергии $\sim 0,003\text{--}0,005$ с угловым разрешением до $1'$ при отношении сигнал/шум порядка 100 с хорошей воспроизводимостью.

Перегрев образца ΔT связан с прошедшей в него энергией звука следующим соотношением:

$$\Delta T = \frac{S_{\text{exp}}}{S_{\text{sample}}} R_K \alpha(\omega, \theta) \dot{Q}, \quad (15)$$

где \dot{Q} — плотность энергии звукового потока, падающего под углом θ к поверхности; $\alpha(\omega, \theta)$ — коэффициент прохождения энергии; S_{exp} — поверхность образца, на которую падает звук; S_{sample} — полная поверхность образца; R_K — граничное сопротивление Капицы. Из (15) получаем

$$\alpha(\omega, \theta) = \frac{\Delta T}{R_K \dot{Q}} \frac{S_{\text{sample}}}{S_{\text{exp}}}. \quad (16)$$

В эксперименте определялась лишь относительная величина $\alpha(\omega, \theta)$. Абсолютное значение коэффициента прохождения можно получить либо измерением всех параметров, входящих в (16), либо сравнением экспериментального значения $\alpha(\omega, \theta)$ с теоретической зависимостью.

При разработке метода измерений наиболее существенными оказались следующие факторы:

- 1) стабилизация температуры гелия в пределах $3 \cdot 10^{-5}\text{--}10^{-6}$ К;
- 2) измерения угла θ с точностью не хуже $1'$;
- 3) одновременное измерение температуры жидкости и кристалла чувствительными полупроводниковыми термометрами, сигналы с которых подавались на низкотемпературные мосты переменного тока и с выходов приборов записывались в реальном времени на ЭВМ.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Монокристалл вольфрама

Среди металлов кубической симметрии вольфрам является наиболее изотропным в акустическом смысле (коэффициент анизотропии $\eta = 0,995$). Отсутствие анизотропии существенно упрощает расчет теоретических зависимостей.

Монокристалл вольфрама высокой чистоты ($R_{300}/R_{4,2} = 64\,000$) имел форму круглого диска

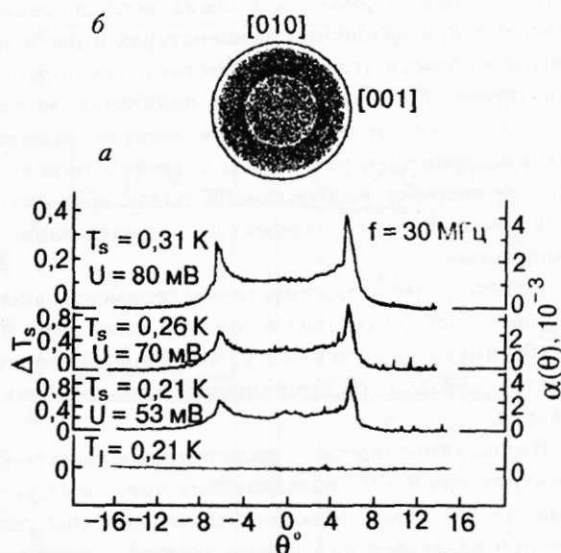


Рис. 2. а — Экспериментальная запись угловой зависимости коэффициента прохождения энергии звука $\alpha(\theta)$ (шкала справа) в монокристалл вольфрама для $f = 30$ МГц и трех различных температур; шкала слева — перегрев образца звуком ΔT . Нижняя кривая — запись температуры жидкого гелия, U — напряжение на кварце. б — Двумерный расчетный спектр $\alpha(\theta, \varphi)$ для границы жидкий ^4He — вольфрам. Координаты: угол падения θ в сагиттальной плоскости — радиус r , азимут φ — угол между осью $[001]$ и сагиттальной плоскостью.

диаметром 8,6 мм и толщиной 1,5 мм. Нормаль к лицевой электрополированной поверхности диска составляла с осями $[100]$ и $[101]$ углы 23° и 30° , соответственно. Шероховатости и отклонения от плоскости не превышали 0,3 мкм.

Измерения были выполнены на частотах 10 и 30 МГц в интервале температур 60 мК–0,4 К $[15\text{--}18,31]$. Угол падения θ плоской звуковой волны на образец менялся в интервале -20° — $+20^\circ$.

Характерные кривые для 30 МГц приведены на рис. 2,а. Здесь по оси ординат слева отложен перегрев образца относительно жидкого гелия ΔT (в мК), справа — коэффициент прохождения энергии звука $\alpha(\theta) = \omega(\theta) \cos \theta$. (Отличие α от ω при угле падения 6° составляет менее 0,5%.) Величина $\alpha(\theta)$ вычислялась из значения ΔT после нормирования при нулевом угле, где, согласно акустической теории, α принималось равным

$$\alpha(0) = \frac{4\rho c D_{cl}}{(\rho c + D_{cl})^2} \approx \frac{4\rho c}{D_{cl}} = 1,4 \cdot 10^{-3}. \quad (17)$$

Из рис. 2,а видно, что звук проходит из гелия в вольфрам лишь в узком диапазоне углов вблизи нормального падения. При $\theta \approx \pm 6^\circ$ наблюдаются острые максимумы перегрева образца.

Поскольку максимумы возникают симметрично относительно нормали для обеих исследованных частот и при различных температурах и расположены в области углов, соответствующих полному внутреннему отражению, их появление можно связать с ростом прохождения энергии, вызванным поглощением рэлеевской поверхностной волны, резонансно возбужденной падающей звуковой волной, т.е. эффектом, предсказанным Андреевым.

Отметим две особенности экспериментальных кривых. Первая состоит в том, что пики при $-\theta_R$ и $+\theta_R$ имеют разную высоту, что, по всей вероятности, связано с неоднородностью излучения кварца.

Вторая особенность — наличие небольших максимумов при $\theta = 0^\circ$, возникающих при самых низких температурах. Максимумы обусловлены усилением падающей на границу энергии вследствие многократного отражения плоской волны между кварцевым излучателем и образцом.

Указанные особенности наблюдались в дальнейшем и на других образцах (медь, алюминий). Максимумы при $\theta = 0^\circ$ подробно изучены нами на монокристалле меди.

