

Характеристики электрического поля, сопровождающего в металле продольную звуковую волну. Аномалия в сверхпроводящей фазе

Ю. А. Авраменко¹, Е. В. Безуглый¹, Н. Г. Бурма¹, В. М. Гохфельд²,
И. Г. Колобов¹, В. Д. Филь¹, О. А. Шевченко¹

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua

² Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 27 декабря 2001 г., после переработки 22 января 2002 г.

Теоретически и экспериментально исследованы температурные зависимости амплитуды и фазы электрического потенциала, возникающего на плоской границе проводника при нормальном падении на нее продольной звуковой волны. Поверхностный потенциал формируется двумя вкладками, один из которых внутри образца является пространственно периодическим с периодом звукового поля; второй — аperiodический, возникающий вследствие дополнительной неоднородности электронного распределения в приповерхностном слое металла. В нелокальной области параметров второй вклад преобладает. Фазы этих вкладок сдвинуты примерно на $\pi/2$. Для металлов, находящихся в нормальном состоянии, эксперимент качественно согласуется с теорией. Сверхпроводящий переход сопровождается катастрофически быстрым исчезновением электрического потенциала, что резко контрастирует с теоретическими оценками, предсказывающими поведение, близкое к БКШ зависимости коэффициента поглощения продольного звука.

Теоретично та експериментально досліджено температурні залежності амплітуди та фази електричного потенціалу, що виникає на плоскій межі провідника при нормальному падінні на неї продольної звукової хвилі. Поверхневий потенціал формується двома внесками, один з яких всередині зразка є просторово періодичним з періодом звукового поля; другий — аперіодичний, який виникає внаслідок додаткової неоднорідності електронного розподілу у приповерхневому шарі металу. У нелокальній області параметрів другий внесок переважає. Фази цих вкладів зсунуті приблизно на $\pi/2$. Для металів, які знаходяться у нормальному стані, експеримент якісно співпадає з теорією. Надпровідниковий перехід супроводжується катастрофічно швидким зникненням електричного потенціалу, що різко контрастує з теоретичними оцінками, які передбачають поведінку, близьку до БКШ залежності коефіцієнту поглинання продольного звуку.

PACS: 73.50.Rb, 74.25.Ld, 74.25.Nf

1. Введение

Распространение в металле упругой волны сопровождается возмущением его электронной подсистемы, компенсирующим тенденции нарушения зарядовой нейтральности либо баланса между

ионным и электронным токами, вызванные ионными смещениями. При высоких температурах или в загрязненных образцах (так называемый локальный предел, определяемый условием $ql \ll 1$, q — звуковое волновое число, l — длина

свободного пробега электронов) частота столкновений электронов достаточно высока для сохранения локального равновесия в любой точке деформированной решетки. В пределе $ql \ll s/v_F$ (s и v_F — скорость звука и фермиевская скорость) электрическое поле, возникающее в металле, имеет чисто инерционную природу — акустический аналог эффекта Стюарта–Толмена.

В обратном предельном случае ($ql \gg 1$, нелокальный предел) столкновения уже не могут поддерживать локального равновесия, и в металле генерируются дополнительные электрические поля, обеспечивающие требуемую подстройку электронов к движущейся решетке. В отсутствие подмагничивания поляризация электрического поля упругой волны в изотропном металле или при распространении звука вдоль высокосимметричных направлений совпадает с направлением ионных смещений. При включении магнитного поля, вследствие действия силы Лоренца на движущиеся с решеткой электроны, появляется также холловская компонента переменного электромагнитного поля, существование которой уже не связано с жесткими требованиями к чистоте или температуре образца.

Имеет место и обратный процесс — генерация акустических колебаний при возбуждении в металле соответствующим образом поляризованного электромагнитного поля. В целом эти явления — акустоэлектрическая и электроакустическая трансформации — хорошо известны и широко используются как в научных экспериментах, так и для бесконтактного возбуждения звука в технических приложениях (см., например, обзор [1]).

Однако, насколько известно авторам, экспериментально всегда исследовали электромагнитные поля, в которых вектор электрического поля был ортогонален волновому вектору упругой волны*. Последнее, по-видимому, связано с принципиальными отличиями поведения полей поперечной и продольной поляризации на границе раздела металл — свободное пространство (или диэлектрическая среда). При нормальном падении на границу раздела поперечной упругой моды электромагнитное поле в металле естественным обра-

зом «сшивается» с электромагнитным полем в вакууме (диэлектрике). Иными словами, в этой геометрии из металла излучается электромагнитная волна, которая легко регистрируется соответствующим образом сориентированной антенной типа плоской катушки. Эта же антенна может быть использована и для генерации в металле упругой поперечной волны.

Электромагнитной волны с электрическим полем, поляризованным вдоль волнового вектора, не существует. Поэтому при нормальном падении на границу раздела продольной звуковой волны электромагнитное излучение из образца принципиально отсутствует. Тем не менее зарегистрировать электрическое поле \mathbf{E} , связанное с продольной звуковой волной, можно. Поскольку в продольной волне $\operatorname{div} \mathbf{E} \neq 0$, то как в объеме металла, так и на его поверхности возникают нескомпенсированный заряд и связанный с этим зарядом потенциал [4]. Последний может быть зарегистрирован вольтметром подходящей чувствительности. В свое время одним из авторов (В. М. Г.) был проанализирован метод линейного электроакустического преобразования с использованием бесконтактного емкостного возбудителя [5]. В этом случае при подаче переменного напряжения на возбуждающую пластину конденсатора под ней на поверхности металла наводится электрический заряд, нелокальное взаимодействие которого с решеткой приводит к возбуждению упругой продольной волны той же частоты. Детальной экспериментальной проверкой работа [5] не получила, возможно, вследствие достаточно жестких требований к чистоте металла. Предельным случаем емкостного возбудителя (приемника) является гальванический контакт, который в основном и использовался в настоящей работе. Конечно, наличие контакта на границе раздела меняет граничные условия для упругих деформаций; однако оказалось, что последнее приводит к некоторому увеличению эффективности преобразования и, вообще говоря, ослабляет требования к чистоте исследуемого материала. Вследствие этого осуществить эксперимент возможно практически во всех достаточно чистых металлах при вы-

* Строго говоря, утверждение неточное. В прикладных целях для электроакустического преобразования часто используется то обстоятельство, что в квазистатическом электрическом поле поверхность проводника испытывает дополнительное давление. В переменном поле это давление возбуждает упругие смещения поверхности, в том числе и продольные. Этот эффект широко используется в низкочастотных акустических экспериментах с «колеблющимся язычком» (vibrating reed) [2], на нем основан также механизм ESAT (Electrostatic Acoustic Transformation) [3]. Вследствие квадратичности отклика по амплитуде поля принцип взаимности в данном случае, естественно, не соблюдается, и этот эффект может быть использован для акустоэлектрического преобразования только при дополнительной «линеаризации». Настоящая работа посвящена обсуждению только лишь линейных эффектов.

полнении относительно простых требований нелокальности взаимодействия электронов с упругим полем ($ql > 1$).

