

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ВИСКЕРАХ ЦИНКА

В.П. Гайдуков, Я. Кадлецова

В последние годы появился ряд работ, в которых в наиболее последовательной и полной форме рассмотрены вопросы электропроводности тонких образцов металлов при условии $\lambda_{\infty} \gg d$ (λ_{∞} — длина свободного пробега электронов, связанная с рассеянием на фононах, атомах примеси и дефектах, d — поперечный размер образца).

В связи с этим нами было проведено изучение гальваномагнитных свойств вискерев цинка — нитевидных (НВ) и пластинчатых (ПВ) тонких монокристаллов. Они удобны тем, что для них легко выполнить условие $\lambda_{\infty} \gg d$.

Вискеры были выращены по методу, описанному в [1], из цинка, для которого $\rho_{295}/\rho_{4,2} = 10\,000$ ($\lambda_{\infty; 4,2} = 300$ мк). Электрический монтаж образцов проведен методом "прижимного контакта".

Исследовано более ста НВ и ПВ, толщина которых варьировалась от 10 до 0,2 мк. Ниже изложены основные результаты и проведено краткое сравнение с выводами теоретических работ [2, 3].

1. Влияние поперечных размеров на удельное сопротивление при $T = 4,2^\circ\text{К}$. Как известно [4, 5], связь между величиной удельного сопротивления и толщиной образца при условии $\lambda_{\infty} \gg d$ дается формулами:

$$\rho_d = [(1 - \rho)(1 + \rho)] \lambda_{\infty} \rho_{\infty} / d = Ad^{-1}, \quad \text{для НВ} \quad (1)$$

$$\rho_d = 4/3 [(1 - \rho)(1 + \rho)] (\lambda_{\infty} \rho_{\infty} / d) (1 / \ln \lambda_{\infty} / d), \quad \text{для ПВ} \quad (2)$$

где ρ — коэффициент зеркального отражения электронов от поверхности. При обработке результатов по зависимости ρ_d от d мы полагали, что величина $\lambda_{\infty} \rho_{\infty}$ для цинка известна и равна $1,8 \cdot 10^{-11}$ ом·см² [6]. Для большинства НВ величины $\rho_{d; 4,2}$, отложенные в зависимости от значения d^{-1} , укладываются на прямую линию. Для некоторой части НВ имеется разброс точек, который, по-видимому, связан с деформациями, вносимыми при монтаже, и с различием в кристаллографической ориентации НВ. Согласно параметрам прямой $\rho_d = Ad^{-1}$, для исследованных НВ $\lambda_{\infty; 4,2} \geq 200$ мк, а $\rho = 0,6$.

К таким же значениям $\lambda_{\infty; 4,2}$ и ρ приводит формула (2), примененная для обработки зависимости $\rho(d)$ у ПВ.

2. Зависимость сопротивления от температуры. В работе [2] был проведен анализ возможного температурного хода сопротивления в тон-

ких образцах. В основу рассмотрения положена идея Олсена [7] о том, что при низких температурах рассеяние на малый угол при электрон-фононных соударениях может привести к столкновению электрона с поверхностью образца. При условии $T/\theta > d/\lambda_{\infty}$ соударения электронов с фононами будут эффективны, что приведет к выпаданию множителя $(T/\theta)^2$ в формуле Блоха – Грюнайзена – $\rho \sim (T/\theta)^2$. Количественно новая температурная зависимость сопротивления проявится, в частности, в том, что остаточное сопротивление будет достигнуто при значительно более низкой температуре, чем у массивных образцов.

В наших экспериментах были получены зависимости $\rho(T)$ в интервале 1,4 – 295°K для нескольких массивных образцов ($d \approx 1$ мк), для НВ толщиной 1 + 3 мк и ПВ толщиной 0,6 + 2 мк. При этом не наблюдается каких-либо качественных отличий в температурной зависимости $\rho(T)$ вискерев и массивных образцов. В обоих случаях в интервале $\sim 4 - 10^\circ\text{K}$ наблюдается зависимость $\rho \sim T^{(5 \pm 0.3)}$, в интервале $\sim 10 - 25^\circ\text{K}$ – $\rho \sim T^{(3 \pm 0.3)}$, выше начинается переходная область, которая сменяется при $T > 100^\circ\text{K}$ линейной зависимостью $\rho \sim T$. Ниже 4°K с точностью до 1% можно утверждать, что для всех вискерев достигается остаточное сопротивление ($\rho_{4,2} - \rho_{1,5} / \rho_{1,5} \leq 0,01$).