Сравним экспериментальные результаты для $\alpha(\theta)$ на вольфраме с теоретической зависимостью, представленной на рис. 1. Спектр (рис. 1) правильно описывает наблюдаемую зависимость $\alpha(\theta)$. Однако экспериментально не удалось увидеть критические углы продольной и поперечной волн, по-видимому, из-за неидеальности плоской волны, излучаемой кварцем.

На рис. 2,б представлен двумерный расчетный спектр $\alpha(\theta, \varphi)$ для границы жидкий ^4He — вольфрам. При этом интенсивность серого цвета соответствует величине α (белый фон — $\alpha = 0$, черный — $\alpha = 0,005$).

Попытка подобрать к рэлеевским экспериментальным пикам (рис. 2,а) расчетные, соответствующие им как по высоте, так и по ширине, оказалась безуспешной, главным образом, из-за того, что теоретические пики имеют далеко простирающиеся хвосты, дающие вклад в интеграл прошедшей энергии за пределами критического угла до 30%. В экспериментах эти вклады отсутствуют.

Следует напомнить, что теоретический расчет проведен в предположении бесконечной плоской границы раздела и идеальной плоской волны, чему, строго говоря, не соответствуют условия нашего эксперимента. Реально образец имел размеры порядка характеристической длины l для 30 МГц, а дифракционное уширение звукового

пучка λ/D в гелии по расчету для 10 и 30 МГц составляло 6 и 2' соответственно.

В эксперименте минимальная ширина рэлеевского пика для 30 МГц оказалась равной 25'. Причинами дополнительного уширения пучков сверх дифракционного могли быть как неидеальность излучателя, так и волнообразные неровности электрополированной поверхности образца.

Несмотря на значительное уширение звукового пучка по сравнению с дифракционным (на порядок) можно сравнить результаты эксперимента с диссипативной акустической теорией, пользуясь неизменностью интеграла прошедшей энергии, и оценить соответствующий данному образцу параметр затухания p (и γ).

Оценка интеграла $\int_0^{2\theta_R} \alpha(\theta) d\theta$ для экспериментальных и теоретических значений $\alpha(\theta)$ была проведена для 10 и 30 МГц при разных температурах. Предварительно экспериментальные кривые нормировались при $\theta = 0^\circ$.

Найденные таким путем параметры поглощения лежат в диапазоне $(1,0-1,25) \cdot 10^{-4}$ для 10 МГц и $(2-6) \cdot 10^{-4}$ для 30 МГц, что удовлетворительно согласуется с измеренным объемным поглощением звука ($p = 3 \cdot 10^{-4}$ [19]). При этом интеграл полной энергии для экспериментальных значений приблизительно вдвое превышает интеграл энергии до критического угла, что совпадает с расчетами Халатникова и Андреева.

4.2. Монокристалл меди

Исследования [18,20,21] были выполнены на монокристалле меди, свойства которой хорошо описываются теорией свободных электронов.

Образец диаметром 10 мм и толщиной 1,4 мм был вырезан из монокристалла электроискровым способом так, чтобы исследуемая поверхность совпадала с базисной плоскостью (001). Образец был механически отшлифован алмазной пастой и затем электрохимически отполирован. При этом был снят слой меди толщиной 10 мкм, что в несколько раз превосходит размер зерна самой грубой алмазной пасты. Можно сказать, что полученная поверхность не содержала механических напряжений.

Исследования с помощью интерферометра Линника показали, что основная часть поверхности гладкая с точностью до 100 нм, имелись мелкие царапины глубиной 200–500 нм, их плотность равнялась примерно 1 царапина/мм. Таким образом, для длин волн ультразвука до 1 мкм, что соответствует частоте 500 МГц, рассеяние на дефектах мало.

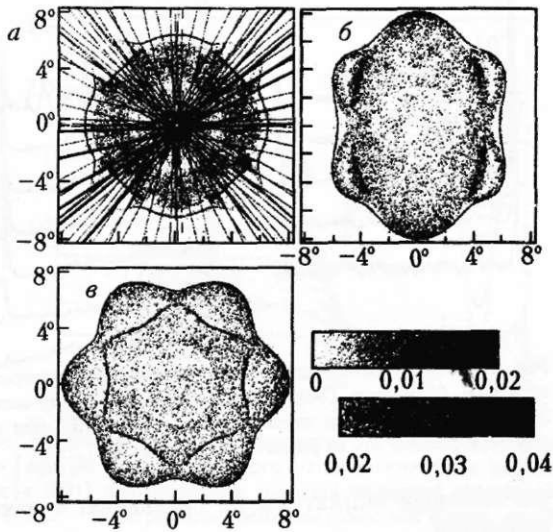


Рис. 3. Результат теоретического расчета прохождения акустической энергии через границу жидкий ^4He — монокристалл меди, вырезанный в плоскостях (001) (а), (011) (б) и (111) (в). По осям отложены две компоненты угла падения звука на границу раздела. Расчет проведен для параметра поглощения $p = 5 \cdot 10^{-4}$. Жирные прямые — направления сканирования в экспериментах, тонкие прямые — эквивалентные им направления для кубического кристалла.

Отклонение поверхности образца от плоской на длине 10 мм составляло не более 10 мкм.

Медь — акустически сильно анизотропный кристалл с коэффициентом анизотропии $\eta = 3,2$. Характер угловых спектров поглощения определяется видом изочастотных поверхностей кристалла в пространстве волновых векторов \mathbf{k} . Для сильно анизотропного кристалла изочастотные поверхности отклоняются от сферических как для продольной, так и для двух поперечных мод. Изочастотная поверхность для самой медленной поперечной моды невыпукла, поэтому происходит переход от обычных поверхностных волн к обобщенным [22].

На рис. 3 в виде двумерных картин приведены результаты расчета прохождения энергии звука через три главные плоскости монокристалла меди. Отметим следующие особенности двумерных спектров. В центре при углах близких к нормальному наблюдается область прохождения продольного звука. Вследствие анизотропии ее форма отличается от круга. Область продольного звука отделена от области поперечного звука полосой с нулевым коэффициентом прохождения. В области поперечных волн прохождение несколько больше, чем в области продольных, как и в изотропной среде.

