

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В *n*-Ge ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Матвеев Г. А., Цидильковский И. М., Лончаков А. Т., Брандт Н. Б.,
Кульбачинский В. А.

На некомпенсированных образцах Ge : Sb с концентрациями электронов от $1.1 \cdot 10^{17}$ до $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур 0.07—2.5 К измерены проводимость $\sigma(T)$ и коэффициент Холла $R(T)$ в слабом магнитном поле $H=1$ кЭ. В интервале температур 1.8—77 К измерено магнитосопротивление в сильных магнитных полях до 340 кЭ. Результаты измерений $\sigma(T)$ и $R(T)$ в области сверхнизких температур сопоставляются с теорией, учитывающей квантовые поправки к проводимости. Установленное значительное расхождение между теорией и экспериментом, по мнению авторов, связано с тем, что электронные состояния в области металлической проводимости вблизи перехода металл—диэлектрик квазилокализованы. Поведение магнитосопротивления в сильных магнитных полях качественно согласуется с этим предположением. Получено эмпирическое соотношение $\sigma(T)$, позволяющее описать проводимость не только Ge : Sb, но и других полупроводников.

В предыдущих работах [1, 2] обсуждалось влияние одноосного давления вдоль оси $\langle 111 \rangle$ на аномальное поведение сопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R(T)$ у *n*-Ge при $T \geq 4.2$ К в области металлической проводимости вблизи перехода металл—диэлектрик. Здесь будут рассмотрены особенности $\rho(T)$ и $R(T)$, выявленные на образцах *n*-Ge с такими же концентрациями электронов при сверхнизких температурах $0.07 \leq T \leq 2.5$ К, а также изменение $\rho(T)$ в сильных магнитных полях H до 340 кЭ в интервале 1.8—77 К.

Выполненные в последние годы измерения сопротивления при сверхнизких температурах показали, что для многих полупроводников (однодолинный [3] и многодолинный Ge : Sb [4], Si : P [5], InP [6], InSb [7]) температурная зависимость проводимости при $T \rightarrow 0$ достаточно хорошо описывается формулой

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2}, \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \sigma(0)$.

Зависимость $\Delta\sigma = \sigma(T) - \sigma_0 = mT^{1/2}$ предсказывается теорией явлений переноса, в которой учитывается электрон-электронное взаимодействие [8, 9]. Коэффициент m может быть положительным или отрицательным в зависимости от того, какое взаимодействие преобладает — обменное или хартриевское [4]. Теория явлений переноса, в которой рассматриваются квантовые поправки к проводимости, развита для слабо неупорядоченных систем, для которых $\hbar/\tau < \bar{\epsilon}$ (τ — время релаксации, $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия электрона). Как уже указывалось в [1], это соотношение, как правило, не выполняется вблизи перехода металл—диэлектрик (МД) в легированных полупроводниках. Представляло интерес проанализировать поведение $\rho(T)$ и $R(T)$ для Ge : Sb при сверхнизких температурах и сравнить результаты с выводами теории [8, 9]. Цель такого анализа — выяснить, к каким изменениям в температурных зависимостях сопротивления и коэффициента Холла приводит сильное рассеяние электронов $\hbar/\tau > \bar{\epsilon}$. Дополнительную информацию о влиянии сильного рассеяния на проводимость может дать анализ зависимостей $\rho(H)$ в сильных магнитных полях.

Результаты измерений. Результаты измерений $\rho(T)$ для четырех образцов представлены на рис. 1. Обозначения образцов те же, что и в работе [1], где

приведены все их характеристики. Из рис. 1 видно, что в измеренном интервале температур у образцов 1 и 2 ($n=1.1 \cdot 10^{17}$ и $2.0 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$) сопротивление при повышении температуры уменьшается, а у образцов 4 и 5 ($n=7.2 \cdot 10^{17}$ и 1.5×10^{18} см $^{-3}$) — слабо растет. У образца 1' (см. вставку на рис. 1), для которого n ниже критической концентрации перехода n_c (для Ge : Sb $n_c \approx 1.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ [1]), температурная зависимость $\rho(T)$ достаточно хорошо описывается законом $\rho(T) \sim \exp(T_0/T)^{1/4}$, характерным для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

