

УДК 669.6.537.312.8

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОГО ОЛОВА

В. А. Бондарь, В. Н. Моргун

На монокристаллических образцах белого олова с осями вдоль $\langle 110 \rangle$ проведено исследование продольного магнитосопротивления в полях до 4 Тл при разных степенях пластической деформации образцов. Показано, что в магнитном поле рассеяние электронов проводимости на дислокациях носит преимущественно малоугловой характер и приводит к отклонению продольного эффекта от стандартной насыщенной асимптотики. Оценен вклад рассеяния электронов на ядрах дислокаций и полях упругих деформаций в сопротивление в отсутствие магнитного поля.

Электрон-дислокационное взаимодействие в металлах характеризуется рассеянием электронов проводимости на большие углы ядрами дислокаций и малоугловым рассеянием на дальнедействующих полях упругих деформаций, создаваемых дислокациями в кристаллах [1]. Вклад в электросопротивление металла должны давать оба вида рассеяния [1-3], но в продольном магнитном поле B все изменение магнитосопротивления $\Delta\rho_B = \rho_B - \rho_0$ при введении дислокаций связано только с малоугловым рассеянием [4]. Это изменение дает возможность оценить вклад в сопротивление обоих видов рассеяния как в присутствии магнитного поля, так и при $B=0$.

Исследование продольной компоненты тензора магнитосопротивления (МС) в скомпенсированном металле, где сильный рост поперечной компоненты с полем значительно вуалирует особенности малоуглового рассеяния, может пролить свет на природу линейного МС металлов [5, 6].

1. М е т о д и к а

В работе исследовано влияние пластической деформации на сопротивление монокристаллических образцов высокочистого белого олова в продольном магнитном поле и в его отсутствие.

Образцы с осями вдоль $\langle 110 \rangle$ вырезались электроискровым способом из одного монокристаллического слитка и имели размеры $1 \times 2 \times 26$ мм. Искаженный слой порядка 0.1 мм удалялся в процессе электрополировки. После приварки потенциальных и токовых контактов образцы отжигались 20 ч на воздухе при 110 °С.

Сопротивление измерялось по стандартной четырехзондовой схеме на постоянном токе ($I=1-2$ А) с применением метода статистической обработки сигналов [7], что позволяло измерять сигналы нановольтового уровня с чувствительностью $(2-5) \cdot 10^{-11}$ В. Все исследуемые образцы перед деформацией имели отношение сопротивлений $\rho_{293} \text{ к} / \rho_{4.2} \text{ к} \sim 60$ 000.

Деформация проводилась либо при 4.2 К, когда вместе с дислокациями в образце фиксируются точечные дефекты, либо при 180 К, когда точечные дефекты уходят в процессе деформации [8]. В первом случае, как показали отжиговые эксперименты [8], дислокации дают 43 ± 5 % наблюдаемого прироста электросопротивления, а остальной обусловлен точечными дефектами. Устройство, аналогичное описанному в [9], позво-

ляло производить одноосное растяжение образцов со степенями деформации $\epsilon = \Delta l/l$ до 5 % с возможностью промежуточных отжигов. Ориентация осей исследуемых образцов благоприятна для развития в олове значительной пластической деформации без двойникования [10].

Измерения сопротивления как в магнитном поле до 4 Тл, так и в его отсутствие проводились в разгруженном состоянии при 4.2 К.

Для создания магнитного поля и точной ориентации его направления вдоль токовой оси образца использовалась система из основного сверхпроводящего соленоида и двух сверхпроводящих псевдогельмгольцевых катушек с магнитными осями, перпендикулярными друг другу и оси соленоида. Эта система позволяла в поле 4 Тл ориентировать его направление относительно оси соленоида в телесном угле 5° , с точностью до десятков угловых секунд и устанавливать истинную продольную геометрию эксперимента ($B \parallel I$) как до деформации, так и после нее по методике, описанной в работе [11].

2. Результаты и обсуждение

Зависимость сопротивления ρ_B от величины продольного магнитного поля при разных степенях деформации для образца № 1, деформированного при 180 К, приведена на рис. 1, а. На рис. 1, б приведены такие же зависимости для образца № 2, деформированного при 4.2 К. В обоих

