

Электронный звук в алюминии. Электрон-электронное рассеяние

Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, А. Л. Гайдук, И. Г. Колобов,
В. Д. Филь, В. В. Хоткевич

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: bezugly@ilt.kharkov.ua
fil@ilt.kharkov.ua.*

Н. ван Кемпен

Research Institute for Materials, University of Nijmegen, 6525, The Netherlands

Статья поступила в редакцию 28 июля 1997 г., после переработки 22 сентября 1997 г.

Методом исследования затухания электронного звука и переноса звуковой волны в условиях доплер-сдвинутого циклотронного резонанса измерены релаксационные характеристики носителей заряда в алюминии. Показано, что скорость электрон-электронной релаксации на сферических участках дырочного листа поверхности Ферми близка к теоретическому значению (А. Jaquier et al, 1995), полученному с учетом электрон-электронного взаимодействия с обменом виртуальными фононами. В то же время найденная в эксперименте анизотропия электрон-электронного рассеяния существенно меньше ожидаемой из расчета. Обнаружена заметная анизотропия частоты электрон-примесных столкновений в алюминии.

Методом дослідження згасання електронного звуку та переносу звукової хвилі в умовах доплер-зрушеного циклотронного резонансу виміряно релаксаційні характеристики носіїв заряду в алюмінії. Показано, що швидкість електрон-електронної релаксації на сферичних ділянках діркового листа поверхні Фермі є близькою до результатів теорії (А. Jaquier et al, 1995), що враховує електрон-електронну взаємодію з обміном віртуальними фононами. В той же час знайдена в експерименті анізотропія електрон-електронного розсіяння є істотно меншою, ніж розрахункова. Знайдено помітну анізотропію частоти електрон-домішкових зіткнень в алюмінії.

PACS: 76.40.+b

Введение

Температурная зависимость скорости объемной электронной релаксации определяется двумя процессами: электрон-электронными ($e-e$) и электрон-фононными ($e-ph$) столкновениями. При гелиевых температурах соответствующие частоты релаксации имеют хорошо установленные зависимости

$$v_{ee}(T) = \alpha T^2, \quad v_{eph}(T) = \beta T^3.$$

Отношение коэффициентов α к β по порядку величины [1] равно

$$\alpha/\beta \approx m^2/k,$$

где m — эффективная масса электрона; s — скорость звука; k — постоянная Больцмана. Для стандартного простого металла ($m \approx m_0$, $s^2 \approx 10^{11} \text{ см}^2/\text{с}^2$) $\alpha \sim \beta$, т.е. при $T > 1-2 \text{ К}$ преобладают $e-ph$ столкновения.

Коэффициенты α , β в принципе зависят от направления волнового вектора электрона \mathbf{k} . Измерение частот электронной релаксации в конкретном металле, в особенности их зависимости от направления \mathbf{k} , представляет собой важную задачу электронной физики металлов, являясь хорошим тестом для развиваемых в последнее время теоретических схем расчета скорости электронной релаксации.

Измерение β не представляет сложности: практически любой баллистический эффект

позволяет сделать это достаточно точно. Как правило, измеряемая величина представляет собой усредненное по циклотронной орбите значение β , хотя известны методы, позволяющие найти и $\beta(\mathbf{k})$.

Гораздо хуже обстоит дело с изучением e - e столкновений. Коэффициент α можно определить двумя путями. Первый очевиден — использование низких температур $T \leq 1-2$ К. Очевидны также и трудности — необходимость прецизионных измерений слабо изменяющихся величин на фоне примесного рассеяния; также мешает и сверхпроводимость.

Второй путь — исследование эффектов, нечувствительных к малоугловому рассеянию, характерному для низкотемпературных e - ph столкновений. Наиболее известный пример — электросопротивление $\rho(T)$, хотя однозначная интерпретация экспериментальных данных, являющихся результатом усреднения по всей поверхности Ферми (ПФ), представляет собой также нетривиальную задачу.

История изучения механизмов электронного рассеяния чрезвычайно богата: число только обзоров и монографий, посвященных этому вопросу, давно перевалило за десяток. Наиболее интригующим оказалось выделение e - e рассеяния. Сравнительно просто это было сделано в случае переходных металлов, для которых значения α в несколько раз больше, чем β ; достаточно надежные данные получены также для металлов щелочной группы. Для простых поливалентных металлов эта задача далека от завершения, и только для Al в последнее время ситуация несколько прояснилась.

Алюминий — один из наиболее интересных металлов с точки зрения электронной теории, поскольку из-за сравнительной простоты его ПФ теоретические расчеты, учитывающие реальный вид как электронного, так и фононного спектров, удается провести до конца. Экспериментальная же ситуация вплоть до недавнего времени оставалась крайне запутанной, почти детективной. Вклад e - e столкновений оказался своего рода фантомом, который то обнаруживал себя, то исчезал даже в однотипных экспериментах. Количественные данные, полученные в разнородных экспериментах, оказывались крайне противоречивыми. Причины, приводившие к такому состоянию дел, вполне тривиальны — недостаточная точность измерений. И только повышение точности измерений на два и более порядков, ставшее возможным благодаря революционному развитию цифровой техники,

позволило хотя бы частично разобраться в этой проблеме.

Не вдаваясь более в историю исследований e - e рассеяния в Al, подробно изложенную в соответствующих обзорах (см., например, [2,3]), опишем состояние проблемы, каким оно представляется авторам на данный момент.

1. В 1981 г. опубликованы результаты прецизионных измерений $\rho(T)$ [4], которые подвели итог более чем пятнадцатилетней истории изучения транспортных свойств Al в нулевом магнитном поле. Определенно и недвусмысленно установлено, что в температурном интервале выше $T_c = 1,17$ К вплоть до 4,2 К квадратичный вклад в $\rho(T)$ в Al является преобладающим. Относительно e - ph вклада в $\rho(T)$ установлено, что для $1,2 < T < 2,2$ К он подчиняется закону Блоха ($\rho_{eph}(T) = BT^5$), в то время как вблизи 4 К температурная зависимость ослабевает, приближаясь к T^3 .

2. В 1994 г. впервые надежно измерен вклад e - e столкновений в затухание амплитуды радиочастотного размерного эффекта в Al [5]. Измерены орбитально усредненные значения α для одной из орбит дырочного листа ПФ и для двух орбит, принадлежащих электронному листу ПФ. На электронном листе величина α оказалась в 3–4 раза больше, чем на дырочном.

3. В 1995 г. опубликован своего рода итоговый теоретический расчет скорости электронной релаксации в Al [6], позволивший представить коэффициенты α , β как функции волнового вектора \mathbf{k} на ПФ. Значения $\beta(\mathbf{k})$ оказались резко анизотропными, будучи максимальными вблизи ребер зоны Бриллюэна (фактор анизотропии ~ 20). В принципе поведение $\beta(\mathbf{k})$ неплохо согласуется с имеющимся богатым набором экспериментальных данных. Расчетная анизотропия $\alpha(\mathbf{k})$ также оказалась значительной (фактор ~ 10), подобной анизотропии $\beta(\mathbf{k})$ — следствие учета e - e взаимодействия с обменом виртуальными фононами. Вычисления качественно правильно описывают отличие в скоростях e - e релаксации на дырочном и электронном листах ПФ.

Совершенно очевидно, однако, что расчет значительно опередил эксперимент: сравнение возможно лишь для трех экспериментально измеренных значений α , усредненных по орбите [5] (одна орбита на дырочном листе и две — на электронном), и для коэффициента при квадратичном вкладе в $\rho(T)$ [4]. В целом расчетные величины в 1,5–3 раза превышают измеренные; в принципе такое соответствие

следует признать качественно удовлетворительным и свидетельствующим о несомненном успехе теории, опирающейся на микроскопический расчет «из первых принципов». Тем не менее вопрос о количественном соотношении расчета с экспериментом остается. Например, на основном дырочном листе ПФ результат усреднения расчетных значений α по соответствующей орбите в три раза превышает экспериментальное значение. Означает ли это, что все вычисленные значения $\alpha(\mathbf{k})$ должны быть уменьшены в три раза при сохранении расчетной анизотропии либо последняя отсутствует или сильно сглажена?

В настоящей работе сделана попытка хотя бы частично устранить отмеченное отставание эксперимента от теории и получить данные о величине e - e рассеяния в некоторых характерных точках дырочного листа ПФ Al. Для получения необходимой информации мы использовали метод исследования релаксационных характеристик электронов из температурной зависимости затухания электронного звука [7]. В результате было обнаружено, что на всех сферических участках ПФ скорость e - e рассеяния близка ($\sim 70\%$) к рассчитанной для центра шестиугольной грани дырочного листа (точка L). В то же время экспериментально выявленная анизотропия α (фактор 2) оказалась значительно меньше рассчитанной в [6].

1. Техника эксперимента

Методика измерений

Электронный звук (ЭЗ) представляет собой быструю электронную моду, распространяющуюся через металл со скоростью v_{ES} , близкой к фермиевской v_F , и имеющую линейный закон дисперсии. ЭЗ связан с деформацией решетки, поэтому он относительно просто возбуждается и регистрируется с помощью пьезопреобразователей с коэффициентом связи $K \sim (s/v_F)^2$. Физическая природа ЭЗ может быть разной: 1) коллективные колебания электронной подсистемы типа нулевого звука, распространяющиеся в двухкомпонентной фермижидкости [8] в условиях $\omega/v \geq 1$ ($\omega/2\pi$ — частота колебаний); 2) генетически связанная с нулевым звуком затухающая концентрационная мода, существующая при $\omega/v \leq 1$ [7,10]. Скорости как нулевого звука, так и концентрационной моды близки к максимальной фермиевской; 3) чисто баллистический перенос упругого возмущения неравновесными

электронами с одной грани образца на другую — квазиволна [9], как правило, связанная с опорной точкой ПФ.