У образца 2 (рис. 2, кривая 2) проводимость монотонно растет с температурой, а при $T \leq 1$ К можно выделить интервал, в котором изменение $\sigma(T)$ описывается соотношением (1) с $m_{\text{экс}}=2.3$ (Ом·см·К $^{1/2}$) $^{-1}$. Расчет квантовых поправок к проводимости с учетом электрон-электронного взаимодействия дает $m_{\text{теор}}=-3.7$ (Ом·см·К $^{1/2}$) $^{-1}$.

Таким образом, для образца 2 $m_{\text{теор}}$ и $m_{\text{экс}}$ различаются по знаку.

Для образца 4 (рис. 3, кривая 4) при $T \leq 1$ К и для образца 5 (кривая 5) при $T \leq 2.5$ К уменьшение проводимости описывается формулой (1) с $m_{\text{экс}}$,

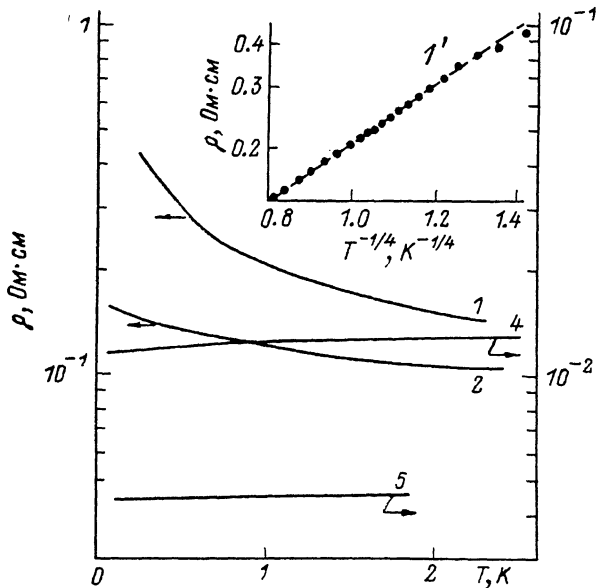


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления от температуры для образцов Ge : Sb.

n , см $^{-3}$ для образцов: 1 — $1.1 \cdot 10^{17}$, 2 — $1.96 \cdot 10^{17}$, 4 — $7.2 \cdot 10^{17}$, 5 — $1.5 \cdot 10^{18}$.

равными соответственно 10.5 и 6.9 (Ом·см·К $^{1/2}$) $^{-1}$. Полученные значения коэффициентов m согласуются с другими экспериментальными данными, приведенными в обзоре [9]. Рассчитанные для этих образцов $m_{\text{теор}}$ совпадают по знаку с $m_{\text{экс}}$, но меньше их по абсолютной величине от 4 до 8 раз в зависимости от того, учитывается или не учитывается анизотропия энергетического спектра электронов. В работах [4, 10] также отмечалось, что для образцов Ge : Sb с различным уровнем легирования $|m_{\text{теор}}|$ и $|m_{\text{экс}}|$ различаются в 2—10 раз.

Рассмотрим теперь поведение коэффициента Холла R . Из теории [9] следует, что поправка к R за счет эффектов электрон-электронного взаимодействия

