

АНИЗОТРОПИЯ ЗАТУХАНИЯ ГЕЛИКОНОВ В ИНДИИ  
ПРИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫХ  $U$ -ПРОЦЕССАХ

В.Т.Петрашов, А.К.Гейм

С помощью геликонной методики показано, что транспортное время релаксации электронов проводимости в сильном магнитном поле и в Индии сильно анизотропно. Результаты количественно объясняются на основе механизма Гуржи – Копелиовича [1], детально учитывающего баланс квазиимпульса в электрон-фононной системе.

В металлах с замкнутой поверхностью Ферми электрон-фононные процессы рассеяния с перебросом ( $U$ -процессы) при понижении температуры вымерзают и существует область температур, при которых  $U$ -процессы возможны в отдельных малых областях поверхности Ферми. В условиях такой локализации  $U$ -процессов должна наблюдаться анизотропия поперечной электропроводности в сильном магнитном поле, чувствительная к механизму электрон-фононной релаксации, к эффектам увлечения (неравновесности) фононов [1]. В настоящей работе с целью экспериментального наблюдения этого явления исследовалась анизотропия столкновительного затухания геликонов в Индии, поскольку природа этой анизотропии должна быть той же, что и анизотропия поперечной электропроводности, так как затухание геликонов определяется, в основном, именно поперечными компонентами электропроводности [2].

Геликонная методика позволила работать с очень чистыми массивными совершенными монокристаллами индия и исключала, по крайней мере, две причины, увеличивающие погрешность измерения анизотропии: электрические контакты и влияние формы образца. Образцами-резонаторами в наших экспериментах служили сферические монокристаллы диаметром 10 мм из индия с остаточной длиной свободного пробега  $\sim 5$  мм, что соответствует отношению сопротивлений  $\rho(300\text{ K})/\rho(1,3) \approx 500000$ <sup>1)</sup>. Образцы выращивались в разборной, изготовленной с оптической точностью, кварцевой форме.

Измерения проводились при температурах  $1,3 + 4,2$  К в магнитных полях до 10 кЭ. Затухание геликонов определялось по добротности резонанса типа (1,0) в поперечной геометрии (см. [3]). Возбуждающее магнитное поле было параллельно оси [001], постоянное магнитное поле поворачивалось в перпендикулярной этому направлению плоскости. Частота волны была  $\sim 1$  Гц. Оценки показывают, что вкладом нелокальных механизмов затухания [4] и рассеянием электронов на границах образца можно было пренебречь. Особое внимание уделялось устранению акусто-геликонных явлений [5].

<sup>1)</sup> Индий был получен в ОЧВ ИФТТ АН СССР.

При понижении температуры от 4,2 до 1,3 К затухание геликонов уменьшалось в 25 раз, что говорило о том, что в значительной части исследуемого интервала температур доминировало электрон-фононное рассеяние.

Наличие геликонного резонанса автоматически сигнализировало о том, что условие сильного поля  $\Omega \tau_{eff} \gg 1$  выполнялось во всем интервале температур ( $\Omega$  – циклотронная частота,  $\tau_{eff}$  – транспортное время релаксации).

Примеры экспериментальных зависимостей затухания геликонов  $\Gamma$  от угла между внешним сильным магнитным полем  $\mathbf{H}$  и кристаллическими осями представлены на рис. 1. Там же приведены значения  $\tau_{eff}^{-1} / \langle \Omega \rangle$  и  $\sigma_{\perp} \approx (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) / 2$ , связанных соотношениями [2]:

$$\Gamma = \sigma_{\perp} / \sigma_{xy} = \tau_{eff}^{-1} / \langle \Omega \rangle;$$

где  $\sigma_{xy}$  – холловская компонента электропроводности, которая определялась по положению геликонного резонанса с точностью  $\sim 1\%$  не зависела от направления магнитного поля и температуры,  $\langle \Omega \rangle$  – усредненная по  $P_z$  циклотронная частота ( $P_z$  – проекция электронного импульса на магнитное поле).

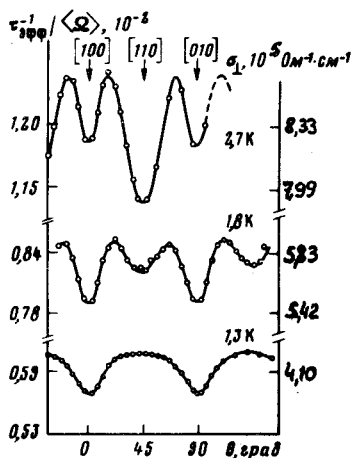


Рис. 1

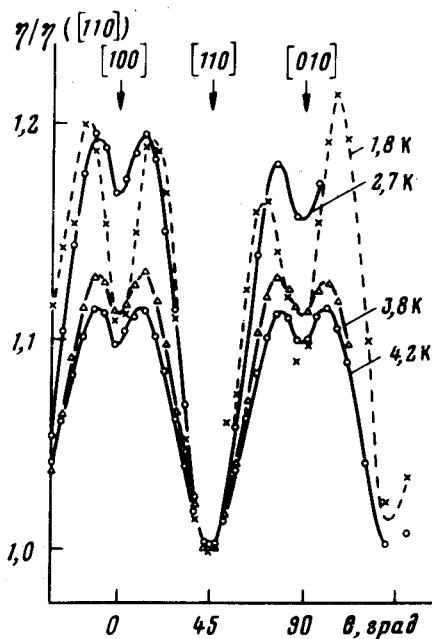


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость затухания геликонов  $\Gamma = \tau_{eff}^{-1} / \langle \Omega \rangle$  от угла поворота магнитного поля, лежащего в плоскости (001) при разных температурах. Приведены также значения  $\sigma_{\perp}$ ,  $H = 9$  кЭ

