

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГЕРМАНИЯ С СЕТКАМИ ДИСЛОКАЦИЙ

С. А. Шевченко*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 апреля 1998 г.

Для обнаружения статической проводимости электронов, захваченных на дислокации, по системе дислокационных сеток образцы германия *n*-типа с концентрацией доноров $N_d = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ пластически деформировались до степеней 18–40%. В образцах с $20 < \delta < 31\%$, сохранивших электронный тип проводимости, электропроводность при $T < 8 \text{ К}$, слабо зависящая от температуры, связывается с проводимостью электронов, захваченных на дислокации. Немонотонная зависимость величины электропроводности при 4.2 К от степени деформации при увеличении последней от 18 до 40% свидетельствует о существовании энергетической щели между донорными и акцепторными дислокационными состояниями в пластически сильно деформированном германии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению проводимости пластически деформированного германия обусловлен возможностью квазиоднородной проводимости вдоль дислокаций и ее связью со структурой энергетического спектра дислокаций в полупроводниках.

В пластически деформированном германии *p*-типа [1] была обнаружена низкотемпературная статическая проводимость, которая характеризовалась слабой температурной зависимостью, практическим отсутствием ЭДС Холла, и превышением при 4.2 К на несколько порядков проводимости контрольного образца. В [1] предполагалось, что в достаточно сильно деформированных кристаллах на фоне уменьшающейся в зависимости от температуры проводимости свободными носителями тока появляется специфическая дислокационная электропроводность, обусловленная движением носителей тока, захваченных на дислокации. Позже [2–4] было установлено, что дислокационная электропроводность возникает пороговым образом (при степени деформации $\delta > 15\%$ в [3] и $\delta > 30\%$ в [4]) и при дальнейшем увеличении δ в области дислокационной электропроводности становится измеримой ЭДС Холла, причем знаки ЭДС Холла и термоэдс соответствуют проводимости дырочного типа. Структурные исследования [3, 5, 6] показали, что высокотемпературное деформирование германия и кремния до $\delta = 15\text{--}40\%$ способствует формированию блочной (ячеистой) структуры, а 60-градусные и винтовые дислокации (с плотностью $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) расположены, в основном, в стенках блоков в виде сеток. Это позволило связать дислокационную электропроводность с движением дырок, захваченных на дислокации, вдоль разветвленной системы дислокационных сегментов в стенках блоков.

Исследование дислокационной электропроводности пластически сильно деформированного германия в широком интервале температур, электрических и магнитных по-

*E-mail: shevchen@issp.ac.ru

лей, а также в диапазоне частот 0.1–10 МГц было проведено в [4, 7–9]. Появление безактивационной температурной зависимости дислокационной электропроводности при достижении некоторого значения δ^* , зависящего от условий деформации, авторы [4] связали с делокализацией носителей в «дислокационной» зоне вследствие перехода полупроводник — металл, вызванного пластической деформацией.

Идея о возможности проводимости вдоль дислокаций была подтверждена также наблюдением особенностей СВЧ-проводимости германия с анизотропно расположенными 60-градусными дислокациями, плотность которых не превышала $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ [10, 11]. Исследования дислокационной СВЧ-проводимости в кремнии [12] и германии способствовали развитию представлений о структуре энергетического спектра дислокационных состояний в ковалентных полупроводниках. В представлениях Шокли [13] прямолинейные участки дислокаций представляются в виде ряда атомов с разорванными химическими связями. Эти атомы могут захватывать электроны из зоны проводимости или же отдавать неспаренные электроны другим центрам, осуществляя вследствие этого соответственно акцепторное или донорное действия. Состояния в ядре дислокаций вначале представлялись одним уровнем или наполовину заполненной одномерной зоной, а затем в виде двух зон, разделенных щелью. Согласно [14–17], донорная (нижняя) E_1 и акцепторная (верхняя) E_2 дислокационные зоны разделены щелью $\Delta_{12} \sim 0.18 \text{ эВ}$ и находятся в запрещенной зоне германия (в отличие от модели, используемой для объяснения дырочной проводимости по границе бикристаллов германия [18, 19]). На расстоянии $\Delta'_1 < 0.03 \text{ эВ}$ [14–17] выше потолка донорной зоны находятся акцепторные локализованные состояния (узкая зона) E'_1 , которые в [15, 16] предположительно были приписаны состояниям дырок, связанных кулоновским притяжением вблизи отрицательно заряженных дефектов дислокаций типа ступенек, перегибов, мест пересечений с другими дислокациями. В рамках такой схемы оказалось возможным объяснить уменьшение СВЧ-проводимости в германии *n*-типа при увеличении плотности дислокаций [10, 11], а также зависимость величины СВЧ-проводимости от концентрации и типа легирующей примеси [20]. Дислокационная электропроводность в пластически сильно деформированном германии связывалась в [3] с теми же дислокационными состояниями, что и СВЧ-проводимость. В таком случае в германии *n*-типа представляется вероятным существование статической проводимости вследствие движения электронов, захваченных на дислокации, по сеткам дислокаций. В настоящей работе предпринята попытка обнаружения такой проводимости.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования проводились на монокристаллах германия *n*-типа, вырезанных из слитка марки ГЭС-0.1, с разностной концентрацией химических доноров (сурьмы) $N_d = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и плотностью ростовых дислокаций менее 10 см^{-2} . По данным метода искровой масс-спектрометрии концентрация кислорода и углерода в этом слитке не превышает соответственно $1.2 \cdot 10^{17}$ и $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а концентрация других элементов — менее $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для деформирования были приготовлены две группы кристаллов в виде параллелепипедов размером $10 \times 6 \times 2.5 \text{ мм}^3$, различающихся направлением оси сжатия, которая совпадала с направлением [100] в кристаллах из группы I и была отклонена на 10° в кристаллах из группы II. Вследствие этого кристаллы из групп I и II содержали соответственно две или одну первичные плоскости скольжения