Структура работы следующая. В разделе 2 дана теория акустоэлектрического преобразования в простейшем случае проводящего полупространства (одномерная задача) в приближении изотропного закона дисперсии носителей и «зеркального» их отражения границей раздела. Электрический потенциал, сопровождающий упругую волну в металле, представляет собой сумму двух вкладов. Кроме хорошо известного вынужденного решения, повторяющего профиль упругих деформаций, в нелокальном пределе оказывается существенным квазипериодическое слагаемое, обусловленное возмущением баллистического движения электронов поверхностью образца.

В разделе 3 приведены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей обсуждаемого электрического потенциала в металлах различной степени чистоты (Ga, W, Al) в нормальном состоянии. В целом наблюдается приемлемое качественное согласие температурных зависимостей амплитуды и фазы потенциала с теоретическими оценками, что можно рассматривать как экспериментальное подтверждение изложенных теоретических соображений.

В разделе 4 обсуждается эволюция измеряемого электрического потенциала при сверхпроводящем переходе. Вопреки ожидаемому достаточно медленно уменьшается регистрируемая величина ниже T_C (подобно поведению коэффициента поглощения продольного звука), обнаружено существенно более резкое уменьшение амплитуды потенциала.

2. Теория акустоэлектрического преобразования при нормальном падении продольной звуковой волны на границу раздела

Рассмотрим металлическое полупространство $x \geq 0$. Пусть продольная упругая волна $u_x = u_0 \exp(-i\omega t - iqx)$ приходит из глубины образца и отражается от его границы с коэффициентом отражения R (затуханием звука пренебрегаем). Вблизи границы поля смещений и деформаций независимо от режима (импульсный или непрерывный) формируются в результате интерференции падающей и отраженной волн. Результирующие поля удобно выразить через амплитуды смещения $u(0)$ и деформации $u'(0)$ на границе раздела. В частности, для интересующего нас ниже поля деформаций можно написать:

$$\frac{du_x(x)}{dx} \equiv u_{xx}(x) = u'(0) \cos qx - qu(0) \sin qx. \quad (1)$$

Соотношение между $u(0)$ и $u'(0)$ определяется граничными условиями

$$\frac{qu(0)}{iu'(0)} = \frac{1+R}{1-R} \equiv C. \quad (2)$$

При контакте с упругооднородной непоглощающей средой параметр C равен отношению акустических импедансов металла и соприкасающейся с ним среды (в частности, при контакте с вакуумом $C = \infty$). В случае поглощающих сред значение C может быть комплексным.

Вызванное деформациями отклонение $\psi(x, v_x) \partial f_0 / \partial \epsilon$ электронной функции распределения от равновесной f_0 описывается кинетическим уравнением [6] (инерционным полем мы пренебрегаем):

$$v_x \frac{\partial}{\partial x} (\psi - e\phi) - i\tilde{\omega}\psi = -i\omega \Lambda_{xx} u_{xx}. \quad (3)$$

Здесь $\tilde{\omega} \equiv \omega + i/\tau$ (ω — круговая частота, τ — электронное время релаксации); Λ_{xx} — соответствующая компонента тензора деформационного потенциала $\Lambda_{ik} = \lambda_{ik} - \langle \lambda_{ik} \rangle / \langle 1 \rangle$; λ_{ik} — «затравочный» деформационный потенциал; $\phi(x)$ — электрический потенциал в поле упругой волны; v_x — x -компонента фермиевской скорости электрона v_F , а угловые скобки означают усреднение по ферми-поверхности с весом v_F^{-1} :

$$\langle A \rangle \equiv \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{AdS}{v_F}.$$

Важно отметить, что величина $e\phi(x)$, входящая в (3), в действительности представляет собой полный электрохимический потенциал электронов, включающий в себя, помимо «истинного» электрического потенциала, изменение химического потенциала $u_{xx} \langle \lambda_{xx} \rangle / \langle 1 \rangle$, обусловленное изменением электронного спектра в поле упругой деформации [6]. Именно разность электрохимических потенциалов в различных точках образца и является источником реальной эдс, регистрируемой вольтметром и, разумеется, обращающейся в нуль в равновесии, например, в пределе статической деформации ($\omega \rightarrow 0$). В то же время градиент «истинного» электрического потенциала, компенсирующего деформационную добавку к электрохимическому потенциалу и обеспечивающего подстройку электронной плотности к простран-

венным изменениям плотности ионов, всегда отличен от нуля в неоднородно деформированном образце (физически этот эффект аналогичен контактной разности потенциалов). Наличие этого потенциала приводит к возникновению в неоднородно деформированном металле (в том числе и в упругом поле звуковой волны) нескомпенсированных зарядов с плотностью $\delta n = r_D^2 \langle \lambda_{xx} \rangle \nabla^2 u_{xx} \sim (qr_D)^2 qun$, где n – полная электронная плотность, q – характерное волновое число деформации, r_D – радиус экранирования продольного поля ($r_D^{-2} = 4\pi e^2 \langle 1 \rangle$), который в «хороших» металлах имеет порядок величины постоянной решетки. Такая «волна зарядовой плотности», сопровождающая распространение звуковой волны, в общем случае содержит и неравновесный вклад, обусловленный нарушением пространственной однородности электрохимического потенциала $e\phi(x)$ и пропорциональный частоте звука (см. ниже), который, однако, оказывается в большинстве случаев малым ($\sim s/v_F$) по сравнению с упомянутой выше «адиабатической» компонентой. Во избежание недоразумений отметим, что вследствие малой величины нескомпенсированного заряда ($\delta n \ll n$) потенциал $\phi(x)$, разумеется, может вычисляться из условия электронейтральности $\langle \psi \rangle = 0$, где $\langle \psi \rangle$ имеет смысл неравновесной добавки к «адиабатически» модулированной упругим полем плотности заряда.

Вдали от границы ($x \gg l$) можно считать неизвестные функции $\psi(x)$ и $\phi(x)$ периодическими, изменяющимися с тем же пространственным периодом, что и $u(x)$ [6], а уравнение (3) при этом сводится к алгебраическому. Вблизи границы раздела (на расстояниях $x \leq l$ от нее) распределение электронов существенно отличается от периодического, и задача нахождения $\psi(x)$ и $\phi(x)$ усложняется. Относительно просто она может быть решена методом Фурье при так называемом зеркальном граничном условии, накладываемом на функцию $\psi(x)$:

$$\psi(+0, v_x) = \psi(+0, -v_x). \quad (4)$$

Подчеркнем, что условие «зеркальности» отражения от движущейся границы может быть записано в виде (4) только в сопутствующей системе отсчета, в которой отсутствует ток через границу ($\langle v_x \psi(0, v_x) \rangle = 0$), а рассеяние электронов является упругим. Поскольку измерение потенциала фактически также производится на движущейся границе, то все дальнейшие вычисления относятся к сопутствующей системе, в которой линеаризованное кинетическое уравнение сохраняет форму (3).