Узкие черные полосы, обрамляющие непрерывный спектр, соответствуют острым пикам резо-

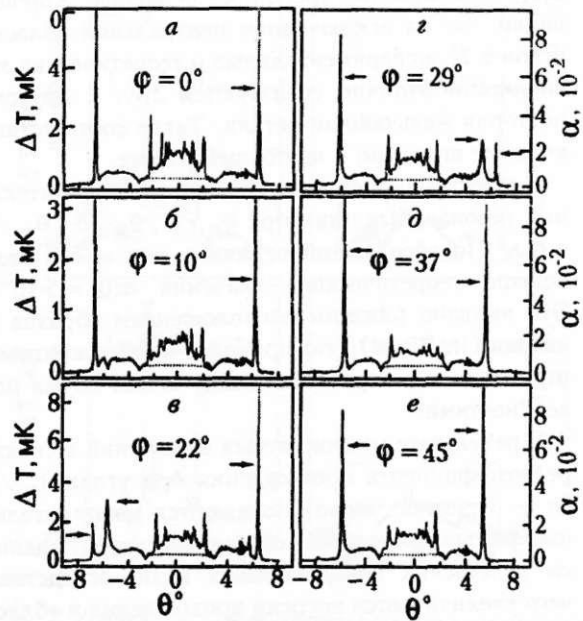


Рис. 4. Экспериментальные спектры прохождения фононов в монокристалл меди (плоскость (001)) вдоль различных азимутальных направлений $\varphi = 0, 10, 22, 29, 37, 45^\circ$ при температуре $T = 140$ мК и частоте $f = 39$ МГц. Пунктир — результат расчета. Стрелки указывают на вершины экспериментальных рэлеевских и псевдоповерхностных пиков.

нансного прохождения звука при возбуждении поверхностной волны Рэлея.

Отличие спектра анизотропного кристалла (меди) от изотропного состоит в появлении дополнительных резонансных пиков внутри области непрерывного спектра, соответствующих псевдоповерхностным волнам [11]. Псевдоповерхностными принято называть волны, не полностью локализованные вблизи поверхности, однако достаточно слабо связанные с объемными модами.

На рис. 3 псевдоповерхностные пики в виде узких черных полос видны на плоскости (001) вблизи направления [110]. В тех же направлениях интенсивность прохождения рэлеевских волн обращается в нуль. Псевдорэлеевские пики видны также на плоскости (111) и отсутствуют на плоскости (011). Скорость рэлеевских волн меньше скоростей продольной и двух поперечных мод в кристалле, поэтому рэлеевские пики всегда располагаются на краях спектра.

На рис. 4 сплошными линиями изображены результаты измерений коэффициента прохождения энергии звука в монокристалл меди для плоскости (001) и азимутальных направлений $\varphi = 0, 10, 22, 29, 37$ и 45° . Приведенные результаты получены в ходе измерений при температуре 140 мК и частоте 39 МГц. На тех же рисунках

пунктиром нанесены теоретические зависимости $\alpha(\theta)$, рассчитанные для плоской волны. Хорошо видно, что за исключением центральной области углов $\pm 2^\circ$ экспериментальные и теоретические зависимости отлично согласуются друг с другом, повторяя мельчайшие детали. Такое соответствие впервые получено в настоящей работе.

В центральной области $\alpha(\theta)$ имеет дополнительные резонансные пики при $\theta_R/3, \theta_R/5, \theta_R/7$ и т.д. По абсолютной величине они в 2–3 раза больше теоретического значения $\alpha(0) = 5 \cdot 10^{-3}$. Это вызвано близким расположением образца и кварца (~ 10 мм), что приводит к многократным отражениям ультразвука между этими двумя поверхностями.

В результате многократных отражений в спектре коэффициента прохождения при углах θ_R/n (n — нечетное число) появляются дополнительные резонансные пики, связанные с возбуждением рэлеевских поверхностных волн, вследствие чего увеличивается энергия прохождения в области $\pm 2^\circ$. Это подтверждается расчетом [21]. Таким образом, теоретические и экспериментальные значения α в конкретной геометрии совпадают также и в центральной области.

Асимметрия картины относительно $\theta = 0^\circ$, заметная на рис. 4, вызвана тем, что сканирование в заданных направлениях проходит не точно через центр ($\theta = 0^\circ$). Измеренные отклонения для шести азимутов лежат в пределах $20\text{--}40'$. В результате картина слева и справа от $\theta = 0^\circ$ соответствует слегка различным азимутам, что было учтено при расчете теоретических зависимостей.

Анализ экспериментальных кривых на рис. 4 показывает, что, как и в случае вольфрама, перегрев монокристалла меди звуком наблюдается только в диапазоне разрешенных углов $|\theta| < 7^\circ$. В отличие от вольфрама, в меди, во-первых, существует более резкая граница для критического конуса прохождения энергии, и, во-вторых, резонансные пики поверхностных волн значительно острее и выше. Максимальный рэлеевский пик имел амплитуду $\alpha \approx 0,1$ (рис. 4,а). Наблюдение столь острых и высоких пиков подтверждает предсказание теории Андреева [7].

На рис. 4, наряду с чисто поверхностными рэлеевскими пиками, видны также и псевдоповерхностные пики. Отметим превосходное согласие с теорией как в отношении углов θ , при которых возбуждаются резонансные пики, так и формы этих пиков (высота и ширина). Хорошо видно ослабление рэлеевских максимумов с приближением к $\varphi = 45^\circ$ (направление [110]). В направлениях $\varphi = 37$ и 45° разрешены пики в 100

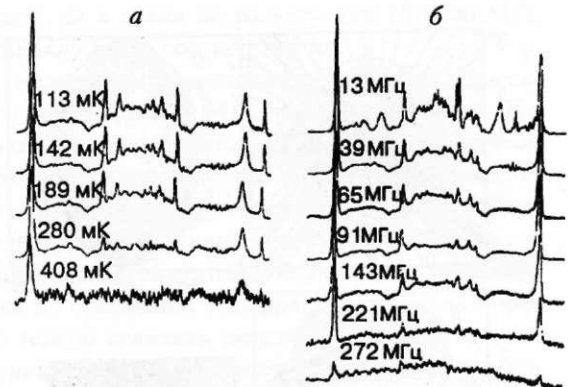


Рис. 5. Экспериментальные спектры прохождения ультразвука в медь (плоскость (001)): направление $\varphi = 29^\circ$ на частоте 39 МГц при различных температурах (а) и $\varphi = 37^\circ$ при температуре $T = 140$ мК на различных частотах (б).

раз меньшей амплитуды по сравнению с максимальными.