Несоответствие полученных результатов и выводов работы [2] можно объяснить тем, что электроны, летящие почти параллельно поверхности, вклад которых в температурную зависимость сопротивления существенен при низких температурах, при столкновении с поверхностью отражаются полностью зеркально. Вследствие этого для них отсутствует "размерный эффект". Тем не менее влияние размеров на температурный ход сопротивления обнаруживается. Оно проявляется в том, что при $T < 10^\circ\text{K}$ коэффициент β в выражении $\rho \sim \beta T^5$ зависит от d . Особенно четко это наблюдается у НВ, для которых $\beta \sim d^{-1}$.

3. Поперечное магнитное поле. а) Н и т е в и д н ы е в и с к е р ы. Согласно выводам работы [3], в этом случае от $H = 0$ до значения магнитного поля, при котором радиус кривизны электрона $r \sim d$, должно наблюдаться падение сопротивления. Далее вплоть до полей, при которых $r \sim \delta$ (δ – размер дефектов поверхности образца), простирается область "статического скин-эффекта", когда $\rho \sim H$. При дальнейшем возрастании поля сопротивление ведет себя как и в массивном образце в полном соответствии с топологией конкретной поверхности Ферми. Отсюда следует, в частности, что для металлов с открытой поверхностью Ферми (как, например, у цинка) анизотропия сопротивления не

должна проявляться вплоть до очень больших значений поля ($H \approx 10^5$ э). Измерения показали, что: 1 – для всех исследованных НВ сильная анизотропия сопротивления проявляется, начиная с 20 кэ; 2 – в начальной