Продолжим четно функции $u_{xx}(x)$ и $\phi(x)$ на полуось $x < 0$ (ниже это обозначено верхним индексом S). Тогда из вида уравнения (3) (ввиду четности $\Lambda_{xx}(v_x)$ оно симметрично относительно одновременной замены знаков x и v_x) и условия (4) вытекает, что неизвестную функцию $\psi(x)$ следует продолжить на $x < 0$ без разрыва. В результате ее изображение равно

$$\Psi_k = \frac{kv_x(\phi^S)_k - \omega\Lambda_{xx}(u^S)_{xxk}}{kv_x - \tilde{\omega}}. \quad (5)$$

Интересующий нас фурье-образ электрического потенциала $(\phi^S)_k$ находится из условия электронейтральности металла $\langle \Psi_k \rangle = 0$:

$$(\phi^S)_k = (u^S)_{xxk} \left\langle \frac{\omega\Lambda_{xx}}{kv_x - \tilde{\omega}} \right\rangle \left\langle \frac{kv_x}{kv_x - \tilde{\omega}} \right\rangle^{-1} \equiv (u^S)_{xxk} R_k, \quad (6)$$

где

$$(u^S)_{xxk} = q \left(\frac{qu(0) - iu'(0)}{k^2 - (q + i0)^2} + \frac{qu(0) + iu'(0)}{k^2 - (q - i0)^2} \right) \quad (7)$$

– изображение деформаций (1).

Интегрирование по ферми-поверхности в (6) приводит к точкам ветвления $k = \pm K$ ($K = \tilde{\omega}/v_F$) кинетического коэффициента R_k ; эти особенности добавляются к «звуковым» полюсам $k = \pm(q \pm i0)$ выражения (7). Переходя к оригиналам, найдем, что кроме упоминавшегося выше чисто периодического вынужденного решения, определяемого полюсами (q -вклад), функция $\phi(x)$ содержит и аperiodическое слагаемое, амплитуда которого сложным образом зависит от x , а фаза ($\sim \omega x/v_F$) определяется фермиевской скоростью (K -вклад).

Асимптотики решений подобного типа на больших глубинах неоднократно обсуждались ранее при анализе распространения в металле электронных квазиволн [5,7,8]. В настоящей работе нас будет интересовать соотношение K - и q -вкладов в электрический потенциал $\phi(0)$, измеряемый на границе металла, и соответствующие температурные зависимости.

Посмотрим, что дает полученное решение (6) в простом случае квадратичного изотропного закона дисперсии носителей заряда $\epsilon = p^2/2m$, когда потенциал деформации можно представить в виде [6]

$$\Lambda_{xx} = L(3v_x^2/v_F^2 - 1). \quad (8)$$

В этом случае кинетический фактор в (6) легко вычисляется и равен

$$R_k = \frac{\omega L}{\tilde{\omega}} \Phi(z); \quad \Phi(z) = \frac{3}{z^2} - \frac{\ln \frac{1-z}{1+z}}{2z + \ln \frac{1-z}{1+z}},$$

$$z = \frac{kv_F}{\tilde{\omega}} \equiv \frac{kl}{\omega\tau + i}. \quad (9)$$

Чтобы найти коэффициент пропорциональности между $u_{xx}(x)$ (см. (1)) и q -вкладом в $e\Phi(x)$, достаточно подставить в (9) $k = q$; таким образом, в x -представлении получаем

$$e\Phi_q(x) = R_q u_{xx}(x); \quad R_q = L \frac{s}{v_F} a\Phi(a),$$

$$a \equiv \frac{v_F}{s} \frac{\omega\tau}{\omega\tau + i}. \quad (10)$$

Оценим теперь K -вклад. Согласно вышесказанному, он равен интегралу

$$e\Phi_K(x) = \int_C \frac{dk}{2\pi} (u_{xx}^S)_k R_k \exp(ikx) \quad (11)$$

по контуру C , проходящему вдоль «берегов» разреза $k = y\tilde{\omega}/v_F$ ($1 \leq y < \infty$) в плоскости комплексного k . Используя формулы (6), (7), (9), этот интеграл можно представить в виде

$$e\Phi_K(x) = i\omega u(0) \frac{L}{v_F} \int_1^\infty dy \frac{ya^2}{a^2 - y^2} \times$$

$$\times \left[\left(y + \frac{1}{2} \ln \frac{y-1}{y+1} \right)^2 + \frac{\pi^2}{4} \right]^{-1} \exp\left(\frac{iy\tilde{\omega}x}{v_F}\right) \equiv$$

$$\equiv i\omega u(0) \frac{L}{v_F} J(a,x). \quad (12)$$

Отметим, что K -вклад при любых x пропорционален смещению поверхности $u(0)$, тогда как q -вклад — локальной деформации $u'(x)$. Это означает, что при измерении поверхностного потенциала посредством конденсатора с вакуумным (газовым) зазором — упруго свободная поверхность — мы можем зарегистрировать только K -вклад. В общем случае, складывая (10) и (12), для потенциала, измеряемого на поверхности, получаем

$$\varphi(0) = \varphi_q(0) + \varphi_K(0) =$$

$$= -i \frac{L}{ev_F} \left(\frac{2I}{\rho s} \right)^{1/2} \left[\frac{a\Phi(a)}{C} - J(a,0) \right], \quad (13)$$

где I — поток энергии в звуковом пучке, ρ — плотность проводящей среды.

Оценим ожидаемую величину эффекта. Коэффициент в формуле (13) при $L \sim 10$ эВ и $I \sim 10$ Вт/см² близок к величине ≈ 1 мкВ. Зависимость функций $|a\Phi(a)|$ и $|J(a,0)|$ от параметра $\omega\tau$ приведена на рис. 1. В нелокальной области частот и температур ($ql > 1$) первая из них быстро выходит на предельное значение $|a\Phi(a)| = \pi/2$, тогда как вторая изменяется как $\ln|a|$; при $\omega\tau \gg 1$ ее предельное значение $|J(v_F/s, 0)| \approx \ln(v_F/s)$, что практически всегда больше $\pi/2$ (графики на рис. 1 построены при значении параметра $v_F/s = 200$ ($\ln v_F/s = 5,3$), характерном для галлия). Таким образом, ожидаемая величина эффекта находится на уровне нескольких микровольт, т.е. вполне доступна для измерений.

На рис. 1 видно, что при $C \sim 1$ обсуждаемые вклады выравниваются при $ql \sim 1$. Фазы же этих

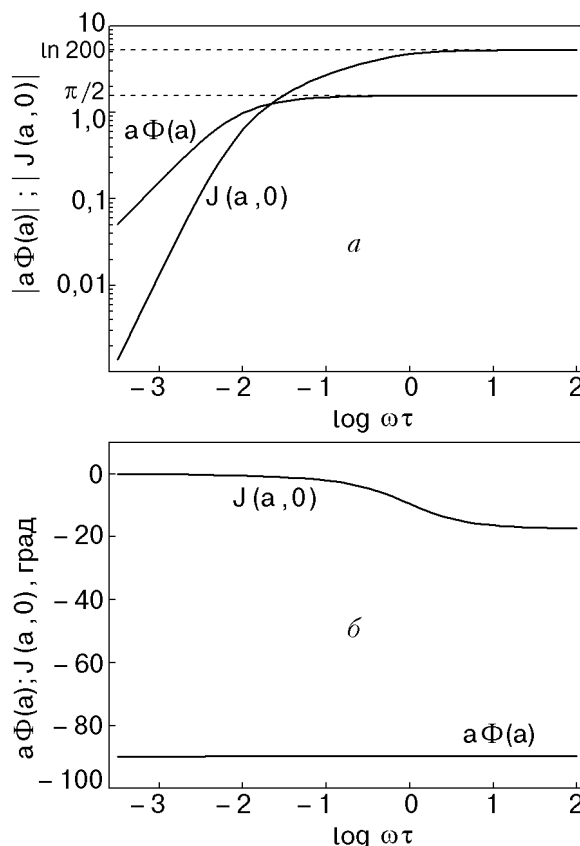


Рис. 1. Теоретическая зависимость амплитуд (а) и фаз (б) периодического (Φ) и аperiodического (J) вкладов в поверхностный электрический потенциал от параметра рассеяния.