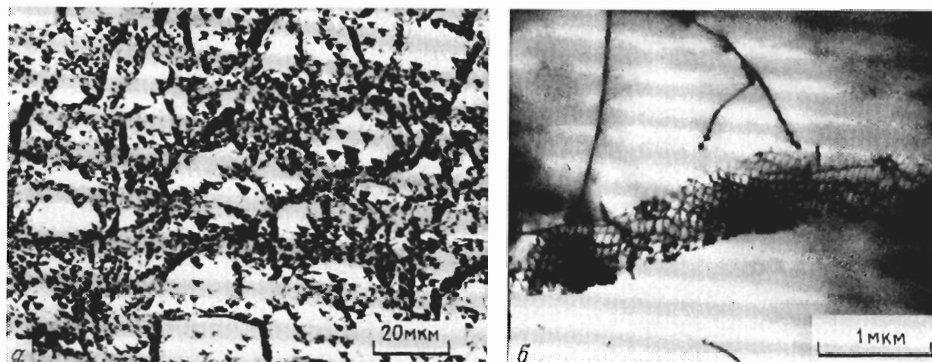


Рис. 1. Изображение в оптическом микроскопе плоскости $\{111\}$ в образце из группы II ($\delta = 18\%$) после химического травления (а) и изображение фрагмента дислокационной границы в плоскости $\{112\}$, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии на образце германия с $\delta = 29\%$ из группы Ib (б)

$\{111\}$. При прочих равных условиях деформации это различие может влиять на степень связности дислокационной системы. Другие ребра кристаллов были направлены вдоль осей $[011]$ и $[0\bar{1}1]$. Эти кристаллы полировались механически и химически, покрывались тонким слоем золота (для предотвращения загрязнения примесями в процессе деформации) и деформировались при $T_d = 800^\circ\text{C}$ в динамическом режиме до степеней $\delta = 18\text{--}40\%$. Продеформированные кристаллы отжигались в течение 30 мин при T_d , а затем охлаждались со скоростью 1–2 град/мин до комнатной температуры (группа Ia), либо охлаждались вместе с печью без дополнительного отжига (группы Ib и II). Для измерения статической электропроводности и эффекта Холла в интервале температур 4.2–300 К из центральной части деформированных кристаллов вырезались образцы длиной ~ 9 мм и сечением $\sim 2 \times 1.2$ мм². На химически полированную поверхность этих образцов наносились 6 контактов из расплавленного индия. После подачи импульсов высокого (~ 25 кВ) напряжения на каждую пару токовых и потенциальных контактов их омические свойства улучшались. Измерения проводились на линейных участках вольт-амперных характеристик. Напряженность магнитного поля могла изменяться от 0.05 до 0.7 Тл. Температура в гелиевом криостате поддерживалась с точностью ± 0.05 К. Максимальная ошибка при определении электропроводности и коэффициента Холла составляла соответственно ± 20 и $\pm 10\%$.

