Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 943–948

Механизм рассеяния «электрон–фонон–поверхность» и его вклад в низкотемпературное электросопротивление металлов

В. Е. Старцев, В. В. Устинов, В. П. Дякина

Институт физики металлов РАН, Россия, 620219, г. Екатеринбург, ГСП-170, ул. С. Ковалевской, 18
E-mail: star@fmm.e-burg.su

Статья поступила в редакцию 20 февраля 1996 г.

В области размерного эффекта в интервале 2–40 K измерено электросопротивление очень чистых монокристаллических образцов вольфрама в зависимости от их поперечных размеров и кристаллической ориентации ограняющих плоскостей. В условиях малоуглового электрон-фононного рассеяния в модели, учитывающей зависимость вероятности рассеяния электронов на поверхности от угла скольжения, рассчитаны температурные и толщинные зависимости сопротивления тонких проволок. Теоретически и экспериментально показано, что наблюдаемая температурная зависимость сопротивления близка к квадратичной, что обусловлено интерференцией электрон-фононного и электрон-поверхностного рассеяния.

В області розмірного ефекту в інтервалі 2–40 K виміряно електроопір дуже чистих монокристалічних зразків вольфраму в залежності від їх поперечних розмірів і кристалографічної орієнтації обмежуючих площин. В умовах малокутового електрон-фононного розсіювання в моделі, яка ураховує залежність ймовірності розсіювання електронів на поверхні від кута ковзання, розраховано температурні і товщинні залежності опору тонких дротів. Теоретично і експериментально показано, що спостережувана температурна залежність опору близька до квадратичної, що обумовлено інтерференцією електрон-фононного і електрон-поверхневого розсіювання.

Введение

Многочисленными экспериментами, выполненными в различных научных центрах, в том числе и в Харьковском физико-техническом институте Б. Г. Лазаревым и его учениками, было установлено, что при низких (гелиевых) температурах электросопротивление большинства металлов [1–5], а часто и их сплавов и соединений [6,7], изменяется пропорционально квадрату температуры: $\rho(T) \sim T^2$. Обычно этот экспериментальный факт связывают с проявлением межэлектронных столкновений, частота которых, а следовательно, и вклад в электросопротивление ρ_{ee} пропорциональны T^2. Такая зависимость с принципиальной точки зрения не вызывает сомнений [8]: в силу принципа Паули для обоих сталкивающихся электронов после акта рассеяния конечные состояния должны быть не заняты и находиться в слое $k_B T$ теплового размытия поверхности Ферми. Вероятность такого события пропорциональна $(k_B T/\varepsilon_F)^2$ (k_B — постоянная Больцмана; ε_F — энергия Ферми), что и обусловливает зависимость $\rho_{ee}(T) \sim T^2$ [8–10].

Однако вклад в электросопротивление электрон-электронного рассеяния должен быть мал из-за малости входящего в него лимитирующего множителя $(k_B T/\varepsilon_F)^2$, в то время как экспериментально наблюдаемый квадратичный по температуре вклад на порядок и более превышает величину $\rho_{ee}(T)$, ожидаемую согласно теоретическим оценкам [8–10]. Столь сильное несоответствие теории и эксперимента указывает на то, что к температурной зависимости электросопротивления, близкой к квадратичной, могут приводить и иные по своей природе механизмы рассеяния электронов проводимости.

Действительно, как было предсказано теоретически [11] и обнаружено экспериментально [12], рассеяние электронов проводимости на тепловых колебаниях примесных ионов при $T \ll \Theta_D$ (Θ_D — температура Дебая) вносит в электросопротивление металла вклад $\Delta\rho_c(T)$, пропорциональный квадрату температуры. В «грязном» пределе, т.е. в области температур, при которых остаточное сопротивление ρ_0 больше температурнозависящей части $\Delta\rho(T)$ ($\rho_0 > \Delta\rho(T)$), величина этого вклада может быть сравнима с величиной ρ_0 и превышать электрон-фононный вклад $\rho_{ep}(T)$.

