

НЕОМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ Ge : Sb ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ИЗОЛЯТОР

Г. А. Матвеев, А. Т. Лончаков

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219, Екатеринбург, Россия
(Получена 4.01.1992. Принята к печати 31.07.1992)

В электрических полях до 120 В/см в интервале температур (4.2 ÷ 60) К измерена проводимость σ и коэффициент Холла R на кристаллах Ge : Sb с концентрациями электронов $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, близкими к критической n_c , соответствующей переходу металл—изолятор (для Ge : Sb $n_c \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Показано, что неомическая проводимость, наблюдаемая при температурах ниже температуры максимума коэффициента Холла $|R(T)|_{\text{max}}$, как при $n < n_c$, так и при $n > n_c$, может быть объяснена ионизацией электронов из примесной зоны в зону проводимости. Из анализа температурной и полевой зависимости R и σ определена температура разогрева электронного газа и время релаксации энергии.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в понимании перехода металл—изолятор (МИ) в легированных полупроводниках (см., например, [1]). Однако до сих пор остается дискуссионным вопрос о характере состояний вблизи критической концентрации n_c , соответствующей переходу МИ. Эта проблема тесно связана с вопросом о том, где происходит переход — в примесной зоне или в зоне проводимости. В литературе на эту тему существуют самые противоречивые суждения оценки концентрации электронов, при которой примесная зона смешивается с зоной проводимости и по разным источникам варьируется в широких пределах от $0.1 n_c$ до $10 n_c$ (библиография приведена в работе [2]). Различные эксперименты также дают неоднозначный ответ на этот вопрос (например, [2, 3]).

Исследуя явления переноса в n -Ge, мы пришли к выводу, что перекрытие примесной зоны и зоны проводимости происходят, по-видимому, вблизи перехода МИ. Однако влияние примесной зоны продолжает сказываться вплоть до концентраций $n \approx 10 n_c$. Это влияние проявляется в особенностях кинетических коэффициентов при воздействии на кристалл одноосного сжатия [4], сильных магнитных полей [5], низких температур [6], которые не удается удовлетворительно объяснить квантовыми поправками к проводимости.

Можно надеяться, что дополнительную информацию о характере электронных состояний вблизи n_c дадут исследования явлений переноса в сильных электрических полях. Под сильными полями мы подразумеваем такие поля, в которых ток, протекающий через кристалл, не подчиняется закону Ома. В данной работе исследовалась полевая зависимость проводимости $\sigma(E)$ и коэффициента Холла $R(E)$ на кристаллах Ge : Sb. Представляло интерес сравнить изменение проводимости в сильных электрических полях в Ge : Sb с аналогичными измерениями на металлических пленках вблизи перехода МИ [7].

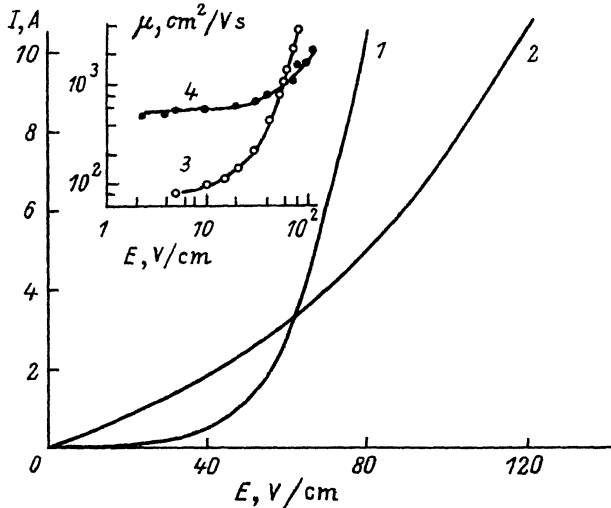


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов 1 (1) и 2 (2) Ge : Sb при $T = 4.2$ К. На вставке приведена зависимость холловской подвижности электронов от электрического поля у образцов 1 (3) и 2 (4) при $T = 4.2$ К.