Дислокационная структура пластически сильно деформированного германия [3] и кремния [5] исследовалась нами ранее методами рентгеноструктурного анализа, оптической и просвечивающей электронной микроскопии. Было установлено, что образцы с $\delta = 5\text{--}40\%$ составлены из многочисленных блоков (ячеек) размером 1–20 мкм (см. рис. 1а, а также рис. 2 в [3] и [5]). Дислокации сосредоточены в основном в малоугловых границах, разделяющих блоки, т. е. в стенках блоков, структура которых хорошо разрешается методом просвечивающей электронной микроскопии [3, 5, 21, 22]. Эти границы сформированы из частично упорядоченных рядов 60-градусных и винтовых дислокаций, движущихся при деформации, и отрезков дислокаций, являющихся продуктами их

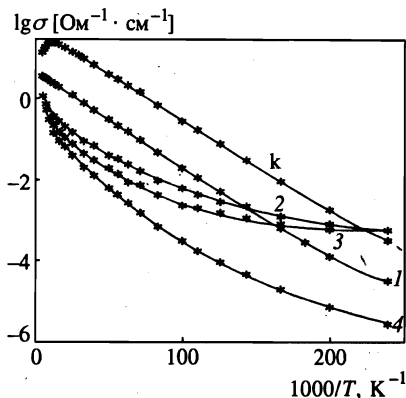


Рис. 2

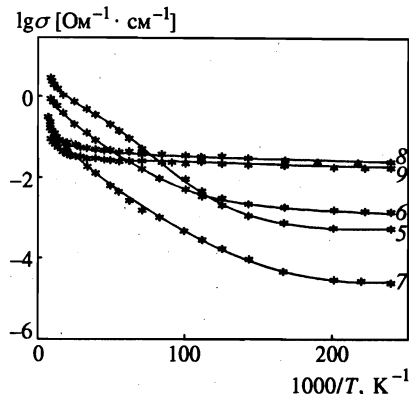


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности в контрольном (к) и деформированных образцах германия n -типа ($N_d = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, группа Ia) с разными δ : 1 — 18.6, 2 — 20.9, 3 — 21.5 и 4 — 28%

Рис. 3. Температурная зависимость электропроводности в деформированных образцах германия n -типа ($N_d = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, группа Ib) с разными δ : 5 — 27.6, 6 — 28.4, 7 — 31, 8 (p^* -тип) — 33.9 и 9 (p^* -тип) — 49.1%

взаимодействия, т. е. представляют собой двумерные дислокационные сетки. С ростом δ число неупорядоченных рядов дислокаций и незамкнутых фрагментов дислокационных сеток уменьшается, а доля регулярных (завершенных) фрагментов дислокационных сеток, подобных представленным на рис. 1б, увеличивается. Поэтому степень связности макроскопической системы дислокационных сегментов, расположенных в границах блоков на расстояниях 300–1000 Å, возрастает в зависимости от δ . Оценочные значения средних плотностей дислокаций в образцах с $\delta = 18\text{--}40\%$ находятся в интервале $1 \cdot 10^9 < N_D < 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Из рис. 2 следует, что в контрольном (к) образце электропроводность уменьшается при понижении температуры при энергии активации $0.0048 \pm 0.0004 \text{ эВ}$, которая равна половине энергии ионизации атомов сурьмы в германии и свидетельствует о слабой степени компенсации исходных образцов. В таких кристаллах при $T < 6 \text{ К}$ происходит переход к прыжковой проводимости с постоянной энергией активации [8].

Кривые $\sigma(T)$ для деформированных образцов из групп Ia и Ib представлены на рис. 2 и 3. В деформированных образцах 2–7, сохранивших электронный тип проводимости, электропроводность при $T > 8 \text{ К}$ уменьшается с увеличением δ вследствие уменьшения концентрации и подвижности свободных электронов, что неоднократно наблюдалось ранее [8, 16]. Количество электронов, захваченных на дислокации при 80 К, составляет $\sim 0.25N_d$ для образца 1 и $(0.5\text{--}0.8)N_d$ для образцов 2, 3, 5 и 6. В образцах 4 и 7 с минимальной электропроводностью соответственно в группах Ia и Ib коэффициент

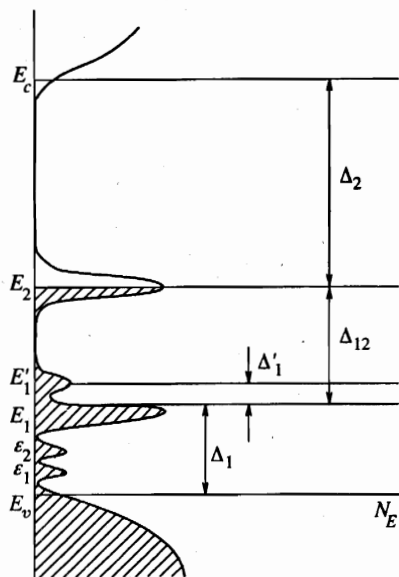


Рис. 4. Энергетическая схема дислокационных состояний в германии согласно [15, 16]. Здесь N_E — плотность состояний, $\Delta_1 = 0.07$ эВ, $\Delta_1' < 0.03$ эВ, $\Delta_{12} = 0.18$ эВ, $\Delta_2 = 0.49$ эВ