Следует отметить, что в области непрерывного спектра ($|\theta| < 6^\circ$) впервые наблюдали минимумы, разделяющие продольные ($|\theta| < 3^\circ$) и поперечные ($3^\circ < |\theta| < 6^\circ$) моды. Обнаружен также минимум между поперечными и рэлеевскими волнами (критический угол $6\text{--}6,5^\circ$). В отсутствие затухания ($p \approx 0$) в минимумах θ_1 и θ_2 коэффициент прохождения $\alpha = 0$, т.е. имеет место полное внутреннее отражение продольных и поперечных волн, что лишний раз подтверждает справедливость акустической теории в описании процессов теплообмена.

Исследования температурной и частотной зависимостей представлены на рис. 5. Спектры хорошо повторяются как по температуре, так и по частоте. Ослабление сигнала с ростом температуры вызвано поглощением ультразвука в гелии, пропорциональным ωT^4 , ослабление с ростом частоты — ухудшением качества излучателя для малых длин волн.

Расчетная зависимость интеграла прошедшей энергии $I = \int \alpha(\theta) d\theta$ от азимутального направления φ на поверхности (001) для различных значений поглощения p приведена на рис. 6. Для чисто поверхностных рэлеевских волн (кривые слева) интегральное прохождение резко уменьшается в области $\varphi \approx 30^\circ$, обращаясь в нуль при направлении $\varphi = 45^\circ$. С приближением к $\varphi = 45^\circ$ рэлеевский пик становится сколь угодно узким (при $\alpha \sim 1$) и одновременно с уменьшением ширины пика падает и величина интегрального прохождения I_R . При этом, поскольку поперечная компонента волнового вектора k_z действительна, локализации нет, волна глубоко проникает в кристалл и становится чисто объемной при $\varphi = 45^\circ$.

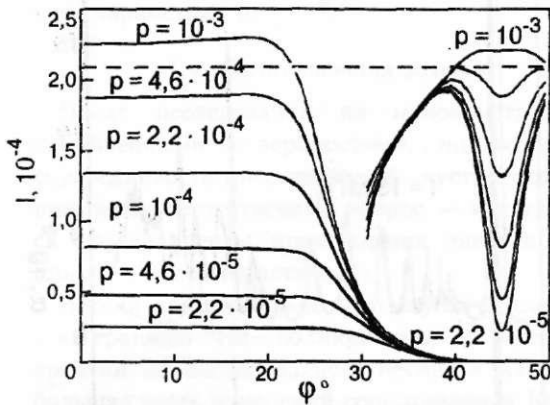


Рис. 6. Зависимость интегрального прохождения энергии $I = \int \alpha(\theta) d\theta$ от азимутального направления φ на поверхности (001) для различных значений параметра поглощения ρ . Слева — интеграл для чисто поверхностной волны, справа — для псевдоповерхностной волны. Пунктир — среднее интегральное прохождение для объемных волн (продольных и поперечных).

Интегральное прохождение псевдоповерхностной волны (кривые справа на рис. 6) в направлениях $\varphi = 30-42^\circ$ не зависит от поглощения, так как в этом интервале углов радиационное излучение в твердое тело превышает радиационное излучение в жидкость. В диапазоне углов $42-45^\circ$ имеется зависимость I от диссипации, если ее величина меньше радиационного излучения в жидкость, но больше излучения в кристалл.

4.3. Монокристалл алюминия

Алюминий — акустически слабо анизотропный кристалл с коэффициентом анизотропии $\eta = 1,22$.

Монокристалл алюминия был выращен из расплава металла высокой химической чистоты ($R_{300}/R_{4,2} = 40\ 000$). Образец имел форму диска диаметром 18 мм и толщиной 2 мм, свободная поверхность которого была близка к базисной плоскости кристалла (001). Ось [100] лежала на свободной поверхности, а плоскость (010) была отклонена примерно на 2° от нормали к поверхности.

Образец, как обычно, был сначала механически отполирован на полировальном станке (размер зерна полировальной пасты составлял примерно 1 мкм). Затем была произведена электрохимическая полировка, в результате которой был снят слой около 15 мкм. После описанной обработки поверхность образца стала зеркальной, царапины исчезли, а размер поверхностных дефектов не превышал 0,1 мкм.

Поскольку влияние анизотропии было подробно изучено ранее на монокристалле меди, а анизотропия алюминия мала, коэффициент прохожде-

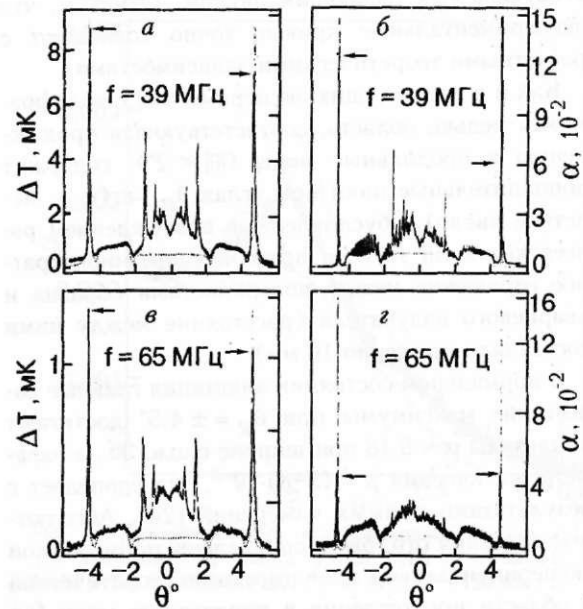


Рис. 7. Угловой спектр коэффициента прохождения фононов $\alpha(\theta)$ в алюминий для нормального (а, в) и сверхпроводящего (б, д) состояний для частот 39 и 65 МГц при температуре $T = 140$ мК. Сплошные линии — эксперимент, пунктир — расчет. Стрелки указывают на вершины экспериментальных рэлеевских пиков.

ния фононов на данном образце через базисную плоскость (001) был исследован лишь для звука, распространяющегося в направлении оси [100] (азимутальный угол $\varphi = 0^\circ$).

Основной интерес для нас представляло исследование влияния на коэффициент прохождения фазового перехода алюминия из нормального в сверхпроводящее состояние.

Для перевода образца в нормальное состояние ($T_c = 1,19$ К, $H_c = 100$ Э) включалось магнитное поле соленоида $H = 1$ кЭ $\gg H_c$, направленное перпендикулярно исследуемой поверхности при $\theta = 0^\circ$.