Экспериментальные результаты

Измерения сопротивления $\rho(E)$ и коэффициент Холла $R(E)$ проводились на кристаллах Ge : Sb с концентрациями электронов $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образец 1) и $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образец 2) при температурах $(4.2 \div 60)$ К в электрических полях до 120 В/см. Характеристики образцов приведены в наших предыдущих работах [4, 5]. Согласно этим данным, у образца 1, имеющего концентрацию электронов ниже критической n_c ($n_c = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для Ge : Sb), при температурах $T < 2.5$ К сопротивление с температурой изменяется по закону $\rho(T) \sim \exp(T_0/T)^{1/4}$. В интервале $2.5 \text{ К} < T < 12 \text{ К}$ $\rho(T) \sim \exp(\Delta\epsilon/kT)$. Постоянная энергия активации $\Delta\epsilon = 0.4$ мэВ определяет величину энергетического зазора от края подвижности ϵ_c до уровня Ферми ϵ_F . У образца 2 с $n > n_c$ при низких температурах сопротивление увеличивается с ростом температуры и достигает максимума при $T = 12$ К. Коэффициент Холла $|R(T)|$ для образца 1 имеет максимум при $T_{\max} = 24$ К, а для образца 2 — при $T_{\max} = 40$ К. Измерения $\rho(E)$ и $R(E)$ проводились в импульсных электрических полях с длительностью импульса $T_i = 5$ мкс. Образцы вырезались вдоль кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$.

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2) при $T = 4.2$ К. Из анализа кривых следует, что у образца 1 в поле $E > 5$ В/см, а у образца 2 при $E > 10$ В/см ВАХ имеет сверхлинейный характер, что характерно для примесного пробоя. На рис. 2 (образец 1) и 3 (образец 2) приведены семейства кривых, отражающих зависимость $\rho(E)$ и $R(E)$ от поля при разных температурах. Из этих рисунков видно, что в интервале температур $T \ll T_{\max} |R(T)|$, приблизительно совпадающим с областью сильного рассеяния $\hbar/\tau > \bar{\epsilon}$ [4] (где τ — время релаксации импульса, $\bar{\epsilon}$ — характерное значение энергии, равное kT для невырожденной статистики и ϵ_F для вырожденного электронного газа), сопротивление и коэффициент Холла зависят от электрического поля. При $T < 12$ К у образцов 1 и 2 на кривых $|R(E)|$ наблюдается максимум. По аналогии с температурной зависимостью коэффициента Холла [4] максимум $|R(E)|$ можно объяснить участием в проводимости двух групп носителей, обладающих различной подвиж-

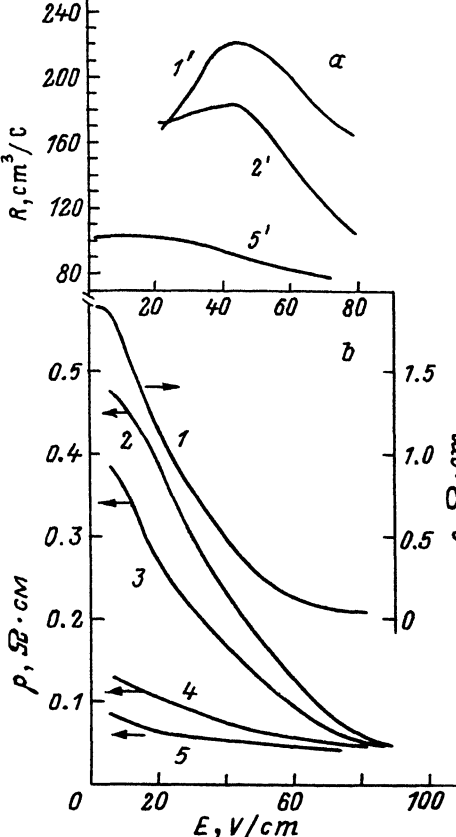


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла (а) и удельного сопротивления (б) от электрического поля для образца 1. Т, К: 1, 1' — 4.2; 2, 2' — 11; 3 — 20; 4 — 30; 5, 5' — 40.