В нашем рассмотрении конкретное происхождение ЭЗ не играет роли, поскольку для всех перечисленных типов ЭЗ температурная зависимость затухания описывается простой экспонентой

$$u_{ES} = K u_0 \exp(-v(T)L/v_{ES}), \quad (1)$$

где u_{ES} — упругая деформация в волне ЭЗ; u_0 — амплитуда возбуждения; L — толщина образца. Формула (1) отражает тот факт, что ЭЗ возбуждается непосредственно на поверхности образца. Это утверждение очевидно для нулевого звука или концентрационной волны, поскольку эти колебания, так же, как и звуковая волна, являются собственными модами металла, перенормированными акустоэлектронным взаимодействием. Последние, возбуждаясь на поверхности образца, распространяются далее без взаимодействия друг с другом. Для квазиволны утверждение о сугубо поверхностном характере ее возбуждения менее очевидно, однако теоретический расчет полностью его подтверждает [10]. Физически это обусловлено тем, что вследствие большого различия фермиевской и звуковой скоростей все возмущения функции распределения электронов в объеме образца самоусредняются, и перенос сигнала связан с отбором энергии звукового импульса электронами вблизи поверхности образца на расстоянии порядка длины волны звука, где поле деформации испытывает резкое нарушение периодичности.

Поверхностный характер возбуждения ЭЗ приводит также к тому, что коэффициент трансформации K в (1) от температуры практически не зависит. Таким образом, логарифмическая амплитуда ЭЗ, нормированная на время пролета, содержит непосредственную информацию о температурной эволюции частоты электронной релаксации.

Хотя формальный теоретический расчет показывает, что в области слабого затухания $\omega/v \geq 1$ ЭЗ формируется малой группой эффективных электронов, в реальных условиях эксперимента малоугловое рассеяние в затухании ЭЗ неэффективно. В [7], например, обсуждаются физические причины, приводящие к уширению угловых размеров возмущения функции распределения и, как следствие, к неэффективности однофононных процессов рассеяния при распространении нулевого звука.

Однако независимо от природы ЭЗ имеется общая и, по-видимому, главная причина неэффективности малоуглового рассеяния, связанная с геометрией эксперимента. В наших опытах как диаметр излучателя, так и расстояние, проходимое ЭЗ, сравнимы с длиной волны ЭЗ или даже меньше ее. При этом вклады парциальных волн, приходящих по наклонным траекториям в точку наблюдения, достаточно слабо расфазированы относительно главной волны, прошедшей кратчайшее расстояние от излучателя к приемнику, и вносят сравнимый с ней вклад в сигнал ЭЗ. Поэтому размер эффективной электронной группы определяется не свойствами электронного спектра, а апертурой системы пьезопреобразователей, что приводит к существенному уширению области возмущения функции распределения. Таким образом, так же, как и в транспортном эксперименте, при достаточно низких температурах уход электронов из «горячей» области импульсного пространства при рассеянии на фононах имеет характер диффузии и эффективная частота e - ph релаксации подчиняется закону Блоха. Однако, в отличие от $\rho(T)$, для затухания ЭЗ достаточна релаксация функции распределения, а не полного импульса электронной системы, поэтому нормальные столкновения так же важны, как и столкновения с перебросом.

Эксперименты [7], проведенные на различных металлах (Ga, Al, Mo, W), выявили высокую эффективность описанного метода для выделения e - e компоненты рассеяния. В частности, в Al e - e столкновения дают определяющий вклад в затухание ЭЗ вплоть до 10 К. Согласно (1), непосредственно измеряемой величиной в эксперименте является длина затухания ЭЗ, практически совпадающая с длиной свободного пробега эффективных электронов. Для сравнения же этих результатов с расчетом и с данными других экспериментов необходимо определить частоту релаксации, т.е. независимо измерить скорость ЭЗ в данном направлении. В [7] такие измерения были проведены только для Ga. Интересно отметить, что измеренное в [7] значение $\alpha \approx 1,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$ в Ga сравнимо с максимальным известным значением $\alpha \approx 2,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$ для Mo [3]. Это означает, что никакой выделенности переходных металлов по величине e - e рассеяния нет и в простом неперегородном металле его величина также может быть достаточно большой.

Образцы толщиной 3–4 мм необходимой ориентации вырезались электроискровым способом из монокристаллов Al, изготовленных из высокочистого материала, обеспечивающего величину отношения удельных сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах $RRR \approx 4 \cdot 10^4$. Точность ориентировки относительно кристаллографических осей составляла $\pm 0,5^\circ$. После притирки образцов для придания им плоскопараллельности они програвливались в растворе КОН, отжигались в атмосфере водорода в течение 0,5 ч при $T = 500^\circ \text{C}$, 0,5 ч при 450°C и медленно (в течение 3–4 ч) охлаждались до комнатной температуры. После этого плоскостность рабочих поверхностей, нарушавшаяся при програвливании, восстанавливалась осторожной притиркой на мелком ($\sim 5 \text{ мкм}$) шлифпорошке. Последняя операция была необходима по следующей причине. Волнистость поверхности ($\sim 2\text{--}5 \text{ мкм}$), возникающая при програвливании и нежелательная в чисто звуковых экспериментах, разумеется, несущественна для ЭЗ, имеющего длину волны $\sim 1 \text{ см}$. Однако при измерениях скорости ЭЗ (см. ниже) неплоскостность рабочих граней являлась источником очень больших ошибок, что и заставило нас пойти на некоторое ухудшение качества металла в приповерхностном слое, неизбежно возникающее в процессе шлифовки.

Оценка усредненной примесной частоты релаксации ν_0 в образцах производилась измерением изменения скорости звука при $T = 1,5 \text{ К}$ в сильном магнитном поле ($\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$, \mathbf{q} — волновой вектор звука) по сравнению с ее значением при $H = 0$. Требуемая строгая перпендикулярность \mathbf{q} и \mathbf{H} достигалась в точке симметрии эффекта при небольшом ($\sim s/v_F$) сканировании угла между ними. Согласно [11], искомое изменение определяется выражением

$$\frac{\Delta s}{s} = \left(\frac{\Delta s}{s} \right)_{v \rightarrow 0} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \nu^2},$$

из которого при измерении $\Delta s/s$ на двух частотах (50 и 100 МГц) была определена частота $\nu_0 = (0,95 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Для проверки согласованности полученного значения примесной частоты релаксации с заданной величиной остаточного сопротивления исходного материала можно воспользоваться элементарной формулой Друде, соответствующей приближению

свободных электронов, с учетом константы λ перенормировки эффективной массы:

$$\sigma = \frac{ne^2}{v_0 m_0 (1 + \lambda)} \quad (2)$$

Известно, однако, что если в (2) использовать значения n и m_0 из модели свободных электронов, то удельное сопротивление Al оказывается заниженным примерно вдвое [12]. Чтобы в какой-то мере учесть реальную электронную структуру Al, воспользуемся зонным значением его плазменной частоты $\Omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m} = 1,88 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ [13], что дает при $\lambda = 0,4$ [14] величину $RRR \approx (6,3 \pm 0,6) \cdot 10^4$, все еще завышенную в 1,5 раза по сравнению с реальным значением, по-видимому, вследствие неполного учета зонных эффектов.

Распространение ЭЗ в Al Экспериментальные результаты

Измерение скоростей ЭЗ

Измерение скоростей ЭЗ оказалось наиболее сложной частью работы. Для их определения необходимо измерить сдвиг фазы сигнала ЭЗ $\varphi(L)$ при изменении толщины образца L . С одной стороны, для надежного отделения сигнала ЭЗ от переднего фронта звукового импульса, превышающего по амплитуде исследуемый сигнал на четыре порядка, толщина образца должна быть не менее 3 мм. С другой стороны, примесная длина свободного пробега ограничивала максимальную толщину образца на уровне ~ 4 мм. Таким образом, вносимый образцом сдвиг фазы при изменении его толщины на 1 мм, при частоте возбуждения 10^8 Гц и скорости ЭЗ $\sim 10^8$ см/с составлял $\sim 0,5$ рад и мог быть измерен с высокой точностью. Основным источником ошибок являлась переклейка пьезопреобразователей при смене образцов разной толщины. Приклейка пьезоэлементов

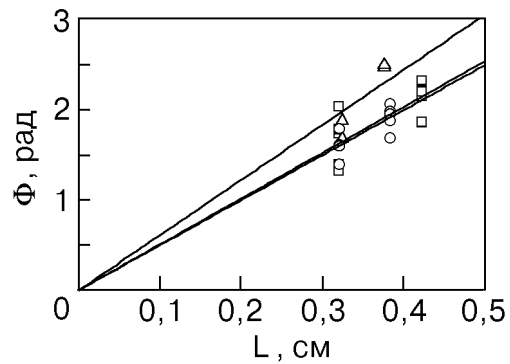


Рис. 1. Фаза сигнала ЭЗ для разных толщин образцов и направлений $q \parallel [111]$ (\square), $q \parallel [100]$ (Δ), $q \parallel [110]$ (\circ) при $f = 100$ МГц.