вкладов сдвинуты на $\pi/2$, поэтому в температурных зависимостях $\varphi(T)$ следует ожидать заметного изменения фазы сигналов в той области температур, где длина свободного пробега становится сравнимой с длиной волны звука.

Разумеется, использованное условие зеркальности границы не вполне соответствует экспериментальной ситуации; однако известно, что учет более реалистичных граничных условий (диффузности границы) в нелокальных задачах акустоэлектроники, значительно усложняя вычисления, не приводит при этом к существенному изменению результатов [9]. Можно надеяться, что и в данном случае поведение $\varphi(0)$ качественно будет соответствовать следующему из (13).

При использованных значениях параметров амплитуда адиабатической компоненты волны зарядовой плотности, сопровождающей распространение звуковой волны в металле, оказывается порядка 10^8 см^{-3} . Оценим теперь вклад неравновесного потенциала $\varphi(x)$ в амплитуду волны плотности нескомпенсированных зарядов. В общем случае его величину можно найти, решая совместно (5) и уравнение Пуассона $k^2\varphi_k = 4\pi e\langle\psi_k\rangle$. В результате для неравновесной добавки к плотности зарядов получим

$$\langle\psi_k\rangle = - (u_{xx}^S)_k \left\langle \frac{\omega\Lambda_{xx}}{kv_x - \tilde{\omega}} \right\rangle \left(1 + \frac{4\pi e^2}{k^2} \left\langle \frac{kv_x}{kv_x - \tilde{\omega}} \right\rangle \right)^{-1}. \quad (14)$$

Окончательный ответ зависит от соотношения квадратов обратного радиуса экранирования и актуального волнового числа. Для периодической компоненты волны зарядовой плотности ($qr_D \ll 1$) единиц в знаменателе (14) можно пренебречь для любых расстояний от поверхности металла, т.е. ответ сводится к двукратному дифференцированию найденного ранее из условия электронейтральности потенциала φ_q . В результате амплитуда этой компоненты оказывается малой ($\sim s/v_F$) по сравнению с адиабатическим вкладом. Для оценки K -вклада на расстояниях $x \gg r_D$ от поверхности это приближение также применимо, поскольку в этом случае сходимость подинтегрального выражения в (12) (приобретающего дополнительный множитель k^2 после двукратного дифференцирования по x) на больших k обеспечивается экспоненциальным фактором, и единицей в знаменателе (14) также можно пренебречь. Это позволяет получить следующую оценку для нескомпенсированного заряда K -компоненты на расстояниях от поверхности, малых по

сравнению с длиной пробега и длиной волны звука:

$$\delta n(x) = -i\omega u(0) \frac{L}{v_F} \frac{q^2}{4\pi e^2} \ln \frac{v_F}{x\tilde{\omega}}. \quad (15)$$

Таким образом, нескомпенсированный заряд K -компоненты логарифмически возрастает при $x \rightarrow 0$, достигая максимального значения в приповерхностной области $x \leq r_D$. Плотность этого поверхностного заряда можно оценить с логарифмической точностью, учитывая обрезание при $k \sim r_D^{-1}$ в полном знаменателе выражения (14) и заменяя в (15) $x \rightarrow r_D$, что приводит к значению $\delta n \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, сравнимому с амплитудой адиабатической компоненты.

В заключение раздела убедимся в применимости теоремы взаимности для обсуждаемого «экзотического» механизма акустоэлектрической связи. В данном случае акустоэлектрический преобразователь относится к электростатическому типу, в котором пондеромоторные силы обусловлены взаимодействием электрических зарядов. Для преобразователей этого типа формулировка теоремы электромеханической взаимности имеет вид [10]

$$\frac{\partial F}{\partial g} = \frac{\partial \varphi}{\partial u}, \quad (16)$$

где F – плотность механической силы, причинно связанной с плотностью нескомпенсированного заряда g , остальные обозначения совпадают с уже использованными. Связь между электрическим полем и упругим периодическим смещением представим в виде $\mathbf{u} = B\mathbf{E}$. Учитывая, что $F = \rho s^2 d^2 u / dx^2$ и $g = \text{div } \mathbf{E} / 4\pi$ (поскольку мы ищем гармоническую компоненту смещений, то дифференцирование по x сводится к умножению на q), и, используя формулу (12) для свободной поверхности ($C = \infty$), находим $B \approx L \ln(v_F/s) / (4\pi \rho s e v_F)$, что в точности совпадает с результатом, полученным в [5].

3. Экспериментальное исследование порождаемого звуком поверхностного потенциала в проводниках, находящихся в нормальном состоянии

Основная схема эксперимента представлена на рис. 2. Исследуемый образец закорачивает коаксиальный фидер, причем внешний проводник контактирует с образцом вне области падения звукового пучка. Внутренний подпружиненный проводник представляет собой часть полусферы

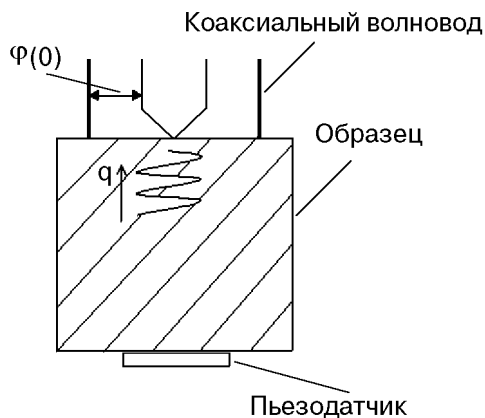


Рис. 2. Схема эксперимента.

достаточно большого (~ 1 см) радиуса. Таким образом, в эксперименте измеряются амплитуда и фаза разности потенциалов между центральной частью «горячего» пятна, создаваемого звуковым пучком диаметром ~ 4 мм, и удаленными частями поверхности образца с нулевым потенциалом. В некоторых экспериментах гальванический контакт внутреннего проводника коаксиального фидера с образцом заменялся на емкостную связь ($C \sim 5$ пФ), либо использовалась плоская катушка, смещенная относительно оси симметрии звукового пучка, регистрирующая магнитное поле растекающихся из «горячего» пятна токов (в дальнейшем — «асимметричная катушка»).

Радиочастотный генератор ($\omega/2\pi \sim 55$ МГц) и пьезопреобразователь из ниобата лития позволяли получать предельную звуковую мощность в импульсе до $50\text{--}100$ Вт/см². Длительность импульса ($\sim 5 \cdot 10^{-7}$ с) и частота повторения (~ 17 Гц) выбирались таким образом, чтобы перегрев образца при температуре $T \sim 1$ К не превышал $(2\text{--}3) \cdot 10^{-2}$ К.