$$\frac{\Delta R}{R_0} \approx -2 \frac{\Delta \sigma}{\sigma_0}. \quad (2)$$

Это означает, что изменение коэффициента Холла ΔR с температурой должно быть, как и $\Delta \sigma$, пропорционально $T^{1/2}$ (для невзаимодействующих электронов добавка к R равна нулю [9]). Из наших опытов следует, что для образцов 2 и 4 изменение R при $T \leq 1$ К действительно можно представить в виде $|\Delta R| \sim T^{1/2}$, но при этом для образца 2 $\Delta R/R_0 \approx -\Delta \sigma/\sigma_0$ (рис. 2, кривые 2, 2'), а для образца 4 $\Delta R/R_0 \approx 0.5 (\Delta \sigma/\sigma_0)$ (рис. 3, кривая 4; рис. 4, кривая 4'). Учет поправок к проводимости, связанных со слабой локализацией электронов, позволяет уменьшить расхождение теории с экспериментом лишь на ограниченном участке температур, так как, согласно [9], эти поправки пропорциональны T , а не $T^{1/2}$. Для образца 5, как видно из рис. 4 (кривая 5'), изменение $R(T)$ не описывается законом $|\Delta R/R_0| \sim T^{1/2}$ в отличие от изменения $\sigma(T)$ (рис. 3, кривая 5). Для образца 5 в измеренном интервале температур $\Delta R/R_0$ изменяется в пределах от $\Delta \sigma/\sigma_0$ до $\sigma (\Delta \sigma/\sigma_0)$. Значительное расхождение экспериментальных результатов с теорией электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) отмечалось в работе [11] для кристаллов Ge : As. Например, вдали от перехода МД для согласования

эксперимента с теорией необходимо было предположить наличие дополнительного механизма рассеяния, что же касается температурной зависимости коэф-

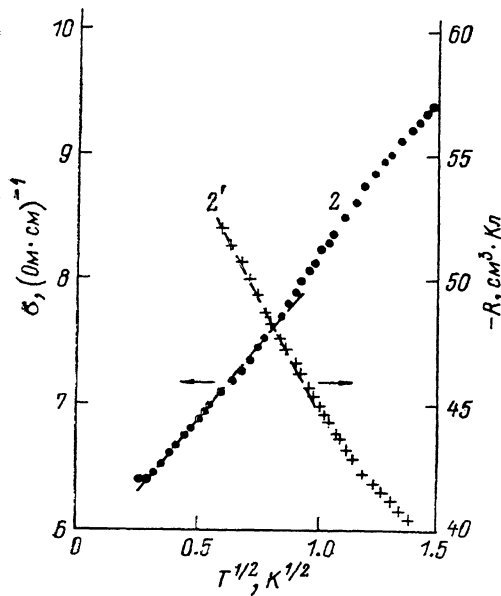


Рис. 2. Зависимость проводимости (2) и коэффициента Холла (2') от температуры для образца 2.

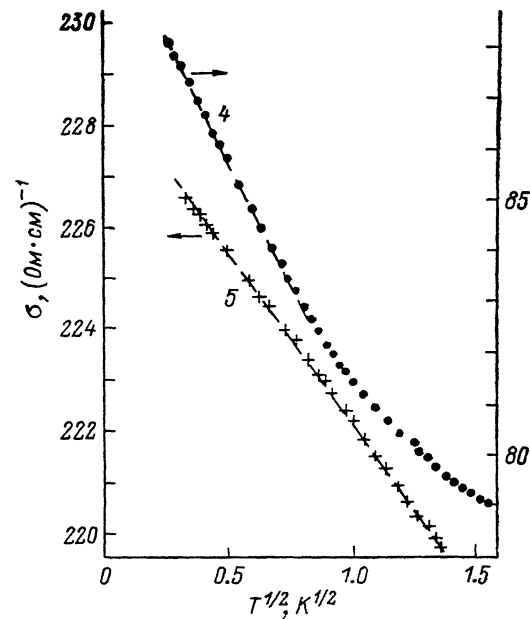


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости для образцов 4 и 5.

фициента Холла, то она качественно соответствует теории ЭВВ, но изменение $|R|$ с температурой в 6 раз превышает величину, предсказываемую теорией.

Обсуждение экспериментальных результатов. Рассмотрим возможные причины столь значительных различий температурных зависимостей проводимости и коэффициента Холла. Можно было бы предположить, что одной из причин различия значений $m_{\text{теор}}$ и $m_{\text{экс}}$ является некорректный учет многодолинных эффектов в Ge: Sb [10]. Однако, как следует из [10], такое расхождение сохраняется и в однодолинном германии, например, для одноосно деформированного Ge: Sb с $n=2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $m_{\text{экс}}=-1.5$, а $m_{\text{теор}}=-0.2 \text{ (Ohm}\cdot\text{cm}\cdot\text{K}^{1/2})^{-1}$, т. е. $|m_{\text{экс}}| \approx 7.5 |m_{\text{теор}}|$. Можно также думать, что расхождение между экспери-