осуществлялась силиконовым маслом ГКЖ-94 при толщине склейки $\sim 1,5\text{--}2$ мкм и отношении волновых сопротивлений материала склейки и образца (а также пьезоэлемента или линии задержки) $\sim 0,2$. Пренебрегая затуханием звука в склейке, нетрудно найти вариацию сдвига фазы, вносимого склейками, при изменении их толщины δl :

$$\delta\varphi = \left(1 + \frac{2,5}{1 + (2,5q_0l_0)^2} \right) q_0 \delta l \sim 2q_0 \delta l,$$

где q_0 — волновое число звука в склейке ($q_0 \sim 2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ для $\omega = 2\pi \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$). Таким образом, случайная вариация толщины склейки l_0 на 0,5 мкм порождает сдвиг фазы $\delta\varphi \sim 0,25$ рад, сравнимый с величиной, которую необходимо измерить.

Вариация $\delta\varphi$, связанная с изменением l_0 , сопровождается и соответствующим изменением амплитуды звука δA_0 . В принципе можно было бы установить корреляционную зависимость $\delta\varphi(\delta A_0)$ и скорректировать данные измерений. Однако, поскольку акустические характеристики материала склейки точно не известны, на практике осуществить такую процедуру не удастся, и единственным выходом является проведение многократных измерений с

Таблица 1

Значения скоростей электронного звука и фермиевских скоростей

Направление q	$v_{ES}, 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$	$v_F, 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$	$L, \text{ см}$	$\alpha_0/v_{ES}, \text{ см}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$	$\alpha_0, 10^6 \text{ c}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$	$\alpha_{0\text{calc}}, 10^6 \text{ c}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$	$\Theta, \text{ К}$ $\beta_0 = 2,4 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}\cdot\text{К}^{-3}$
$q \parallel [111]$	1,24±0,2	1,38 [14]	0,315	0,044±0,004	5,5	6,57 [6]	190±5
			0,418	0,038±0,004	4,8		160±5
$q \parallel [110]$	1,26±0,2	—	0,308	0,047±0,004	5,8	—	125±5
			0,380	0,042±0,004	5,2		145±5
$q \parallel [100]$	1,03±0,2	1,28 [14]	0,274	0,055±0,004	5,7	11,25 [6]	105±5

последующей их статистической обработкой. Для сужения доверительного интервала и уменьшения числа измерений в методе наименьшего квадратичного отклонения использовалось дополнительное условие: прямые, аппроксимирующие зависимость $\varphi(L)$ для различных кристаллографических направлений, должны проходить при $L = 0$ через общую точку (начало отсчета фазы), как показано на рис. 1. Поскольку Al по своим упругим свойствам практически изотропен, такое ограничение представляется вполне обоснованным. Наклоны аппроксимирующих прямых определяют соответствующие скорости ЭЗ, значения которых для главных кристаллографических направлений приведены в табл. 1, где для сравнения указаны также фермиевские скорости в соответствующих опорных точках дырочного листа ПФ [14], с которыми наши данные в пределах ошибок

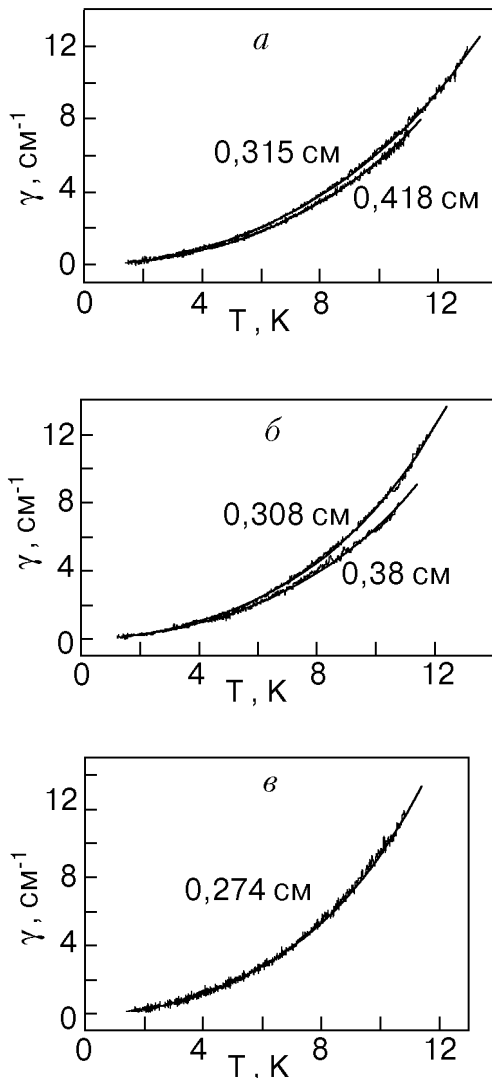


Рис. 2. Температурное изменение затухания ЭЗ, $q \parallel [111]$ (а), $q \parallel [110]$ (б), $q \parallel [100]$ (в) при $f = 54,3$ МГц. Гладкие линии — аппроксимация, согласно (3).

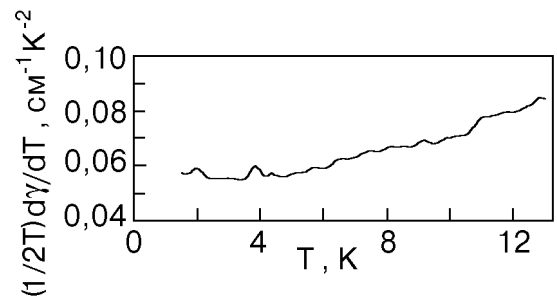


Рис. 3. Сглаженная производная $(1/2T)(\partial\gamma/\partial T)$, $q \parallel [111]$, $L = 0,315$ см, $f = 54,3$ МГц.

совпадают. Отметим также, что результаты измерения v_{ES} правильно передают соотношение скоростей из [14] при $q \parallel [100]$ и $q \parallel [111]$. Таким образом, по крайней мере для этих ориентаций ЭЗ связан с опорными точками сферических участков дырочного листа ПФ.

Температурные зависимости затухания ЭЗ

Исходные экспериментальные записи логарифмической амплитуды ЭЗ при его распространении вдоль главных кристаллографических осей, представленные в виде температурных зависимостей декремента (обратной длины) затухания, приведены на рис. 2. Перестраивая $\gamma = -\ln u_{ES}$ в функции T^2 , либо построив зависимость $\partial\gamma/\partial T^2$, нетрудно установить, что основной вклад в эти зависимости дает квадратичная по T компонента. Пример подобного построения приведен на рис. 3, из которого следует, что коэффициент $\alpha/v_{ES} \sim 0,05$.

Необходимо заметить, что представленные на рис. 2 температурные зависимости могут быть практически одинаково хорошо описаны комбинацией квадратичного вклада $e-e$ столкновений либо с законом Блоха, либо с кубическим вкладом, отвечающим эффективности всех столкновений с фононами. В последнем случае коэффициент при T^3 должен определяться константой β , хорошо известной из других экспериментов (см., например, [15]). Однако при такой интерпретации полученные из наших данных (рис. 2) значения $\beta \sim (2-3) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-3}$ оказываются на порядок меньше минимальных значений, приведенных в [15]. Мы полагаем, что этот факт подтверждает неэффективность малоуглового рассеяния при распространении ЭЗ и обоснованность дальнейшего представления e - ρ вклада в затухание ЭЗ в виде закона Блоха.

При извлечении из экспериментальных зависимостей количественных характеристик $e-e$ и e - ρ рассеяния необходимо учесть энергетическую зависимость скоростей обоих

процессов и произвести соответствующее усреднение в (1) с весовой функцией, представляющей собой производную фермиевского распределения по энергии при заданной температуре (см., например, [3]). Как известно [16], энергетическое усреднение приводит к увеличению измеряемых констант α , β при достаточно низких температурах, когда слабо сказывается уменьшение длины свободного пробега вследствие энергетической дисперсии частот релаксации. При этом $\alpha_{\text{eff}} = (4/3)\alpha_0$, $\beta_{\text{eff}} = (12/7)\beta_0$ в эксперименте, при котором малоугловое рассеяние существенно, и $\beta_{\text{eff}} = (80/31)\beta_0$ в противоположном случае. Индексом «0» отмечены значения констант на уровне Ферми. При произвольных температурах, предполагая константу связи электронов с упругой деформацией не зависящей от энергии, воспользуемся приведенными в [3] формулами энергетического усреднения в терминах непосредственно измеряемой логарифмической амплитуды, нормированной на толщину образца:

$$\frac{\ln u_{ES}}{L} = \frac{1}{L} \ln \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(v_{ee}(y) + v_{eph}(y))L/v_{ES}]}{2\text{ch}^2(y/2)} dy, \quad (3.1)$$

$$v_{ee}(y) = \alpha_0 T^2 (1 + y^2/\pi^2), \quad (3.2)$$

$$v_{eph}(y) = \frac{\beta_0 T^3}{7\zeta(3)} \left(\int_{\Theta/T}^{\infty} x^2 \Phi(x, y) dx + \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2 \int_0^{\Theta/T} x^4 \Phi(x, y) dx \right), \quad (3.3)$$

$$\Phi(x, y) = \frac{(e^y + 1)^2}{\text{th}(x/2)(e^{2y} + 2e^y \text{ch} x + 1)}. \quad (3.4)$$

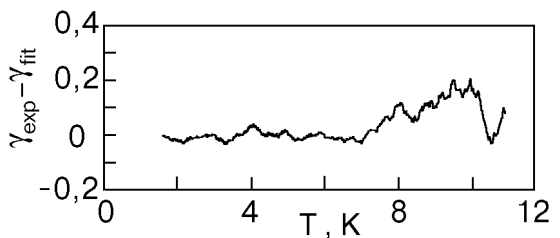


Рис. 4. Сглаженная разность экспериментальной записи и аппроксимирующей кривой, $q \parallel [100]$.

