

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ В ВИСМУТЕ

*В.Ф.Гантмахер, Ю.С.Леонов*

Мы предприняли измерения амплитуды линий радиочастотного размерного эффекта [1] в висмуте с целью получить данные о температурозависящей части обратной длины свободного пробега электронов. Обработывались записи производной от мнимой части поверхностного импеданса пластин толщиной  $d = 0,6$  мм в диапазоне частот  $5 - 14$  МГц.

Линии размерного эффекта от электронных "эллипсоидов" наблюдались на образцах практически любых ориентаций при условии, что магнитное поле составляет с длинной полуосью эллипсоида  $\rho_3$  угол, меньший  $\sim 80^\circ$ , и что угол между вектором поляризации высокочастотного электрического поля  $E$  и проекцией  $\rho_3$  на поверхность образца достаточно мал. Примеры записей, а также описание экспериментальной методики приведены в [1]. Размеры  $\rho_1$  и  $\rho_2$  малых полуосей эллипсоидов, полученные из этих измерений, в пределах ошибок совпадают с данными [2].

Линий от дырочной поверхности увидеть не удалось даже на образце с нормалью  $n$ , направленной вдоль биссекторной оси, при поляризации  $E \parallel C_3$ , когда электронные поверхности не давали линий размерного эффекта, что позволило поднять чувствительность установки. При другой поляризации на том же образце видны линии от двух электронных эллипсоидов. Поэтому можно утверждать, что амплитуды линий от электронной и от дырочной поверхностей отличаются по крайней мере в 150 раз. Хотя на амплитуде линий должны сказываться параметры поверхности Ферми, это отношение обусловлено, по-видимому, в основном различием в длине пробега.

Полагая, что амплитуда линии  $A^{(l)}$

$$A^{(l)} \sim \exp(-\xi/l^{(l)}), \quad (1)$$

где  $\xi$  — длина пути вдоль траектории от одной поверхности пластины до другой, а  $l$  — длина свободного пробега, получим

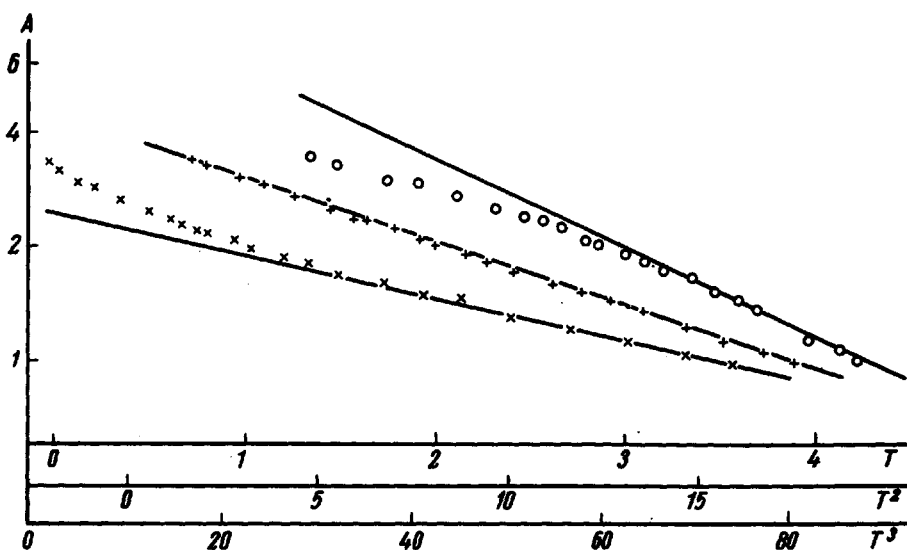
$$\alpha = l^{(эл)}/l^{(дыр)} \approx 1 + \frac{l^{(эл)}}{\xi} \ln(A^{(эл)}/A^{(дыр)}). \quad (2)$$

Поскольку  $\xi \approx \frac{\pi}{2} d \approx 1$  мм, то при  $l^{(эл)} = 0,5$  мм получается  $\alpha \approx 3,5$ ,

а значение  $l^{(эл)} = 0,2$  мм приводит к  $\alpha = 2$ . (Впрочем,  $l^{(эл)}$  заведомо больше 0,2 мм, так как линии от электронных эллипсоидов были с боль-

шим запасом чувствительности видны на образце толщиной 1,2 мм, изготовленном из того же материала).

Отношение двух соответствующих компонент тензоров подвижностей электронов и дырок измерялось в работе Фридмана [3]; при 2°K оно оказалось равным 2,5. Однако, непосредственное сравнение наших данных с [3] затруднительно, так как компоненты тензора подвижности, полученные в [3] из статической проводимости, определяются вкладом носителей со всей поверхности Ферми той или иной долины, в то время, как в размерном эффекте существенно рассеяние лишь в узкой области на поверхности Ферми вблизи экстремальной орбиты.



