

## ДИСЛОКАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ГЕРМАНИИ

*Ю.А.Осипьян, С.А.Шевченко*

В области дислокационной проводимости пластически сильно деформированного германия измерена ЭДС Холла вплоть до 4,2К. Обсуждается модель дислокационной проводимости.

Ранее [1] мы сообщали о наблюдении в пластически деформированном германии р-типа низкотемпературной проводимости на постоянном токе, которая отличалась от проводимости свободными носителями тока слабой температурной зависимостью и отсутствием эффекта Холла. Мы полагали, что эти особенности связаны с наличием специфи-

ческой дислокационной проводимости (ДП). Идея о существовании проводимости вдоль дислокаций нашла свое подтверждение в наблюдениях особенностей СВЧ проводимости в германии *n*- и *p*-типа с дислокациями [2, 3]. Оказалось, что СВЧ проводимость образцов германия, содержащих упорядоченную систему дислокаций, также имеет очень слабую температурную зависимость при низких температурах, она анизотропна и степень ее анизотропии соответствует степени анизотропии дислокационной структуры (Д-структуры). Отсутствие эффекта Холла в кристаллах с упорядоченной дислокационной структурой делало невозможным определение типа носителей тока при такой квазиодномерной дислокационной проводимости. Однако, знание знака и величины ЭДС Холла представляется очень важным для понимания структуры энергетического спектра электронов и механизма электропроводности в полупроводниках с дислокациями.

В этой связи у нас возникло предположение: что если создать в кристалле развитую систему дислокаций большой плотности и если подвижность носителей тока вдоль дислокаций будет достаточна, то наложением необходимого магнитного поля все-таки удастся создать измеримую результирующую ЭДС Холла и тем самым определить знак носителей тока при дислокационной проводимости. Такова была постановка экспериментов, результаты которых сообщаются ниже.

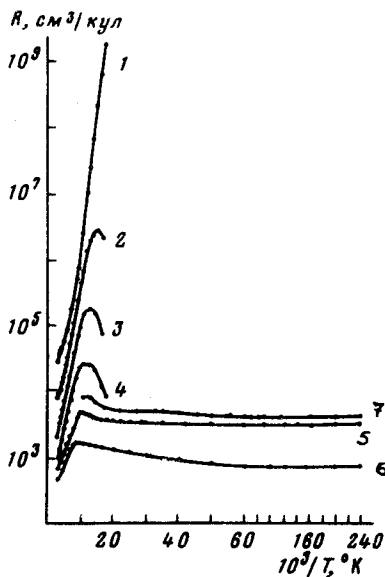


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла в деформированных образцах *n*-типа с  $N_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и различной степенью деформации  $\delta$ : 1 — 10%; 2 — 16%; 3 — 35%; 4 — 45%; 5 — 50%; 6 — 70% и в образце 7 *p*-типа с  $N_A = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $\delta = 56\%$  для напряженности магнитного поля  $\mathcal{H} = 0,7 \text{ T}$

Измерялись электрические свойства на постоянном токе сильно пластически деформированного сжатием при  $750^\circ\text{C}$  германия. Предварительные электронномикроскопические исследования показали, что Д-структура наших образцов весьма сложна и, в общем, представляет собой разветвленную систему дислокаций, степень связности которой увеличивается с ростом степени деформации  $\delta$ . Использовался, в основном, высо-

кочистый германий  $n$ - и  $p$ -типа с концентрацией доноров  $N_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и акцепторов  $N_A = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Основной результат проведенных измерений состоит в том, что в сильно деформированных образцах ( $\delta = 50 - 70\%$ ) возникает легко измеримая вплоть до 4,2 К ЭДС Холла и что после деформации все образцы, независимо от типа исходной проводимости, обнаружили проводимость дырочного типа во всем интервале температур, где измерялась ЭДС Холла. Эти результаты представлены на рис. 1.

Кривые 1 - 4 относятся к образцам  $n$ -типа со степенью деформации 10 - 45%. При понижении температуры от 300 К концентрация дырок в валентной зоне уменьшается, что выражается в увеличении коэффициента Холла с определенной энергией активации  $\mathcal{E}_a$ . Для интервала температур  $50 \lesssim T \lesssim 100 \text{ К}$  и промежуточных степеней деформации  $\delta = 16 - 45\%$  характерно то, что коэффициент Холла ведет себя аномально. Он становится зависящим от напряженности магнитного поля  $\mathcal{H}$  (сильно уменьшается при увеличении  $\mathcal{H}$  от 0,05 до 0,7 Т), а при дальнейшем понижении температуры ( $T < 50 \text{ К}$ ) ЭДС Холла быстро падает и перестает измеряться вообще. Это соответствует обрыву кривых 1 - 4 рис. 1.

Иная картина наблюдается для образцов  $n$ - и  $p$ -типа при степенях деформации 50 - 70% (кривые 5, 6 и 7). Здесь также имеется восходящий участок на кривой  $R(1/T)$  при температурах выше 50 К, но при дальнейшем понижении температуры коэффициент Холла не уменьшается, перестает зависеть от температуры и остается хорошо измеримым вплоть до температуры 4,2 К. В этом районе температур он ведет себя нормально, не зависит от напряженности ни электрического, ни магнитного полей и, как уже отмечалось выше, его знак соответствует дырочной проводимости. Знак термоэдс, измеренной в образце 5 вплоть до 4,2 К, также соответствует проводимости дырочного типа.