Холла имеет отрицательный знак, но не дает информацию о концентрации носителей тока в них. При $T < 8$ К температурная зависимость электропроводности деформированных образцов n -типа заметно ослабевает (за исключением образца 1 на рис. 2). При этом в образцах 2, 3, 5 и 6 электропроводность при 4.2 К ($\sigma_{4.2}$) в 2–5 раз превышает таковую в контрольном образце ($\sigma_{4.2} = 3 \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$), а в образцах 4 и 7 $\sigma_{4.2} < 2 \cdot 10^{-5}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$. В образцах 2–7 измерения ЭДС Холла при $T < 10$ К ненадежны вследствие низких значений и нестабильности сигнала на уровне ~ 5 мкВ. При этом напряжение на потенциальных контактах, используемое для вычисления электропроводности, превышает 0.5 мВ.

Отметим, что в образцах из группы II (с одной первичной плоскостью скольжения), имеющих при $20 < \delta < 29\%$ электронный тип проводимости, значение $\sigma_{4.2}$ уменьшается при увеличении δ и находится в интервале 10^{-4} – 10^{-6} Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$.

Небольшое увеличение δ от 31% до 33.9% соответственно в образцах 7 и 8 из группы Ib приводит к инверсии типа проводимости образца во всем интервале температур и появлению дислокационной электропроводности при $T < 30$ К, наблюдавшейся ранее в [3, 4, 7, 8]. При этом величина $\sigma_{4.2}$ возрастает более чем на два порядка (ср. кривые 7 и 8 на рис. 3). Образцы 8 и 9 будем называть образцами p^* -типа. Таким образом, в пластически деформированном германии n -типа с $N_d = 2.4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при постепенном увеличении δ до 40% величина $\sigma_{4.2}$ изменяется немонотонным образом.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках представлений Шокли—Рида [13, 23] в германии n -типа при $T = 0$ К часть электронов с мелких химических доноров захвачена на состояния в ядрах дислокаций и вокруг дислокаций образуются области положительного пространственного заряда (цилиндры Рида). В соответствии со схемой энергетического спектра дислокаци-

онных состояний (рис. 4) в деформированных образцах германия с $N_d = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\delta < 30\%$, сохранивших электронный тип проводимости, граница заполнения дислокационных состояний находится в зоне E_2 . Свободные электроны внутри блоков отделены от электронов, захваченных на дислокации в стенках и внутри блоков, диэлектрическими областями. Поэтому в таких образцах возможны несколько механизмов проводимости: вне цилиндров Рида проводимость свободных электронов и прыжковая проводимость электронов по мелким химическим донорам, а также проводимость электронов, захваченных на дислокации, по системе дислокационных сеток в стенках блоков.

Из рис. 2 и 3 следует, что проводимость свободных электронов вне цилиндров Рида (при $T > 8 \text{ К}$) уменьшается при увеличении степени деформации δ . Экспоненциальное уменьшение концентрации свободных электронов в зависимости от температуры способствует уменьшению вклада этой проводимости при низких температурах. Согласно [8] прыжковая проводимость по мелким донорам с постоянной энергией активации (при $T < 6 \text{ К}$) в германии n -типа с $N_d = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ также уменьшается при увеличении δ .

Так как в германии p - и p^* -типов при $22\% < \delta < 30\%$ дислокационная электропроводность довольно велика ($\sigma_{4,2} > 5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [3]), то при данных значениях δ связанная система проводящих дислокационных сегментов формируется, по-видимому, и в германии n -типа. С учетом изложенного выше можно полагать, что в деформированных образцах 2–4 на рис. 2 и 5–7 на рис. 3 электропроводность при $T < 8 \text{ К}$, медленно убывающая с температурой, связана с движением электронов, захваченных на дислокации, вдоль непрерывной системы дислокационных сеток в стенках блоков. Она отличается от дислокационной электропроводности в образцах p - и p^* -типов (см. [3]) существенно меньшими значениями $\sigma_{4,2}$ при близких значениях δ и тем, что проявляется при более низких температурах.