Здесь x и y — соответственно фононная и электронная энергии, выраженные в единицах температуры; $\Phi(x, y)$ — так называемый фактор заселенности [3]. Интерполяционное соотношение (3.3) учитывает переход от неэффективного малоуглового рассеяния при $T \ll \Theta$ к эффективному при $T \geq \Theta$, где Θ/s — характерный размер «горячего пятна» на ПФ [3], связанного с ЭЗ. Выражения (3.1)–(3.3) содержат три подлежащих определению параметра (α_0 , β_0 , Θ), значения которых следует подобрать для наилучшего описания экспериментальных зависимостей. Забегая вперед, отметим, что полученные значения Θ при минимально возможных β_0 [15] по крайней мере на порядок превышают верхнюю температуру эксперимента и первое слагаемое в (3.3) фактически не дает вклада, что сводит описание $u_{ES}(T)$ к двухпараметрическому. Отклонение расчетной зависимости (3) от сглаженной экспериментальной не превышало 1–2% (рис. 4). Результаты для всех исследованных образцов суммированы в табл. 1.

Прежде всего отметим, что изменения логарифмической амплитуды $u_{ES}(T)$, нормированной на толщину образца, систематически отклонялись в сторону меньших значений для образцов большей толщины. Качественно такая же тенденция присутствует и в уравнениях (3) и связана с более быстрой релаксацией электронов, удаленных от уровня Ферми, в толстом образце. Однако эта тенденция выражена слабо и не объясняет экспериментальных зависимостей. Можно предположить существование двух причин более медленного изменения $\ln u_{ES}(T)/L$ при увеличении L . 1. Уменьшение коэффициента преобразования при увеличении температуры. Относительный вклад этого процесса уменьшается с ростом L . 2. Относительно большой вклад в более тонком образце парциальных волн, приходящих по наклонным траекториям. Уменьшение такого вклада с ростом температуры эквивалентно появлению зависимости $\Theta(T)$ и также приведет к более резкому изменению $\ln u_{ES}(T)/L$. Этот эффект возникает вследствие ограниченных размеров датчиков и учесть его можно было бы дополнительным усреднением в (3) по углу, однако выполнить аккуратно эту процедуру вряд ли возможно из-за недостатка исходных данных, тем более, что изменение числовых значений параметров для образцов различной толщины не выходит далеко за пределы возможной ошибки.

Тем не менее мы полагаем, что значения α_0 и β_0/Θ^2 , полученные на более толстых образцах, ближе к истинным.

Как отмечено выше, наши данные не позволяют определить в отдельности β_0 и Θ , а только их комбинацию β_0/Θ^2 . Для оценок Θ , приведенных в табл. 1, мы воспользовались значением $\beta_0 \sim 2,4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-3}$, измеренным в [15] вблизи точек L и X на уровне Ферми; соответствующий диаметр «горячих пятен» на ПФ оказался в два раза меньше характерных размеров ее сферических участков. С учетом этого обстоятельства можно утверждать, что «горячие пятна», связанные с ЭЗ, должны быть центрированы вблизи опорных точек, принадлежащих сферическим участкам дырочного листа ПФ Al, т.е. вблизи точек L и X для $\mathbf{q} \parallel [111]$ и $[100]$ соответственно. Для $\mathbf{q} \parallel [110]$ эти горячие пятна могут быть расположены только на сферических участках шестиугольных чашек ПФ, вблизи линии UW. С таким выводом коррелируют размеры «горячего пятна», наибольшие для $\mathbf{q} \parallel [111]$ и наименьшие для $\mathbf{q} \parallel [100]$. К такому же заключению приводит и изучение поведения ЭЗ в продольном магнитном поле. При $\mathbf{q} \parallel [111]$ или $\mathbf{q} \parallel [100]$ наложение магнитного поля вплоть до 35 кЭ не изменяет существенно ни амплитуду, ни скорость ЭЗ, поскольку магнитное поле не выводит эффективные электроны из «горячего пятна». При $\mathbf{q} \parallel [110]$ амплитуда и скорость ЭЗ в магнитном поле резко уменьшаются и уже при $H = 300$ Э сигнал ЭЗ исчезает, что объясняется траекторным выносом эффективных электронов из «горячих пятен».

Таким образом, полученные нами значения α_0 также относятся к сферическим участкам ПФ, и мы можем сравнить их с соответствующими расчетными значениями $\alpha_{0\text{calc}}$ [6], приведенными в табл.1. Обратим внимание на следующее:

- 1) экспериментальное значение α_0 очень близко к расчетному в точке L ;
- 2) предсказываемое теорией отличие скоростей e - e релаксации в точках L и X (фактор 1,8), по-видимому, не подтверждается. Если для оценки α_0 воспользоваться измеренными значениями скоростей ЭЗ, то никакого отличия α_0 в этих точках вообще нет, а если воспользоваться значениями фермиевских скоростей из [14] (скорости ЭЗ близки к ним), то анизотропия α_0 не превысит 20%. Можно отметить также, что орбитально усредненное значение $\alpha_0 = 5,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$ на одной из орбит дырочного листа ПФ, исследованной в [5],

прекрасно согласуется с нашими данными. Все это свидетельствует о том, что реальная анизотропия α_0 гораздо меньше, чем предсказывается в [6].

Представляет интерес сравнение полученных результатов (без учета анизотропии α_0) с данными по электросопротивлению. В работе [4] в температурном интервале $1,2 \text{ К} < T < 2,2 \text{ К}$ найден коэффициент $A_{\text{exp}} = (2,7-3,0) \text{ фОм} \cdot \text{мК}^{-2}$ при квадратичном вкладе в $\rho(T) = AT^2$. Для независимой оценки $\rho_{ee}(T)$ из наших данных с помощью (2) следует использовать низкотемпературное значение $\alpha_{\text{eff}} = \frac{4}{3} \alpha_0 \approx 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$. В результате при учете зонного значения плазменной частоты и константы $\lambda = 0,4$ получаем $A = 3,1 \text{ фОм} \cdot \text{мК}^{-2}$. По-видимому, это согласие кажущееся, поскольку только e - e столкновения с перебросом приводят к релаксации полного импульса системы, обеспечивающей электросопротивление, и величина α_{eff} должна быть уменьшена на фактор Δ . Оценки Δ колеблются от 0,2 до 0,8, в настоящее время наиболее правдоподобным считается $\Delta = 0,4$ [2]. С другой стороны, судя по оценкам RRR , формула (2) занижает ρ в 1,5 раза. В целом оценочное значение A близко к экспериментальному, однако неопределенность этих оценок слишком велика, чтобы основывать на них вывод о наличии либо отсутствии анизотропии e - e рассеяния.

Что касается e -ph вклада в электросопротивление, то, как известно [17], сферические участки ПФ определяют поведение $\rho(T)$ только в «чистом» пределе, когда примесной релаксацией можно пренебречь, т.е. при $T > 10 \text{ К}$; в этом случае $\beta_{\text{eff}} = \beta_0$. Воспользовавшись результатами для наибольшего сферического участка ПФ, т.е. при $\mathbf{q} \parallel [111]$, находим частоту e -ph столкновений [16]:

$$v_{\text{eph}} \approx \frac{\beta_0}{\Theta^2} \int_0^{\infty} x^4 \Phi(x, 0) dx = 96,44 \frac{\beta_0}{\Theta^2}.$$

Отсюда для коэффициента B в законе Блоха при $\Theta = 175 \text{ К}$ получаем из (2) $B = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ фОм} \cdot \text{мК}^{-5}$, что примерно в три раза превышает экспериментальное значение $B = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ фОм} \cdot \text{мК}^{-5}$ [18]. Это неудивительно, так как размер диффузионной области в транспортном эксперименте, разумеется, больше размера «горячего пятна», формирующего ЭЗ.

Таким образом, приведенные результаты исследований частоты e - e столкновений в Al

подтверждают, с одной стороны, близость расчетных и экспериментальных значений на сферических участках ПФ, а с другой стороны, дают повод усомниться в существовании значительной анизотропии v_{ee} .

В попытке выяснить более определенно этот вопрос мы предприняли исследования еще одной разновидности ЭЗ — переноса звука в условиях доплер-сдвинутого циклотронного резонанса (ДСЦР) [19].

3. Исследование e - e рассеяния методом электронного переноса звука в условиях ДСЦР

Переносимый электронами в условиях ДСЦР акустический сигнал также можно считать особой разновидностью ЭЗ типа квазиволны. В продольном (т.е. параллельном \mathbf{q}) магнитном поле при определенном его значении может встретиться группа электронов, экстремальное смещение которых вдоль \mathbf{q} за циклотронный период кратно длине звуковой волны. В этот момент затухание и скорость звука испытывают резкое изменение — так называемый магнитоакустический резонанс (или ДСЦР). Резонансные электроны выносят с фермиевской скоростью упругое поле акустического импульса на расстояние порядка длины свободного пробега, где оно и может быть легко зарегистрировано. Естественно, этот эффект, являясь баллистическим, также может быть использован для изучения температурной зависимости скорости электронной релаксации.

Существенным отличием этого эффекта от обсуждавшихся выше является то, что простое соотношение (1) для ДСЦР-переноса не выполняется. Действительно, отбор энергии упругого поля резонансными электронами происходит во всей области образца, занятой импульсом, и точно так же формирование когерентного сигнала переноса происходит во всем образце. Вследствие этого существенным оказывается и эффект подкачки амплитуды поля переноса исходным акустическим импульсом за время его жизни в образце.