© В. Е. Старцев, В. В. Устинов, В. П. Дякина, 1996

В «чистом» пределе ($\rho_0 < \Delta\rho(T)$) и в условиях размерного эффекта ($l \gtrsim d$, l — транспортная длина свободного пробега электронов; d — поперечный размер образца) в температурнозависящей части электросопротивления может преобладать вклад $\Delta\rho_{eps}(T) \equiv \Delta\rho_d(T)$, обусловленный механизмом рассеяния «электрон—фонон—поверхность» [4]. Этот механизм заключается в том, что в очень чистых металлических кристаллах столкновения электронов с фононами в условиях, когда угол рассеяния электрона q/k_F (q и k_F — волновые векторы фонона и электрона соответственно) сравним с величиной d/l, приводят к последующему рассеянию электрона на поверхности кристалла (образца), что в конечном итоге и обусловливает дополнительный температурнозависящий «размерный» вклад $\Delta\rho_d(T)$ в электросопротивление металла.

Механизм «электрон—фонон—поверхность» экспериментально обнаружен и исследован в [4] на примере особо чистых монокристаллов вольфрама с $\rho_{300\,K}/\rho_{4,2\,K}$ до 140 000 и $l_{4,2\,K} \approx 5$ мм. На рис. 1 приведена температурнозависящая часть сопротивления этого металла $(\rho(T) - \rho_0)/T^2 = f(T^3)$.

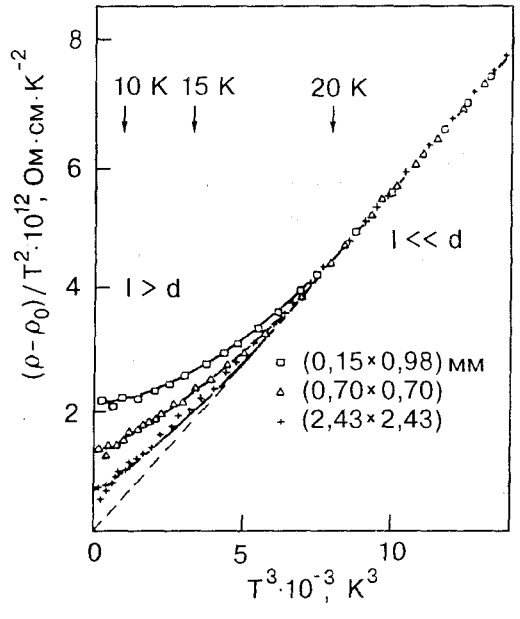

Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления монокристаллических образцов вольфрама различных поперечных размеров при направлении электрического тока $\vec{j} \parallel \langle 110 \rangle$ из [13]: □ — пластинка сечением 0,15×0,98 мм с плоскостью (110); △ , + — бруски сечениями 0,70×0,70 и 2,43×2,43 мм соответственно и гранями (110) и (100).

Видно, что при понижении температуры и переходе из области $l << d$ в область $l \gtrsim d$ возникает дополнительный вклад в $\rho(T)$, который увеличивается по мере уменьшения поперечных размеров образцов. В [4] показано, что температурная зависимость этого вклада близка к квадратичной, а его величина чувствительна к характеру отражения электронов от монокристаллической поверхности образца. При изменении условий эксперимента от $l \gtrsim d$ к $l << d$ как путем повышения T, так и увеличения d, величина вклада $\Delta\rho_d(T)$ уменьшается с уменьшением отношения l/d пропорционально $d^{-2/3}$.

Таким образом, при низких температурах электросопротивление металла $\rho(T)$ можно представить как сумму вкладов*:

$$\rho(T) = \rho_{0c} + \rho_{0d} + \Delta\rho_c(T) + \Delta\rho_d(T) + \rho_{i\infty}(T), \quad (1)$$

здесь $\rho_{i\infty}(T) = \rho_{ee}(T) + \rho_{ep}(T)$ — электросопротивление массивного металла; ρ_{0c} — остаточное электросопротивление от рассеяния электронов на примесях, вакансиях и других статических нарушениях периодичности потенциала решетки; ρ_{0d} — вклад размерного эффекта в остаточное сопротивление (в простейшей модели $\rho_{0d} = \rho_d - \rho_{d\to\infty} = \rho_{d\to\infty}(l/d)(1 - q^*) \approx \text{const}(1/d)$, q^* — эффективный параметр зеркальности; $\Delta\rho_c(T)$ — температурнозависящий вклад рассеяния электронов на колеблющейся примеси [11]; $\Delta\rho_d(T)$ — температурнозависящий вклад размерного эффекта [14,15]; $\rho_{ee}(T)$ и $\rho_{ep}(T)$ — электрон-электронный и электрон-фононный вклады в электросопротивление.