Измерения коэффициента прохождения были выполнены в интервале температур 100–300 мК на частотах от 13 до 91 МГц [18,23].

Результаты измерений $\alpha(\theta)$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях для двух частот (39 и 65 МГц) при $T = 140$ мК и расчетные теоретические зависимости приведены на рис. 7.

Хорошо видно, что, как и для ранее исследованных монокристаллов вольфрама и меди, звук проходит в алюминий внутри узкого конуса (с углом примерно $\pm 5^\circ$). При этом четко очерчена область непрерывного спектра (угол $\pm 4,3^\circ$) с минимумом между продольными и поперечными волнами при критическом угле падения для продольных волн $\pm 2^\circ$. По обе стороны от критического угла расположены острые пики, обусловлен-

ные резонансным поглощением рэлеевских волн, возбуждаемых падающим звуком. Отметим, что экспериментальные кривые точно совпадают с расчетными теоретическими зависимостями.

Как и в предыдущих экспериментах с вольфрамом и медью, область, соответствующая прохождению в продольные моды ($|\theta| < 2^\circ$), содержит дополнительные пики при углах θ_R/n (n — нечетное число), обусловленные возбуждением рэлеевских волн звуком, претерпевшим многократное отражение между поверхностями образца и кварцевого излучателя (расстояние между ними составляло примерно 10 мм).

В нормальном состоянии алюминия главные рэлеевские максимумы при $\theta_R \approx \pm 4,5^\circ$ достигают амплитуды $\alpha \approx 9,18$ при ширине около $30'$, а параметр поглощения $\rho = (5-8) \cdot 10^{-3}$, что совпадает с результатами прямых измерений [24]. Абсолютные значения $\alpha(\theta)$ были определены нормировкой экспериментальной зависимости по теоретической в области прохождения в поперечную моду (не содержащей искажений, связанных со вторичными рэлеевскими пиками), а параметр поглощения ρ определялся сравнением нормированного экспериментального графика с теоретическим.

Таким образом, исследования на алюминии еще раз подтвердили справедливость теории Андреева.

Экспериментальные угловые спектры для алюминия в сверхпроводящем состоянии (см. рис. 7,б и 7,з) существенно отличаются от спектров $\alpha(\theta)$ в нормальном состоянии. Рэлеевские пики становятся заметно уже, их ширина составляет примерно $5'$, а высота лишь слегка превышает высоту в области непрерывного спектра (для достаточно высоких частот).

Параметр поглощения ρ для сверхпроводящего состояния в 60–70 раз меньше, чем для нормального состояния, а вклад рэлеевских максимумов в тепловой поток практически равен нулю.

Кроме того, в сверхпроводящем состоянии наблюдаются угловые осцилляции величины $\alpha(\theta)$ («гребень») в области непрерывного спектра (см. рис. 8), при этом частота осцилляций растет пропорционально частоте звука. Осцилляции $\alpha(\theta)$ возникают из-за конечной толщины пластины. Звук, прошедший внутрь и многократно отраженный между параллельными плоскостями пластины, интерферирует внутри металла (по аналогии с интерферометром Фабри — Перо). Расчет интерференционной картины для обеих частот (пунктирная линия на рис. 8) хорошо совпадает с экспериментальной кривой. В нормальном состоянии осцилляции не наблюдаются в

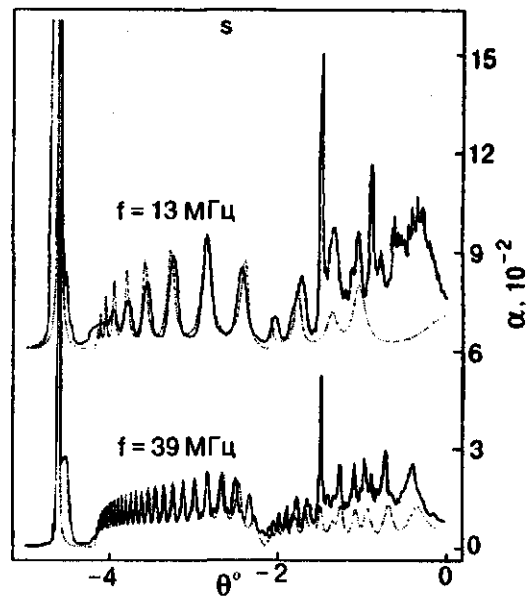


Рис. 8. Угловые осцилляции коэффициента прохождения $\alpha(\theta)$ для сверхпроводящего алюминия, обусловленные интерференцией волн внутри пластины конечной толщины. $T = 195$ мК. Сплошная линия — эксперимент, пунктир — расчет. (Для обеих частот слева от рэлеевского пика $\alpha = 0$.)

связи со значительно большим поглощением звука в металле.

Таким образом, экспериментально показано, что в нормальном состоянии поглощение рэлеевской волны электронами проводимости является доминирующим механизмом диссипации. В сверхпроводящем состоянии поглощение резко уменьшается и обусловлено уже иными механизмами рассеяния, главным образом, рассеянием на углах образца, периодических неровностях поверхности, шероховатостях. В этом случае параметр поглощения может зависеть от частоты падающего звука, что мы и наблюдали в эксперименте на низких частотах.

Резкое падение поглощения при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее приводит к увеличению сопротивления Капицы (примерно в два раза).

Сравнение экспериментальных угловых спектров $\alpha(\theta)$ для трех исследованных нами металлов (вольфрама, меди и алюминия) показывает, что в случае совершенных монокристаллов с идеальной поверхностью коэффициенты прохождения близки и хорошо описываются расчетом по диссипативной акустической теории. Полученные таким образом $\rho = 3 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$ для вольфрама, меди и алюминия совпадают с результатом прямых измерений затухания звука. Отметим, что теория Андреева дает более узкие резонансные кривые при

$\alpha \approx 1$ (шириной 4–30"), соответствующие меньшим параметрам p .

4.4. Поликристалл золота

После исследований на монокристаллах с совершенными поверхностями, подтвердивших справедливость диссипативной акустической теории, возник естественный вопрос — как изменятся коэффициенты прохождения энергии звука $\alpha(\omega, \theta)$ для поликристаллов?

Весьма примечательно, что акустические свойства границы ${}^4\text{He}$ –поликристалл до последнего времени не исследовались, несмотря на то что большая часть измерений сопротивления Капицы была сделана на поликристаллических образцах.

