

НАБЛЮДЕНИЕ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОЛИБДЕНЕ

В.А.Гаспаров, С.А.Козлов

По амплитудам квантовых осцилляций поверхностного импеданса молибдена, измерены зависимости температур электронов линз T_e и дырок эллипсоидов T_h от мощности вводимой в образец при пропускании тока через микроконтакты. Обнаружено, что $T_h \approx T_e$ под контактом, а вдали от него $\Delta T_h \approx 2\Delta T_e$ и превышает прирост температуры фононов $\Delta T \lesssim \Delta T_e$.

Крыловым и Шарвиным [1] было показано, что при пропускании тока через микроконтакты в висмуте в квантующем магнитном поле возникает канал горячих электронов. По-видимому, обнаруженный эффект обусловлен малыми размерами поверхности Ферми (ПФ) висмута и соответственно большим временем энергетической релаксации [2]. С другой стороны, есть основания полагать [3, 4], что в молибдене при низких температурах частота электрон-электронных столкновений ν_{ee} велика по сравнению с электрон-фононной частотой ν_{ep} и таким образом выполнено условие термализации электронного газа ($\nu_{ee} \gg \nu_{ep}$), что позволяет создавать горячие электроны в этом металле [5].

Схема эксперимента аналогична [1], но отличается применением независимого термометра (см. вставку на рис.2). Образец молибдена в виде монокристаллического параллелепипеда $1 \times 2 \times 20$ мм³ и с отношением электросопротивлений $R_{300\text{К}} / R_{4,2\text{К}} \approx 5 \cdot 10^4$ помещался в криостат со сверхтекучим гелием. К боковым сторонам образца прикладывались прижимные молибденовые микроконтакты. Один из микроконтактов (ближний) помещался внутри плоской катушки диаметром 1 мм, приклеенной к образцу. Второй микроkontakt (дальний) находился на противоположной грани образца так, что линия контактов была параллельна оси $\langle 100 \rangle$ и направлению магнитного поля H .

Спиральная катушка служила индуктивностью к радиочастотного контура автодинного генератора, что позволяло с помощью модуляционной методики [6] измерять квантовые осцилляции производной активной части поверхностного импеданса образца $\partial R / \partial H$. Согласно формуле Лифшица - Косевича, амплитуда осцилляций A определяется температурой электронного газа T :

$$A \sim T \exp \left[- \frac{2\pi^2 k_B}{\hbar \Omega} (T + T_D) \right]. \quad (1)$$

Здесь k_B - постоянная Больцмана, T_D - температура Дингля, $\Omega = eH/mc$ - циклотронная частота электронов с массой m . Это обстоятельство позволяло по амплитудам соответствующих периодов осцилляций измерять зависимость температур различных групп электронов от тока через микроkontakt. Эксперименты проводились на частоте 8 МГц, когда глубина скин-слоя $\delta \approx 0,05$ мм [7]. В результате измерялась температура различных групп электронов центральных сечений ПФ, в приповерхностной части образца глубиной δ и диаметром 1 мм.

Как видно из рис.1, наблюдаются два периода осцилляций, высокочастотные, с частотой $F = 24$ МГц, соответствующие центральному сечению дырочных эллипсоидов и низкочастотные ($F = 5,4$ МГц), обусловленные электронными линзами. Циклотронные массы на этих сечениях довольно близки ($0,38 m_0$ и $0,34 m_0$ для дырок и электронов, соответственно [8]), поэтому зависимости $A(T)$ для этих периодов, прокалиброванные по изменению температуры образца, практически совпадали в интервале $1,3 - 2,5$ К (см. рис.1).

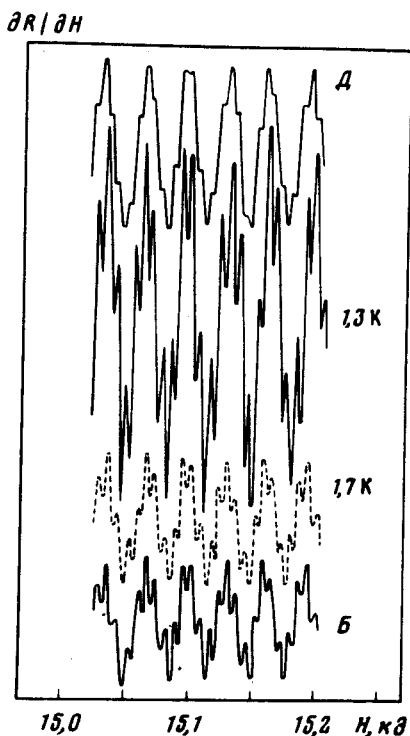


Рис.1. Пример записи квантовых осцилляций поверхностного импеданса молибдена при различных температурах образца и при пропускании тока через ближний ($I = 50$ мА, $R = 6,3$ Ом) и дальний ($I = 13$ мА, $R = 24,5$ Ом) контакты

Пропускание слабого тока I через один из контактов и любой из торцов образца при $1,3$ К, приводило к резкому падению амплитуд осцилляций (рис.1). Отметим следующие экспериментальные особенности.