В $\rho(T)$ недостаточно чистых металлов (в «грязном» пределе) может доминировать вклад $\Delta\rho_c(T)$. Наоборот, в чистых металлах при достаточно низких температурах в условиях $l \gtrsim d$, как следует из рис. 1 и работы [4], вклад $\Delta\rho_d(T)$ может быть преобладающим и определять вид зависимости сопротивления металла от температуры.

В дальнейшем вклад в сопротивление механизма рассеяния «электрон—фонон—поверхность» был обнаружен и в других как простых (медь, серебро, золото [16], алюминий [17]), так и переходных (молибден, рений, рутений [18]) металлах.

* В ферромагнитных металлах имеет место специфический механизм рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах. В металлах с квадратичным законом дисперсии спиновых волн этот механизм рассеяния при $T << \Theta_C$ (Θ_C — температура Кюри) также дает вклад в электросопротивление, пропорциональный квадрату температуры [3].

Возможность механизма рассеяния, связанного с интерференцией электрон-фононного рассеяния и рассеяния электронов на границах образца, теоретически была показана в работах [14,15]. Выполненные в [15] расчеты дают температурную зависимость $\Delta\rho_d(T) \sim T^{7/3}$, близкую к наблюдаемой в эксперименте, и правильную толщинную зависимость этого вклада, пропорциональную $d^{-2/3}$.

Результаты, полученные в работах [4,16–18], послужили экспериментальным основанием для ряда теоретических работ [19–22], посвященных более полному описанию этого механизма рассеяния. Несмотря на то что расчеты [15,20–22] дают зависимость $\Delta\rho_d(T)$, близкую к квадратичной, по причине ряда существенных недостатков они далеки от количественного описания температурного поведения электросопротивления тонких образцов, наблюдаемого экспериментально. Во-первых, некоторые из них (в том числе [15]) выполнены для случая чисто диффузного рассеяния электронов поверхностью (эффективный параметр зеркальности Фукса $q^* = 0$), в то время как эксперименты показывают (см. [4] и ссылки в ней), что электроны могут отражаться от поверхности металлического кристалла со значительной степенью зеркальности вплоть до $q^* \approx 0{,}8$ [25–27]. Во-вторых, в ряде работ не учитывалась зависимость вероятности зеркального отражения от угла встречи электрона с поверхностью $q^*(\alpha)$.

В работах [23,24] было теоретически рассмотрено влияние зависимости $q^*(\alpha)$ на $\Delta\rho_d(T)$. Однако результаты [23,24] применимы только для описания экспериментов в случае предельно тонких образцов $l \gg d$ и когда $d/l < T/\Theta_D$, в то время как вклад $\Delta\rho_d(T)$ наблюдается (см. рис. 1) в достаточно широком интервале температур вплоть до $l/d \sim 0{,}1$ и при обратном неравенстве $d/l > T/\Theta_D$.

Наиболее строго и последовательно вклад $\Delta\rho_d(T)$, по-видимому, описывает теория [19]. В этой работе методом решения кинетического уравнения вычислены температурные зависимости электросопротивления тонких металлических проволок и пластин при одновременном учете поверхностного и малоуглового электрон-фононного рассеяния. Расчеты были сделаны для произвольного характера отражения электронов проводимости от поверхности кристалла (произвольного значения q^*). Принципиальным моментом работы [19] является учет зависимости частоты столкновения электрона с поверхностью, а следовательно, и вероятности поверхностного рассеяния $w(\alpha)$ от направления скорости электрона относительно поверхности. Границы применимости теории [19] соответствуют условиям выполненных в [4,16–18] экспериментов $T/\Theta_D < d/l$, т.е. условиям диффузионного механизма электрон-фононного рассеяния. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить:

1) насколько адекватны результаты [19] наблюдаемым в экспериментах [4] температурным и толщинным зависимостям сопротивления металлических монокристаллов в условиях размерного эффекта;

2) дает ли теория [19] количественное описание имеющихся экспериментальных результатов без каких-либо подгоночных параметров.