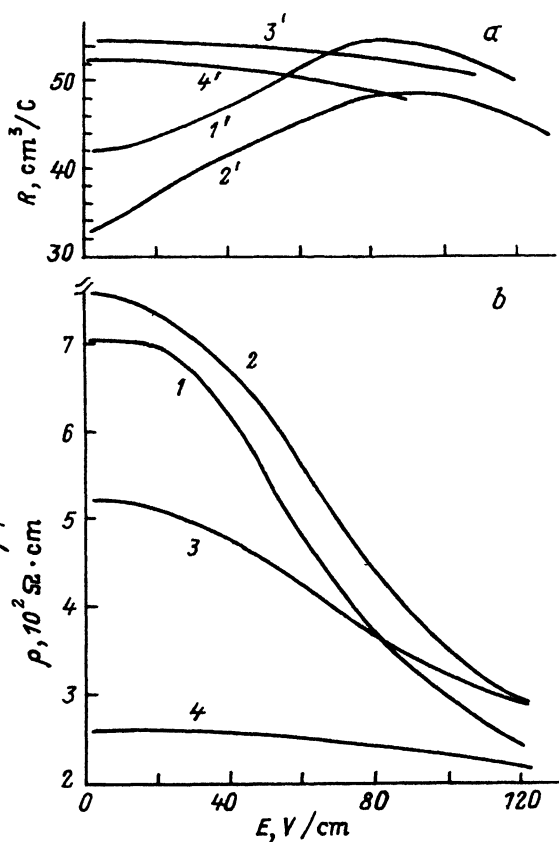


Рис. 3. Зависимость коэффициента Холла (а) и удельного сопротивления (б) от электрического поля для образца 2. Т, К: 1, 1' — 4.2; 2, 2' — 12; 3, 3' — 30; 4, 4' — 60.

ностью. Этот вывод подтверждается одинаковым изменением подвижности электронов с температурой $\mu(T)$ [4] и электрическим полем $\mu(E)$ (см. вставку на рис. 1). Близкие значения $\mu(T)$ и $\mu(E)$ в максимумах коэффициента Холла $|R(T_{\max})|$ и $|R(E_{\max})|$ позволяют сделать вывод, что для этих образцов основное изменение проводимости в электрическом поле связано с увеличением концентрации более подвижных электронов n_2 при увеличении E . (Следует отметить, что действие электрического поля на проводимость все же не идентично действию температуры. Так, например, у образца 2 на кривой $\sigma(T)$ при $T = 12$ К имеется

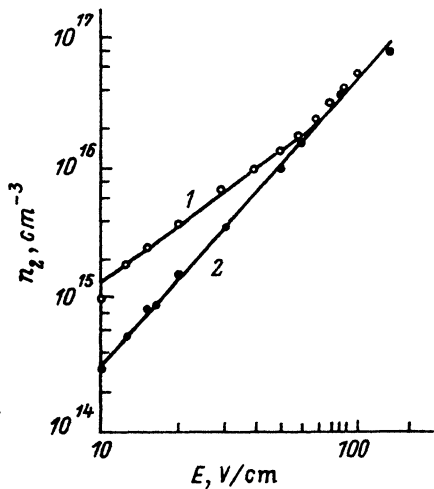


Рис. 4. Зависимость концентрации подвижных электронов $n_2(E)$ для образца 2. Т, К: 1 — 12, 2 — 4.2.