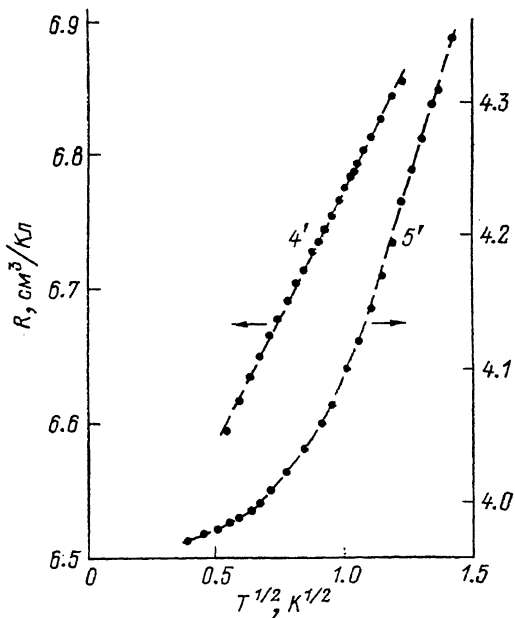


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента Холла для образцов 4 (4') и 5 (5').

ментальными и теоретическими значениями связано с тем обстоятельством, что значение $m_{\text{экс}}$ сравнивается со значением $m_{\text{теор}}$, рассчитанным в наинищем приближении Хартри—Фока. Как следует из той же работы [10], если учесть члены более высоких порядков, полученные в расчетах [12, 13], то в нулевом магнитном поле действительно удастся добиться лучшего совпадения величин $m_{\text{теор}}$

и $m_{\text{вкс}}$. Но в магнитном поле расчет с учетом членов более высокого порядка предсказывал знак наклона $d\sigma/dT$, противоположный тому, что наблюдается на опыте. Таким образом, можно утверждать, что учет членов более высоких порядков не улучшает согласия теории с экспериментом. Можно думать, что расхождение теории квантовых поправок с экспериментом обусловлено двумя причинами. Во-первых, теория развита для случая слабого рассеяния $\hbar/\tau \ll \xi$. Для исследованных же образцов Ge : Sb в области температур ниже температуры максимума $\rho(T)$ имеет место сильное рассеяние $\hbar/\tau > \xi$. Так, при $T=4.2$ К для образца 2 $\hbar/\tau \approx 220$ К, $\epsilon_F=25$ К; для образца 5, для которого $n \approx 10n_c$, $\hbar/\tau \approx 130$ К, а $\epsilon_F=95$ К [1]. Во-вторых, теория квантовых поправок справедлива для сильно вырожденного газа ($n \gg n_c$) в условиях, когда примесные состояния слиты с зоной проводимости. Из опытов же с одноосно деформированным германием следует, что при $n \leq 10n_c$ на температурные зависимости проводимости [1] и эффекта Холла [2], а также на сдвиг Найта [14] значительное влияние оказывают примесные состояния. Согласно [15], есть основание полагать, что при $n \leq n_c$ существует примесная зона, отделенная от зоны проводимости. Мы полагаем, что двойная смена знака $d\sigma/dT$ [1] и dR/dT [2] у образца 2 связана с влиянием примесных состояний на проводимость и коэффициент Холла вблизи перехода МД. Двойная смена знака $d\sigma/dT$ наблюдалась и другими авторами у Ge : Sb [16] и InSb [17]. Согласно [15], при $n \rightarrow n_c$ положительный знак $d\sigma/dT$ у Si : P объясняется не уменьшением хартриевского члена, как это можно было бы заключить из теории ЭЭВ, а интерференционными эффектами. Можно также думать, что положительный знак $d\sigma/dT$ у образца 2 при $T < 8$ К [1] связан с более сильной локализацией электронов, чем это предсказывает теория квантовых поправок к проводимости. Ведь интерференционные члены, согласно теории, не должны приводить к изменению коэффициента Холла с температурой, что не согласуется с экспериментальными данными. Равенство $|\Delta R/R_0|$ и $\Delta\sigma/\sigma_0$, имеющее место для образца 2 (рис. 2), можно объяснить тем, что при сверхнизких температурах часть электронов локализуется в ямах потенциального рельефа. Уменьшение $\sigma(T)$ с повышением температуры вызвано уменьшением доли делокализованных электронов.¹ Эффекты, связанные с локализацией электронов, играют, по-видимому, значительную роль в проводимости во всей переходной области $n_c < n \leq 10n_c$.