1) Эффект уменьшения амплитуды максимален при пропускании тока через дальний контакт и резко пропадает при смещении линии контактов на угол $\phi \gtrsim 10^\circ$ от оси H . 2) При замене спиральной катушки на прямоугольную, внутри которой помещался образец, эффект падал на порядок. 3) Изменение сопротивления контактов R от опыта к опыту от 1 до 30 Ом; что соответствует вариации диаметра контакта от 250 до 50 \AA [9], не влияло на зависимость A от мощности P . 4) Эффект квадратичен по току: при пропускании через микроконтакт переменного тока частотой $f_m = 10 \text{ Гц} \div 1 \text{ кГц}$ (при нулевом поле модуляции) наблюдались квантовые осцилляции при настройке синхронного усилителя на удвоенную частоту $2f_m$, с амплитудой на два порядка большей, чем на частоте

те f_m . Осцилляции при $2f_m$ наблюдались с 2,5 К, резко возрастали по амплитуде при понижении температуры, но при прохождении через λ -точку гелия скачком уменьшались в несколько раз.

Таким образом, по-видимому, эффект падения амплитуды осцилляций обусловлен локальным нагревом электронного газа. Как видно из рис.2: 1) прирост температуры дырок в два раза больше, чем электронов, а следовательно и фононов, при нагреве через "дальний" контакт; 2) температуры электронов и дырок одинаковы при нагреве через "ближний" контакт, т.е. под контактом.

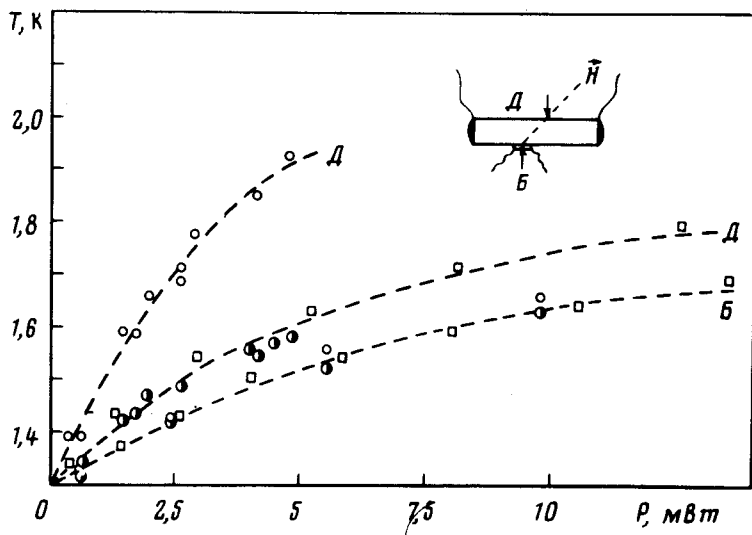


Рис.2. Зависимость температуры электронов линз (●) и дырок эллипсоидов (○) от мощности вводимой через дальний и ближний микроконтакты. Значками (□) отмечены данные полученные для электронов линз при подавлении дырочных осцилляций модулирующим полем ($R_B = 1,6 \text{ Ом}$, $R_D = 4,5 \text{ Ом}$). Точки соответствуют данным полученным в различных опытах и при различных R

По-видимому, микроконтакт служит точечным нагревателем образца из-за генерации неравновесных фононов под контактом [9]. В результате возникает канал горячих электронов, расходимость которого по отношению к размеру термометра приводит к различию в T при нагреве через дальний и ближний контакты. Изотропизация функции распределения электронов, нагретых под контактом, по ПФ при движении вдоль магнитного поля, происходит как за счет электрон-электронного, так и электрон-примесного рассеяния. Обнаруженное различие T_e и T_h вдали от контакта обусловлено различной скоростью этой изотропизации, однако конкретная причина этого различия, равно как и роль этих механизмов рассеяния остается неясной. Вероятно дальнейшие исследования зависимости $T(P)$ для "валета" и октаэдра, а также для других металлов, со слабым электрон-электронным рассеянием, помогут ответить на эти вопросы.

Авторы благодарны М.И.Каганову, В.Ф.Гантмахеру, Л.М.Фишеру, В.Т.Долгополову, И.П.Крылову за обсуждение и критические замечания, Е.Б.Лейко за предоставление образца и М.А.Горелову за техническую помощь.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 июня 1981 г.

Литература

- [1] И.П.Крылов, Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, **23**, 166, 1976.
 - [2] В.Т.Долгополов. УФН, **130**, 241, 1980.
 - [3] М.А.Арутюнян, В.А.Гаспаров. ЖЭТФ, **76**, 369, 1979.
 - [4] V.A.Gasparov, I.F.Voloshin, L.M.Fisher. Sol. St. Comm., **29**, 43, 1979.
 - [5] М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. ЖЭТФ, **33**, 1261, 1957.
 - [6] Е.П.Вольский. ЖЭТФ, **43**, 1120, 1962; **46**, 123, 1964.
 - [7] И.Ф.Волошин, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. ЖЭТФ, **78**, 339, 1980.
 - [8] K.Dobson, A.Myers. Sol. St. Comm., **35**, 27, 1980.
 - [9] Ю.В.Шарвин, Н.И.Богатина. ЖЭТФ, **56**, 772, 1969.
-