

ОБ АНОМАЛЬНОМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ

О. В. Жариков, Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко

Сообщается о наблюдении аномального положительного магнитосопротивления в монокристаллах сильно деформированного германия. Результаты обсуждаются в рамках теорий слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия.

В последние годы интенсивно ведется исследование неупорядоченных систем различной размерности. Внимание экспериментаторов к исследованию подобного класса веществ существенно стимулировало создание теорий слабой локализации электронов (СЛЭ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ), объяснивших природу аномального магнитосопротивления (АМС) в полупроводниках и металлах и ряд других явлений¹.

В настоящей работе мы пытались выяснить, сказываются ли квантовые когерентные явления (СЛЭ, ЭЭВ) на кинетических электронных свойствах сильно деформированного Ge, имеющего заметную дислокационную проводимость на постоянном токе при низких температурах².

С этой целью в образцах сильно пластически деформированного Ge в интервале температур (T) $0,6 \div 10$ К измерялось сопротивление на постоянном токе (R) при различных напряженностях магнитного поля H (от 0 до 20 кЭ). Измерения проводились в установке с

откачкой He^3 . Температура определялась полупроводниковым термометром сопротивления и по давлению паров He^3 . Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Были использованы кристаллы высокочистого Ge *p*-типа с концентрацией мелких акцепторов $\cong 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Пластическая деформация сжатием вдоль $\langle 100 \rangle$ проводилась в условиях динамического нагружения со скоростью 10 – 20 мкм/мин при $T = 750^\circ \text{C}$ в вакууме $\sim 10^{-2}$ мм. рт. ст. до степени деформации $\epsilon = 25 - 40\%$.

Исследование температурной зависимости $R(T)$ при $H = 0$ показало, что для указанных степеней деформации в интервале температур 0,6 – 10 К выполняется закон $R(T) \sim T^y$, где $y \cong 0,1$. Следует отметить, что функциональная зависимость $R(T)$ согласуется с данными работ ²⁻⁴, однако, минимальное значение y , полученное в ³, составляло 0,5. Это различие может быть связано, по-видимому, с конкретными особенностями дислокационной структуры, плотностью и распределением дислокаций ¹⁾.

Опишем теперь результаты исследования поперечного магнитосопротивления $R(H)$. Для измерения $R(H)$ на горизонтальную ось самописца подавался сигнал, пропорциональный магнитному полю, а на вертикальную – напряжение на образце, из которого вычиталось напряжение в нулевом магнитном поле при данной температуре и неизменном измерительном токе $I = 9 \text{ мкА}$. Полученные таким образом кривые, отражающие изменение сопротивления в магнитном поле $\Delta R(H) = R(H) - R(0)$ при разных T для образца Ge с $\epsilon = 27\%$, приведены на рис.1.