Описанная физическая картина ДСЦР-переноса оказывается достаточно сложной, и для получения количественной информации о частоте электронной релаксации из эксперимента необходим полный теоретический расчет эффекта, который приведен в следующем разделе.

Теория электронного переноса звуковой волны в условиях ДСЦР

Эффект электронного переноса продольного звукового пакета (импульса) в металле, распространяющегося вдоль оси z , описывается добавками к решению волнового уравнения для вектора упругой деформации $\mathbf{u} = (0, 0, u)$

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = F(z, t), \quad F(z, t) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \langle \Lambda f(z, t) \rangle, \quad (4)$$

обусловленными электронной силой $F(z, t)$ [11], действующей со стороны неравновесных носителей на кристаллическую решетку вне области локализации основного импульса. Здесь s — скорость звука в адиабатическом приближении; ρ — плотность металла; $\Lambda = \Lambda_{zz}$ — продольная компонента деформационного потенциала; угловые скобки обозначают усреднение по поверхности Ферми. Неравновесная добавка $f(\partial n_F / \partial \epsilon)$ к фермиевской функции распределения $n_F(\epsilon)$ в магнитном поле, направленном вдоль волнового вектора звука \mathbf{q} , удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial f}{\partial \tau} + \nu f + e \mathbf{E} \mathbf{v} = \Lambda \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t}, \quad (5)$$

где τ — время обращения электрона по циклотронной орбите; ν — частота столкновений. В общем случае систему (4), (5) необходимо дополнить уравнениями Максвелла для определения самосогласованного электрического поля \mathbf{E} , сопровождающего распространение звуковой волны, однако в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением лишь деформационного механизма взаимодействия электронов с упругими колебаниями, поскольку учет электрического поля приводит лишь к перенормировке амплитуды эффекта, не изменяя интересующей нас формы пространственного и временного распределения звукового поля. Более того, поскольку электронный перенос осуществляется небольшой группой резонансных носителей и, следовательно, электронная сила $F(z, t)$ является малым возмущением, пренебрежем вкладом перенесенного звукового поля в кинетическое уравнение (5), а форму основного импульса в (5) будем полагать заданной функцией волновой координаты $\xi = z - st$:

$$u(z - st) = U(\xi) \exp(iq\xi), \quad (6)$$

где $U(\xi)$ — огибающая импульса, плавно изменяющаяся в масштабе длины волны звука, по порядку величины совпадающей с пространственным периодом траектории электрона. Физически это предположение отвечает рассмотрению пространственных и временных интервалов, на которых можно пренебречь затуханием основного импульса.

В образце конечных размеров $0 < z < L$, сравнимых с длиной импульса ξ_0 , физическая картина электронного переноса усложняется краевыми эффектами, включающими в себя возбуждение квазиволны, а также дополнительное изменение амплитуды эффекта при вхождении импульса в образец. В связи с этим рассмотрим вначале явление электронного переноса в безграничном металле, ограничиваясь промежутком времени $0 < t \ll t_0$, малым по сравнению с временем затухания основного импульса t_0 . Кинетическое уравнение (5) в сопутствующей системе отсчета

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (v_z - s) \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{\partial f}{\partial \tau} + v f = \omega q u(\xi) \Lambda(\tau), \quad (7)$$

в котором мы пренебрегли производными плавной огибающей $U(\xi)$, необходимо дополнить граничными условиями, сводящимися к условию равновесности носителей, налетающих из объема

металла на импульс, локализованный на отрезке $-\xi_0 < \xi < 0$:

$$f(v > 0, \xi \leq -\xi_0) = f(v < 0, \xi \geq 0) = 0, \quad v = v_z - s. \quad (8)$$

Решение кинетического уравнения (7) перед фронтом основного импульса ($\xi > 0$), полученное методом характеристик с учетом граничных условий (8),

$$f(v > 0, \xi > 0) = \omega q \exp(-v\xi/v) \times \int_0^{\xi_0/v} d\tau_1 \exp(-v\tau_1) \Lambda(\tau - \tau_1 - \xi/v) u(-v\tau_1) \quad (9)$$

имеет прозрачный физический смысл и описывает отбор энергии импульса электронами по всей его длине $-\xi_0 < -v\tau_1 < 0$ с учетом релаксационного ослабления вклада удаленных участков импульса (подынтегральная экспонента) и последующего затухания неравновесной функции распределения при увеличении расстояния ξ от фронта импульса. Выделение резонансного вклада в (9) производится известным из теории магнитоакустического резонанса методом представления интеграла в (9) в виде суммы интегралов по циклотронным периодам T_H :

$$f(v > 0, \xi > 0) = \omega q \exp\left(-\frac{v\xi}{v}\right) \left(\int_0^{T_H} d\tau_1 \exp(-v\tau_1 - iqv\tau_1) \Lambda\left(\tau - \tau_1 - \frac{\xi}{v}\right) \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=0}^{N-1} U(-v\tau_1 - nT_H v) \exp(-nT_H(v + iqv)) + \int_{NT_H}^{\xi_0/v} d\tau_1 \exp(-v\tau_1 - iqv\tau_1) \Lambda\left(\tau - \tau_1 - \frac{\xi}{v}\right) U(-v\tau_1) \right), \quad (10)$$

где N — максимальное число периодов траектории электрона $D(p_z, H) = vT_H$, укладывающихся на длине импульса. При $N \gg 1$ последнее слагаемое в (10) представляет собой малую нерезонансную добавку и может быть опущено. Пренебрегая также в первом слагаемом слабым релаксационным затуханием ($v\tau_1 \ll vT_H$) и малым изменением огибающей ($U(-v\tau_1 - nT_H v) \approx U(-nT_H v)$) на циклотронном периоде и подставляя (10) в выражение для электронной силы (4), находим

$$F(z, t) = F(\xi) =$$

$$= \frac{i\omega q^2}{\rho} \int \frac{m^* dp_z}{2\pi^2} \frac{\xi_0}{D(p_z)} \Psi_1(D(p_z), \xi) \Psi_2(D(p_z)), \quad (11)$$

$$\Psi_1(D, \xi) = \int_0^{T_H} d\tau \int_0^{T_H} d\tau_1 \Lambda(\tau) \Lambda\left(\tau - \tau_1 - \frac{\xi}{v}\right) = \\ = T_H \sum_m |\Lambda_m|^2 \exp\left[2\pi i m \frac{\xi}{D}\right] \int_0^1 dx \exp[ix(2\pi m - qD)], \quad (12)$$

$$\Psi_2(D) = \frac{D}{\xi_0} \sum_{n=0}^{N-1} U(-nD) \exp[-n(vT_H + iqD)] =$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\xi_0} \frac{dx}{\xi_0} U(-x) \exp\left(\frac{x}{D} (2\pi ik - iqD - vT_H)\right). \quad (13)$$

В (13) использована формула суммирования Пуассона, а Λ_m — гармоники разложения периодической функции $\Lambda(\tau + T_H) = \Lambda(\tau)$ в ряд Фурье:

$$\Lambda(\tau) = \sum_m \Lambda_m \exp(-im\Omega\tau), \quad \Omega = 2\pi/T_H, \quad \Lambda_m = \Lambda_{-m}^*. \quad (14)$$

Функция $\Psi_2(D)$ (13), содержащая интегралы от быстро осциллирующих функций, мала ($-(D/\xi_0)U \ll U$) почти для любых p_z , за исключением выделенных значений p_{zn} , удовлетворяющих условию резонанса

$$qD_n = qD(p_{zn}, H) = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (15)$$

при выполнении которого в сумме (13) выделяется резонансное слагаемое порядка U с $k = n$. Это слагаемое соответствует электронам, на периоде траектории которых укладывается целое число звуковых волн, а его вклад в электронную силу пропорционален ширине резонансной группы и в общем случае также оказывается малым. Однако, если при некотором значении магнитного поля H_n резонансное условие (15) выполняется для достаточно широкой

электронной группы, например для сечения с экстремальным значением периода

$$qD(p_{z\text{extr}}, H_n) = 2\pi n, \quad \frac{\partial D}{\partial p_z}(p_{z\text{extr}}) = 0, \quad (16)$$

электронная сила обнаруживает резкий максимум, который в теории ДСЦР соответствует резонансным пикам затухания звука, а в рассматриваемом случае — резкому возрастанию интенсивности переноса. Разлагая резонансные члены в (12), (13) в окрестности $p_{z\text{extr}}$ и выполняя интегрирование по p_z в (11), находим значение электронной силы в точке n -го резонанса:

$$F_n = A_n \exp(iq\xi) \int_0^{\xi_0} \frac{d\xi' U(-\xi')}{\sqrt{\xi + \xi'}} \exp\left(-\frac{v}{v}(\xi + \xi')\right),$$

$$A_n = \frac{i\omega q^2 |\Lambda_n|^2 \exp(\pi i/4)}{2\pi^2 \rho \sqrt{\pi n D_n''}} \sim \omega^2 \frac{\omega q}{n\Omega} \left| \frac{\Lambda_n}{\varepsilon_F} \right|^2, \quad (17)$$

которое показывает, что резонансный перенос формирует когерентное звуковое поле («предвестник») с частотой и волновым вектором исходного импульса, простирающееся на расстояние порядка длины свободного пробега от фронта импульса. Вдали от резонанса поле предвестника мало и некогерентно (хаотично).