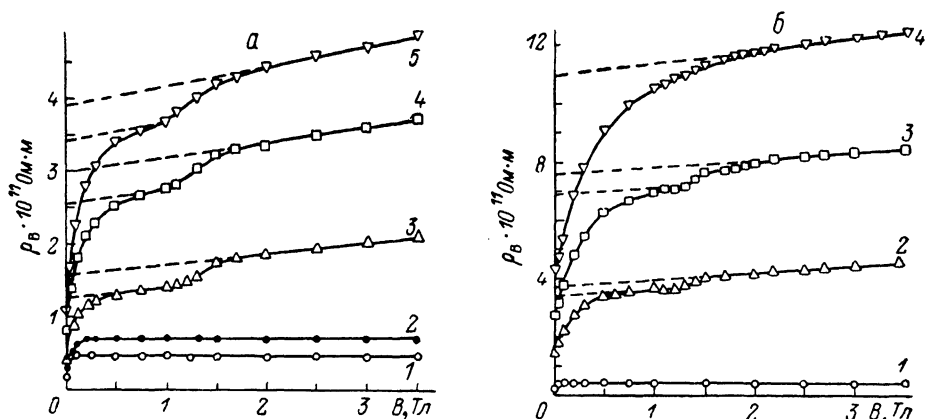


Рис. 1. Полевые зависимости сопротивления образца № 1 (а) и № 2 (б) в продольном магнитном поле при 4.2 К и разных степенях деформации.

а: 1 — $\epsilon=0$, 2 — 3 и отжиг при 293 К, 3 — 1, 4 — 2, 5 — 3 %; б: 1 — $\epsilon=0$, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3 %.

случаях введение дислокаций аналогично рассеянию электронов на длинноволновых фононах [12] повышает величину продольного эффекта в насыщении и затягивает выход на насыщение в область больших $\omega\tau$ (где ω — циклотронная частота, τ — время релаксации). При степенях деформации $\epsilon \geq 1$ % насыщенное поведение МС сменяется линейным ростом ρ_B по полю. Этот рост наблюдается вплоть до максимальных значений используемых в эксперименте магнитных полей ($\omega\tau \sim 50$). Отжиг образцов при 293 К восстанавливает насыщенную асимптотику ρ_B .

Значение продольного МС в насыщении $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}$,¹ определяемое, как в [14], экстраполяцией к $B \rightarrow 0$, оказалось зависящим не только от степени деформации, но и от условий (температуры) деформации. Сказанное иллюстрирует рис. 2, на котором приведена зависимость $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}$ от величины отношения $\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{топ}}$, где $\rho_{\text{дис}}$ — сопротивление при $B=0$

¹ При определении насыщенного значения продольного МС исключалась величина наблюдаемых на полевых зависимостях особенностей типа ступеньки. Эти особенности авторы связывают с проявлением магнитного пробоя [13] и в настоящей работе подробно не анализируются.

и $T=4.2$ К, обусловленное дислокациями, а $\rho_{\text{точ}}$ — примесями и точечными дефектами. Величина $\rho_{\text{дис}}$ равна приросту сопротивления образца после деформации при 180 К или 43 ± 5 % прироста после деформации при 4.2 К. Величина $\rho_{\text{точ}}$ в первом случае равна сопротивлению исходного образца, а во втором сумме этого сопротивления и части прироста сопротивления образца, обусловленного точечными дефектами. Как видно, имеют место два предельных значения $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}$: для исходных образцов, у которых $\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}} < 1$, $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}=1.61$; для образца продеформированного при 180 К, у которого $\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}} > 1$, $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}=2.15$. В то же время образец, продеформированный при 4.2 К, имеет $\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}} \sim 1$ и для него $(\Delta\rho_B/\rho_0)_{\text{нас}}$ возрастает незначительно. Величина $\rho_{\text{дис}}$ для исходных образцов, имеющих плотность дислокаций порядка 10^{11} м⁻² [8], определялась исходя из того, что средний вклад, вносимый в сопротивление дислокацией единичной длины, $\rho_{\text{ед}}=5.65 \cdot 10^{-25}$ Ом·м.

Таким образом, рассеяние электронов на дислокациях аналогично рассеянию на длинноволновых фононах [12] приводит к возрастанию насыщенной величины продольного МС в олове, что свидетельствует о наличии малоуглового рассеяния при электрон-дислокационном взаимодей-

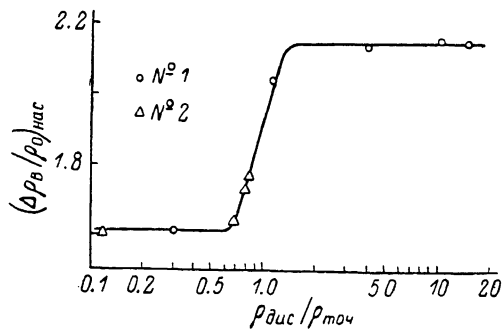


Рис. 2. Насыщенная величина продольного МС образцов № 1 ($T_{\text{деф}}=180$ К) и № 2 ($T_{\text{деф}}=4.2$ К) как функции отношения $\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}}$.

действию. Однако увеличение степени деформации в отличие от повышения температуры не приводит к прохождению продольного МС через максимум [12]. Такое различие поведения МС при электрон-дислокационном и электрон-фононном взаимодействиях обусловлено тем, что размер диффузионного шага электрона на ПФ не зависит от плотности дислокаций, а с повышением температуры этот размер увеличивается.