В неупорядоченной, в общем, системе дислокационных сеток статическая электропроводность зависит экспоненциальным образом от степени связности дислокационных сегментов [24]. Весьма низкие ($< 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) значения $\sigma_{4,2}$ в образцах из группы II при $20 < \delta < 29\%$, деформированных при тех же условиях, что и образцы из групп Ia и Ib, можно рассматривать как проявление влияния степени связности дислокационной системы на величину $\sigma_{4,2}$. Действительно, движение дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения (111) и ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) в процессе деформации образцов из групп Ia и Ib способствует соединению дислокационных сеток, лежащих в параллельных плоскостях (111) или ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$), в единую макроскопическую дислокационную сеть, пронизывающую весь объем образца. Связность этой системы можно улучшить, по-видимому, и с помощью отжига деформированных образцов при $T > T_d$, который способствует увеличению площади регулярных сеток [5, 21, 22]. Предварительные исследования показали, что после отжига при 890°C в течение 5 ч образца 4 (p^* -тип, $\delta = 45\%$) из [2] величина $\sigma_{4,2}$ действительно возрастает. Поэтому можно полагать, что отжиг образцов 2 ($\delta = 20.9\%$) и 3 ($\delta = 21.5\%$) из группы Ia при 800°C способствует улучшению связности системы дислокационных сегментов и увеличению $\sigma_{4,2}$ в них до значений, сравнимых с таковыми в образцах 5 и 6 из группы Ib с более высокими (соответственно 27.7 и 28.4%) значениями δ . Влияние небольшого различия числа электронов в зоне E_2 в этих образцах представляется менее существенным. С другой стороны, поскольку степень связности дислокационной системы растет в зависимости от δ , то резкое понижение величины $\sigma_{4,2}$ в образцах 4 ($\delta = 28\%$) и 7 ($\delta = 31\%$) по сравнению с образцами

соответственно 3 и 6 обусловлено уменьшением концентрации электронов в зоне E_2 при увеличении δ .

Согласно [25, 26] точечные дефекты и сложные комплексы, возникающие в процессе пластической деформации германия, исчезают после кратковременного (минуты) отжига при $T \geq 700^\circ\text{C}$. Основная часть меди — одной из быстро диффундирующих примесей в германии — находится вблизи дислокаций в виде изолированных преципитатов. Последние связывают часть кислорода и, возможно, углерода. Поэтому изменение величины $\sigma_{4,2}$ при отжиге или при увеличении δ с большой вероятностью обусловлено изменениями в самой системе дислокационных сегментов.

Существование значительной дислокационной электропроводности в германии n -типа с $N_d \leq 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ после инверсии типа проводимости связывалось в [3] с появлением нового структурного элемента в них, а именно: мест пересечений дислокаций (узлов в сетках). Они представляют собой разновидность дефектов дислокационных линий, к которым относятся также перегибы, ступеньки, примесные атомы в ядрах дислокаций. В [15, 16] предполагалось, что донорные (ε_1) и акцепторные (ε_2) состояния таких дефектов расположены ниже потолка донорной зоны E_1 (рис. 4). Часть неспаренных электронов в ядрах дислокаций переходит на эти состояния, и в зоне E_1 образуются дырки. Каждая такая дырка притягивается к ближайшему отрицательно заряженному дислокационному дефекту и локализуется вблизи него. Именно с такими локализованными дислокационными дырками в [15, 16] связывалась узкая акцепторная зона E'_1 .

При $\delta < 20\%$ концентрация дислокационных дефектов n_d мала ($n_d \ll N_d$), все состояния E'_1 заполнены электронами, граница заполнения дислокаций находится в акцепторной зоне E_2 (рис. 4) и низкотемпературная проводимость осуществляется электронами, захваченными на дислокации. При фиксированном значении N_d и увеличении n_d (т. е. числа акцепторных состояний в зоне E'_1) при увеличении δ количество электронов в зоне E_2 уменьшается вследствие заполнения состояний в зоне E'_1 , а при $n_d \sim N_d$ зона E_2 опустошается. Этому случаю соответствуют, по-видимому, минимальные значения $\sigma_{4,2}$ на рис. 2 и 3. При $n_d > N_d$ граница заполнения дислокационных состояний смещается в зону E'_1 , что приводит к инверсии типа проводимости и появлению дислокационной электропроводности дырочного типа [3]. Из рис. 3 следует, что для деформированного образца 8 ($\delta = 33.9\%$) это уже произошло. Следовательно, при таких значениях δ полная концентрация дислокационных дефектов превышает $2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. С этим выводом согласуется оценка возможной концентрации дислокационных дефектов другим способом. Для максимальной плотности дислокаций в образцах с $\delta > 30\%$ возьмем значение $N_D = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, которому соответствует концентрация неспаренных электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что коэффициент заполнения дислокационных состояний в германии p -типа равен 0.05 [14], получаем концентрацию акцепторных центров равную $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Проводящий кластер содержит, вероятно, только часть дислокационных сегментов, т. е. общее количество дислокационных дырок больше числа дырок, дающих вклад в дислокационную электропроводность. Концентрация последних была отождествлена в [3] с холловским числом $p_h = 1/eR$ (R — коэффициент Холла, e — заряд электрона), определенным из измерений R в области дислокационной электропроводности. Для образца 4 ($\delta = 36\%$) на рис. 3 и образца 7 ($\delta = 39.3\%$) на рис. 4 в статье [3] значения p_h равны, соответственно $4 \cdot 10^{15}$ и $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, т. е. действительно, ниже оценочной концентрации дислокационных дефектов. Однако для перколяционной системы

квазиодномерных дислокационных сегментов точное соотношение между p_h и R неизвестно.