Для вычисления поля предвестника $u_n(\xi, t)$ обратимся к волновому уравнению (4), которое в области $\xi > 0$ перед фронтом импульса в точке n -го резонанса обладает решением

$$u_n(\xi, t) = -A_n \exp(iq\xi) \int_0^{\infty} dt_1 (t - t_1) \exp(2i\omega t_1) \int_0^{\xi_0} d\xi' \frac{U(-\xi')}{\sqrt{\xi + \xi' + 2st_1}} \exp\left(-\frac{v}{v}(\xi + \xi' + 2st_1)\right) \approx$$

$$\approx \frac{A_n t}{2i\omega} \exp(iq\xi) \int_0^{\xi_0} d\xi' \frac{U(-\xi')}{\sqrt{\xi + \xi'}} \exp\left(-\frac{v}{v}(\xi + \xi')\right) - U\omega t \left| \frac{\Lambda_n}{\varepsilon_F} \right|^2 \frac{\omega}{n\Omega} q\xi_0. \quad (18)$$

Линейный рост амплитуды предвестника со временем отражает непрерывную подкачку переносимого звукового поля неравновесными

электронами, отбирающими энергию импульса, и ограничивается неучтенным затуханием последнего*. Наличие дополнительного

* В наших экспериментах релаксационное затухание ЭЗ намного превышает поглощение Ландау звукового импульса, и учет последнего приводит к несущественным поправкам.

(степенного) затухания предвестника, описываемого подынтегральным множителем $1/\sqrt{\xi + \xi'}$, обусловлено расфазировкой резонансных электронов на больших расстояниях, а его конкретная форма может изменяться в зависимости от типа сечения, обеспечивающего резонансный перенос.

Решение задачи об электронном переносе звукового импульса в образце конечной длины может быть построено аналогичным образом, если полагать рассеяние носителей на поверхности металла диффузным. В этом случае условие равновесности (8), в котором роль ξ_0 играет текущее значение st длины импульса в образце ($t = 0$ — момент входа импульса в образец), выполняется асимптотически точно для интересующей нас узкой резонансной группы электронов, поскольку для отраженных носителей f — изотропная константа, определяющаяся из условия электронейтральности и пренебрежимо малая по сравнению с резонансным значением f , формирующимся после пролета электронами импульса. Функция $U(\xi)$, описывающая огибающую импульса, скачком обращается в нуль на поверхности образца $z = 0$, где расположен излучатель, что, в частности, приводит к возбуждению квазиволны — длинноволнового ($q \approx \omega/v_z$) упругого поля, распространяющегося со скоростью порядка фермиевской. Вычисленная аналогично (9) неравновесная добавка к функции распределения

$$f(v > 0, \xi > 0) = \omega q \exp(-v\xi/v) \times$$

$$T_0(z, t) \times \int_0^{t_s - t_0} d\tau_1 \exp(-v\tau_1) \Lambda(\tau - \tau_1 - \xi/v) u(-v\tau_1), \quad (19)$$

$$T_0(z, t) = \frac{z}{v_z} - \frac{\xi}{v} = \frac{s}{v} \left(t - \frac{z}{v_z} \right)$$

обращается в нуль при $t < z/v_z$, что отражает конечность скорости распространения предвестника от фронта импульса. Для интересующих нас времен $t \sim z/s \gg z/v_z$ эффект запаздывания становится несущественным, и с точностью до s/v_z величину T_0 можно заменить ее приближенным значением $\xi_0(t)/v = st/v$. С той же точностью выражение для электронной силы в точке резонанса совпадает с (17), а форма предвестника описывается функцией

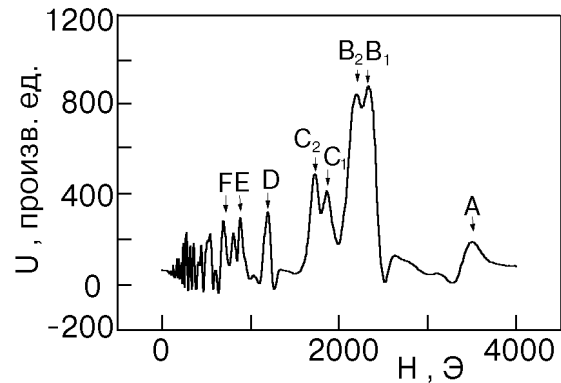


Рис. 5. Запись сигнала переноса продольного звукового поля, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel \Gamma U$, $f = 54,3$ МГц. Промаркированы резонансные магнитные поля.

$$u_n(t_0) = \frac{A_n}{2i\omega} \exp(i\omega t_0) \times$$

$$\int_0^{t_s - t_0} dt (t_s - t_0 - t) \frac{U(t)}{\sqrt{t_0 + t}} \exp(-\chi(t_0 + t)), \quad (20)$$

где для удобства сравнения с экспериментом осуществлен переход к временному представлению (координаты нормированы на скорость звука): $t_s = L/s$ — время звуковой задержки в образце; t_0 — положение считывающего стробимпульса, отсчитанное от момента прихода переднего фронта основного звукового сигнала на приемный конец образца, $\chi = vs/v_H$. Выражение (20) отличается от (18) нелинейной зависимостью подкачки амплитуды от t_0 , обусловленной изменением длины импульса, вошедшего в образец.

В заключение отметим, что для краткости изложения мы полагали v_z не зависящей от положения электрона на орбите. Учет этой зависимости в окончательных результатах приводит лишь к замене v его средним значением $\bar{v} \equiv v_H$ на резонансной орбите.

ДСЦР-перенос в Al при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel \Gamma U$

Исходя из целей постановки данного эксперимента необходимо было выбрать такую ориентацию образца, чтобы в магнитном поле сигналы ЭЗ, обсуждавшиеся выше, отсутствовали во избежание интерференции. Это исключало возможность исследования направлений [111] и [100], но позволяло изучить направление [110]. Однако в этой геометрии структура ДСЦР-переноса оказалась достаточно бедной, и мы остановили выбор на ориентации $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel \Gamma U$, в

которой можно было ожидать появления переноса от электронов вблизи граничного сечения, проходящего через точку U и соответствующего разрыву орбит типа восьмерки на две круговые. Это позволило бы определить частоту e - e рассеяния вблизи точек U и W , для которых расчетные значения α имеют максимальную величину.

Технически исследование ДСЦР-переноса не отличается от эксперимента с ЭЗ: с помощью стробирующей системы регистрируется амплитуда упругого поля, прошедшего образец, до прихода основного звукового сигнала. Запись сигнала ДСЦР-переноса в образце при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel GU$ на частоте 54,3 МГц представлена на рис. 5. Основная группа сигналов (они промаркированы) соответствует резонансам с $n = 1$. Исключение, возможно, составляет сигнал E , который по своему положению может быть отнесен к резонансам группы C при $n = 2$, однако отличается от них по своему поведению.

Отсутствие резонансов с $n \neq 1$ обусловлено, по-видимому, тем, что на резонансных орбитах нет достаточно мощных областей эффективного взаимодействия электронов со звуком, определяемых условием $\mathbf{q}\mathbf{v}_F = 0$ (последнее, скорее всего, могло бы удовлетворяться только на очень узких участках ребер дырочного листа ПФ). В этом случае амплитуда n -го резонанса определяется квадратом n -й гармоники деформационного потенциала, величина которой при расположении \mathbf{q} в плоскости симметрии и достаточно плавном поведении деформационного потенциала быстро ($\Lambda_n \sim n^{-2}$) убывает с номером n , что и объясняет сложность наблюдения высших резонансов.

Величина поля резонанса H_{res} определяется простой формулой, вытекающей из (16):

$$H_{\text{res}} = \frac{qc}{2\pi e} \left(\frac{\partial S}{\partial p_H} \right)_{\text{extr}}$$

Для идентификации резонансов и, что наиболее важно, определения скорости распространения сигналов переноса v_H был произведен модельный расчет $\partial S / \partial p_H$ и v_H .

Расчетные дифференциальные характеристики сечений ПФ Al при $\mathbf{H} \parallel GU$

Отметим, что для такого достаточно полно исследованного металла, как Al, в литературе отсутствуют подробные сведения о ряде дифференциальных характеристик зонной структуры. Имеющиеся сведения относятся,

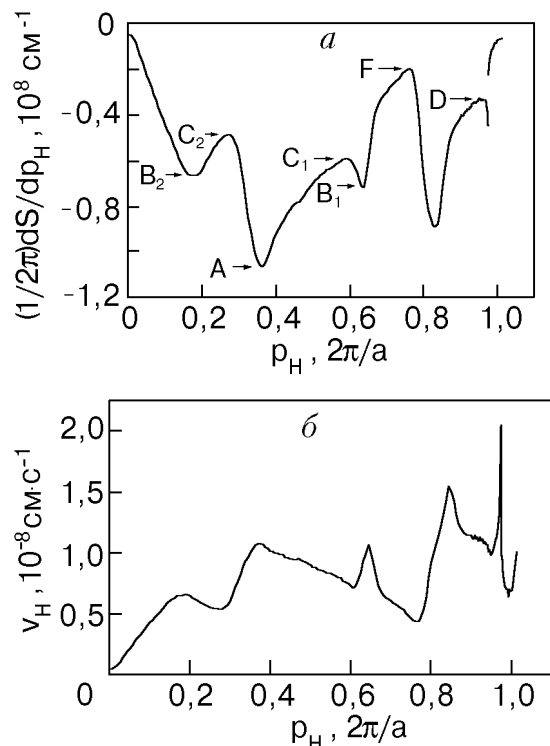


Рис. 6. Модельная зависимость производной площади сечения дырочного листа ПФ при изменении p_H вдоль направления GU . Стрелками указаны экстремумы, соответствующие резонансным полям на рис. 5 (а); модельная зависимость зонной скорости дрейфа вдоль направления GU ($\mathbf{H} \parallel GU$) (б), a – постоянная кристаллической решетки.