Линейный рост продольного МС наблюдается в деформированных образцах вплоть до максимальных (получаемых в эксперименте) значений $\omega\tau \sim 50$. Обработка полученных результатов в колеровских координатах позволила оценить величину наклона $S=\Delta(\Delta\rho_B/\rho_0)/\Delta(\omega\tau)$ обнаруженного линейного роста для разных образцов в одном и том же диапазоне $\omega\tau$. В таблице приведены величины S для образцов № 1 и 2 при разных степенях деформации и для образца № 3, исследованного авторами при разных значениях температуры. Как видно из этой таблицы, у образца № 1, деформированного при 180 К ($\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}} > 1$), значение S растет с увеличением плотности дислокаций N_d и достигает при $\epsilon=3$ % величины порядка $1 \cdot 10^{-1}$, сравнимой с величиной наклонов, наблюдаемых в целом ряде некомпенсированных металлов [5, 6]. У образца № 2, деформированного при 4.2 К ($\rho_{\text{дис}}/\rho_{\text{точ}} < 1$), значение S имеет постоянную, не зависящую от N_d , величину порядка $5 \cdot 10^{-2}$. Отжиг образцов при комнатной температуре восстанавливает насыщенную асимптотику продольного МС.

Линейный рост продольного МС при электрон-фононном взаимодействии проявляется при $T \geq 7$ К, и значение S слабо изменяется с повышением температуры. Последнее, возможно, связано с проявлением изотропизации рассеяния электронов на фононах уже в этой области температуры.

В исследуемых образцах величина S уменьшается с ростом $\omega\tau$ (так, в образце № 1 при $\epsilon=2$ % для $\omega\tau=5 \div 15$ $S=9 \cdot 10^{-2}$, а для $\omega\tau=15 \div 20$ $S=4.4 \cdot 10^{-2}$), т. е. проявляется тенденция к насыщению. Интервал по-

Образец	ϵ , %	$T_{\text{изм.}}$ К	$\rho_{293 \text{ К}}/\rho_{4.2 \text{ К}}$	N_d , м^{-2}	S ($\omega\tau = 5+15$)
№ 1 $T_{\text{деф}}=180 \text{ К}$	0	4.2	56000	$3.5 \cdot 10^{11}$	0
	1	4.2	24000	$4.4 \cdot 10^{12}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$
	2	4.2	12000	$1.2 \cdot 10^{13}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$
	3	4.2	9000	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$
	3	4.2	43000	$1.2 \cdot 10^{12}$	0
отжиг при 293 К					
№ 2 $T_{\text{деф}}=4.2 \text{ К}$	0	4.2	60000	$1.3 \cdot 10^{11}$	0
	1	4.2	7000	$1.0 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$
	2	4.2	3600	$2.1 \cdot 10^{13}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$
	3	4.2	2300	$3.4 \cdot 10^{13}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$
№ 3	0	5.88	19500	$3.5 \cdot 10^{11}$	0
	0	6.85	10000	$3.5 \cdot 10^{11}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$
	0	7.76	5300	$3.5 \cdot 10^{11}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$
	0	8.65	3000	$3.5 \cdot 10^{11}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$
	0	9.5	2000	$3.5 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$

Примечание. Плотность дислокаций N_d оценивалась по приросту электросопротивления, принимая $\rho_{\text{деф}} = 5.65 \cdot 10^{-25} \text{ Ом} \cdot \text{м}^3$ [8]. Для направления [110] в олове $\rho_{293 \text{ К}} = 9.85 \times 10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

лей, где наблюдается линейный рост МС, не согласуется с теоретическими оценками работ [15, 16], связывающих линейное МС металлов с наличием малоуглового рассеяния. Тем не менее тот факт, что наиболее ярко линейный рост продольного МС в олове проявляется в пределе диффузионного рассеяния электронов, а отжиг образцов восстанавливает насыщенную асимптотику МС, позволяет связать этот эффект именно с малоугловым рассеянием. Широкая область $\omega\tau$, где наблюдается линейный рост МС, возможно, обусловлена, как это было предложено для объяснения линейного МС в алюминии [17], совместным действием малоуглового рассеяния и магнитного пробоя (МП).

Таким образом, полученные результаты являются первым экспериментальным доказательством возможности существования линейного МС в скомпенсированных металлах, что указывает на единую природу этого явления в скомпенсированных и нескомпенсированных металлах.

