

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЛИНИИ
РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В КАДМИИ**

В.П.Набережных, Л.Т.Цымбал

Как известно, одним из условий наблюдения радиочастотного размерного эффекта в металлах есть $l \gg L$, где l — длина пробега электрона, а L — длина траектории электрона, которая в случае размерного эф-

фекта в параллельном магнитном поле на экстремальной траектории $\approx \pi d$, где d – толщина образца. Зависимость амплитуды линии размерного эффекта от длины пробега различна в зависимости от соотношения между l и L . Так, при $l \gg L = \pi d$ для размерного эффекта на экстремальной траектории играет роль число возвращений электрона в скин-слой, а при $l = \pi d$, когда число возвращений ~ 1 (аналогично случаю опорной точки [1]), амплитуда растет экспоненциально с ростом l . Это связано с тем, что число электронов, возвращающихся в скин-слой и несущих информацию, будет убывать экспоненциально с ростом $L/l = wt$, т.е. $A = \sigma_0 e^{-wt}$, где A – амплитуда линии; w – вероятность того, что электрон в единицу времени рассеется, т.е. выйдет из скин-слоя, либо столкнется с поверхностью образца; $t = 2\pi/\Omega$ – время, за которое электрон возвращается в скин-слой, Ω – ларморова частота. Если размерный эффект наблюдается при прохождении электрона только с одной стороны пластины на другую, то $t = \pi/\Omega$.

Поскольку межэлектронные столкновения в исследуемой области температур ($1,6 \div 5,1^\circ\text{K}$) заметного вклада в рассеяние не дают, электрон рассеивается примесями и дефектами решетки, а также фононами. От температуры T зависит только вероятность электрон-фононных столкновений, и можно записать:

$$A(T) = \sigma_0 e^{-2\pi w/\Omega} = \sigma_0 e^{-2\pi w_p/\Omega} e^{-2\pi w_f/\Omega} = A_0 e^{-2\pi w_f/\Omega};$$

$$A_0 = \sigma_0 e^{-2\pi w_p/\Omega}, \quad (1)$$

где w_p – вероятность рассеяния на примесях и дефектах решетки, w_f – вероятность электрон-фононного рассеяния. Так как $\Omega = eH/m^*c$, а поле, при котором наблюдается размерный эффект, $H = 2c\hbar k/ed$, то

$$A(T) = A_0 \exp \left[-\frac{\pi d}{\hbar} \frac{m^*}{k} w_f(T) \right], \quad (2)$$

откуда

$$w_f(T) = [\ln A_0 - \ln A(T)] \frac{\hbar}{\pi d} \frac{k}{m^*}, \quad (3)$$

где k – волновое число электрона.

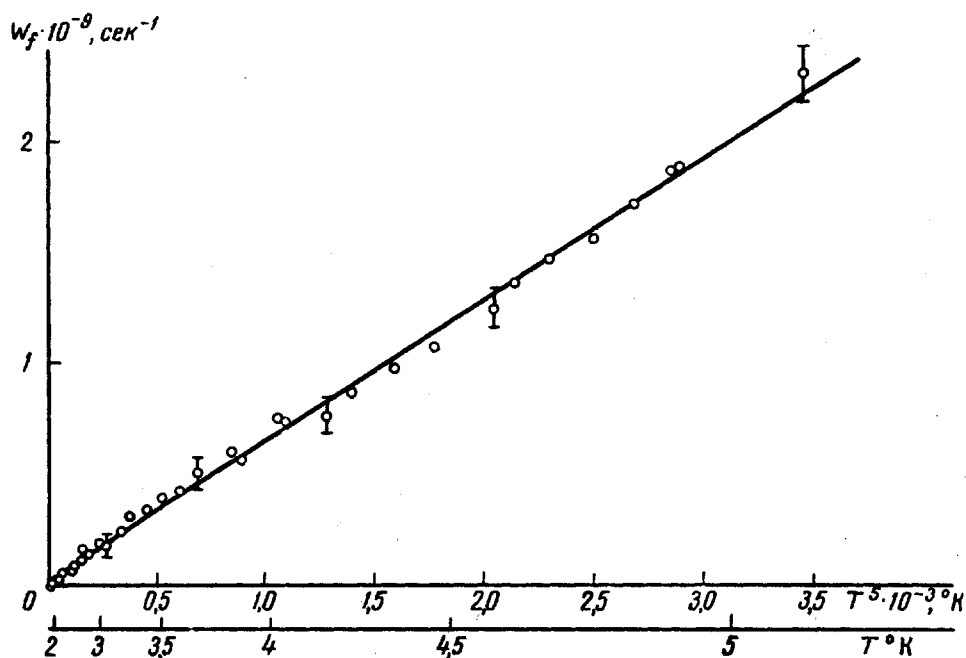
При низких температурах рассеяние электронов на фононах происходит на малые углы $\nu \sim T/\theta_D$, где θ_D – температура Дебая (см. [2]). Если угол рассеяния ν достаточно велик и уже одиночное рассеяние выводит электрон из игры, то вероятность рассеяния будет просто пропорциональна числу фононов, т.е. $(T/\theta_D)^3$. Это имеет место при $\nu > \phi \sim \sqrt{\delta/d}$, где ϕ – эффективный угол, под которым электрон входит в скин-слой.