Галлий. Исследовались образцы высокочистого монокристаллического галлия, обеспечивающего на рабочей частоте в области примесного рассеяния величину параметра $\omega\tau \sim 5$.

При регистрации потенциала с помощью гальванического контакта кроме сигнала, совпадающего по времени прихода со звуковым импульсом, наблюдался также сигнал электронного звука, проходящий образец с фермиевской скоростью (для временного разделения последнего с наводкой, появляющейся во время действия зондирующего импульса, использовалась германиевая линия задержки, не показанная на рис. 2). Анализ природы электронного звука предполагается посвятить отдельную работу, в настоящем же сообщении обсуждается только электрический потенциал, возникающий на поверхности образца во время прихода звукового импульса.

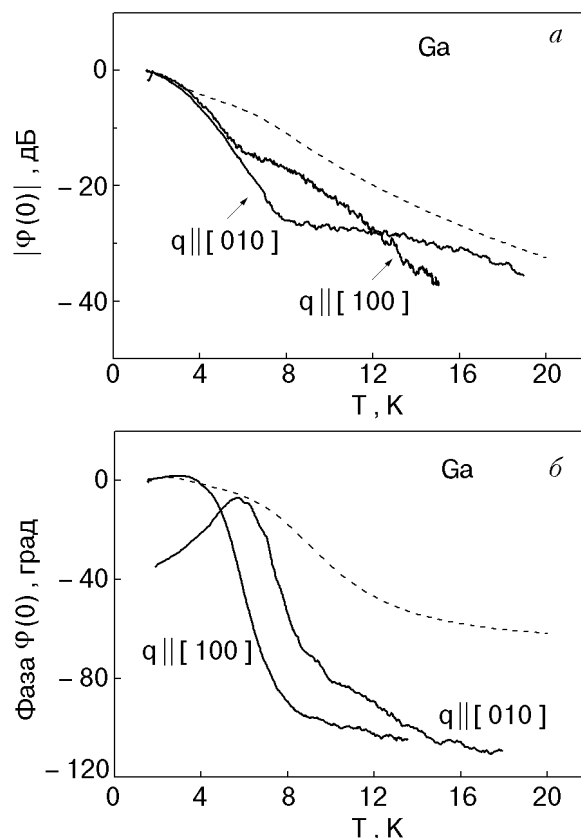


Рис. 3. Зависимость амплитуд (а) и фаз (б) потенциала $\varphi(0)$, измеряемого с помощью гальванического контакта в Ga, при распространении звука вдоль различных кристаллографических направлений (сплошные линии) на частоте 55 МГц. Штриховая линия — расчет по формуле (13) при $C = 1$, $(\omega\tau)^{-1} = 0,2 + 0,05T^2 + 0,15T^3$, $v_F/s = 200$.

Максимальный отклик при заданной мощности возбуждения удавалось получить только со свежепритертых поверхностей; при длительном хранении образца амплитуда сигнала падала, по-видимому, из-за диффузии примесей в приповерхностную область. При $T = 1,5$ К величина $|\varphi(0)|$ при предельной мощности возбуждения достигала $30\text{--}50$ мкВ. Характерное для основных листов поверхности Ферми галлия значение скорости $v_F \approx 7 \cdot 10^7$ см/с [11], поэтому в соответствии с оценкой (13) для получения таких $\varphi(0)$ требуется большая величина эффективного деформационного потенциала ($L \approx 20$ эВ). Возможно также, что основной вклад в эффект дают имеющиеся в галлии листы поверхности Ферми с малой фермиевской скоростью [11].

Типичные температурные зависимости амплитуды и фазы потенциала, измеряемого с помощью гальванического контакта, приведены на рис. 3. Данные для $|\varphi(0)|$ скорректированы на изменение

затухания звука в образце. Результирующая фаза сигналов определяется не только фазой $\varphi(0)$, но и, главным образом, акустической задержкой. Однако в исследованном температурном интервале поправки, связанные с изменением скорости звука, не превышали нескольких процентов от измеренных суммарных изменений фазы.

Для Ga температурная зависимость времени релаксации известна достаточно хорошо [12], поэтому на рис. 3 представлены также расчетные кривые, полученные при $C = 1$. Расчеты проведены в предположении эффективности малоуглового рассеяния $[(\omega\tau)^{-1} = 0,2 + 0,05T^2 + 0,15T^3]$, хотя этот вопрос требует отдельного исследования. Не вдаваясь детально в обсуждение анизотропии эффекта, очевидной из представленных экспериментальных зависимостей, обратим внимание на два существенных, на наш взгляд, обстоятельства.

1. Как и ожидалось из проведенного выше анализа, фаза $\varphi(0)$ испытывает значительное ($\sim \pi/2$) изменение в области температур, соответствующей переходу от нелокального режима к локальному. В целом масштаб изменений амплитуды и фазы $\varphi(0)$ соответствует расчету. Можно думать, что изложенные теоретические представления о природе происхождения $\varphi(0)$ и определяющей роли K -вклада при больших значениях q качественно соответствуют эксперименту*.

2. Расчет дает гораздо более плавное изменение амплитуды и фазы $\varphi(0)$ в области кроссовера, чем наблюдаемое в эксперименте. Излом в температурной зависимости амплитуды, совпадающий с серединой «скачка» фазы, не удается описать с помощью (13), варьируя в значительных пределах модельные параметры. По-видимому, скорость уменьшения K -вклада в области кроссовера существенно выше, чем предсказывает (13). Вероятно, это обстоятельство связано с заложенными в модель «зеркальностью» и изотропностью закона дисперсии, и решение для более реалистичного случая будет ближе к наблюдаемому поведению $\varphi(0)$.

Отметим также и другие особенности поведения фазы $\varphi(0)$. Для $q \parallel [010]$ при $T < 6$ К фаза сигнала растет при повышении температуры (рис. 3,б). Такая зависимость имеет место только в этой геометрии, и она, скорее всего, связана с проявлением обширного уплощения на поверхности Ферми Ga в области $q\mathbf{v} = 0$ [13]. Нетрудно убедиться из приведенных выше соотношений,

что в этом случае при $\omega\tau \sim 1$ увеличение рассеяния приводит к росту фазы q -вклада, практически не оказывая влияния на K -вклад. Модельный расчет в соответствии с (13), учитывающий реальную относительную площадь плоского участка ($\sim 2-4\%$, [13]), хорошо описывает как масштаб этого эффекта, так и его температурную зависимость.

Из рис. 3,б следует, что изменение фазы сигнала в области кроссовера уверенно превышает $\pi/2$. Возможно, последнее связано с комплексностью параметра C при отражении звука от контактной области малых размеров. Если в (13) C имеет вид $C = C_0(1 + i\beta)$ ($\beta > 0$), то в нелокальной области параметров, когда вклад первого слагаемого в (13) преобладает, влияние β незначительно. Однако при переходе в локальный предел фаза гармонической компоненты окажется на величину $\arctg(\beta)$ ниже расчетной.