В присутствии дислокаций общее время релаксации носителей τ отражает время релаксации, обусловленное изотропным рассеянием на примесях τ_{ii} и ядрах дислокаций τ_{id} , а также время релаксации, соответствующее малоугловому рассеянию на дислокациях $\tau_m = k_0^2/2D$ (k_0 — радиус Ферми сферы, D — коэффициент диффузии). В первом приближении $1/\tau = 1/\tau_{ii} + 1/\tau_{id} + 1/\tau_m$ и сильное магнитное поле изменяет лишь τ_m из-за уменьшения диффузионной длины свободного пробега электрона $d = (4D\tau_m)^{1/2}$ на анизотропной ПФ. Это изменение позволяет оценить вклад малоуглового рассеяния в сопротивление исследуемых образцов при $B=0$ [18].

Оценки, проведенные на базе полученных экспериментальных данных, с учетом размеров и вида листов ПФ олова в 4-й и 5-й зонах [19], электроны которых дают основной вклад в проводимость, показали, что для образца № 1 $\tau_m/\tau_{id} = 1.2$. В то же время аналогичные оценки, проведенные в меди [18], дают величину $\tau_m/\tau_{id} = 5$. Т. е. в отсутствие магнитного поля вклад в сопротивление дает как рассеяние электронов проводимости на ядрах дислокаций, так и на полях упругих напряжений. Вклад малоуглового рассеяния на упругих полях, по-видимому, значительно больше в тех металлах, анизотропия ПФ которых больше.

Проведено экспериментальное исследование влияния пластической деформации на продольную компоненту тензора МС в белом олове. Установлено, что насыщенная часть продольного МС олова имеет два предельных значения: меньшее — для случая изотропного рассеяния электронов

на примесях и точечных дефектах, большее — для случая анизотропного рассеяния на дислокациях. Это указывает на присутствие малоуглового рассеяния при электрон-дислокационном взаимодействии и согласуется с предсказаниями теории [4] о его усилении в продольном магнитном поле.

Впервые обнаружено существование линейного МС в скомпенсированном металле при $\omega\tau > 1$. Показано, что в олове оно проявляется, когда рассеяние носит преимущественно малоугловой характер. Широкая область существования линейного МС связывается с совместным действием этого рассеяния и магнитного пробыа.

На базе экспериментальных данных проведена оценка вкладов в сопротивление олова, обусловленных рассеянием электронов проводимости на ядрах дислокаций и на полях упругих напряжений при $B=0$. Сравнение этих оценок с аналогичными, проведенными на меди [18], показывает, что вклад, обусловленный малоугловым рассеянием на полях упругих напряжений, увеличивается с возрастанием анизотропии ПФ металла.

Список литературы

- [1] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 351 с.
- [2] Kaveh M., Wiser N. // J. Phys. F: Met. Phys. 1983. V. 13. N 5. P. 953—961.
- [3] Brown R. A. // Can. J. Phys. 1982. V. 60. N 5. P. 766—778.
- [4] Pippard A. B. // Proc. Roy. Soc. (London). 1964. V. A282. N 1391. P. 464—484.
- [5] Fletcher R. A. // Sol. St. Comm. 1977. V. 21. N 12. P. 1139—1142.
- [6] Fletcher R. A. // Can. J. Phys. 1982. V. 60. N 5. P. 679—686.
- [7] Кларк А. Ф., Фиккет Ф. Р. // ПНИ. 1969. № 3. С. 70—73.
- [8] Козинец В. В., Бондарь В. А., Исаев А. В. и др. // ФММ. 1984. Т. 57. № 4. С. 795—801.
- [9] Вольский Е. П., Левченко Л. Г., Петрашов В. Т. // ЖЭТФ. 1973. Т. 63. № 1 (7). С. 319—323.
- [10] Солдатов В. П., Шкляревская Г. И. // ФММ. Т. 44. № 2. С. 410—416.
- [11] Цзян Ю. Н., Шевченко О. Г. // Физика конденс. состояния. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1974. В. 33. С. 3—17.
- [12] Бондарь В. А., Моргун В. Н., Хоткевич В. И. // Преприят ФТИНТ АН УССР. Харьков, 1983. № 9. С. 3—11.
- [13] Бондарь В. А., Моргун В. Н., Исаев А. В., Копелиович А. И. // Тез. докл. XXIII Всес. совещ. по физике низких температур. Таллинн, 1984, Ч. 2. С. 204.
- [14] Ficket F. R. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 6. P. 1941—1952.
- [15] Pippard A. B. // Proc. Roy. Soc. (London). 1968. V. A305. P. 291—318.
- [16] Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6 (12). С. 2307—2322.
- [17] Копелиович А. И., Моргун В. Н. // ФНТ. 1978. Т. 4. № 2. С. 163—172.
- [18] Кулеско Г. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 8. С. 2435—2437.
- [19] De Villers M. A. C., Matthey M. M. M. P., de Vroomen A. R. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 63. N 22. P. 471—484.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
27 января 1989 г.
В окончательной редакции
19 мая 1989 г.