Результаты: теория и эксперимент

Согласно [19], в области сильного размерного эффекта и при $w(\alpha) = q^* = \text{const}$ электропроводность проволоки описывается выражением (без учета примесного рассеяния ρ_{0c})

$$\sigma(T) = \sigma_{0d} - c\sigma_{0d}^{4/3}\sigma_T^{-1/3}. \qquad (2)$$

Здесь $\sigma(T) = 1/(\rho(T) - \rho_{0c})$; $\sigma_{0d} = 1/\rho_{0d}$; $\sigma_T = 1/\rho_{ep}(T)$, $\rho_{ep}(T)$ — температурнозависящий электрон-фононный вклад в сопротивление массивного чистого металла; c — численный коэффициент, величина которого для квадратичного изотропного закона дисперсии электронов составляет 1,1 [19].

Из (2) следует, что температурнозависящую часть электросопротивления от размерного эффекта, обусловленную механизмом рассеяния «электрон—фонон—поверхность», $\Delta\rho_d(T)$ можно описать выражением

$$\Delta\rho_d(T) = \rho(T) - \rho_{0c} - \rho_{0d} = c\rho_{0d}^{2/3}\rho_{ep}^{1/3}(T). \qquad (3)$$

Поскольку при $T \ll \Theta_D$ зависимость $\rho_{ep}(T) \sim T^5$, а $\rho_{0d} \sim d^{-1}$, при достаточно низких температурах из выражения (3) следует, что $\Delta\rho_d(T) \sim T^{5/3}d^{-2/3}$.

Измерения электросопротивления выполнены в интервале 2–40 К на особо чистых монокристаллических образцах вольфрама, длина свободного пробега электронов проводимости в которых при $T = 4{,}2$ К достигала 5 мм. В столь чистых образцах вклад рассеяния электронов $\Delta\rho_c(T)$ на колеблющихся ионах примеси пренебрежимо мал.

Методики измерений и приготовления образцов, а также детали экспериментов подробно описаны в [4]. Температурные зависимости $\rho(T)$ были изме-

Таблица

Величины вкладов ρ_{0c}, ρ_{0d}, $\rho_{i\infty}(T)$ и $\Delta\rho_d(T)$ в электросопротивление вольфрама. Все значения приведены в единицах 10^{-11} Ом·см

Ориентация j	Ориентация поверхности образца	q^* [4]	$\frac{\rho 273{,}2\text{ K}}{\rho 4{,}2\text{ K}}$	Поперечные размеры образца, мм	ρ_{0c}	ρ_{0d}	$T = 5$ K, $l_\infty = 4{,}8$ мм; $T/\Theta_D = 0{,}013$			$T = 10$ K, $l_\infty = 2$ мм; $T/\Theta_D = 0{,}026$			$T = 20$ K, $l_\infty = 0{,}1$ мм; $T/\Theta_D = 0{,}053$			
							$\Delta\rho_d(T)$	$\rho_{i\infty}(T)$	$\rho(T)$	d/l	$\Delta\rho_d(T)$	$\rho_{i\infty}(T)$	$\rho(T)$	d/l	$\Delta\rho_d(T)$	$\rho_{i\infty}(T)$	$\rho(T)$	d/l
<100>	(100) и (100)	0,1	115000	1,42x1,67	4,3	8,5	3,7	0,2	16,7	0,29	3,8	5,9	22,5	0,70	<2	188,0	202,2	14,2
	(100) и (100)	0,1	115000	0,32x1,59	4,3	16,4	7,6	0,2	28,5	0,07	25,7	5,8	52,2	0,16	19,0	185,0	224,7	3,2
	(110) и (110)	0,5	115000	0,33x157	4,3	12,2	5,9	0,2	21,7	0,07	16,8	5,7	39,0	0,16	16,5	183,5	216,5	3,3
<110>	(100) и (110)	-	125000	2,43x2,43	3,9	3,2	1,3	0,2	8,6	0,47	6,8	5,6	19,5	1,13	<1	179,0	187,0	24,6
	(110) и (100) б. г. м. г.	-	115000	0,15x0,98	4,3	19,7	5,2	0,2	29,4	0,03	15,6	5,6	45,2	0,07	11,0	179,0	214,0	1,5
	(100) и (110) б. г. м. г.	-	115000	0,15x0,93	4,3	29,5	10,8	0,2	44,8	0,03	38,8	5,8	78,4	0,07	89,0	185,0	307,8	1,5