Из рис. 3 следует, что в образцах p^* -типа дислокационная электропроводность уменьшается в зависимости от температуры. В [4] установлено, что в очень широком (0.01–40 К) интервале температур дислокационная электропроводность может быть описана зависимостью $\sigma(T) \sim T^y$, причем значения y уменьшаются от 1.5 до 0.4 при увеличении δ от 30 до 43%. Для образцов, исследованных в [3], значения y уменьшались от 0.8 до 0.2 при увеличении δ от 22 до 39.3%. Для образцов 8 и 9 (рис. 3) при таком описании получаются соответственно значения $y = 0.35$ и 0.23. Расхождения в экспериментальных значениях y для образцов с близкими значениями δ обусловлены зависимостью этого параметра от условий деформирования. В [3] отмечалось, что при $y < 0.2$ в пределах экспериментальной ошибки нельзя провести различие между эмпирическими зависимостями $\sigma(T) \propto T^y$ и $\sigma(T) \propto \ln T$ при $4.2 < T < 20$ К. Если функцию T^y записать в виде $\exp(y \ln T)$ и разложить по степеням $(y \ln T)$, то легко показать, что в интервале температур 4.2–20 К и при $y < 0.2$ значения функций T^y и $(1 + y \ln T)$ практически не различаются. Известно [27], что зависимость типа $(1 + y \ln T)$ характеризует проводимость двумерного вырожденного электронного газа (в пределе слабого беспорядка) с учетом квантовых поправок в теориях слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, причем сами поправки значительно меньше величины остаточной металлической проводимости σ_0 .

Согласно [28, 29] изменение сопротивления пластически сильно деформированного германия p -типа в магнитном поле в интервале температур 0.1–4.2 К следует закономерностям, присущим металлическим двумерным системам. Этот факт не вызывает удивления, так как радиус локализации неспаренных электронов на дислокациях (~ 10 Å) намного меньше расстояния между дислокационными сегментами в сетках, которые представляют собой протяженные двумерные образования (см. рисунки в [6, 22, 23] и рис. 1б). Поэтому дислокационная система пластически сильно деформированных образцов представляет собой соединенные специфическим образом макроскопические фрагменты двумерных дислокационных сеток. Независимость величины коэффициента Холла от температуры в области дислокационной электропроводности при $T < 10$ К [2, 3] может свидетельствовать о нахождении уровня Ферми внутри дислокационной зоны. Если носители на уровне Ферми делокализованы, то проводимость по сеткам дислокаций имеет металлический характер, а слабое уменьшение дислокационной электропроводности в зависимости от температуры в германии p - и p^* -типов можно связать с влиянием квантовых поправок. Для такого случая оценим величину относительной добавки к остаточной проводимости $\alpha = [\sigma(T) - \sigma_0]/\sigma_0 = y \ln T$ при 4.2 К, используя приведенные выше экспериментальные значения y . Минимальное значение $\alpha_{4.2} = 0.12$ получено для образца p -типа ($\delta = 38\%$ и $y = 0.08$), на котором измерялось магнитосопротивление в [28, 29]. Для значений $y \geq 0.2$ добавки к σ_0 получаются большими $\alpha_{4.2} \geq 0.28$ и они увеличиваются при уменьшении δ . Поскольку макроскопические неоднородности в образцах влияют на проявление квантовых эффектов [30], то уменьшение степени связности дислокационного кластера при уменьшении δ оказывает, по-видимому, существенное влияние на характер зависимости $\sigma(T)$ при $T > 4.2$ К. Тогда в согласии с [4] при $T < 30$ К кривые $\sigma(T) \propto T^y$ с $y < 0.1$ описывают металлическое состояние вдали от перехода металл — диэлектрик, а кривые с $y > 0.2$ характеризуют проводимость дислокационного кластера при приближении к классическому переходу металл — диэлектрик. Отметим, что в двумерных проводящих кана-

лах на основе кремния и арсенида галлия [31, 32] логарифмическая зависимость $\sigma(T)$ в металалической области (при большой концентрации свободных электронов) сменяется степенной с $y = 0.8$ при уменьшении концентрации электронов, что рассматривалось как проявление поправки к логарифмической зависимости в следующем приближении.