Уменьшение $\sigma(T)$ у образцов 4 и 5 простирается до 35 и 63 К соответственно [1]. В работе [1] это изменение $\sigma(T)$ объяснялось с помощью формулы Кубо—Гринвуда. Далее мы приведем некоторые соображения, подтверждающие выводы работ [1, 2] о поведении проводимости и эффекта Холла вблизи перехода металл—диэлектрик, а также укажем эмпирическое соотношение, связывающее параметр m из (1) [который описывает убывание $\sigma(T)$ при сверхнизких температурах] с энергией Ферми ϵ_F .

Недавно легированные полупроводники вблизи перехода металл—диэлектрик стали рассматривать как электронную жидкость (см., например, [19]). Для применимости френкелевской картины жидкости [20] требуется выполнение условия $\omega_p \tau_p \gg 1$, где ω_p — характерная частота колебаний частиц жидкости вблизи положения равновесия, при низких температурах равная плазменной частоте $\omega_p = (4\pi e^2 n / \chi m_c)^{1/2}$, τ_p — время жизни частицы в положении равновесия, m_c — эффективная масса проводимости. При $k_B T < \hbar \omega_p$ время жизни электронов [19]

$$\tau_p \approx \omega_p \exp\{a/(\lambda)^2\}. \quad (3)$$

Здесь $\lambda \approx a (\hbar \omega_p / U)^{1/2}$ — амплитуда нулевых колебаний электронной жидкости, U — энергия кулоновского взаимодействия электронов, $a \approx n^{1/3}$. Оценки $\omega_p \tau_p$ для трех видов потенциальной энергии — $U_1 = e^2 n^{1/3}$, $U_2 = e^2 n^{1/3} / \chi$ и $U_3 = (e^2 / \chi r) \times \times \exp(r/r_0)$ показывают, что для полупроводниковых образцов с положительной температурной зависимостью $\Delta\rho \sim T^{1/2}$ [3-7] условие $\omega_p \tau_p \gg 1$ выполняется только в случае неэкранированного кулоновского потенциала U_1 . Такой

¹ С заключением [1, 2] о существовании локализованных состояний при $n > n_c$ согласуются эксперименты по комбинационному рассеянию света в Ge : As [18].

вид потенциала не соответствует реальному характеру взаимодействия электронов в полупроводнике с конечной диэлектрической проницаемостью. Для потенциалов U_2 и U_3 , используемых в расчетах квантовых поправок [9, 21], $\omega_p \tau_p \approx 1.5$ и ≈ 1 соответственно. Ясно, что условие $\omega_p \tau_p \approx 1$ реализуется, когда $\lambda \geq a$ (амплитуда колебаний больше или порядка межэлектронного расстояния), и соответствует, согласно Френкелю [20], жидкости вблизи точки кипения, т. е. вблизи перехода в газовую фазу.

Оценка времени свободного пробега электрона по формуле $\tau = m_e \sigma_0 / n e^2$ показывает, что для образца Ge : Sb с $n = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [4] τ примерно в 3 раза меньше времени жизни электрона вблизи примесного центра τ_p , рассчитанного для экранированного кулоновского потенциала. Для потенциала U_2 это различие еще больше. При $n \approx 10 n_c$ (образец 5, $n = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) $\tau = 3 \tau_p$. Сравнимые значения τ и τ_p получаются и для других полупроводников, для