Для исследований границы гелий–поликристалл [25] был выбран образец поликристаллического золота высокой чистоты ($R_{300}/R_{4,2} = 36\,000$), приготовленный из расплава. Образец имел форму параллелепипеда размером 13×10×1,9 мм. В процессе изготовления образец прокатывался через вальцы, выравнивался под прессом между полированными кварцевыми пластинами и отжигался в вакууме. Качество поверхности контролировалось интерферометром Линника, при этом размер шероховатостей и отклонений от плоскости не превышал 0,5 мкм.

По характеру колец лауэграмм, снятых в двух разных точках образца (линии непрерывны, равной толщины), можно было оценить средний размер кристаллитов: $\bar{a} \leq 10$ мкм. Кроме того, по окончании экспериментов поверхность после тонкой механической полировки и травления исследовалась под микроскопом с большим увеличением. Типичный размер зерен в результате рекристаллизации при отжиге оказался равным 5–10 мкм. Каждый кристаллит представлял собой монокристалл с сильно анизотропными акустическими свойствами. Для золота коэффициент анизотропии $\eta = 2,85$. На рис. 1 изображен спектр $\alpha(\theta)$ монокристалла золота для направления $\varphi = 0^\circ$. Предполагается, что в поликристалле кристаллиты ориентированы беспорядочно, в результате чего акустические свойства поликристалла становятся изотропными.

Описанный выше поликристаллический образец золота исследовался нами дважды [15,25]. Первые исследования [15] не дали положительных результатов. Лишь повторные измерения [25] на том же самом образце с использованием более современной измерительной техники позволили получить стабильную картину угловой зависимости $\alpha(\omega, \theta)$ плоской монохроматической волны для трех частот в диапазоне 13–65 МГц.

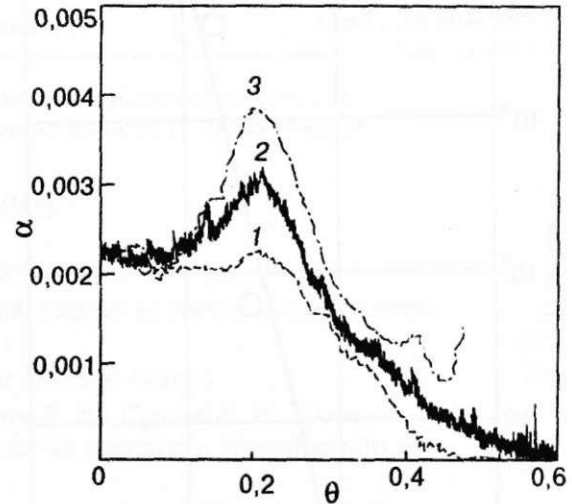


Рис. 9. Нормированные экспериментальные кривые $\alpha(\theta)$ для поликристалла золота: $f = 13$ МГц, $T = 150$ мК (1); $f = 39$ МГц, $T = 200$ мК (2); $f = 65$ МГц, $T = 150$ мК (3).

Основная отличительная особенность спектров коэффициента прохождения $\alpha(\omega, \theta)$ в поликристалле золота состояла в том, что перегрев ΔT звуком относительно ${}^4\text{He}$ был очень слабым. При равных мощностях звукового потока перегрев ΔT поликристалла золота был в 10^2 – 10^3 раз меньше, чем в монокристаллах, что указывало на малое сопротивление Капицы в поликристаллическом образце. Грубые оценки из наших экспериментов дают $R_K T^3 \sim 80 \text{ см}^2 \cdot \text{К}^4 / \text{Вт}$, что близко к значению $R_K T^3 = 46 \text{ см}^2 \cdot \text{К}^4 / \text{Вт}$, полученному Фоллинсби и Андерсоном [26] для механически полированной отожженной золотой фольги толщиной 0,6 мм при $T \sim 40$ – 300 мК.

На рис. 9 приведены нормированные (по совпадению при $\theta = 0$) экспериментальные кривые $\alpha(\theta)$ для частот 13, 39 и 65 МГц в области положительных углов θ . При $\theta = 0$ имеем $\alpha_{\text{теор}} = 2,13 \cdot 10^{-3}$.

Вид спектров $\alpha(\omega, \theta)$ поликристалла резко отличается от характерных угловых спектров монокристаллов. В поликристалле отсутствуют острые и высокие пики резонансного поглощения рэлеевской волны на краях спектра, глубокие минимумы, разделяющие области продольных, поперечных и поверхностных волн, а также разрешенные вторичные рэлеевские максимумы вблизи нулевого угла падения. Спектры несимметричны, все особенности сильно размыты, резонансные пики широкие, небольшой высоты.

За пределами критического конуса $\theta_c = 12^\circ$ функция $\alpha(\theta)$ очень медленно убывает, стремясь к нулю. Конструкция прибора не позволяла исследовать спектр при углах падения $\theta > 30$ – 40° .

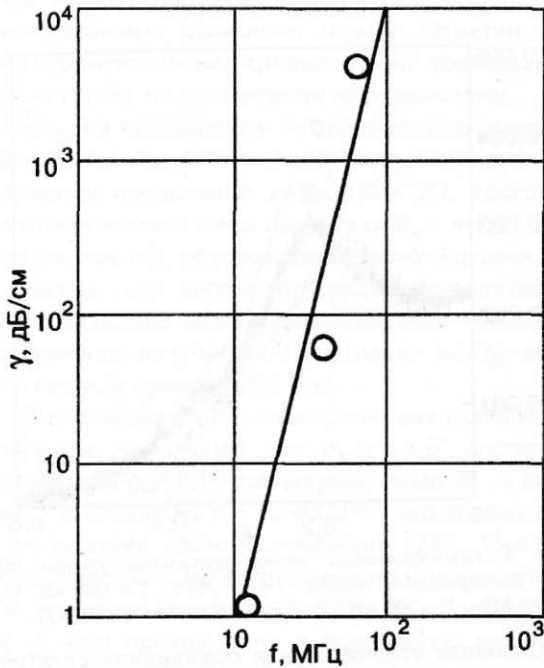


Рис. 10. Экспериментальные значения затухания рэлеевской волны в поликристалле золота ($f = 13, 39, 65$ МГц) и расчетная прямая $\gamma = \bar{V} f^4 S$ [29] для размера зерен 5 мкм.