В рамках рассмотренной выше модели в образцах p - и p^* -типов дислокационная электропроводность связывается с движением делокализованных дырок, хотя граница заполнения дислокационных состояний находится в зоне E'_1 . При $N_D < 10^7 \text{ см}^{-2}$ значения n_d невелики ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), дырочные состояния расположены далеко друг от друга и действительно локализованы. Вследствие этого СВЧ-проводимость в перекомпенсированных образцах не наблюдается [11]. При увеличении n_d до значений порядка 10^{16} см^{-3} ситуация может измениться, из-за того что дислокационные дефекты расположены в двумерных сетках, а не распределены равномерно по объему. В сильно легированных полупроводниках p -типа примесная зона сливается с валентной зоной, если среднее расстояние между акцепторами равно удвоенному радиусу волновой функции дырок r_a («полное» перекрытие волновых функций). Для мелких химических акцепторов в германии $r_a = 85 \text{ \AA}$ [33]. Оценочное значение поперечного радиуса волновой функции неспаренных электронов и дырок, локализованных на дислокационных дефектах, состояния которых находятся на расстоянии $\sim 0.1 \text{ эВ}$ выше потолка валентной зоны, составляет $\sim 10 \text{ \AA}$. Энергия связи дислокационных дырок с отрицательно заряженным дефектом зависит от потенциала дефектов и, по-видимому, не превышает Δ'_1 ($\Delta'_1 < 0.03 \text{ эВ}$ [3, 5]). Если протяженность дырочных волновых функций вдоль дислокации того же порядка, что и r_a , то нахождение нескольких перегибов или ступенек на дислокационном сегменте длиной $\sim 500 \text{ \AA}$ [3, 5] оказывается достаточным для «полного» перекрытия волновых функций локализованных дырок. Тогда дислокационные дырки делокализуются вследствие расширения зоны E'_1 и ее слияния с зоной E_1 .

Для электронов в зоне E_2 отрицательно заряженные дислокационные дефекты являются центрами рассеяния, которые могут привести к частичной или полной локализации состояний в этой зоне [34]. Поэтому величина и характер температурной зависимости проводимости электронов по сеткам дислокаций могут быть другими, чем в образцах p - и p^* -типов при равных δ . Узость температурного интервала не позволяет надежно определить характер зависимости $\sigma(T)$ в образцах n -типа при $T < 8 \text{ К}$. Из рис. 3 следует, что в образцах 5 ($\delta = 27.7\%$) и 6 ($\delta = 28.4\%$) величина $\sigma_{4,2}$ ($\sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), действительно, существенно меньше значения $\sigma_{4,2} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в образцах p -типа ($\delta = 27\%$, $N_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и p^* -типа ($\delta = 29\%$, $N_d = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) из [3], приготовленных тем же способом. Таким образом, при фиксированном значении δ ($\sim 28\%$) величина $\sigma_{4,2}$ зависит от N_d , если N_d сравнимо с n_d (при $1 \cdot 10^{16} < N_d < 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), а при $N_d \ll n_d$ такая зависимость отсутствует [3].

Этот факт, а также немонокотное изменение величины $\sigma_{4,2}$ при увеличении δ (рис. 3) отражают наличие щели между донорными и акцепторными дислокационными состояниями, причем дислокационная проводимость может осуществляться как электронами, так и дырками. В этом отношении статическая электропроводность по сеткам дислокаций принципиально отличается от дырочной проводимости по границе бикристаллов германия [18, 19]. В этих работах использовалась модель границы, составленной из краевых дислокаций с неспаренными электронами, состояния которых сильно локализованы и находятся в валентной зоне. В кристаллах p -типа отрицательный заряд дислокаций, захвативших электроны из валентной зоны, экранируется облаком подвижных вырожденных дырок в валентной зоне (радиус облака примерно 30 \AA). При

больших ($\theta = 20\text{--}30^\circ$) углах разориентации двух частей бикристалла расстояние между соседними дислокациями составляет $15\text{--}30 \text{ \AA}$ [18], дырочные облака перекрываются и образуется двумерная проводящая плоскость. Концентрация вырожденных дырок, определенная из измерений эффекта Холла в бикристаллах при низких температурах, оказалась довольно большой ($10^{12}\text{--}10^{13} \text{ см}^{-3}$) и не зависящей от концентрации легирующей примеси при $N_d, N_a < 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [19].