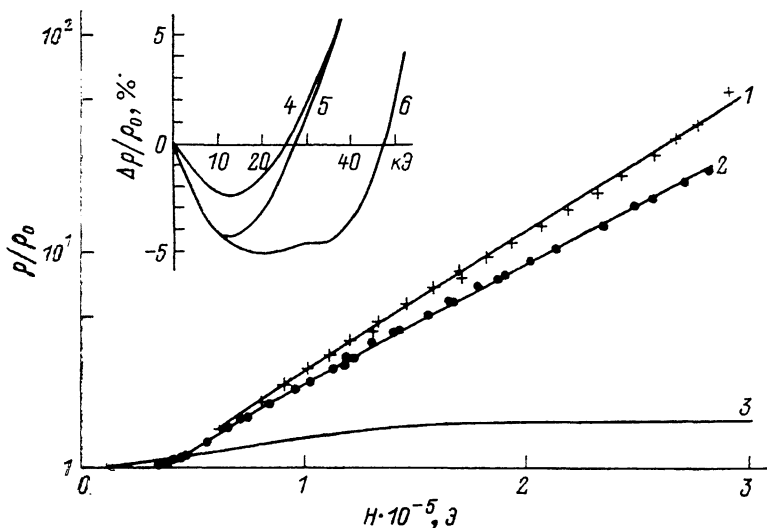


Рис. 5. Зависимость магнитосопротивления от магнитного поля для образца Ge : Sb с $n = 4.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Т, К: 1 — 1.8, 2 — 4.2, 3 — 77 (продольное МС); на вставке Т, К: 4 — 1.8, 5 — 4.2 (продольное МС), 6 — 1.8 (поперечное МС).

которых при низких температурах $\Delta \rho \sim T^{1/2}$ [8-7]. Главное предположение классической теории рассеяния состоит в том, что время взаимодействия электрона с рассеивающим центром τ_p пренебрежимо мало по сравнению с временем свободного пробега электрона. Для локализованных состояний, наоборот, электрон большую часть времени τ_p проводит вблизи примесного центра и лишь изредка совершает перескоки в другие состояния. Согласно приведенным выше оценкам (как и выводам работ [1, 2]), вблизи перехода металл—диэлектрик электроны находятся в промежуточном состоянии, т. е. как бы частично локализованы. Точнее говоря, они испытывают сильное рассеяние. В условиях сильного рассеяния электрон как бы захватывается примесным центром на время порядка τ_p . При этом движение его в среднем замедляется, что должно, вообще говоря, сказаться на характере электрон-электронного взаимодействия.

Согласно [22], в случае сильного рассеяния, вызванного беспорядком, когда $\hbar/\tau \approx \epsilon_F$, электрон-электронное взаимодействие усиливается. Можно ожидать, что коэффициент m в формуле (1) будет отличаться от значений, которые предсказывает теория для случая слабого рассеяния $\hbar/\tau \ll \epsilon_F$. Анализ экспериментальных данных показывает, что при сверхнизких температурах изменение проводимости может быть описано эмпирически установленным соотношением

$$\Delta \sigma / \sigma_0 = A (k_B T / \epsilon_F)^{1/2}, \quad (4)$$

где коэффициент $A \sim 1$. Так, например, значения параметра m , вычисленные с помощью соотношения (4), $m = \sigma_0 (k_B / \epsilon_F)^{1/2}$ для Ge : Sb с $n = 3.3 \cdot 10^{17}$, $4.8 \cdot 10^{17}$,

$6.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [4] и образца 4 ($n=7.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в пределах ошибки совпадают с экспериментальными данными. Для однодолинного Ge : Sb с $n=3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [3], Si : P с $n=4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [5], InP с $n=7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [6] вычисленные, согласно (4), значения m отличаются от экспериментально найденных не более чем в 2 раза. В то же время из расчета квантовых поправок, связанных с электрон-электронным взаимодействием, следует, что, например, в InP значения коэффициента m , рассчитанные в приближении Томаса—Ферми, отличаются от экспериментальных значений более чем в 50 раз [6]. Большое расхождение между оценками по теории квантовых поправок и экспериментальными данными отмечалось и для однодолинного Ge : Sb [3].