При $\nu < \phi$ одиночное рассеяние не эффективно и нужно ввести число столкновений $p \sim \nu^2/2 = 1/2(\theta_D/T)^2$, как и в случае статической проводимости. Тогда вероятность эффективных столкновений станет в p раз меньше и будет зависеть от температуры как $(T/\theta_D)^5$.

Таким образом, в зависимости от условий эксперимента и температуры Дебая металла мы можем находиться в одной из двух температурных областей: при $T < T_1 \sim \theta_D \sqrt{\delta/d}$ $w_f(T) \sim T^5$, а при $T > T_1$ $w_f(T) \sim T^3$. В промежуточной области температур, по-видимому, может наблюдаться любая степень в интервале $3 \div 5$.

В работах [3, 4] изучалась температурная зависимость амплитуды линии размерного эффекта на опорной точке в In и Sn. При этом было получено, что $w_f(T)$ зависит от температуры как T^3 для индия и $T^{3,3}$ для олова.

По оценкам авторов эксперимент проводился в условиях эффективности каждого электрон-фононного столкновения. При этом степень 3,3 для олова, по-видимому, связана с большей близостью этого интервала к температуре T_1 (T_1 для случая опорной точки отлично от T_1 для случая экстремальной траектории).



Зависимость вероятности эффективных электрон-фононных столкновений от температуры

Мы провели исследование температурной зависимости амплитуды линии размерного эффекта в кадмии на центральном сечении "чечевицы" третьей электронной зоны, отношение k/m^* для которой хорошо изучено в работе [5]. За амплитуду принималось расстояние от \max до \min линии $\partial R / \partial H$, где R – активная часть поверхностного импеданса. При этом величина $\delta/d \sim \Delta H / H \sim 3 \cdot 10^{-2}$, где ΔH – ширина линии между \max и \min , а H – поле, при котором наблюдается эффект. При таком значении δ/d $T_1 \sim 50^\circ\text{K}$. Исследуемый температурный интервал

лежит значительно ниже, и можно было ожидать для $w_f(T)$ зависимость T^5 . Как видно из рисунка, вероятность эффективных столкновений, построенная в соответствии с формулой [3], хорошо описывается уравнением $w_f(T) = a T^5$, где a , определенное по способу наименьших квадратов, при H , направленном под углом 20° к оси $[10\bar{1}0]$, равно $a = (6,37 \pm 0,16) \cdot 10^5$.

В заключение авторы выражают благодарность Э.А.Канеру за обсуждение результатов и Ю.Д.Самохину за помощь при экспериментах.

Донецкий

Физико-технический институт
Академии наук
Украинской ССР

Поступило в редакцию
16 февраля 1967 г.

Литература

- [1] В.Ф.Гантмахер, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 45, 1430, 1963.
- [2] В.Г.Левич, Ю.А.Вдовин, В.А.Мямлин. Курс теоретической физики. т. II, ч. V.
- [3] В.Ф.Гантмахер, Ю.В.Шарвин. ЖЭТФ, 48, 1077, 1965.
- [4] И.П.Крылов, В.Ф.Гантмахер. ЖЭТФ, 51, 740, 1966.
- [5] В.П.Набережных, А.А.Марьяхин, В.Л.Мельник. ЖЭТФ, 52, 617, 1967.