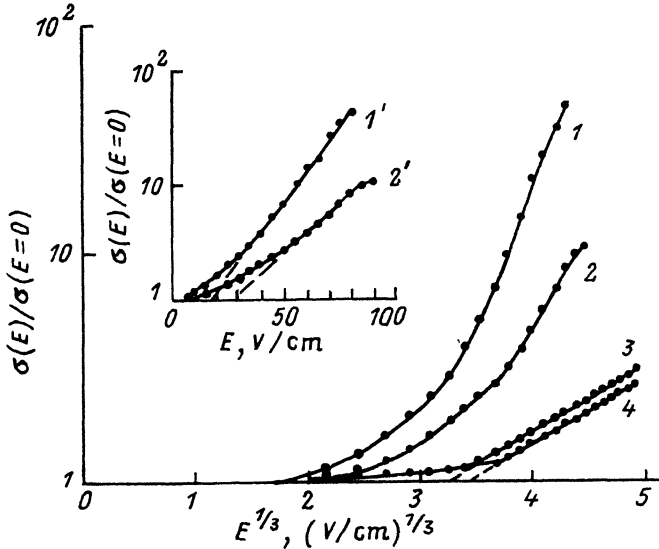


Рис. 5. $\sigma(E)/\sigma(E=0)$ в зависимости от $E^{1/3}$ для образцов 1 (1, 2) и 2 (3, 4). T , К: 1, 3—4.2; 2—11, 4—12. На вставке — зависимость $\sigma(E)/\sigma(E=0)$ от E для образца 1. T , К: 1'—4.2; 2'—11.

минимум [4], а в электрическом поле проводимость только растет (рис. 3, кривые 1—4)).

На рис. 4 для образца 2 приведены зависимости $n_2(E)$ при $T = 12$ К (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2), рассчитанных по формулам для проводимости с двумя типами носителей заряда [4]. Расчет проводился при значениях $b = \mu_2/\mu_1 = 3.6$ (12 К) и $b = 2.8$ (4.2 К), полученных из анализа $R(E)$ (рис. 2 и 3) (здесь μ_1 и μ_2 — подвижности электронов в примесной зоне и зоне проводимости соответственно). Как следует из рис. 4, на значительном интервале измеренных полей $n_2(E) \sim E^{1.5}$ при $T = 12$ К (кривая 1) и $n_2(E) \sim E^2$ при $T = 4.2$ К (кривая 2).

Приравнивая энергию электронов в максимумах $|R(E)|$ и $|R(T)|$, можно оценить разогрев электронного газа $\Delta T = (T_e - T)$ относительно решетки, а из уравнения баланса между подводом и отводом тепла от электронной системы [8]

$$\sigma E^2 = \int_T^{T_e} \frac{Q(T) dT}{\tau_e} = \gamma \frac{(T_e^2 - T^2)}{2\tau_e}$$

можно оценить время релаксации энергии τ_e . Здесь $Q(T) = \gamma T$ — электронная теплоемкость единицы объема, T_e , T — температуры электронов и фононов соответственно. Для образца 1 по оценкам $\Delta T = 20$ К ($E = 45$ В/см) при $T = 4.2$ К и $\Delta T = 13$ К ($E = 42$ В/см) при $T = 11$ К. Для образца 2 $\Delta T = 36$ К ($E = 85$ В/см) и $\Delta T = 28$ К ($E = 90$ В/см) при температурах 4.2 К и 12 К соответственно. Для этого образца $\tau_e = 0.8 \cdot 10^{-9}$ с при $T = 4.2$ К и $\tau_e = 0.7 \cdot 10^{-9}$ с при $T = 12$ К. Приведенные значения τ_e находятся в пределах оценок $\tau_e \approx (10^{-7} - 10^{-11})$ с для металлов при низких температурах $T = (1 \div 4.2)$ К [7]. При значительном разогреве электронный газ становится невырожденным и формула уже неприменима. Поэтому величину τ_e для образца 2 можно рассматривать как оценку по порядку величины.