Примечание: б. г. – большая грань, м. г. – малая грань

рены при направлениях электрического тока вдоль главных кристаллографических направлений типа ⟨100⟩ и ⟨110⟩. Для того чтобы выяснить влияние параметра q^* на величину вклада $\Delta\rho_d(T)$ механизма рассеяния «электрон—фонон—поверхность», грани образцов были ориентированы параллельно кристаллографическим плоскостям типа (100) и (110). Ранее методами статического скин-эффекта [25], фокусировки электронов [26], электросопротивления [4], доплеронных осцилляций и осцилляций Гантмахера—Канера [28], а также зондгеймеровских осцилляций [27] было установлено, что электрополированная поверхность монокристаллического вольфрама, соответствующая плоскости (110), отражает электроны проводимости с большей степенью зеркальности ($q^* \approx 0{,}5$–$0{,}8$), чем плоскость (100) ($q^* \approx 0{,}1$–$0{,}2$). Характеристики образцов приведены в таблице. Значения $\rho_0 = \rho_{0c} + \rho_{0d}$ определены из температурных зависимостей полного сопротивления $\rho(T)$ при $T \to 0$; значения ρ_{0c} — из температурных зависимостей сопротивления массивного металла $\rho_{i\infty}(T, d)$ при $d \to \infty$; величины ρ_{0d} — разность ρ_0 и ρ_{0c}; $\rho_{i\infty}(T)$ — по измерениям зависимости $\rho(T)$ в интервале 20–40 К, т.е. при условии $l \ll d$, где (см. рис. 1) размерный эффект не проявляется и вклад $\Delta\rho_d(T)$ в $\rho(T)$ пренебрежимо мал. Вклад $\Delta\rho_d(T)$ в соответствии с (1) есть разность $\rho(T) - \rho_{0c} - \rho_{0d} - \rho_{i\infty}(T)$. Как показано в [4] и [13], в отличие от молибдена, в вольфраме электрон-электронное рассеяние не дает существенного вклада в $\rho(T)$ и не превышает величины $5 \cdot 10^{-14} T^2$ Ом·см. Как видно из таблицы, во всем исследованном интервале температур $\rho_{ee}(T) \ll \Delta\rho_d(T)$ и $\rho_{i\infty}(T)$, а вклад $\rho_{i\infty}(T)$ по существу является электрон-фононным вкладом $\rho_{i\infty}(T) = \rho_{ep}(T)$.

Температурные зависимости вкладов механизма рассеяния «электрон–фонон» и «электрон—фонон—поверхность», а также значения ρ_{0c} и ρ_{0d} приведены на рис. 2.

Из анализа таблицы и рис. 2 вытекают следующие выводы.

1. При низких температурах в условиях размерного эффекта в $\rho(T)$ монокристалла вольфрама существует вклад $\Delta\rho_d(T)$, величина которого сравнима с вкладами других механизмов рассеяния, а вблизи ~ 10 К даже превышает их.

2. Вклад $\Delta\rho_d(T)$ имеет место не только при $l > d$, но и при обратном неравенстве $l < d$ вплоть до $l/d \sim 0{,}1$.