В изложенной концепции происхождения $\varphi(0)$ изменение фазы регистрируемого сигнала связано с тем, что граница раздела в контактной области упруго несвободна ($u'(0) \neq 0$, т.е. $C^{-1} \neq 0$). Для проверки этого положения гальванический контакт был заменен емкостью с вакуумным зазором (вернее, зазором, заполненным теплообменным газом). Результат представлен на рис. 4. Ввиду малой величины емкости (мы стремились избежать краевых эффектов, поэтому электрод, образующий конденсатор, имел диаметр ~ 2 мм) измерение не удалось провести в том же температурном интервале, что и на рис. 3. Тем не менее, надежно установлено, что в таком случае значительное уменьшение фазы сигнала полностью отсутствует. Мы полагаем, что этот результат совместно с данными рис. 3,б однозначно свидетельствует в пользу развиваемого подхода. Более того, соотношение (12) также предсказывает некоторое увеличение фазы K -вклада с ростом рассеяния даже в чисто изотропном приближении, что, по-видимому, и регистрирует емкостный датчик, хотя и в большем масштабе (рис. 4,б).

Наличие избыточного поверхностного заряда в области «горячего» пятна предполагает и существование токов, растекающихся от центра образца к периферии. Для их регистрации мы использовали плоскую катушку, асимметрично смещенную относительно центра образца. Плоскость витков катушки ориентировалась перпендикулярно границе и параллельно радиальному направлению, поверхность образца в области «горячего» пятна

* Обращаем внимание, что при принятой форме представления упругого поля $[\sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r})]$ для сравнения измеренных фазовых изменений с рассчитанными из соотношения (13), у последних следует изменить знак.

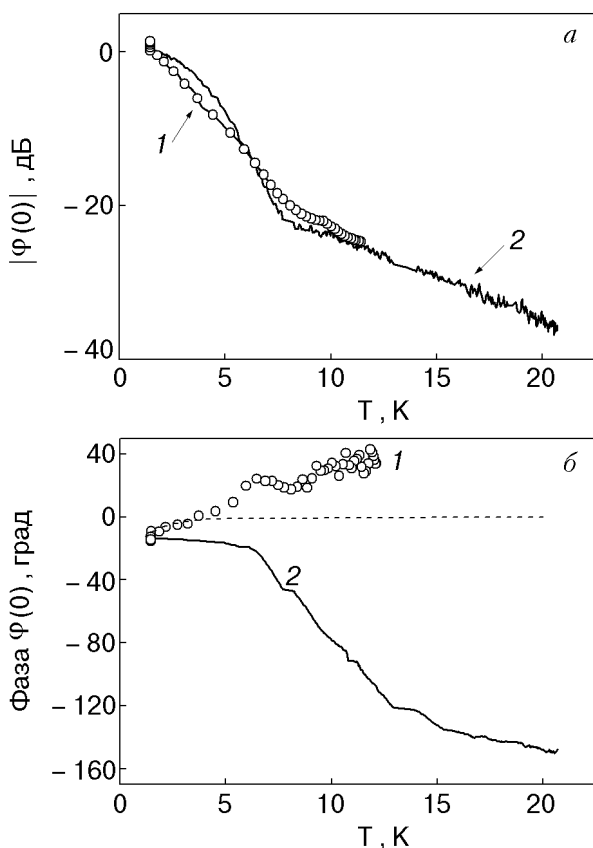


Рис. 4. Зависимость амплитуд (а) и фаз (б) потенциала $\varphi(0)$, измеряемых в Ga с помощью емкостного датчика (1) и асимметричной катушки (2) (сплошные линии). Штриховая линия — расчет по формуле (12) (параметры, использованные при расчете, те же, что и на рис. 3).

была оставлена упруго несвободной. Результаты этого эксперимента также представлены на рис. 4. Амплитуда сигнала ведет себя аналогично, показанной на рис. 3,а, изменение же фазы сигнала еще более отклоняется от $\pi/2$ в сторону увеличения. Скорее всего, это обусловлено тем, что высокочастотная проводимость металла, являясь комплексной величиной, при переходе к локальному пределу изменяет свою фазу, меняя тем самым и фазу высокочастотного тока, так что суммарный сдвиг увеличивается.

Вольфрам и алюминий. В вольфраме в области примесного рассеяния значение параметра $\omega\tau$ приблизительно равно 1, в алюминии $\omega\tau \approx 0,3$. Необходимо, однако, отметить, что приводимые оценки примесного рассеяния получены нами из исследования объемных характеристик и для приповерхностных областей они могут быть несколько завышены. Величины $|\varphi(0)|$, измеренные в этих металлах, оказались существенно меньше, чем в галлии (~ 1 мкВ). Очевидно, это связано с малой величиной деформационного потенциала,

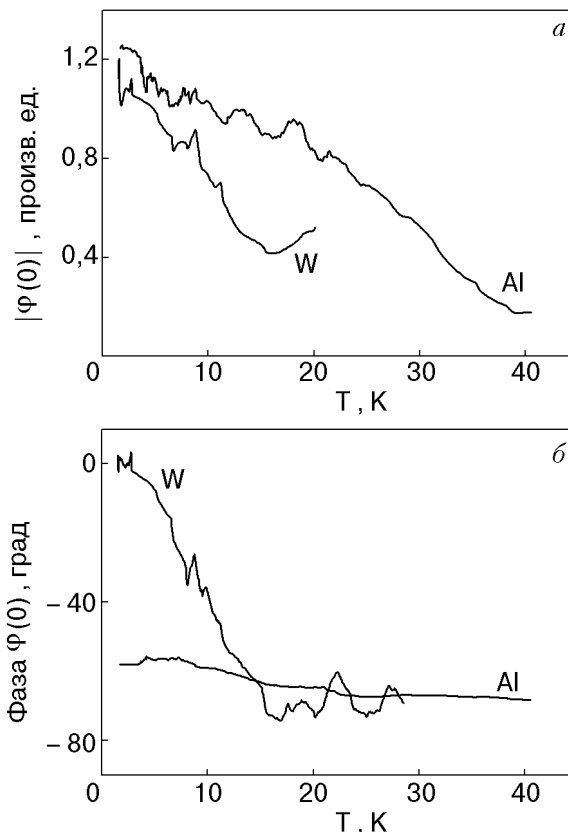


Рис. 5. Зависимость амплитуд (а) и фаз (б) потенциала $\varphi(0)$, измеряемого с помощью гальванического контакта в W и Al.

поскольку незначительное (см. рис. 1), увеличение рассеяния (т.е. уменьшение параметра $\omega\tau$ по сравнению с галлием) не должно приводить к существенному падению $|\varphi(0)|$.

Температурные зависимости амплитуды и фазы $\varphi(0)$ для W и Al приведены на рис. 5. Несмотря на малую величину регистрируемого сигнала, зависимости для вольфрама качественно повторяют поведение $\varphi(0)$ в Ga, главным отличительным признаком которого мы считаем значительное изменение фазы сигнала. В Al фаза сигнала практически не меняется. Можно думать, что, как и в Ga, более быстрый (по сравнению с (13)) спад K -вклада привел к практически полному его подавлению уже при стартовой (примесной) величине $\omega\tau$.