Рис. 2. Угловые зависимости относительного изменения поперечной электропроводности  $\eta = (\sigma_{\perp} - \sigma_{\perp}^0) / \sigma_{\perp}^0$  при разных температурах,  $\eta([110]) \sim T^n$ . Кривая при  $T = 1,8$  К снята в условиях, когда  $\sigma_{\perp}$  фонное  $< \sigma_{\perp}^0$ ;  $n \approx 5$

Обращает на себя внимание следующая особенность: зависимости, изображенные на рис. 1 не подобны, число экстремумов зависит от температуры. Этот факт можно объяснить только тем, что существует угловая зависимость  $\tau_{eff}$ , которая изменяется с температурой.

Таким образом из наших результатов следует, что транспортное время релаксации электронов в магнитном поле в индии анизотропно, причем электрон-примесное и электрон-фононное времена релаксации имеют различную анизотропию.

Для того, чтобы выделить эффекты, обусловленные электрон-фононными процессами, были построены зависимости от угла для величины  $\eta$ , относительного изменения с температурой поперечной электропроводности

$$\eta = (\sigma_{\perp} - \sigma_{\perp}^0) / \sigma_{\perp}^0,$$

где  $\sigma_{\perp}^0$  — остаточная поперечная электропроводность.

Результаты представлены на рис. 2.

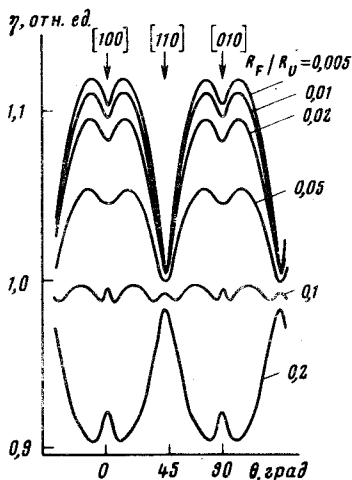


Рис. 3. Угловые зависимости относительного изменения поперечной электропроводности,  $\eta$  рассчитанные по модели [1] при различных соотношениях между сопротивлением перебросу  $R_U$  и сопротивлением диффузии через всю поверхность Ферми  $R_F$

Объяснить согласованно характер анизотропии и то, что она изменяется с температурой не удастся на основе одного диффузионного механизма без привлечения  $U$ -процессов. Затруднения возникли и при объяснении на основе параллельной независимой работы диффузии и  $U$ -процессов.

На рис. 3 представлены результаты расчета анизотропии  $\eta$  на основе механизма релаксации, предложенного Гуржи и Копелиовичем в работе [1]. Этот механизм работает в условиях малоуглового электрон-фононного рассеяния, локализованных  $U$ -процессов и детально учитывает баланс квазиимпульса в электрон-фононной системе. При этом диффузия электронов проводимости по поверхности Ферми и  $U$ -процессы оказываются взаимозависимыми и зависящими от направления магнитного поля.

В условиях наших экспериментов тепловой импульс фононов  $q = kT/\hbar s \lesssim 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ , фермиевский импульс  $P_F \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$  и условие  $q \ll P_F$ , необходимое для описания нормального электрон-фононного рассеяния в терминах диффузии, выполнялось во всем исследуемом интервале температур.

Расстояние между отдельными частями поверхности Ферми индия, согласно современной модели [6], минимально в точках  $T$  зоны Брюлляна (см. [6]). Поскольку тепловой импульс фононов  $q$  в наших условиях заведомо мал для возможности  $U$ -процессов в средних частях "чашек" поверхности Ферми, то естественно предположить, что они локализованы вблизи точек  $T$ . При этом возникает 24 канала рассеяния с перебросом: четыре группы, состоящие из четырех эквивалентных  $T$ -точек каждая. Сопротивление перебросу  $R_U$  мы считали независимым от величины и направления магнитного поля.

Из сравнения рис. 2 и рис. 3 видно, что теоретические кривые с  $R_F/R_U \leq 0,02$  вполне удовлетворительно описывают экспериментально наблюдаемую анизотропию.

Закон температурного изменения поперечной проводимости на эксперименте сильно зависит от направления магнитного поля, как видно из рис. 2, и не описывается соотношением типа  $T^n$ , где  $n$  — целое, для всех направлений. Расчет температурной зависимости  $\sigma_{\perp}$  и сравнение с экспериментом представляет более сложную задачу, чем задача об анизотропии, так как требует детального учета топологии поверхности Ферми, особенно в области локализации  $U$ -процессов.

В заключение мы благодарим Е.П.Вольского за обсуждение результатов работы и В.Ф.Гантмахера за ценные замечания.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 августа 1981 г.

## Литература

- [1] Гуржи Р.Н., Копелиович А.И. ЖЭТФ, 67, 1974, 2307; УФН, 133, 1981, 33.
- [2] Канер Е.А., Скобов V.G. Adv. Phys., 17, 1968, 607.
- [3] Ford G.W., Werner S.A. Phys. Rev., B8, 1973, 3702.
- [4] Вольский Е.П., Петрашов В.Т. ЖЭТФ, 64, 1973, 254.
- [5] Петрашов В.Т. ЖЭТФ, 77, 1979, 1207.
- [6] Rijseubrij D.B.V. et al. J. Phys. F: Met. Phys. 7, 1977, 2037.