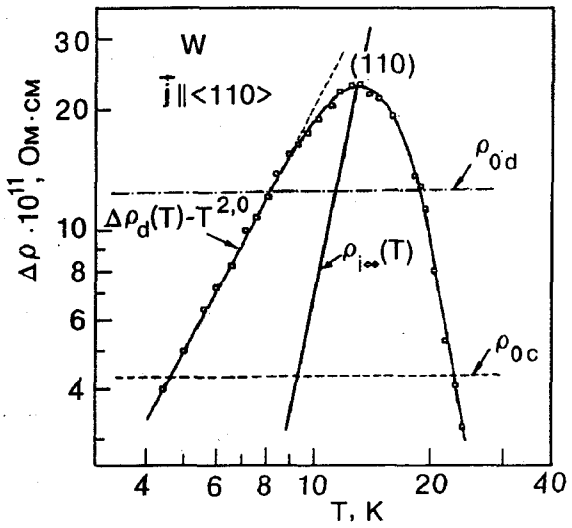

Рис. 2. Вклады ρ_{0c}, ρ_{0d}, $\rho_{i\infty}(T)$ и $\Delta\rho_d(T)$ в электросопротивление монокристаллической пластинки вольфрама сечением 0,33×1,57 мм в интервале 4,2–25 K (отражающие поверхности соответствуют плоскостям типа (110), электрический ток $\mathbf{j} \| \langle 110 \rangle$).

3. При достаточно низких температурах зависимость вклада $\Delta\rho_d(T)$ близка к квадратичной, а его величина определяется отношением l/d, зависит от поперечных размеров кристалла как $d^{-2/3}$ (см. рис. 4 в [4] и рис. 5 в [18]) и весьма чувствительна к параметру q^*.

Для корректного сопоставления результатов теории [19] с экспериментальными результатами измерения $\rho(T)$ были сделаны в области температур и толщин образцов, в которой всегда выполнялось условие $T/\Theta_D \ll d/l$, т.е. имел место диффузионный механизм электрон-фононного рассеяния, в рамках которого и выполнены расчеты [19]. Как следует из таблицы, условия экспериментов соответствовали границам применимости теории [19]. Используя выражение (2), можно графически сопоставить результаты эксперимента и теории. В качестве примера на рис. 3 в терминах [19] представлены результаты измерений температурной зависимости сопротивления одного из исследованных образцов вольфрама. Как видно, при $l/d \geq 10$ наблюдается неплохое согласие теории и эксперимента без использования каких-либо подгоночных параметров. При повышении температуры расхождение возрастает и при $T = 10$ K достигает 30%.

Дело, по-видимому, в том, что соотношение (2) получено именно в приближении $l \gg d$ ($\rho_{i\infty}(T) \ll \rho_{0d}$). При увеличении T это условие нарушается.

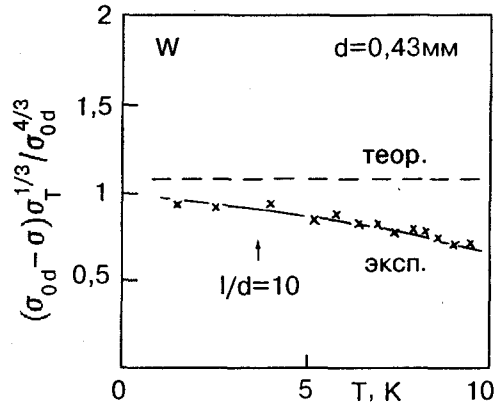

Рис. 3. Электросопротивление вольфрама в координатах $(\sigma_{0d} - \sigma(T))\sigma_{i\infty}^{1/3}(T)/\sigma_{0d}^{4/3} = f(T)$: пунктир — теория; × — эксперимент (брусок вольфрама толщиной 0,43 мм).

Представляет интерес теоретически описать температурную зависимость вклада $\Delta\rho_d(T)$ и при обратном неравенстве, когда $l < d$ и вклад $\rho_{i\infty}(T) \gg \rho_{0d}$.