Вид спектров $\alpha(\theta)$ на рис. 9 указывает на большое затухание звука в поликристалле золота. Параметры поглощения звука p можно определить из сравнения интегралов прошедшей энергии $\int_0^{0.5} \alpha(\theta) d\theta$ для теоретических и экспериментальных зависимостей (предполагаем, что интеграл прошедшей энергии сохраняется). При этом форма экспериментальной кривой $\alpha(\theta)$ может отличаться от теоретической прежде всего из-за расширения интервала углов падения на шероховатой поверхности.

Было обнаружено, что при изменении частоты от 13 до 65 МГц параметр p меняется от $2 \cdot 10^{-4}$ до 0,15, т.е. сильно зависит от частоты и для частот 39 и 65 МГц на один-два порядка выше электронного параметра поглощения ($p \sim 10^{-4}$) [27]. Об этом же свидетельствует и рост с частотой хвостов спектра $\alpha(\theta)$ за пределами критического конуса.

Столь высокое затухание звука в поликристалле золота и рост его с частотой обусловлены рассеянием звука на границах зерен.

Как было показано в теоретических работах Лифшица и Пархомовского [28], Пападакиса [29], Кагановой и Марадудина [30], рассеяние происходит на неоднородностях упругой среды из-за беспорядочной ориентации кристаллитов, каждый из которых представляет собой сильно анизотропный монокристалл. При достаточно высоких частотах этот механизм затухания становится преобладающим.

Как указывалось в [29], поглощение звука зависит от среднего размера зерен \bar{a} : $\gamma = \bar{V} f^4 S$ для низких частот ($\lambda \gg \bar{a}$, рэлеевское рассеяние) и $\gamma = \bar{a} f^2 \Sigma$ для высоких частот ($\lambda \ll \bar{a}$), где \bar{V} и \bar{a} — средние объем и диаметр зерна; S и Σ — постоянные коэффициенты, характеризующие материал и слабо меняющиеся от образца к образцу. Граница между двумя областями определяется условием $\lambda_b = 2\pi\bar{a}$. В нашем случае $\lambda = 90, 30$ и 18 мкм, т.е. при размере зерен $\bar{a} = 5$ мкм мы находимся в промежуточной области.

На рис. 10 изображена расчетная прямая $\gamma = \bar{V} f^4 S$ для размера частиц $\bar{a} = 5$ мкм. Значения S взяты из [29]. На том же рисунке приведены точки, полученные из сравнения I_{exp} и I_{theor} . Ошибка вычисления интегралов составляет примерно 100%. Максимальная погрешность приходится на область параметров p от 10^{-3} до 10^{-1} , в которой интеграл меняется всего на 10%. Из рисунка видно, что наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных значений γ с расчетной прямой $\gamma = \bar{V} f^4 S$ [29].

Практически полное поглощение звука на длине волны уже для $f = 65$ МГц объясняет значительное увеличение интегрального вклада фононов в тепловой поток через границу поликристалла. Он возрастает за счет хвоста, простирающегося от критического угла до $\pi/2$, что находится в соответствии с диссипативной акустической теорией. С этой точки зрения объяснимо малое значение сопротивления Капицы для поликристаллического золота.

Отметим следующие характерные особенности спектров $\alpha(\theta)$ поликристалла.

- Поликристалл золота перегревается звуком относительно жидкого гелия на 2–3 порядка слабее монокристаллов, что соответствует большому параметру поглощения p и малому сопротивлению Капицы.

- Отсутствует полная угловая симметрия кривых $\alpha(\theta)$, что обусловлено анизотропией поликристалла вследствие остаточной преимущественной ориентации из-за прокатки. Отдельные максимумы на кривых $\alpha(\theta)$ скорее всего обусловлены поглощением рэлеевской волны группами кристаллитов с близкой ориентацией главных осей.

- Высота пологого рэлеевского максимума поглощения при θ_c увеличивается с частотой, что характерно для спектров, у которых p зависит от частоты. Максимальное прохождение ($\alpha \approx 1$) для поликристаллического золота, по-видимому, лежит в области $f > 65$ МГц.

- Рэлеевские максимумы имеют большую угловую ширину, что объясняется не только больши-

ми p , но и размытием падающего пучка из-за неидеальной поверхности, состоящей из отдельных зерен (монокристаллов), ориентированных под разными углами к плоскости.

5. Заключение

Сформулируем основные результаты.

1. Впервые было обнаружено и исследовано на частотах 10 и 30 МГц резонансное поглощение звука поверхностью монокристалла вольфрама при рэлеевском закритическом угле падения [15–17,31]. Тем самым была подтверждена теория Андреева [7,8]. Экспериментально установлено, что в акустически изотропном монокристалле внутри критического конуса возбуждаются лишь объемные продольные и поперечные волны с малыми ($\sim 10^{-3}$) и практически постоянными коэффициентами прохождения, слабо зависящими от затухания. Вне критического конуса наблюдается острый пик резонансного поглощения рэлеевской волны шириной около 30° с $\alpha \sim 0,01$. Ширина и высота пика определяются затуханием звука в монокристалле, равным затуханию на электронах и дырках в объеме. Показано, что в прошедший поток энергии рэлеевские волны дают примерно такой же вклад, что и объемные волны в докритическом угле.

2. Экспериментально на частотах 10–300 МГц и теоретически (методом расчета на ЭВМ с привлечением диссипативной акустической теории) исследован коэффициент прохождения энергии звука через плоскость (001) монокристалла меди для разных азимутальных направлений распространения [18,20,21]. Показано, что в акустически анизотропном монокристалле на поверхностях (001) и (111) возбуждаются две резонансные моды: рэлеевская поверхностная волна и псевдоповерхностная волна с $\alpha \sim 0,1$ и шириной пиков 10–20°. На поверхности (011) возбуждается лишь рэлеевская волна. Впервые было получено хорошее совпадение экспериментальных спектров с расчетом по диссипативной акустической теории [4,7–10] с феноменологическим параметром затухания $p \sim 10^{-4}$ – 10^{-3} . Ширина рэлеевских пиков не зависела от температуры и практически не зависела от частоты. Впервые удалось наблюдать два симметрично расположенных минимума, соответствующих критическим углам продольных и поперечных волн. При углах падения близких к нулю обнаружены многочисленные пики меньшей интенсивности, которые представляют собой рэлеевские максимумы, вызванные падением ультразвука, многократно отраженного между образцом и излучателем.