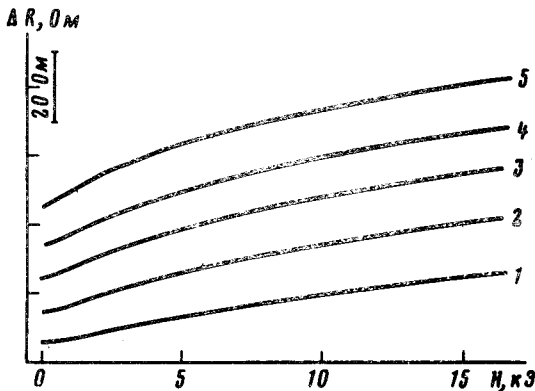


Рис. 1

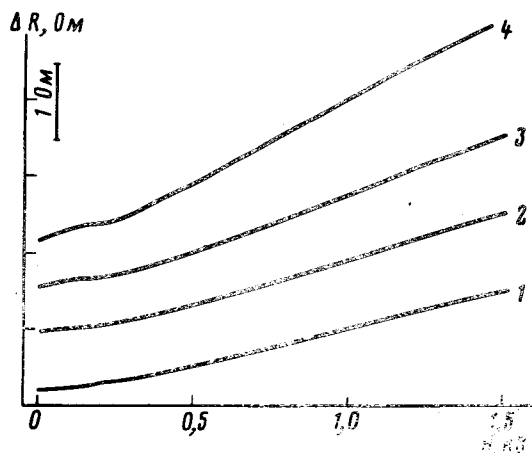


Рис. 2

Рис.1. Магнитосопротивление образца Ge с $\epsilon = 27\%$ ($R_{4,2\text{K}} = 395 \text{ Ом}$, $\rho_{4,2\text{K}} = 6,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при разных температурах: 1 – $T = 2,4 \text{ К}$, 2 – $1,47 \text{ К}$, 3 – $1,0 \text{ К}$, 4 – $0,75 \text{ К}$, 5 – $0,6 \text{ К}$. Кривые для наглядности смещены по вертикальной оси

Рис.2. Магнитосопротивление образца Ge с $\epsilon = 38\%$ ($R_{4,2\text{K}} = 196 \text{ Ом}$, $\rho_{4,2\text{K}} = 5,8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) в слабых полях при температурах: 1 – $T = 1,25 \text{ К}$, 2 – $1,92 \text{ К}$, 3 – $1,3 \text{ К}$, 4 – $0,65 \text{ К}$

Отметим следующие особенности этих кривых.

1. Знак магнитосопротивления положителен при всех значениях H .
2. Заметное положительное магнитосопротивление (ПМС) наблюдается при малых $H \sim 10^2 \text{ Э}$ (см. также рис.2). При увеличении H на кривых имеется перегиб, после которого зависимость $\Delta R(H)$ ослабевает и постепенно выходит на асимптотику.

3. При понижении температуры растет абсолютное значение ПМС. При этом в слабых полях ($H < 10^3 \text{ Э}$) зависимость $\Delta R(H)$ усиливается, а в более сильных ($H \sim 10^4 \text{ Э}$) – наклон кривых $\Delta R(H)$ практически не зависит от температуры.

1) Результаты электронно-микроскопического исследования дислокационной структуры деформированного Ge будут приведены в последующих публикациях.

При увеличении ϵ все характерные особенности кривых $\Delta R(H)$ сохраняются, однако, в области слабых полей ($\sim 10 - 10^3$ Э) в некоторых случаях на кривых наблюдается „тонкая структура” (см. рис.2, где представлены данные для образца Ge с $\epsilon = 38\%$).

Обсудим полученные результаты. Согласно ², низкотемпературная проводимость на постоянном токе в сильно деформированном Ge связывается с движением дырок по системе неупорядоченных пересекающихся дислокационных линий. В этом случае возможны, в принципе, следующие процессы, определяющие зависимость $R(T)$ и ПМС исследуемых образцов: Андерсоновская локализация, классическая проводимость и магнитосопротивление, а также СЛЭ и ЭЭВ. Слабая степенная зависимость $R(T)$ и вид кривых $\Delta R(H)$ свидетельствуют об отсутствии Андерсоновской локализации ^{6, 5}. В рамках классических представлений (при условии постоянства константы Холла в сильно деформированном Ge при низких температурах ²) можно было бы предположить, что наблюдаемый рост $R(T)$ обусловлен уменьшением длины свободного пробега. Тогда, если полагать, что магнитное поле влияет на траекторию носителей, зависимость $\Delta R(H)$ должна была бы ослабевать при уменьшении температуры (и росте $R(T)$), что противоречит нашим экспериментальным данным (см. рис.1, кривая 2). С другой стороны, именно появление АМС в области классически слабых полей ($10^1 - 10^4$ Э) и его температурная зависимость качественно согласуются с экспериментальными результатами, полученными в полупроводниках в других случаях, например, ^{8, 7} и объясняемыми в рамках СЛЭ и ЭЭВ. Поэтому, учитывая общий характер теории квантовых когерентных явлений ¹, можно считать целесообразным привлечение представлений этой теории для обсуждения АМС в пластически сильно деформированном Ge.