Существование квазилокализованных электронных состояний при $n \geq n_c$ подтверждается и поведением магнитосопротивления в сильных магнитных полях. На рис. 5 приведены зависимости продольного сопротивления ($\rho_{\parallel}/\rho_0 \parallel \mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$) в сильных магнитных полях H до $3 \cdot 10^5$ Э для образца Ge : Sb с $n=4.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились при температурах 1.8, 4.2 и

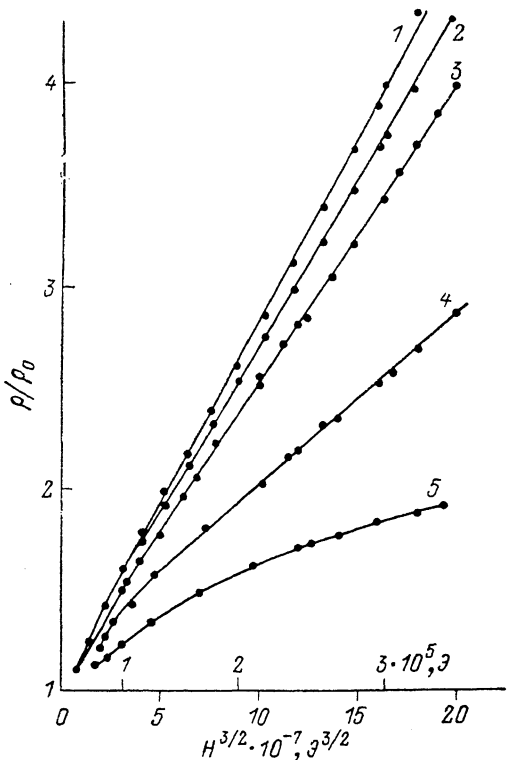


Рис. 6. Зависимость продольного МС от магнитного поля для образца Ge : Sb с $n=2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

$T, \text{ К: } 1 - 2, 2 - 4.2, 3 - 10, 4 - 25, 5 - 77$.

77 К (кривые 1, 2, 3). Характеристики образца даны в [23]. На вставке рис. 5 показано изменение продольного ($\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0 \parallel \mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$) (кривые 4, 5) и поперечного ($\Delta\rho_{\perp}/\rho_0 \perp \mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$) (кривая 6) магнитосопротивлений в слабых полях. На кривой $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ при $H \approx 2.8 \cdot 10^4$ Э виден слабый пик, связанный с прохождением уровня Ландау с $N=1$ через уровень Ферми. Значение энергии Ферми в магнитном поле, вычисленное по положению этого пика, достаточно хорошо согласуется с величиной ϵ_F , найденной при $H=0$ [23]. Как следует из рис. 5, в полях $H > 1 \cdot 10^5$ Э при $T=1.8$ и 4.2 К МС изменяется по экспоненциальному закону $\rho_{\parallel} \sim \exp(\alpha H)$. При экстраполяции прямых 1 и 2 в область слабых полей найдена точка пересечения $H_c \approx 3 \cdot 10^4$ Э. Если принять, что при H_c примесные состояния отделяются от зонных, т. е. происходит переход металл—диэлектрик, то при радиусе Бора $a_B=47 \text{ \AA}$ критерий перехода Мотта в магнитном поле $n_c^{1/3} (a_B^2 a_n)^{1/3} \approx 0.25$ выполняется весьма приближенно: левая часть равна не 0.25, а 0.32. В отсутствие магнитного поля условию перехода Мотта $n_c^{1/3} a_n \approx 0.25$ соответствует значение критической $n_c = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Меньшие значения H_c , чем требуются равенством $n_c^{1/3} (a_B^2 a_n)^{1/3} \approx 0.25$, получаются, по-видимому, из-за того, что, хотя при $H=0$ электронные состояния частично локализованы (примесные и зонные состояния слиты), в полях $H \approx H_c$ примесная зона еще не отделена. Уровень Ферми при $H=H_c$ опускается лишь ниже уровня протекания в область более локализованных состояний. Для образцов с концентрациями n , достаточно большими по сравнению с n_c , МС в сильных магнитных полях изменяется по степенному закону, характерному для зонной проводимости.