Мы попытались найти закон, описывающий изменение проводимости в сильных электрических полях. Оказывается, что для образца 1 можно выделить

интервал полей и температур, в котором проводимость экспоненциально зависит от электрического поля $\sigma(E) \sim \exp(E)$ (рис. 5, кривые 1' и 2' на вставке).

Для образца 2, имеющего металлическую проводимость при низких температурах, в том же интервале температур $4.2 \text{ K} < T \leq 12 \text{ K}$, полевая зависимость проводимости лучше описывается формулой $\sigma(E) \sim \exp(E^{1/3})$ (рис. 5, кривые 3, 4). Если же для этого образца изменение проводимости в поле попытаться описать степенным законом, то максимальный наклон кривой $\sigma(E)$ в двойном логарифмическом масштабе соответствует показателю степени $n \approx 1$. Для металлических пленок вблизи перехода МИ $n = 1/3$, т. е. $\Delta\sigma \sim E^{1/3}$ [7]. Из приведенных фактов следует, что в Ge:Sb в области металлической проводимости вблизи n_c изменение σ в сильных электрических полях значительно сильнее, чем в металлах.

Обсуждение экспериментальных результатов

Поведение ВАХ (рис. 1) и коэффициентов Холла $R(E)$ (рис. 3) у образца 2 свидетельствует о том, что и при $n > n_c$ примесная зона играет существенную роль в явлениях переноса. На это же указывает и характер зависимости $\sigma(E)$ при низких температурах ($T \leq 12 \text{ K}$). Как следует из работ [11, 12], в неупорядоченных системах с металлической проводимостью учет квантовых популяций, связанных с разогревом электронного газа в электрическом поле, приводит к изменению проводимости $\Delta\sigma \sim E^{1/3}$ в пределе $\Delta T \gg T$ и $\Delta\sigma \sim E^{1/2}$ при $\Delta T \ll T$. В эксперименте подобные зависимости $\Delta\sigma(E)$ наблюдались при $T < 35 \text{ K}$ в сильно легированном $n\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ вдали от перехода МИ [12]. Значительно более сильное изменение $\sigma(E) \sim \exp(E^{1/3})$ в Ge:Sb (рис. 5, кривые 3, 4) мы объясняем тем, что при $n \approx n_c$ между примесной зоной и зоной проводимости, по-видимому, имеется псевдощель. Ранее к такому выводу мы пришли из анализа температурной зависимости $\sigma(T)$ и коэффициента Холла $R(T)$ на кристаллах $n\text{-Ge}$, подвергнутых одноосному сжатию вдоль оси $\langle 111 \rangle$ [4]. С увеличением концентрации примесей перекрытие зон возрастает [9] и при $n > 2n_c$ на магнитосопротивлении наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза. Оцененная по эффекту Шубникова—де-Гааза величина уровня Ферми ϵ_F не сильно отличается от значений ϵ_F для зонных электронов [10]. С другой стороны, из экспериментальных данных [4, 5] следует, что при $T \leq T_{\max}$ $|R(T)|$ проводимость $n\text{-Ge}$ в области концентраций $n_c < n \leq 10n_c$, как и при $n < n_c$, чувствительна к степени перекрытия примесных волновых функций. Этот факт можно объяснить тем, что вплоть до $n \approx 10n_c$ примесная зона не полностью растворялась в зоне проводимости, и электроны еще достаточно сильно связаны с примесными атомами [4-6]. (Следует отметить, что зависимость проводимости от перекрытия волновых функций электронов наблюдается в области сильного рассеяния $\hbar/\tau > \bar{\epsilon}$ [4]).

