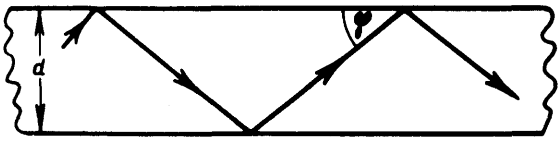
Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 5, стр. 295 – 298 *5 сентября 1972 г.*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

М.Я.Азбель, С.Д.Павлов, И.А.Гамаля,
А.Н.Верещагин

В ряде экспериментальных работ (см., например, [1 – 3]) были измерены зависимости проводимости σ нитевидных вискеров и пластин от температуры T. Результаты измерений интерпретировались на основе предположения о температурной зависимости коэффициента q зеркального отражения электронов от поверхности металла. Между тем при низких температурах, которые использовались в указанных работах, трудно ожидать существенной зависимости $q(T)$.

Покажем, что результаты этих работ могут быть естественно объяснены хорошо известной существенной зависимостью q от угла ϕ падения электронов на поверхность пластины (см. рисунок) в области малых ϕ, когда отражение электронов близко к зеркальному. Более того – и это особенно важно – вид $\sigma(T)$ позволяет восстановить функцию $q(\phi)$ (см. по этому поводу [4], теоретически $q(\phi)$ изучалась в [5–7]).



Для простоты изложения рассмотрим подробнее случай тонкой (по сравнению с длиной свободного пробега электронов ℓ) пластины. Если бы электроны, двигающиеся под углом ϕ, не испытывали объемных столкновений, они при каждом столкновении с поверхностью рассеивались бы с вероятностью $1 - q(\phi)$ и продолжали свой путь без рассеяния с вероятностью $q(\phi)$. Пройденный ими при этом без рассеяния средний путь равен (см. рисунок , d – толщина пластины)

$$\lambda(\phi) \equiv \frac{d}{\phi} + \frac{d}{\phi} q(\phi) + \frac{d}{\phi} q^2(\phi) + \ldots = \frac{d}{\phi(1 - q(\phi))} . \qquad (1)$$

Объемные столкновения ограничивают средний пройденный без рассеяния путь $\ell_{эфф}$ величиной порядка ℓ, так что можно считать, что $\ell_{эфф}$ порядка $\lambda(\phi)$, если $\lambda(\phi) < \ell$, и $\ell_{эфф} \sim \ell$, если $\lambda(\phi) > \ell$. Значит,

$$\ell_{эфф}(\phi) \sim [(1/\ell) + (1/\lambda(\phi)]^{-1}. \qquad (2)$$

Доля электронов, отразившихся в интервале углов от ϕ до $\phi + d\phi$ и получивших энергию от поля на пути $\ell_{эфф}(\phi)$, пропорциональна $d\phi$. Поэтому полный ток I и, стало быть, средняя электропроводность $\sigma = I/Ed$, где E – напряженность электрического поля, пропорциональны $\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \ell_{эфф}(\phi) d\phi$. Для σ имеем

$$(\sigma/\sigma_\infty) \approx (3/2)\,\xi \int_0^{\pi/2} (d\phi)/[\xi + \phi(1 - q(\phi))]^{-1} \qquad (3)$$

Коэффициент пропорциональности получается, при $\xi \ll 1$, из точной формулы для средней электропроводности пластины, которая при изотропном законе дисперсии имеет вид:

$$\frac{\sigma}{\sigma_\infty} = \frac{3}{2\xi} \int_0^{\pi/2} d\phi \cos^3\phi \left[\xi - \left(1 - e^{-(\xi/\sin\phi)}\right) \frac{1 - q(\phi)}{1 - q(\phi)\, e^{-(\xi/\sin\phi)}} \sin\phi\right], \qquad (4)$$

где σ_∞ – удельная электропроводность массивного образца, $\xi = d/\ell$.

Основной вклад в (3) вносит область углов, для которых

$$\Phi(\phi) \equiv \phi(1 - q(\phi)) \sim \xi. \qquad (5)$$

Поэтому

$$\sigma/\sigma_\infty \sim \phi^*, \qquad (6)$$

где ϕ^*, имеющий смысл, разумеется, только по порядку величины, определяется из соотношения [1)]

$$\Phi(\phi^*) \equiv \phi^*(1 - q(\phi^*)) = \xi. \qquad (7)$$

Экспериментально измеренная зависимость $\sigma(T)$ (при известной зависимости $\ell(T)$) позволяет определить $\sigma(\ell)$, т.е. $\sigma(\xi)/\sigma_\infty$. (Зависимость $\ell(T)$ должна быть определена независимо, например, так, как это сделано в работе [8]). Отношение $\sigma(\xi)/\sigma_\infty$, согласно (6), определяет $\phi^*(\xi)$. Обращая найденную таким образом функцию $\phi^*(\xi)$, т.е. просто откладывая на графике ξ от ϕ^*, мы получаем, в соответствии с (7), функцию $\Phi = \Phi(\phi^*)$, а следовательно, интересующую нас функцию

$$1 - q(\phi) = \Phi(\phi)/\phi.$$

В заключение отметим следующие два обстоятельства. Наибольший интерес представляет область, где отражение существенно отличается от диффузного, т.е. $q(\phi) \sim 1$ и, стало быть, $\phi \lesssim h/\delta p_F \ll 1$ (δ – характерный размер микроскопических шероховатостей поверхности, h/p_F – де – Бройлевская длина волны электрона). Согласно (7), это означает $\xi \lesssim (h/\delta p_F) \ll 1$. При таких предельно малых ξ использовавшиеся нами понятия времени и длины свободного пробега, а также – и по тем же причинам – $q(\phi)$, имеют точный смысл [9] (см. также [8]). Далее, поскольку в (3) существенна область $\phi \ll 1$, интегрирование в (3) может формально распространить до бесконечности. При этом соотношение (3) приобретает вид уравнения Винера – Хопфа для функции $\phi = \phi(\Phi)$, которое позволяет определить эту функцию по известной зависимости $\sigma(\xi)$. Однако, такое более точное рассмотрение вряд ли имеет смысл при использованном выше предположении изотропии закона дисперсии.

Калмыцкий государственный университет

Поступила в редакцию 24 июля 1972 г.

[1)] Для проволоки аналогичный расчет дает $\sigma/\sigma_\infty \sim \phi^{*2} + \xi$, $\xi = d/\ell$, где d – диаметр проволоки, а ϕ^* – по-прежнему характерный угол отражения, определяемый из (7).

Литература

[1] Ю.П.Гайдуков, Я.Кадлецова. ЖЭТФ, 57, 1167, 1969.

[2] Ю.П.Гайдуков, Я.Кадлецова. ЖЭТФ, 59, 701, 1970.

[3] Yu.P.Gaidukov, J.Codlecova. Phys. Stat. Sol., 2, 407, 1970.

[4] М.Я.Азбель, УФН, 98, 601, 1969.

[5] Л.А.Фальковский. ЖЭТФ, 58, 1830, 1970.

[6] Э.А.Канер, Н.М.Макаров, И.М.Фукс. ЖЭТФ, 55, 931, 1968.

[7] А.Ф.Андреев. УФН, 105, 113, 1971.

[8] М.Я.Азбель, Р.И.Гуржи. ЖЭТФ, 42, 1632, 1962.

[9] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов, М., 1971.