На рис. 6 приведено изменение продольного сопротивления ($\rho_{\parallel}/\rho_0 \parallel \mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$) для образца Ge : Sb ($n=2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в магнитных полях до $3.4 \cdot 10^5$ Э. Измерения проводились в интервале 2—77 К. Характеристики образца даны

в [23]. Из рис. 6 видно, что при $T \leq 25$ К сопротивление изменяется по закону $\rho \sim H^{3/2}$.

Таким образом, анализ температурных зависимостей проводимости и коэффициента Холла при сверхнизких температурах, поведения МС в сильных магнитных полях подтверждают вывод, сделанный ранее в работах [1, 2], о том, что низкотемпературные особенности явлений переноса в интервале $n_c < n \leq \leq 10n_c$ не удастся удовлетворительно объяснить на основе теории квантовых поправок без учета перекрытия примесных и зонных состояний. Вблизи перехода металл—диэлектрик состояния, по-видимому, квазилокализованы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Цицильковский И. М., Матвеев Г. А., Лончаков А. Т. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 515—524.
- [2] Матвеев Г. А., Цицильковский И. М., Лончаков А. Т. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 222—230.
- [3] Ootuka Y., Kobayoshi S., Ikehata S., Sasaki W., Kondo J. — Sol. St. Commun., 1979, v. 30, N 3, p. 169.
- [4] Thomas G. A., Kawabata A., Ootuka Y., Katsumoto S., Kobayashi S., Sasaki W. — Phys. Rev. B, 1982, v. 26, N 4, p. 2113—2121.
- [5] Rosenbaum T. F., Andres K. A., Thomas G. A., Lee P. A. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, N 8, p. 568—571.
- [6] Long A. L., Pepper M. — J. Phys. C, 1983, v. 17, N 19, p. 3391—3400; Sol. St. Electron., 1985, v. 28, N 1/2, p. 61—72.
- [7] Morita S., Fukase T., Isama Y., Ishida S., Takeuti Y., Mikoshiba N. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 8, p. 5570—5583.
- [8] Альтшуллер Б. Л., Аронов А. Г. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, в. 11, с. 2028—2049.
- [9] Altshuller B. L., Aronov A. G. — In: Modern Problems in Condensed Matter Science Volume—Electron—Electron Interaction in Disordered Systems / Ed by A. L. Efros, M. Pollak. 1985, p. 1—153.
- [10] Ootuka Y., Katsumoto S., Kobayashi S., Sasaki W. — Sol. St. Electron., 1985, v. 28, N 1/2, p. 101—107.
- [11] Ионов А. Н., Матвеев М. Н., Шлимак И. С. — ФТП, 1986, т. 20, в. 6, с. 1083—1088.
- [12] Altshuller B. L., Aronov A. G. — Sol. St. Commun., 1983, v. 46, N 6, p. 429—435.
- [13] Isawa Y., Fukuyama H. — J. Phys. Soc. Japan, 1984, v. 53, N 4, p. 1415—1433.
- [14] Tunstall D. P., Sohal G. S. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 2, p. 251—255.
- [15] Kaweh M., Mott N. F. — Phyl. Mag., 1987, v. 55, N 1, p. 1—8.
- [16] Sasaki W., Conda S. — J. Phys. Soc. Japan, 1963, v. 18, N 6, p. 914.
- [17] Morita S., Isawa Y., Fukase T., Ishida S., Kaike Y., Takeuti Y., Mikoshiba N. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 8, p. 5570—5573.
- [18] Doehler J. — Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N 8, p. 2917—2925.
- [19] Спивак Б. З. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 4, с. 1299—1304.
- [20] Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.—Л., 1945.
- [21] Fukuyama H. — Techn. Rep. ISP, 1984, Ser. A, N 1445, p. 1—20.
- [22] Anderson P. W., Muttalib K. A., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 1, p. 117—120.
- [23] Матвеев Г. А., Лончаков А. Т. — ФТП, 1984, т. 18, в. 4, с. 589—594.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Получена 9.01.1987
Принята к печати 15.09.1987