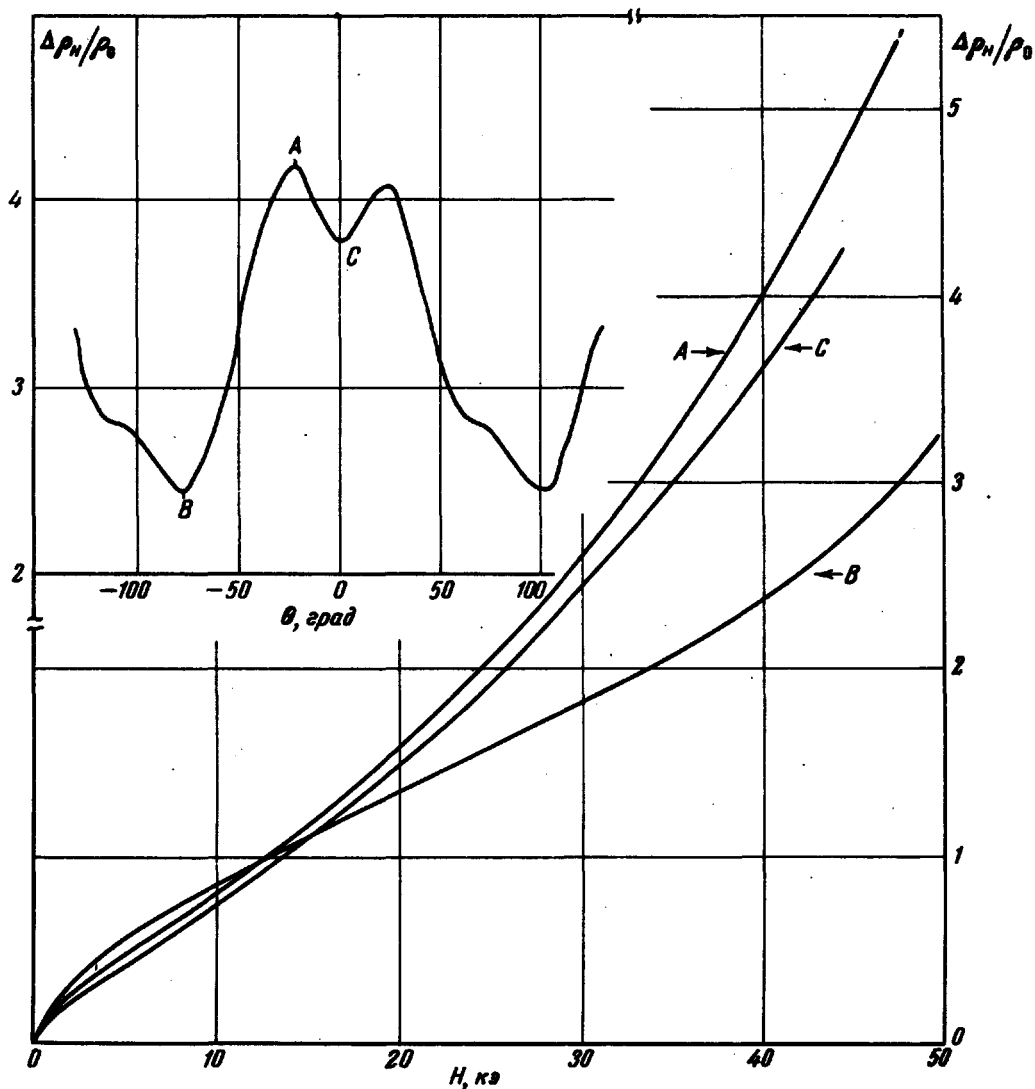


Рис. 1. Поперечное сопротивление, $\vec{H} \perp \vec{l}$. Нитевидный вискер Zn-54; $d = 1,6$ мк; $T = 4,2^\circ\text{K}$. Вверху – зависимость сопротивления от угла поворота магнитного поля $H = 40$ кэ. Внизу – зависимость сопротивления от величины магнитного поля для некоторых направлений, указанных на верхнем рисунке буквами

области магнитных полей ($H > 10$ э) сопротивление возрастает по закону $\rho \sim H^n$, где n изменяется для разных образцов от 1 до 0,5; 3 – не обнаруживается область, которую можно рассматривать как область "статического скин-эффекта". На рис. 1 приведены типичные зависимости, получаемые для НВ.

б) П л а с т и н к и. Согласно [3], для ПВ в магнитном поле до значений $r = \lambda_{\infty}^2/d$ должно наблюдаться падение сопротивления. Далее до полей $r = d$ оно должно возрастать по закону $A_1 + B/(c - \ln H)$, после чего будет проявляться анизотропия сопротивления, связанная с топологией поверхности Ферми.

Если не принимать во внимание область магнитного поля до значений $r = \lambda_{\infty}^2/d$ (несколько эрстед), то качественно измерения для ПВ согласуются с выводами [3], хотя для цинка не вполне ясно значение величины r .

Кривые $\rho(H)$ для ПВ и НВ не имеют существенных отличий.