4. Влияние сверхпроводящего перехода на $\varphi(0)$

Прежде чем перейти к описанию экспериментальных результатов, изложим кратко теоретическую схему оценки возможного поведения $\varphi(0)$ ниже T_C . Как следует из приведенного обсуждения, существование измеримого потенциала $\varphi(0)$ обусловлено деформационным взаимодействием

электронов с упругим полем продольной волны. В сверхпроводнике через деформационный потенциал взаимодействуют со звуком лишь нормальные возбуждения. «Вымерзание» последних приводит к тому, что при $T \ll T_C$ потенциал $\varphi(0)$ связан только со стюарт-толменовским инерционным полем, которым в настоящей работе мы пренебрегаем. Следовательно, наша задача состоит в оценке закона убывания $\varphi(0)$ ниже T_C .

В сверхпроводнике электромагнитное поле принято описывать градиентно-инвариантными комбинациями Φ (электрохимический потенциал возбуждений) и \mathbf{p}_s (импульс сверхпроводящего конденсата) пространственных и временных производных фазы параметра порядка χ и электромагнитных потенциалов φ и \mathbf{A} :

$$\Phi = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \chi + e\varphi, \quad \mathbf{p}_s = \frac{1}{2} \nabla \chi - \frac{e}{c} \mathbf{A}. \quad (17)$$

В работе [14], посвященной общей теории упругости сверхпроводников, найдена связь между полями Φ и \mathbf{p}_s и упругими смещениями \mathbf{u} . В случае продольного звука и изотропной одномерной модели для фурье-компонент Φ и p_s можно, используя [14], написать соотношения

$$\begin{aligned} -a\Phi &= cp_{sx} + i\omega c^{(d)}mu, \\ -(ab + c^2)p_{sx} &= i\omega(ab^{(d)} + cc^{(d)})mu. \end{aligned} \quad (18)$$

Решение граничной задачи, аналогичной рассмотренной выше, в сверхпроводниках сопряжено со значительными трудностями, вызванными энергетической зависимостью скорости нормальных возбуждений [15], поэтому для оценок ограничимся лишь q -вкладом, для которого волновой вектор фурье-компоненты совпадает с волновым вектором звука. Асимптотические выражения для коэффициентов поляризации электронной подсистемы a , b , c и электроакустических коэффициентов $c^{(d)}$ и $b^{(d)}$, найденные в [14] в пределе сильной пространственной дисперсии ($ql \gg 1$), имеют вид

$$\begin{aligned} a &= 1 + i\frac{\pi}{2} \frac{s}{v_F} f(\Delta), \quad b = \frac{L}{m} \left(\rho_S - \frac{3\pi}{2} i \frac{s}{v_F} \frac{\Delta/4T}{\text{ch}^2(\Delta/4T)} \right), \\ c &= s(1 - \rho_S), \quad b^{(d)} = i\frac{\pi}{2} \frac{s}{v_F} \frac{L}{m} \left(1 + \frac{\Delta}{2T} \ln \frac{Tv_F}{\Delta s} \right), \\ c^{(d)} &= -i\frac{\pi}{2} \frac{L}{mv_F} f(\Delta), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\rho_s \approx 2(T_C - T)/T_C$ — плотность сверхтекучего конденсата, $f(\Delta) = 2/(\exp(\Delta/T) + 1)$ — ферми-функция, $\Delta(T)$ — сверхпроводящая щель.

Ограничиваясь в (18), (19) первыми неисчезающими членами разложения по малому параметру s/v_F и предполагая выполнение неравенств ρ_s , $\Delta/T > (s/v_F)^2$, находим:

$$\Phi = i\omega \frac{cb^{(d)} - bc^{(d)}}{ab + c^2} mu \approx -i\omega c^{(d)}mu, \quad (20)$$

$$p_s = -i\omega \frac{ab^{(d)} + cc^{(d)}}{ab + c^2} mu \approx -i\omega \frac{b^{(d)} + sc^{(d)}}{b} mu.$$

В случае продольного звука векторный потенциал в (17) можно опустить, и для электрического потенциала находим:

$$e\varphi(x) = \Phi(x) - sp_s(x). \quad (21)$$

Из (19)–(21) следует, что вклад p_s в периодическую компоненту потенциала мал по параметру s/v_F и также может быть опущен, а связь между амплитудами потенциала в нормальном (n) и сверхпроводящем (sc) состояниях имеет вид

$$(e\varphi)_{sc} = (e\varphi)_n f(\Delta), \quad (22)$$

т.е. q -вклад при понижении T должен спадать так же, как и коэффициент поглощения звука. Кроме того, из (22) следует, что фаза потенциала при переходе через T_C не должна изменяться. Поскольку K -составляющая потенциала также обусловлена деформационным взаимодействием, нет оснований думать, что закон ее изменения будет существенно отличаться от (22).

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 6, сильно противоречат изложенным оценкам. Уже в Al, в котором, по-видимому, присутствует в основном только периодическая компонента сигнала, амплитуда $\varphi(0)$ меняется заметно круче, чем $f(\Delta)$, а фаза испытывает достаточно быстрый подъем. Еще ярче выражены эти особенности в Ga, в котором можно было бы заподозрить проявление какой-либо нелинейности, поскольку в поглощении звука она выражена достаточно четко [16]. При интенсивности возбуждения, близкой к максимальной, действительно наблюдалось нелинейное поведение $\varphi(0)$, связанное одновременно с перегревом и резким падением коэффициента поглощения звука ниже T_C с соответствующим уменьшением тепловыделения. Приведенные же на рис. 6,а данные относятся к области амплитуд, где эти эффекты практически отсутствуют (вставка на рис. 6,а).

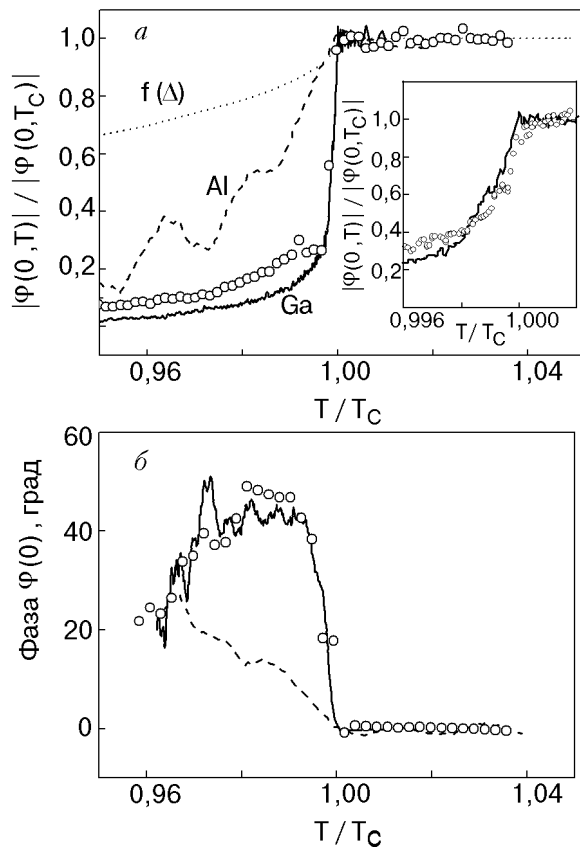


Рис. 6. Влияние сверхпроводящего перехода на электрический потенциал: амплитуда $|\varphi(0)|$ — сплошная и штриховая линии — гальванический контакт (Ga и Al), кружки — асимметричная катушка (Ga), верхняя кривая — $f(\Delta)$. Вставка — поведение $|\varphi(0)|$ в Ga (гальванический контакт) при различных амплитудах возбуждения: сплошная линия — +10 дБ, кружки — 0 дБ (a); изменение фазы $\varphi(0)$ ниже T_C : сплошная и штриховая линии — гальванический контакт (Ga и Al), кружки — асимметричная катушка (б).