3. Выполнены первые исследования коэффициента прохождения акустической энергии в монокристалл алюминия в нормальном и сверхпроводящем состояниях на частотах до 90 МГц [18,23]. Показано, что затухание рэлеевской волны действительно происходит на электронах проводимости. В сверхпроводящем состоянии рэлеевские пики становятся исчезающе малыми и практически не дают вклад в тепловой поток, в то время как в нормальном состоянии они того же порядка, что и в меди. В сверхпроводящем алюминии, где рассеяние на электронах мало, обнаружены интерференционные явления, отсутствующие в нормальном состоянии.

4. Исследованы угловые и частотные зависимости коэффициента прохождения энергии плоской монохроматической звуковой волны из жидкого ^4He в поликристалл золота с размерами кристаллитов 5–10 мкм [25]. Показано, что характер спектров поглощения определяется большим затуханием звука в поликристалле, обусловленным его рассеянием на границах сильно анизотропных беспорядочно ориентированных зерен. На частоте 65 МГц параметр поглощения ($p \sim 10^{-1}$) на 2–3 порядка выше параметра поглощения на электронах проводимости. Экспериментально показано, что затухание звука пропорционально ω^4 , т.е. соответствует случаю рэлеевского рассеяния в упруго-неоднородной среде.

Выражаю искреннюю благодарность А. Ф. Андрееву, Ю. А. Косевичу, А. С. Семенову и В. Кондратьеву за полезные обсуждения, В. Н. Крутинину за помощь в подготовке экспериментов. Я признательна всем, кто участвовал в выполнении работ, вошедших в данный обзор.

Особую благодарность выражаю В. Кондратьеву за помощь в оформлении рукописи.

Работа выполнена при поддержке грантом фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом, грантом № N8G000 Международного научного фонда и грантом № N8G300 Международного научного фонда и РФФИ.

1. П. Л. Капица, *ЖЭТФ* 11, 1 (1941).
2. И. М. Халатников, *ЖЭТФ* 22, 687 (1952).
3. И. М. Халатников, *Введение в теорию сверхтекучести*, Наука, Москва (1965); *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
4. И. М. Халатников, И. Н. Адаменко *ЖЭТФ* 63, 745 (1972).
5. E. T. Swartz and R. O. Pohl, *Rev. Mod. Phys.* 61, 605 (1989).
6. Ts. Nakayama, *Progr. in Low Temp. Phys.*, XII, D. F. Brewer (ed.), Elsevier Science Publishers B. V., pp. 115–194.
7. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* 43, 358 (1962).
8. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* 43, 1535 (1962).
9. H. Haug and K. Weiss, *Phys. Lett.* A40, 19 (1972).

10. R. E. Peterson and A. C. Anderson, *J. Low Temp. Phys.* **11**, 639 (1973).
11. G. W. Farnell, *Types and Properties of Surface Waves*, in: *Acoustic Surface Waves*, A. A. Oliner (ed.), New York (1978).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1987).
13. *Handbuch der Physik*, VIa/1, p. 385, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1973).
14. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого тела*, Мир, Москва (1972).
15. К. Н. Зиновьева, *ЖЭТФ* **79**, 1973 (1980).
16. K. N. Zinov'eva, in: *Low Temp. Physics*, A. S. Borovik—Romanov (ed.), *Advances in Science and Technology in the USSR*, MIR Publisher, Moscow (1985), pp. 78–131.
17. К. Н. Зиновьева, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 294 (1978).
18. K. N. Zinov'eva, D. A. Narmoneva, and A. S. Semenov, *Springer Series in Solid State Science*, **112: Phonon Scattering in Condensed Matter VII**, M. Meissner and R. O. Pohl (eds.), Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1993), pp. 385–391.
19. C. K. Jones and Y. A. Rayne, *Phys. Lett.* **13**, 282 (1964).
20. К. Н. Зиновьева, Г. Э. Карстенс, А. В. Кашлюк, А. С. Семенов, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 332 (1990).
21. К. Н. Зиновьева, Д. А. Нармонева, А. С. Семенов, *ЖЭТФ* **105**, 1280 (1994).
22. А. М. Косевич, Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *ЖЭТФ* **88**, 1089 (1985).
23. K. N. Zinov'eva, D. A. Narmoneva, and A. S. Semenov, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 118 (1994).
24. R. David, H. R. van der Laar, and N. J. Poulis, *Physica* **28**, 330 (1962).
25. К. Н. Зиновьева, И. Н. Швецов, *ЖЭТФ* **105**, 886 (1994).
26. J. T. Folinsbee and A. C. Anderson, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 409 (1974).
27. R. F. Mac Farlane and J. A. Rayne, *Phys. Rev.* **162**, 532 (1967).
28. И. М. Лифшиц, Г. Д. Пархомовский, *ЖЭТФ* **20**, 175 (1950).
29. Э. Пападакис, в кн.: *Физическая акустика*, У. Мэзон (ред.), т. IV, часть Б, с. 317, Мир, Москва (1970).
30. I. M. Kaganova and A. A. Maradudin, in: *Statistical Physics, Elasticity and Dislocations Theory*, T. Jossanef and D. M. Barnete (eds.), Universitas Osloems, Oslo (1991), p. 241.
31. К. Н. Зиновьева, В. И. Ситникова, *ЖЭТФ* **84**, 576 (1983).

Peculiar features of acoustic energy transmission from liquid helium to metals (Review Article)

K. N. Zinov'eva

Experimental and theoretical studies of the coefficient α of the phonon energy transmission from liquid helium to cubic-symmetry metals are reviewed briefly. Three of these metals (tungsten, copper and aluminum) are monocrystals and one—gold—is polycrystal. It is shown that transmission coefficients for a monocrystal with a clean perfect surface are well described by the Acoustic Mismatch Model taking into account the absorption of phonons by conducting electrons. Andreev's theory of electron resonant absorption of the Rayleigh wave by the monocrystal surface $\alpha - 1$ is confirmed. In a strongly anisotropic crystal (copper) a resonant pseudosurface absorption peak is also observed. It is shown for aluminum that at the superconducting transition the phonon dissipation decreases and the height of the resonant peak of the Rayleigh wave absorption goes down correspondingly. It is established that the main mechanism of phonon scattering in a polycrystal is the Rayleigh scattering on the grain boundaries ($\sim \omega^4$). This kind of scattering is much greater than the scattering due to conducting electrons. Thus, the form of the $\alpha(\theta)$ spectrum changes sharply.