Следует также отметить, что при увеличении степени деформации от 10 до 70% в области зонной проводимости ( $T > 50 \text{ К}$ ) энергия активации  $\mathcal{E}_a$ , как это следует из данных, приведенных на рис. 1, уменьшается от значения 0,07 эВ в образце 1 до значения 0,03 эВ в образце 6.

На рис. 2 для тех же образцов приведены данные зависимости величины проводимости от степени деформации и от температуры. Видно, что с увеличением степени деформации величина проводимости увеличивается, а ее температурная зависимость становится более слабой и для  $\delta = 70\%$  почти совсем исчезает. Отметим, что для образцов  $p$ -типа с  $N_A = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $\delta = 10 - 70\%$  температурные зависимости коэффициента Холла и ДП аналогичны.

Переходя к трактовке полученных результатов мы полагаем, что они могут быть последовательно объяснены в рамках модели ДП на основе схемы дислокационного энергетического спектра, предложенного в [4, 5]. Эта схема основывается на том, что зона энергий электронов дислокационных оборванных связей  $E_1$  и зона энергий экстраэлектронов, захваченных на эти связи,  $E_2$  разделены энергетической щелью  $\Delta_{12}$ . Однако существуют состояния электронов на дислокациях, энергии которых лежат ниже, чем  $E_1$  - это электроны, локализован-

ные в особых местах дислокаций — изломах, перегибах, узлах пересечений. По аналогии с  $E_1$  и  $E_2$  они образуют состояния  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  для собственных и захваченных электронов (рис. 3). Число таких состояний сильно зависит от характеристик дислокационной структуры, т. е. от степени и типа деформации. При сильной деформации  $\delta = 50 - 70\%$  число особых мест на дислокациях — дислокационных дефектов (ДД) значительно больше числа доноров в наших образцах. Это означает, что все электроны доноров и часть электронов из зоны  $E_1$  захвачены в состояния  $\epsilon_2$  и в зоне  $E_1$  образовались дырки. Именно эти дырки являются носителями тока при ДП и поэтому мы видим соответствующий знак коэффициента Холла. Так как при захвате электронов из зоны  $E_1$  в состояния  $\epsilon_2$  уровень Ферми несколько понижается, мы видим понижение энергии активации зонной проводимости при увеличении степени деформации. Однако уровень Ферми остается в запрещенной зоне в отличие от случая проводимости по границе бикристалла германия [6].

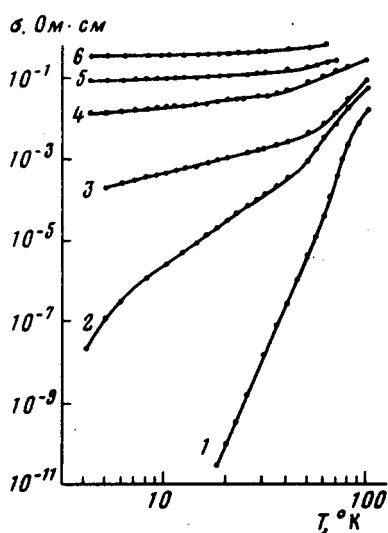


Рис. 2

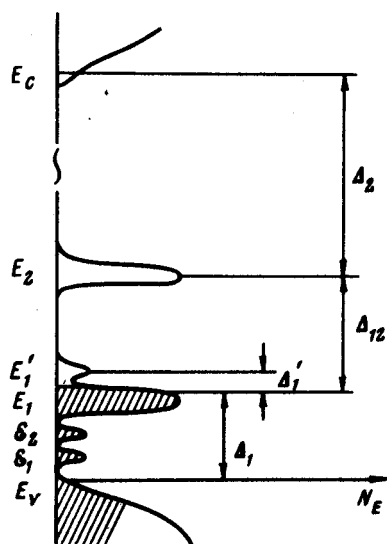


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности в образцах 1—6

Рис. 3. Энергетическая схема Д-состояний в германии согласно [4, 5]. 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

Температурная зависимость ДП может быть описана эмпирически формулами типа  $\sigma \sim T^\gamma$  с  $\gamma = 0,15 + 1,5$ . Можно пытаться по типу такой зависимости строить предположения о характере ДП (прыжковая, зонная и т. д.) по аналогии с ситуацией в физике трехмерных неупорядоченных систем [7], но ограниченность экспериментального материала как по дислокационной структуре, так и по электрическим свойствам заставляет нас пока ограничиться изложением качественной картины.

Авторы выражают благодарность В.В.Кведеру, А.И.Колюбакину и И.А.Рыжкину за обсуждение результатов.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 января 1981 г.

### Литература

- [ 1 ] Ю.А.Осипьян, С.А.Шевченко. Письма в ЖЭТФ, **20**, 709, 1974.
  - [ 2 ] Ю.А.Осипьян, В.И.Тальянский, С.А.Шевченко. ЖЭТФ, **72**, 1543, 1977.
  - [ 3 ] Ю.А.Осипьян, В.М.Прокопенко, В.И.Тальянский, С.А.Шевченко.  
Письма в ЖЭТФ, **30**, 123, 1979.
  - [ 4 ] В.В.Кведер, Ю.А.Осипьян. ЖЭТФ, **80**, 1206, 1981.
  - [ 5 ] Yu. A.Ossipyan. Krystal und Technik, Bd 16, 247, 1981.
  - [ 6 ] Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая. ЖЭТФ, **76**, 1089, 1979.
  - [ 7 ] К.Н.Зиновьева, М.Л.Кожух, В.А.Трунов, С.М.Рывкин, И.С.Шлимак.  
Письма в ЖЭТФ, **30**, 303, 1979.
-