В этом предельном случае вклад ρ_{0d} поверхностного рассеяния электронов проводимости является малой добавкой к сопротивлению массивного металла $\rho_{i\infty}$, а выражение для $\rho(T) - \rho_{0c}$ может быть записано в виде разложения по целым степеням параметра $\rho_{0d}/\rho_{i\infty}(T)$. Можно предложить следующую интерполяционную формулу для $\rho(T) - \rho_{0c}$, которая в пределе $\rho_{i\infty}(T) \ll \rho_{0d}$ переходит в формулу (3), а при $\rho_{i\infty}(T) \gg \rho_{0d}$ дает два первых члена разложения сопротивления по степеням $\rho_{0d}/\rho_{i\infty}(T)$:

$$\rho(T) - \rho_{0c} = \rho_{0d} + \rho_{i\infty}(T) + c\rho_{i\infty}(T)\frac{(\rho_{0d}/\rho_{i\infty}(T))^{2/3}}{1 + b[\rho_{i\infty}(T)/\rho_{0d}]^{4/3}}. \qquad (4)$$

Входящие в выражение (4) коэффициенты b и c могут рассматриваться как параметры, определяемые из эксперимента.

Выражение (4) описывает температурную зависимость $\rho(T)$ во всей области температур, в которой имеет место размерный эффект. Если ввести безразмерные параметры

$$P = \frac{\rho(T) - \rho_{0c}}{\rho_{0d}} \text{ и } Q = \frac{\rho_{i\infty}(T)}{\rho_{0d}},$$

то выражение (4) можно представить в виде

$$P = 1 + Q + cQ^{1/3}\frac{1}{1 + bQ^{4/3}}. \qquad (5)$$

Поскольку в это соотношение параметр l/d прямым образом не входит, оно должно быть универсальным для описания температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ образцов разных размеров и разной чистоты.

На рис. 4 в логарифмическом масштабе в координатах P и Q приведены результаты измеренных в интервале 4,2–25 K температурных зависимостей электросопротивления монокристаллических образцов вольфрама, отличающихся размерами (0,3 мм $< d <$ 2,4 мм), кристаллографическим типом плоскостей, ограняющих образец ($0{,}1 < q^* < 0{,}5$), и при различных направлениях электрического тока (⟨100⟩ и ⟨110⟩). Этот рисунок убедительно свидетельствует, что теория, развитая в [19], и выражение (5) описывают вклад в сопротивление $\Delta\rho_d(T)$, обусловленный механизмом рассеяния «электрон—фонон—поверхность» во всей области температур, в которой имеет место размерный эффект, в широком интервале толщин образцов и при различных параметрах зеркальности отражения электронов от поверхности кристалла.

Выводы

1. При низких температурах в условиях размерного эффекта и $T/\Theta_D \ll d/l$ имеет место механизм рассеяния «электрон—фонон—поверхность», который в существенной мере определяет температурную зависимость электросопротивления чистых металлических кристаллов.

2. Предсказываемая теорией зависимость вклада механизма «электрон—фонон—поверхность» вида $T^{5/3}$ [19] позволяет удовлетворительно объяснить результаты многочисленных экспериментов, в которых наблюдалась зависимость сопротивления от T, близкая к квадратичной.

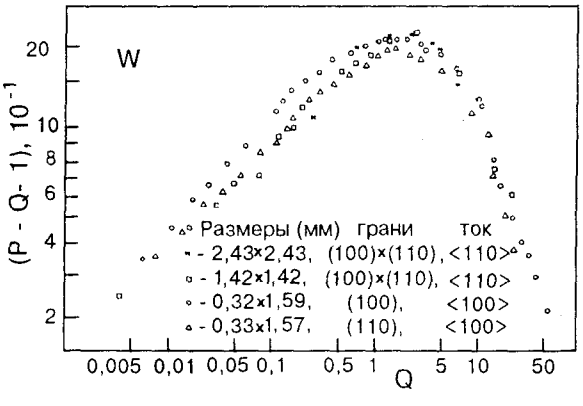

Рис. 4. Температурные зависимости электросопротивления образцов вольфрама с различным кристаллографическим типом отражающих плоскостей и разными размерами (обозначения даны на рисунке).