Графики логарифма приведенной амплитуды  $A(T)/A(4,2^\circ)$  линий размерного эффекта, отложенного в виде функции  $T$  (значки  $\circ$ ),  $T^2$  (значки  $+$ ) и  $T^3$  (значки  $\times$ ). Толщина образца  $d = 0,54$  мм, частота  $f = 9,6$  МГц,  $\mathbf{H} \parallel C_2$ ,  $|\mathbf{H}| \sim 1,2$  э, поляризация  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$

Зависимость амплитуды линий от температуры исследовалась на образцах различной ориентации в интервале температур 1,3 – 4,2°K при поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{v}$ . Считая, что

$$1/l = 1/l_0 + 1/l_T(T) = 1/l_0 + \beta^{-1} T^\gamma \quad (3)$$

и используя (1), получим

$$\ln A(T) = C - \xi \beta^{-1} T^\gamma; \quad C = \ln A(0). \quad (4)$$

Обработка экспериментальных данных по формуле (4) во всех случаях приводила к значению  $\gamma = 2$  (см. рисунок) вместо кубической зави-

симости, наблюдавшейся на других металлах [1, 4]. Численное значение  $\beta$  колебалось на разных образцах в пределах (1,1 – 1,5) см.град<sup>2</sup> (при вычислении  $\beta$  учитывалась эллипсоидальность траектории электрона).

Формула (1), вообще говоря, неточна. Вследствие того, что электрон может совершить много оборотов по траектории, для амплитуды линии следует написать

$$A \sim \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\xi n/l) = e^{-\xi/l} (1 - e^{-\xi/l})^{-1}. \quad (5)$$

Однако, при малом  $l_0$  (5) переходит в (1), независимо от величины  $l_T$ , причем вследствие малости  $l_0$  изменение фазы электромагнитного поля на поверхности металла несущественно (ср. с [5]). Фактически вклад в эффект определяется однократным прохождением электрона через "приемный" скин-слой, как и в случае опорной точки [6]. Для контроля мы провели обработку экспериментальных данных по формуле (5) при значениях  $l_0$ , равных 0,5 и 1 мм, но это не изменило показателя степени при температуре, а лишь незначительно увеличило численный коэффициент  $\beta$ . Любопытно, что поскольку величина  $\exp(-\xi/l_0)$  входит в формуле (4) в константу  $C$ , измерения  $l_T$  можно производить в условиях  $l_T \gg l_0$ .

Степень  $T^2$  характерна для процессов электрон-электронного рассеяния, однако, измеренный коэффициент  $\beta$  оказывается на порядок меньшим, чем можно было бы ожидать, исходя из теоретических оценок. Вместе с тем, вследствие специфики поверхности Ферми висмута электрон-фононное взаимодействие тоже должно приводить к зависимости  $l_{e,ph} \sim T^{-2}$  вместо кубической зависимости. Действительно, вероятность электрон-фононного рассеяния

$$1/l_{e,ph} \sim \int d^3q \frac{q}{\exp\left(\frac{qs}{kT}\right) - 1} \delta(\epsilon(p) - \epsilon(p') \pm qs) \delta(p - p' \pm q), \quad (6)$$

где  $p$  и  $p'$  – импульсы электронов до и после рассеяния,  $q$  – импульс фонона,  $s$  – скорость звука, множитель  $q$  в числителе появляется из квадрата матричного элемента, а  $\delta$ -функции обеспечивают выполнение законов сохранения энергии и импульса. Обычно при низких температурах  $|p| \gg q$  и вследствие того, что  $v \gg s$ , интегрирование в (6) сводится к интегрированию по плоскости  $vq = 0$  ( $v$  – скорость рассеиваемого электрона). В случае висмута импульс теплового фонона  $q \approx kT/s \approx p_1$  при  $T = 0,5^\circ\text{K}$  и  $kT/s \approx p_3$  при  $6^\circ\text{K}$ , так что в ин-

тересующем нас интервале температур

$$p_1, p_2 < kT/s < p_3. \quad (7)$$

Так как импульс фонона относительно велик, а условие  $v \gg s$  по-прежнему выполняется, рассеивающий фонон переводит электрон из данного состояния в любую другую точку того же эллипсоида. Область интегрирования в (6) вследствие (7) можно считать бесконечным цилиндром с осью  $Q \parallel p_3$ . Замена двумерной области интегрирования на одномерную приводит к уменьшению на единицу показателя степени при  $T$  в зависимости  $I_{\sigma, \rho h}(T)$ .

Такая же зависимость  $I_T \sim T^{-2}$  наблюдалась в [3] при измерении статической проводимости. Это естественно, так как ввиду (7) единичное столкновение с фононом приводит к рассеянию электрона на большой угол.

Авторы благодарны академику П.Л.Капице за предоставление возможности работы в ИФП АН СССР.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
2 июля 1968 г.

### Литература

- [1] В.Ф.Гантмахер. *Progr. in Low Temp. Phys.*, 5, 181, 1967.
- [2] А.П.Королюк. *ЖЭТФ*, 49, 1009, 1965.
- [3] A. N. Friedman. *Phys. Rev.*, 159, 553, 1967.
- [4] И.П.Крылов, В.Ф.Гантмахер. *ЖЭТФ*, 51, 1740, 1966.
- [5] P. H. Haberland, C. A. Shiffman. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1337, 1967.
- [6] В.Ф.Гантмахер, Ю.В.Шарвиц. *ЖЭТФ*, 48, 1077, 1965.