главным образом, к точкам высокой симметрии зоны Бриллюэна (ЗБ) либо к некоторым высокосимметричным линиям. В частности, полностью отсутствуют данные о поведении производных площадей сечений ПФ Al вдоль линии GU ЗБ.

В рамках настоящей работы зонная структура Al рассчитывалась методом псевдопотенциала (ПП) с использованием хорошо себя зарекомендовавшей модели ПП Al, предложенной

Таблица 2

Расчетные и экспериментальные величины $(\partial S / \partial p_H)_{\text{extr}}$ и величины дрейфовых скоростей

Резонанс	$(S'/2\pi)_{\text{exp}}$, Å^{-1}	$(S'/2\pi)_{\text{calc}}$, Å^{-1}	v_{Hzone} , $10^8 \text{ cm} \cdot \text{c}^{-1}$	$v_{\text{Hzone}} / (1 + \lambda)$, $10^8 \text{ cm} \cdot \text{c}^{-1}$
A	1,05	1,067	1,06	0,76
B ₁	0,69	0,71	1,06	0,76
B ₂	0,656	0,665	0,65	0,46
C ₁	0,554	0,59	0,75	0,54
C ₂	0,516	0,49	0,54	0,39
D	0,36	0,33–0,34	1,0–1,1	0,75
E	0,26	?	?	?
F	0,21	0,2	0,44	0,32

Ашкрофтом [20], в четырехволновом приближении. Вычислительная погрешность при расчете $E_n(\mathbf{k})$ составляла менее 1 мРидб. Площади $S(p_H)$ сечений дырочного участка ПФ во второй зоне Al определялись без использования каких-либо интерполяционных процедур, связанных с расчетом зонной структуры, что в конечном итоге позволило свести к минимуму погрешность в вычислении производных $\partial S/\partial p_H$.

В плоскости сечения ПФ (при фиксированном p_H) зонная структура рассчитывалась непосредственно в $1,6 \cdot 10^5$ точках ЗБ, образующих регулярную плоскую сетку. Значения $S(p_H)$ для односвязной дырочной ПФ второй зоны находились путем подсчета узлов сетки с $E_2(\mathbf{k}) > E_F$. Процедура расчета производных $\partial S/\partial p_H$ основывалась на численном дифференцировании площадей сечений ПФ по импульсу вдоль заданного направления. При этом были использованы как простейшая разностная схема вычисления производной с адаптивным шагом $0,01-0,0001$ в единицах $2\pi/a$, так и представление производной через коэффициенты кубического сплайна, построенного для функций $S(p_H)$.

Указанные выше параметры расчетной схемы обеспечили надежное воспроизведение немонотонной зависимости $\partial S/\partial p_H$, что дает основание считать основным источником систематических погрешностей выбранную модель зонной структуры Al.

Следует отметить, что расчет, выполненный нами для производных $\partial S/\partial p_H$ во второй зоне в приближении пустой решетки, демонстрирует качественно иную картину экстремумов по сравнению с методом ПП, не позволяющую адекватно интерпретировать данные эксперимента. В то же время, в приближении ПП

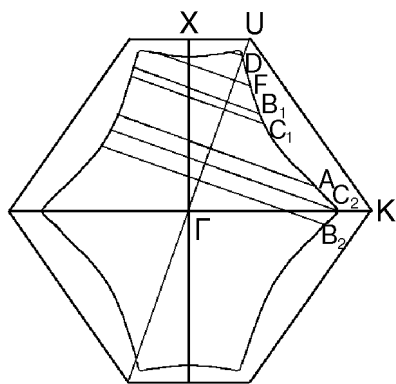


Рис. 7. Центральное сечение ПФ Al плоскостью [110]. Приведены обозначенные соответствующими буквами следы резонансных сечений ПФ плоскостями перпендикулярными направлению GU.

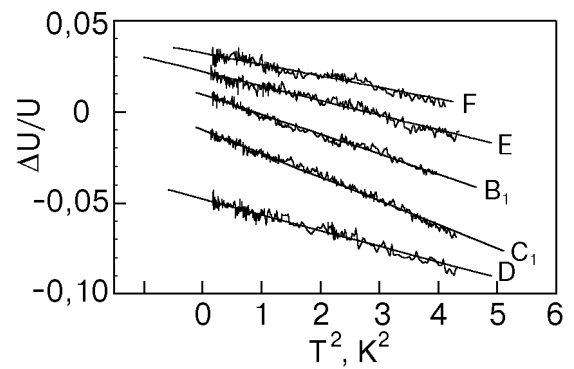


Рис. 8. Температурные изменения амплитуды ДСЦР-резонансов при $t_0 = 0$. Прямые линии – аппроксимация. Экспериментальные записи произвольно смещены друг относительно друга.

разумные вариации параметров расчетной схемы, включая сдвиг уровня Ферми в пределах 10 мРидб вблизи использованного значения $E_F = 0,833$ Ридб, не приводят к существенному изменению дифференциальных характеристик зонной структуры. С учетом относительной погрешности в определении зонных эффективных масс менее 1%, достигнутой в настоящей работе, относительная погрешность при вычислении дрейфовых скоростей, за исключением оговоренного ниже случая, может быть оценена в 10%.

Расчетные значения $\partial S/\partial p_H$ и v_H представлены на рис. 6, на котором также вблизи экстремумов $\partial S/\partial p_H$ указана маркировка соответствующих им резонансов. Числовые данные, характеризующие степень соответствия расчетных и экспериментальных величин $(\partial S/\partial p_H)_{\text{extr}}$, приведены в табл. 2 вместе с соответствующими значениями дрейфовой скорости v_H .

Как уже отмечалось, имеются трудности в идентификации E-резонанса, отождествление которого со второй гармоникой C-резонанса плохо согласуется с нашими данными. Вместе с тем его можно пытаться отнести к граничным сечениям, возникающим на «рогах» W дырочного листа ПФ в момент нарушения связности орбит типа восьмерки. Однако точность расчетов вблизи этого «топологического перехода» значительно снижается ввиду расходимости как $\partial S/\partial p_H$, так и циклотронной массы. По-видимому, это является причиной всплеска на расчетной зависимости $v_H(p_H)$ в точке перехода, хотя из физических соображений скорость дрейфа не должна обладать в этой точке какими-либо особенностями. Ввиду этого мы не обсуждаем в дальнейшем поведение E-резонанса, приводя

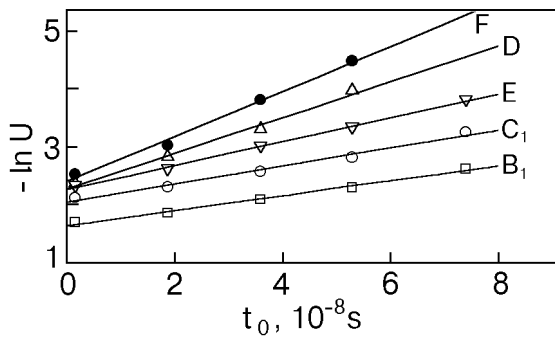


Рис. 9. Зависимость логарифмической амплитуды ДСР-резонансов от положения строба. Прямые линии – аппроксимация. Взаимное расположение экспериментальных точек отражает относительную амплитуду резонансов.

лишь измеренные экспериментальные зависимости.

Может возникнуть вопрос о принадлежности некоторых резонансов электронному листу ПФ. Расчет $\partial S/\partial p_H$ на нем нами не производился ввиду его громоздкости из-за многосвязности этих сечений. Можно, однако, утверждать, что на основных трубках третьей электронной зоны, которые достаточно хорошо аппроксимируются эллипсоидами, экстремумы $\partial S/\partial p_H$ отсутствуют (нас, естественно, могут интересовать только $\partial S/\partial p_H$ для каждого односвязного сечения в отдельности). Последние могут появиться только в местах соединения эллипсоидов, для которых значения $(\partial S/\partial p_H)_{\text{extr}}$ малы. По-видимому, «лес» резонансов в области малых полей и соответствует этим экстремумам.

В целом соответствие расчетных и экспериментальных значений $(\partial S/\partial p_H)_{\text{extr}}$, как можно убедиться из табл. 2, достаточно хорошее.

Схематическое положение на ПФ сечений, порождающих промаркированные на рис. 5 резонансы, показано на рис. 7, на котором видно, что наибольший интерес представляет резонанс D, поскольку соответствующее ему сечение ПФ находится вблизи точек U и W.

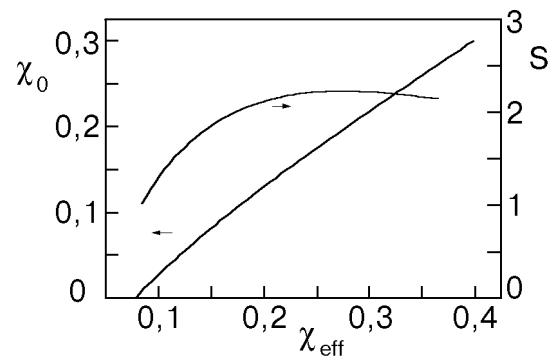


Рис.10. Зависимость коэффициентов χ_0 и S от χ_{eff} (см. текст).

Параметры электрон-примесного и e-e рассеяния

Для получения информации о параметрах e-e рассеяния желательно избавиться от фононного вклада в полную частоту релаксации, поэтому мы ограничились областью температур $0,4 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$. Температурные зависимости относительных изменений амплитуд полей переноса для резонансов B_1, C_1, D, E, F при $t=0$ представлены на рис. 8, из которого видно, что для всех резонансов хорошо выполняется закон $\delta u/u = \tilde{\alpha} T^2$.