Энергетический спектр квазиодномерных состояний со щелью может быть присущ также и состояниям в деформационном потенциале дислокаций, причем при отсутствии легирующих примесей состояния вблизи дна зоны проводимости пусты, а вблизи потолка валентной зоны заполнены электронами [17]. Предпринятая нами в [5] попытка наблюдать статическую дислокационную электропроводность по сеткам дислокаций в слабо легированном кремнии *n*- и *p*-типов, в котором разорванные связи прямолинейных дислокационных сегментов отсутствуют, не увенчалась успехом.

Автор выражает глубокую благодарность Ю. А. Осипьяну, В. В. Кведеру, А. И. Колубакину, И. А. Рыжкину, В. Д. Шикину и В. М. Эдельштейну за обсуждение результатов и ценные замечания, а И. И. Ходосу за разрешение опубликовать снимок, представленный на рис. 1б.

Литература

1. Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко, Письма в ЖЭТФ **20**, 709 (1974).
2. Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко, Письма в ЖЭТФ **33**, 218 (1981).
3. В. А. Гончаров, Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко, ФТТ **29**, 1928 (1987).
4. И. В. Кляцкина, М. Л. Кожух, С. М. Рыбкин и др., ФТП **13**, 1089 (1979).
5. S. A. Shevchenko, Yu. A. Ossipyan, T. R. Mchedlidze et al., Phys. Stat. Sol. (a) **146**, 745 (1994).
6. H. G. Brion and P. Haasen, Phil. Mag. A **51**, 879 (1985).
7. К. Н. Зиновьева, М. Л. Кожух, В. А. Трунов и др., Письма в ЖЭТФ **30**, 303 (1979).
8. И. В. Кляцкина, М. Л. Кожух, С. М. Рыбкин и др., ФТП **15**, 795 (1981).
9. М. Л. Кожух, С. М. Рыбкин, И. С. Шлимак и др., ФТП **15**, 1423 (1981).
10. Ю. А. Осипьян, В. И. Тальянский, С. А. Шевченко, ЖЭТФ **72**, 1543 (1977).
11. Ю. А. Осипьян, В. И. Тальянский, А. А. Харламов, С. А. Шевченко, ЖЭТФ **76**, 1655 (1979).
12. V. A. Grazulis, V. V. Kveder, and V. Yu. Mukhina, Phys. Stat. Sol. (a) **43**, 407 (1977); **44**, 107 (1977).
13. W. Shockley, Phys. Rev. **91**, 228 (1953).
14. A. I. Kolyubakin and S. A. Shevchenko, Phys. Stat. Sol. (a) **63**, 677 (1981).
15. В. В. Кведер, Ю. А. Осипьян, ЖЭТФ **80**, 1206 (1981).
16. Yu. A. Ossip'yan, Sov. Sci. Rev., Section A **4**, 219 (1982).
17. В. Б. Шикин, Ю. И. Шикина, УФН **165**, 887 (1995).
18. Б. М. Вул, Э. И. Заварицкая, Ю. А. Башкиров, В. М. Виноградов, Письма в ЖЭТФ **25**, 204 (1977).
19. Б. М. Вул, Э. И. Заварицкая, ЖЭТФ **76**, 1089 (1979).
20. Ю. А. Осипьян, В. М. Прокопенко, В. И. Тальянский, Письма в ЖЭТФ **30**, 123 (1979).
21. R. Weber, Phys. Stat. Sol.(a) **24**, 575 (1974).
22. D. Gwinner and G. Packeiser, Phil. Mag. A **42**, 645 (1980).
23. W. T. Read, Phil. Mag. **45**, 775 (1954); **45**, 1119 (1954).
24. И. А. Рыжкин, ФТТ **20**, 3612 (1978).
25. А. И. Колубакин, С. А. Шевченко, ФТП **13**, 1046 (1979).
26. С. А. Шевченко, ФТП **20**, 275 (1986).

27. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987), с. 182.
28. О. В. Жариков, Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко, Письма в ЖЭТФ **39**, 249 (1984).
29. О. В. Жариков, Ю. А. Осипьян, С. А. Шевченко, в сб. *Тезисы докл. XIII всесоюзн. совещ. по физике низких температур*, Таллин (1984), с. 72.
30. А. Г. Аронов, М. Е. Гершензон, Ю. Е. Журавлев, ЖЭТФ **87**, 971 (1984).
31. R. A. Davis and M. Pepper, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **15**, 371 (1982).
32. D. J. Newson, *Phil. Mag.* **52**, 437 (1985).
33. Б. И. Шкловский, ФТП **6**, 1197 (1972).
34. И. А. Рьжкин, ЖЭТФ **81**, 2192 (1972).