Эта работа частично поддержана грантом фонда Сороса и грантом Слоэновского фонда, присужденным Американским физическим обществом.

1. W. J. Haas and J. H. de Boer, *Physica* **1**, 609 (1934).
2. А. И. Судовцев, Е. Е. Семененко, *ЖЭТФ* **31**, 525 (1956).
3. N. V. Volkenstein, V. P. Dyakina, and V. E. Startsev, *Phys. Status Solidi* B57, 9 (1973).
4. В. Е. Старцев, В. П. Дякина, В. И. Черепанов, Н. В. Волкенштейн, Р. Ш. Насыров, В. Г. Манаков, *ЖЭТФ* **79**, 1335 (1980).
5. V. A. Gasparov and R. Huguenin, *Adv. Phys.* **42**, 393 (1993).
6. V. A. Marchenko, *Sov. Phys. Solid State* **15**, 1261 (1973).
7. N. Savvidas, C. M. Hurd, and S. P. McAlister, *Solid State Commun.* **41**, 735 (1982).
8. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* **7**, 379 (1937).
9. В. Л. Гинзбург, В. П. Силин, *ЖЭТФ* **29**, 64 (1955).
10. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **74**, 261 (1978).
11. Ю. Каган, А. П. Жернов, *ЖЭТФ* **50**, 1107 (1966).
12. Г. Х. Панова, А. П. Жернов, В. И. Кутайцев, *ЖЭТФ* **53**, 423 (1967).
13. В. Е. Старцев, *Локальные особенности поверхностей Ферми и электронные транспортные явления в переходных металлах*, Дис... д-ра физ.-мат наук, Свердловск (1985).
14. J. L. Olsen, *Helv. Phys. Acta* **31**, 713 (1958).
15. F. J. Blatt and H. G. Satz, *Helv. Phys. Acta* **33**, 1007 (1960).
16. J. Van der Maas, C. Rizzuto, and R. Huguenin, *J. Phys.* F13, L53 (1983).
17. J. Romero, J. Van der Maas, and R. Huguenin, *Helv. Phys. Acta* **61**, 149 (1988).
18. В. И. Черепанов, В. Е. Старцев, Н. В. Волкенштейн, *ФНТ* **6**, 890 (1980).
19. Е. М. Коган, В. В. Устинов, *ФНТ* **7**, 327 (1981).
20. J. R. Sambles and T. W. Preist, *J. Phys.* F12, 1971 (1982).
21. А. И. Копелиович, М. П. Фатеев, *ФНТ* **4**, 8 (1982).
22. J. R. Sambles and J. N. Mundy, *J. Phys.* F13, 2284 (1983).
23. М. Я. Азбель, С. Д. Павлов, И. А. Гамаля, А. Н. Верещагин, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 295 (1972).
24. С. Д. Павлов, *ФНТ* **1**, 1465 (1975).
25. О. А. Панченко, А. А. Харламов, Ю. Г. Птушинский, *ЖЭТФ* **67**, 780 (1974).
26. В. С. Цой, И. И. Разгонов, *ЖЭТФ* **74**, 1137 (1978).
27. А. И. Гришин, П. П. Луцишин, Ю. С. Остроухов, О. А. Панченко, *ЖЭТФ* **76**, 1325 (1979).
28. И. Ф. Волошин, Н. А. Подлевских, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, *ЖЭТФ* **83**, 1965 (1982).

Scattering mechanism «electron—phonon—surface» and its contribution to low temperature electrical resistivity of metals

V. E. Startsev, V. V. Ustinov, and V. P. Dyakina

The electrical resistivity of high-purity tungsten single crystals are studied in the temperature range 2–40 K under size effect condition. In the low temperature limit and in an approximation, which takes into account the change of the electron–surface scattering probability at small grazing angles, the resistivity calculations have been made. It is shown that quadratic temperature contribution to the electrical resistivity of pure metal is associated mainly with an interference between electron-phonon and electron-surface scattering. A satisfactory agreement is observed between the theory and the experiment.