Поскольку изменения амплитуд малы, для получения выражения, описывающего $\delta u/u$, можно ограничиться в (20) первым членом разложения по малому приращению частоты релаксации δv :

$$\frac{\delta u}{u} = \frac{\int_0^\infty (t_s - t) U(t) \chi_0 \sqrt{t} \exp(-\chi_0 t) dt}{\int_0^\infty (t_s - t) \frac{U(t)}{\sqrt{t}} \exp(-\chi_0 t) dt} \frac{\delta v}{v_0} \equiv S(\chi_0) \frac{\delta v}{v_0}, \quad (21)$$

$$\chi_0 = v_0^S / v_H.$$

Таблица 3

Физические характеристики исследованных резонансов

Резонанс	$\tilde{\alpha}, \text{K}^{-2}$	$\chi_{\text{eff}}, 10^8 \text{c}^{-1}$	$\chi_0, 10^8 \text{c}^{-1}$	$S(\chi_0)$	$v_0, 10^9 \text{c}^{-1}$	$\alpha, 10^6 \text{c}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$	$\alpha_0, 10^6 \text{c}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$
B_1	0,0109	0,129	0,060	1,18	0,67	6,2	4,6±0,4
C_1	0,0132	0,156	0,087	1,54	0,69	5,9	4,4±0,4
D	0,00884	0,309	0,225	2,23	2,5	10	7,5±0,8
E	0,0082	0,205	0,135	1,97	?	?	?
F	0,0065	0,387	0,29	2,17	1,37	4,1	3,1±0,5

Таким образом, для определения $\alpha = \tilde{\alpha}v_0/S(\chi_0)$ при известной форме импульса $U(t)$ необходимо измерить также частоту электрон-примесной релаксации ν_0 .

С этой целью при $T = 0,4$ К были измерены зависимости амплитуд интересующих нас резонансов от t_0 (рис. 9). Согласно (20), при больших значениях параметра χ_0 логарифмическая амплитуда линейно зависит от t_0 с коэффициентом наклона χ_0 . В общем случае эта связь нелинейна, однако численный расчет показывает, что в области $0 < t_0 < 6 \cdot 10^{-8}$ с, где поле переноса уверенно наблюдается, она хорошо аппроксимируется линейной зависимостью с эффективным наклоном $\chi_{\text{eff}}(\chi_0)$.

Использовавшиеся при обработке результатов функции $S(\chi_0)$ и $\chi_0(\chi_{\text{eff}})$ приведены на рис. 10. Подчеркнем, что они не универсальны, а зависят от t_s (т.е. от толщины образца) и конкретной формы возбуждающего импульса. Дальнейшая процедура обработки результатов заключается в следующем: из наклона аппроксимирующих прямых на рис. 9 определяем χ_{eff} ; из рис. 10 находим χ_0 и $S(\chi_0)$; пользуясь расчетным значением ν_H из табл. 2, определяем ν_0 , и, наконец, из рис. 8 находим α , которые в этом случае представляют усредненные по энергии величины. Окончательные результаты для исследованных резонансов суммированы в табл. 3.

Для B_1 - и C_1 -резонансов, орбиты которых принадлежат в основном сферическим участкам ПФ, табл. 3 ничего неожиданного не содержит. Частота примесной релаксации ν_0 близка к измеренной ранее величине $0,95 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, усредненной по всей ПФ. Значения константы α также практически совпадают с измеренными с помощью ЭЗ в разд. 2. Самый неожиданный результат, по-видимому, заключается в анизотропии ν_0 : для D -резонанса частота примесного рассеяния в четыре раза, а для F — в два раза превышает ν_0 для резонансов B_1 и C_1 . В то же время значение α для D -резонанса превышает α для B_1 - и C_1 -резонансов не более чем в два раза, хотя орбиты электронов D -резонанса проходят настолько близко к точкам типа U и W , что, согласно расчету [6], следовало ожидать увеличения α практически на порядок.

Обсудим степень достоверности результатов, относящихся к обнаруженной анизотропии ν_0 . Зависимости $u(t_0)$, из которых находится значение ν_0 , хорошо воспроизводимы, и их измерение не предъявляет особых требований к точности эксперимента. Корректирующие

поправки, связывающие χ_0 и χ_{eff} , заметно сказываются лишь при малых χ_{eff} ; при больших же наклонах, как видно на рис. 10, χ_{eff} приближается к χ_0 независимо от формы импульса $U(t)$. Точность оценки ν_0 определяется также точностью расчета ν_H ($\leq 10\%$) и использованным значением константы электрон-фонной перенормировки $\lambda = 0,4$, величина которой при приближении к точкам U и W , по-видимому, возрастает до 0,6 [15]. В целом это может уменьшить ν_0 не более чем на 20–25%. Отметим также, что ранее анизотропия ν_0 наблюдалась при исследовании эффекта де Гааза—ван Альфена в очень разбавленных сплавах Cu–Ni и Cu–Ge [21].

Оценки параметра e - e взаимодействия α основаны, в первую очередь, на измерении относительных изменений амплитуды резонансного переноса от температуры (рис. 8). Эти зависимости также хорошо воспроизводимы. Уровень шума определяется в первую очередь малостью амплитуды сигнала переноса, а нестабильностью задержки возбуждающего радиоимпульса по отношению к положению строб-импульса, поскольку все измерения проводятся на экспоненциально спадающем фронте сигнала переноса. При малых χ_{eff} корректирующие поправки изменяют ν_0 и $S(\chi_0)$ в одну сторону, так что значение α остается практически постоянным. При больших χ_{eff} значение S от χ_{eff} не зависит (см. рис. 10) — отражение того факта, что при сильном рассеянии основной сигнал переноса приходит с расстояния ν_H/ν_0 , и зависимость от t_s исчезает. В этом случае точности оценки α и ν_0 практически совпадают.

В заключение сформулируем основные результаты работы. Температурные зависимости амплитуды электронного звука в Al вплоть до 10–12 К вследствие его нечувствительности к малоугловому рассеянию практически полностью определяются электрон-электронными столкновениями. Определенная из этих измерений частота e - e релаксации на сферических участках поверхности Ферми Al хорошо согласуется с расчетом [6]. Измерения параметров e - e рассеяния из данных по переносу звука в условиях ДСЦР подтвердили оценки, сделанные для сферических участков ПФ. В то же время предсказанное в теории [6] значительное (на порядок) увеличение частоты e - e столкновений вблизи углов и ребер дырочного листа ПФ экспериментально не подтверждается: фактор анизотропии не превышает 2.

Обнаружено существенное увеличение частоты электрон-примесных столкновений вблизи точек U и W поверхности Ферми Al.

1. А. А. Абрикосов, *Введение в теорию металлов*, Наука, Москва (1987).
2. M. Kaveh and N. Wiser, *Adv. Phys.* **33**, 257 (1984).
3. V. A. Gasparov and R. Huguenin, *Adv. Phys.* **42**, 393 (1993).
4. J. H. I. M. Ribot, J. Bass, H. van Kempen, R. I. M. van Vucht, and P. Wyder, *Phys. Rev.* **B23**, 532 (1981).
5. A. Jaquier, P. A. Probst, R. Huguenin, and J. Pligs, *J. Phys: Cond. Matter* **6**, 11081 (1994).
6. A. Jaquier, R. Stubi, P. A. Probst, R. Huguenin, and W. E. Lawrence, *Phys. Rev.* **B51**, 13005 (1995).
7. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deineka, A. I. Kopeliovich, and V. D. Fil, *J. Low. Temp. Phys.* **91**, 179 (1993).
8. С. З. Дунин, Е. П. Фетисов, *ФТТ* **14**, 270 (1972).
9. М. И. Каганов, *УФН* **145**, 507 (1985).
10. А. И. Копелиович, М. С. Чурюкин, *ФНТ* **19**, 176 (1993).
11. В. М. Конторович, в кн.: *Электроны проводимости*, Наука, Москва (1985).
12. Y. Fukai, *Phys. Rev.* **186**, 697 (1969).
13. K. Schwartzman and W. E. Lawrence, *Phys. Rev.* **B48**, 14089 (1993).
14. T. Wegehaupt and R. E. Doezema, *Phys. Rev.* **B16**, 2515 (1977).
15. T. Wegehaupt and R. E. Doezema, *Phys. Rev.* **B18**, 742 (1978).
16. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
17. А. И. Копелиович, *ЖЭТФ* **59**, 1273 (1970); Н. Н. Бычкова, А. И. Копелиович, *ФНТ* **3**, 458 (1977).
18. R. Reich, *Proc. LT10*, v. III, 371 (1966).
19. Н. Г. Бурма, В. Д. Филь, П. А. Безуглый, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 216 (1978).
20. N. W. Ashcroft, *Philos. Mag.* **8**, 2055 (1966).
21. R. G. Pulsen, D. L. Raudles, and M. Springtord, *J. Phys.* **F4**, 981 (1974).

Electron sound in aluminium. Electron-electron scattering

E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, A. L. Gaiduk, I. G. Kolobov, V. D. Fil, V. V. Khotkevich, and H. van Kempen

We have measured the relaxation characteristics of charge carriers in aluminium by investigating the electron sound attenuation and the acoustic wave transfer under Doppler-shifted cyclotron resonance. It was shown that the electron-electron relaxation rate on spherical parts of the Fermi surface hole sheet is close to the results of the theory (A. Jaquier et al, 1995) which takes into account the electron-electron interaction with the exchange of virtual phonons. At the same time, the experimental anisotropy of the electron-electron scattering appeared to be sufficiently less than the calculated one. A noticeable anisotropy of the electron-impurity collision frequency was observed in aluminium.