Возможен и следующий, «упрощенный» ход рассуждений. В описанных экспериментах регистрируется разность потенциалов между «горячим» пятном и удаленными частями образца в режиме растекания поверхностных токов. Поэтому величина регистрируемого потенциала может зависеть от сопротивления в режиме растекания. Иными словами, в сверхпроводнике быстрый рост диамагнитного вклада в проводимость ($\sim \rho_s v_F / s$) может привести к «закорачиванию» источника электродвижущей силы, что и регистрируется в эксперименте. На рис. 6 приведен также сигнал, снимаемый с асимметричной катушки, которая регистрирует именно амплитуду и фазу растекающихся токов. Видно, что амплитуда этого сигнала спадает столь же быстро, что и

$|\varphi(0)|$; фаза увеличивается также практически скачком. Поэтому с точки зрения «упрощенного» объяснения следует предположить и быстрый рост в сверхпроводнике «сопротивления» источника эдс, что трудно себе представить.

Из приведенных на рис. 6, a результатов для Ga видно, что за областью очень быстрого спада $|\varphi(0)|$ следует более пологий «хвост», напоминающий эволюцию $f(\Delta)$. В связи с этим возможно и такое предположение: по каким-то не обсуждавшимся причинам K -вклад в сверхпроводнике действительно исчезает очень быстро, а оставшийся q -вклад спадает так, как и следует из теории. Напомним, однако, что фаза q -вклада отстает от фазы K -вклада более чем на $\pi/2$ (рис 3, б), поэтому этот сценарий должен был бы сопровождаться соответствующим по амплитуде скачком фазы в сторону уменьшения. Представленные на рис. 6, б данные противоречат и этому предположению.

Какого-нибудь разумного объяснения описанного поведения $\varphi(0)$ вблизи T_C авторы в настоящее время не имеют. В целом картина выглядит так, что либо в сверхпроводнике, находящемся по крайней мере в нормальной фазе в нелокальном пределе, катастрофически быстро развивается состояние, в котором нескомпенсированный заряд не может существовать, либо ниже T_C электрический потенциал столь же быстро трансформируется в величину, которая не может быть измерена вольтметром. Добавим также, что скачок фазы $\varphi(0)$ примерно на $\pi/4$ может свидетельствовать о том, что какое-то отношение к наблюдаемому эффекту имеет поверхностный импеданс, поскольку глубина проникновения поля при переходе через T_C изменяется от комплексной величины с примерно равными реальной и мнимой частями (их соотношение зависит от того, какой реализуется режим: нормального или аномального скина) до чисто действительного значения лондоновской глубины.

5. Заключение

Таким образом, в работе впервые теоретически проанализирован, экспериментально обнаружен и изучен электрический потенциал, возникающий при нормальном падении на поверхность металла упругой волны продольной поляризации. Исследованный потенциал представляет сумму двух вкладов. Первый из них (q -вклад) связан с вынужденными колебаниями электрического поля, пропорционального упругой деформации u' , т.е. он может быть зарегистрирован только на несвободной границе, где $u'(0) \neq 0$. Второй же (K -вклад) обусловлен самим наличием границы ме-

талла, искажающей баллистическое движение неравновесных носителей в приповерхностном слое толщиной $\sim l$; его амплитуда оказывается пропорциональной смещению поверхности $u(0)$. В нелокальном пределе амплитуда K -вклада заметно превышает амплитуду q -вклада, в локальном пределе наоборот. Фаза K -вклада опережает фазу q -вклада примерно на $\pi/2$, поэтому в области кроссовера фаза регистрируемого потенциала изменяется достаточно резко. Экспериментальное обнаружение именно такого поведения является, по мнению авторов, недвусмысленным качественным подтверждением правильности развитой в работе концепции происхождения обсуждаемого потенциала.

При сверхпроводящем переходе амплитуда потенциала катастрофически быстро падает, а фаза столь же быстро увеличивается примерно на $\pi/4$. Такое поведение противоречит имеющимся теоретическим представлениям, предсказывающим гораздо более плавное уменьшение амплитуды, близкое к БКШ зависимости коэффициента поглощения продольного звука, и отсутствие каких-либо фазовых изменений.

Авторы выражают глубокую благодарность Е. А. Масалитину за неоценимый вклад в разработку и изготовление измерительной аппаратуры, идеально соответствовавшей решавшимся в настоящем исследовании задачам.

1. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, *УФН* **141**, 431 (1983).
2. P. Esquinazi, *J. Low Temp. Phys.* **85**, 3/4, 139 (1991).
3. H. Shimizu and A. J. Bahr, *IEEE Ultrasonic Symp. Proc.* **17** (1976).
4. В. М. Гохфельд, В. Д. Филь, *ФТВД* **11**, 4, 76 (2001).
5. А. Н. Васильев, В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, *ЖЭТФ* **92**, 2283 (1987).
6. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1638 (1963).
7. В. М. Гохфельд, М. А. Гулянский, М. И. Каганов, А. Г. Плявенек, *ЖЭТФ* **89**, 985 (1985).
8. А. И. Копелиович, М. С. Чурюкин, *ФНТ* **19**, 176 (1993).

9. В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, *ФНТ* **11**, 517 (1985).
10. В. В. Фурдуев, *Электроакустика*, ОГИЗ, Москва (1948).
11. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *ФНТ* **19**, 667 (1993).
12. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deyneka, A. I. Kopeliovich, and V. D. Fil, *J. Low Temp. Phys.* **91**, 179 (1993).
13. Е. В. Безуглый, А. М. Степаненко, В. Д. Филь, *ФНТ* **13**, 246 (1987).
14. Е. В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 15 (1983).
15. Е. В. Безуглый, А. В. Бойчук, *ФНТ* **23**, 676 (1997).
16. В. Д. Филь, В. И. Денисенко, П. А. Безуглый, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 693 (1975).

The characteristics of the electric field
accompanying a longitudinal acoustic wave in
a metal. Anomaly in superconducting phase

Yu. A. Avramenko, E. V. Bezuglyi, N. G. Burma,
V. M. Gokhfeld, I. G. Kolobov, V. D. Fil,
and O. A. Shevchenko

The temperature dependencies of the amplitude and phase of the electric potential appearing at the flat conductor boundary under perpendicular incidence of a longitudinal sound wave have been investigated. The surface potential is formed by two bulk contributions: the first one is spatially periodic with the period of the sound wave, and the second aperiodic contribution arises due to additional inhomogeneity of the electron distribution near the metal surface. The latter contribution dominates within a nonlocal region of the parameters. The phase shift between these contributions is nearly $\pi/2$. In a normal state the experimental results qualitatively agree with the theory. Under the superconducting transition the electric potential abruptly vanishes in contrast to the theory, which predicts its behavior similar to the BCS dependence of longitudinal sound attenuation.