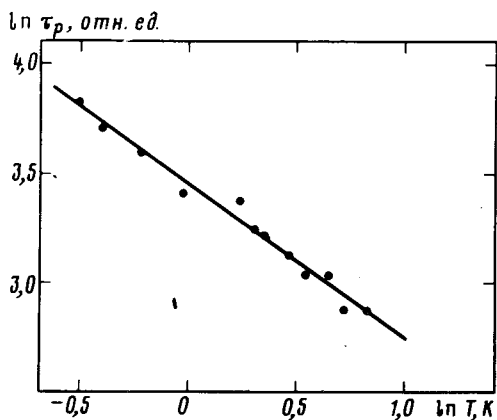


Рис. 3. Температурная зависимость времени релаксации фазы τ_ϕ для образца Ge, $\epsilon = 27\%$

Согласно ¹ характерные масштабы магнитных полей H^0 , в которых магнитосопротивление выходит на асимптотику в случае СЛЭ и ЭЭВ, обычно заметно различаются, а именно $H_{\text{ЭЭВ}}^0 \gg H_{\text{СЛЭ}}^0$. С учетом полученных экспериментальных результатов это позволяет нам ограничиться на первом этапе рассмотрением наблюдаемого АМС в рамках теории СЛЭ. Сравнение полученных кривых $\Delta R(H, T)$ с теорией СЛЭ в полупроводниках ¹ показывает, что знак магнитосопротивления, его температурная зависимость, выход кривых на асимптотику при $H \sim 10^4$ Э и независимость наклона $\Delta R(H)$ от T в этих полях качественно согласуются с предсказаниями теории для невзаимодействующих электронов в двумерном случае:

$$G(H) - G(0) = c_2 \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} f_2 \left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\phi \right), \quad (1)$$

$$f_2(x) = \begin{cases} x^2/24 & x \ll 1 \\ \ln x & x \gg 1 \end{cases}$$

Здесь $G(H) = 1/R \square(H)$ — проводимость „на квадрат“ в магнитном поле, τ_ϕ — время релаксации фазы волновой функции из-за неупругих столкновений, D — коэффициент диффузии электронов, а $c_2 = -1/4$ для p -Ge, что соответствует ПМС.

Температурная зависимость $\Delta R(H)$ в пределе слабых полей, согласно (1), определяется температурной зависимостью $[\tau_\phi(T)]^2$ при неизменном коэффициенте диффузии D . В предположении, что $\tau_\phi \sim T^{-p}$, из экспериментальных данных в области слабых полей были определены значения p (рис.3), равные 0,47 и 0,37 для образцов с $\epsilon = 27\%$ и $\epsilon = 37\%$ соответственно. Зависимость $\tau_\phi \sim T^{-0.5}$ теоретически получена в работе ⁹, где рассмотрено неупругое рассеяние из-за электрон-электронного взаимодействия в одномерном случае. Если близость экспериментальных значений p к 0,5 не случайна, то, можно предположить, что в пластически деформированном Ge в различных процессах (изменение K в магнитном поле, температурная зависимость $\Delta R(H)$) проявляется различная размерность дислокационной структуры. Кроме того, по-видимому, квантовые когерентные явления (СЛЭ, ЭЭВ) влияют также и на характер температурной зависимости дислокационной проводимости в нулевом магнитном поле. Все эти вопросы мы предполагаем более детально исследовать в дальнейшем.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.М.Винокуру, А.И.Ларкину, И.А.Рыжкину и Д.Е.Хмельницкому за многочисленные полезные обсуждения, а также В.Ф.Гантмахеру за ценные критические замечания.

Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
2. Осипян Ю.А., Шевченко С.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 218.
3. Зиновьева К.Н., Кожух М.Л., Трунов В.А., Рывкин С.М., Шлимак И.С. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 303.
4. Межов-Дегдин Л.П., Шевченко С.А. Авторское свидетельство № 821955, 1981, опубликовано в бюллетени изобретений № 14, 1981 г., стр. 217.
5. Шкловский Б.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 43.
6. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 157.
7. Полянская Т.А., Сайдышев И.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 378.
8. Савченко А.К., Луцкий В.Н., Сергеев В.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 150.
9. Altshuler B.L., Aronov A.L. Sol. St. Comm., 1981, 38, 11,