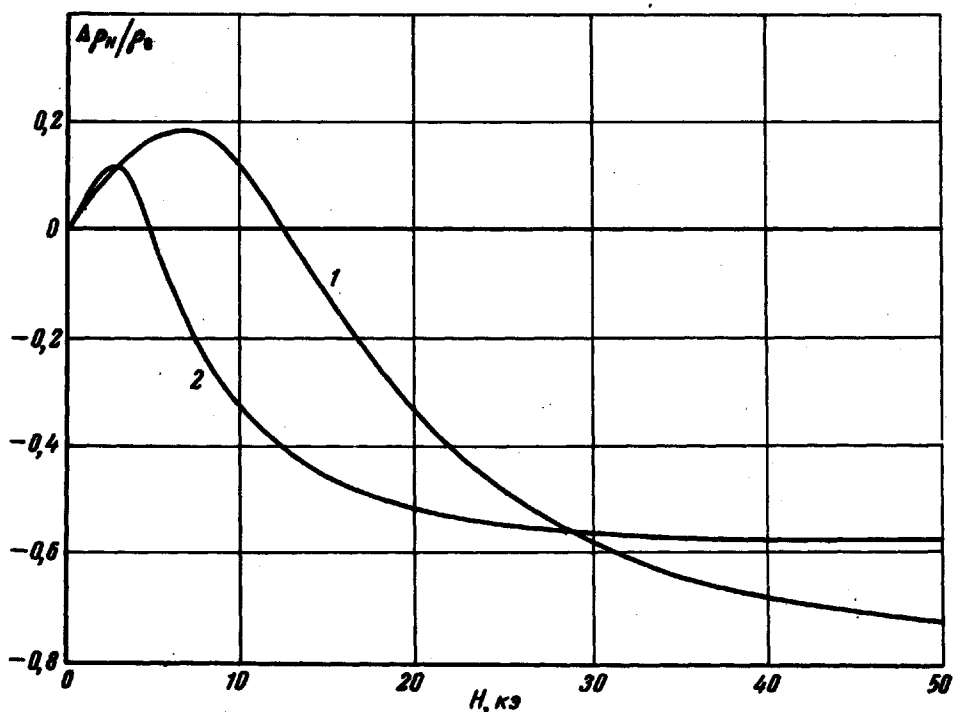


Рис. 2. Продольное сопротивление, $\vec{H} \parallel \vec{I}$; $T = 4,2^\circ\text{K}$ 1 - нитевидный вискер Zn-85; $d = 4,8 \text{ мк}$; 2 - пластинчатый вискер Zn-68; $d = 4,9 \text{ мк}$

4. Согласно [3] для НВ возрастание продольного магнитного поля приведет к постепенному падению сопротивления. В полях, для которых $r = d$, оно достигнет величины, характерной для массивного образца $-\rho_{\infty}; H$. Для ПВ (исключая область до $r = \lambda_{\infty}^2/d$) сопротивление будет возрастать, достигнет максимума при $r = \sqrt{\lambda_{\infty} d} = 1/H_{\text{max}}$, а затем начнет уменьшаться до значения $\rho_{\infty}; H$, которое будет достигнуто в больших полях — ($r < d$). На рис. 2 представлены две типичные экспериментальные кривые для нитевидного вискера и пластинки одинаковой

толщины. Видно, что как для НВ, так и для ПВ сопротивление вначале резко возрастает, достигает максимума, а затем падает. Такое поведение только для ПВ качественно напоминает картину, описанную в работе [3]. Но величина H_{max} зависит от d^{-1} линейно, а не как d^{-4} , согласно [3]. Значение $H_{max}d = 1,5 \text{ см} \cdot \text{э}$ для ПВ. Такая же зависимость обнаружена и у НВ, для которых значение $H_{max}d = 3,8 \text{ см} \cdot \text{э}$. Не представляется возможным связать эти величины с какой-либо определенной большой группой электронов из-за крайней сложности поверхности Ферми цинка. Скорее всего они соответствуют некоторому усреднению по всем частям поверхности Ферми. Отметим также, что наблюдаемое поведение продольного магнитосопротивления практически полностью связано с размерным эффектом, так как при условии $\lambda_{\infty} \gg d$ роль объемного магнитосопротивления ничтожна. Экспериментально это проявляется, в частности, в том, что удельное магнитосопротивление тем больше, чем тоньше образец. Наиболее ярко это обнаруживается у НВ, для которых прирост сопротивления в поле приблизительно пропорционален d^{-1} .

Физический факультет
 Московского
 государственного университета
 им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
 27 июня 1968 г.

Литература

- [1] R. V. Coleman, G. W. Sears. Acta Metall., 5, 131, 1957.
- [2] М. Я. Азбель, Р. И. Гуржи. ЖЭТФ, 42, 1632, 1962.
- [3] М. Я. Азбель. ЖЭТФ, 44, 1262, 1963.
- [4] R. B. Dingle. Proc. Roy. Soc. A-201, 545, 1950.
- [5] K. Fuchs. Proc. Cambridge Philos., Soc., 34, 100, 1938.
- [6] Б. И. Александров. ЖЭТФ, 43, 399, 1962.
- [7] I. L. Olsen. Helv. Phys. Acta, 31, 713, 1958.