Особенности, связанные с примесными состояниями при $n > n_c$, проявились и в оптических свойствах $n\text{-GaAs}$: 1. Согласно [2], в эпитаксиальных пленках $n\text{-GaAs}$ переходы между примесными уровнями $1s-2p$ наблюдались не только на диэлектрической стороне перехода МИ, но и в области металлической проводимости, до $n \approx 5n_c$. Исходя из этого, авторы делают вывод, что переход МИ происходит в примесной зоне, отделенной энергетическим барьером от зоны проводимости. 2. В образце $n\text{-GaAs}$ с $n = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($n \approx 2n_c$) переходы между примесными уровнями не обнаруживались при $T > 40 \text{ K}$, что соответствует условию $T < T_{\max} |R(T)|$ [13]. Выше 40 K в ИК спектре присутствует только друдевский член, описывающий поглощение свободными носителями тока. Из наших экспериментов на кристаллах $n\text{-Ge}$ также следует, что при $T \geq T_{\max} |R(T)|$ кинетические явления можно описать в приближении свободных электронов [4-6].

Таким образом, исследования зависимости $\sigma(E)$ и $R(E)$ в $\text{Ge}:\text{Sb}$ подтверждают выводы [4-6] о том, что в легированных полупроводниках примесная зона оказывает существенное влияние на характер состояний вблизи перехода МИ. В металлических пленках, судя по результатам эксперимента [7], такого влияния не обнаруживается. Зависимость $\Delta\sigma \sim E^{1/3}$, наблюдаемую в сплавах $\text{Ge}_x\text{Au}_{1-x}$ и $\text{Cu}_x\text{Cu}_{1-x}$ в полях до 500 В/см, авторы [7] объясняют теорией Мак Миллана [14], в которой учитывается сильное электрон-электронное взаимодействие, а локализация электронов предполагается слабой (учитываются только интерференционные эффекты [15]).

Авторы выражают благодарность И. М. Цидильковскому за ценные замечания и поддержку в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Anderson Localization (ed. by T. Ando, H. Fukuyama), 375. Berlin (1988).
- [2] M.-W. Lee, D. Romero, H. D. Drew, M. Shayegan, B. S. Elman. Sol. St. Commun., 66, 23 (1988); D. Romero, S. Liu, H. D. Drew, K. Ploog. Phys. Rev. B, 42, 3179 (1990).
- [3] Т. И. Воронина, А. Н. Дахно, О. В. Емельяненко, Т. С. Лагунова, С. П. Сыросельцева. ФТП, 22, 1230 (1988).
- [4] И. М. Цидильковский, Г. А. Матвеев, А. Т. Лончаков. ФТП, 20, 515 (1986); Г. А. Матвеев, И. М. Цидильковский, А. Т. Лончаков. ФТП, 21, 222 (1987).
- [5] G. A. Matveev, I. M. Tsidilkovskii, A. T. Lonchakov. Phys. St. Sol. B, 154, 703 (1989).
- [6] Г. А. Матвеев, И. М. Цидильковский, А. Т. Лончаков, Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский. ФТП, 22, 799 (1988).
- [7] M. Osofsky, J. B. Bieri, M. la Madrid, J. M. Mochel. Phys. Rev. B, 38, 12215 (1989).
- [8] С. И. Дорожкин, В. Т. Долгополов. Письма ЖЭТФ, 36 (1982).
- [9] В. М. Михеев. ФТТ, 32, 1040 (1991).
- [10] Г. А. Матвеев, А. Т. Лончаков. ФТП, 18, 589 (1984).
- [11] P. W. Anderson, E. Amrahams, T. V. Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., 43, 718 (1979).
- [12] J. Schilz, J. Lange, L. Mester, G. Nimtz. Z. Phys. B, 81, 381 (1990).
- [13] Арсенид галлия. Получение и свойства (под ред. Ф. П. Кесеманлы, Д. Н. Наследова), 471. М. (1973).
- [14] W. L. McMillan. Phys. Rev. B, 24, 2739 (1981).
- [15] B. L. Altshuler, A. G. Aronov. Electron-Electron Interactions In Disordered System (ed. by A. L. Efros and M. Pollak), Amsterdam (1985).

Редактор В. В. Чалдышев
