

## АНИЗОТРОПИЯ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdGeAs<sub>2</sub>

Рудь В. Ю., Рудь Ю. В.

На ориентированных монокристаллах CdGeAs<sub>2</sub> с концентрацией дырок  $p=3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $T=300$  К) проведено исследование температурных зависимостей удельной электропроводности и коэффициента Холла в области температур 80—750 К. Экспериментально обнаружена и изучена анизотропия холловской подвижности носителей заряда. Показано, что в кристаллах CdGeAs<sub>2</sub> анизотропия подвижности дырок падает с ростом температуры и преобладает по сравнению с анизотропией подвижности электронов.

Диарсенид кадмия и германия CdGeAs<sub>2</sub> кристаллизуется в структуре халькопирита и среди тройных полупроводников класса A<sup>IV</sup>B<sup>IV</sup>C<sub>2</sub> имеет одно из наиболее высоких значений тетрагонального сжатия вдоль кристаллографического направления [001] [1, 2]. Согласно данным теоретических работ, эффективные массы электронов и дырок в CdGeAs<sub>2</sub> анизотропны ( $m_{\parallel}^{\ast}/m_{\perp}^{\ast}=1.30$ ,  $m_{\parallel}^{\ast}/m_{\perp}^{\ast}=19.61$  [2]). Все выполненные на данный период исследования явлений переноса носителей заряда в CdGeAs<sub>2</sub> были осуществлены только на специально не ориентированных кристаллах [1-4]. Экспериментальные исследования анизотропии токопереноса, на наш взгляд, сдерживаются недостаточным уровнем однородности монокристаллов A<sup>IV</sup>B<sup>IV</sup>C<sub>2</sub>. В настоящей работе представлены результаты первых измерений кинетических коэффициентов монокристаллов CdGeAs<sub>2</sub> в зависимости от кристаллографического направления, что в итоге позволило впервые экспериментально наблюдать анизотропию токопереноса, учет которой может способствовать повышению эффективности устройств полупроводниковой электроники на основе этого полупроводника [5, 6].

Удельная электропроводность  $\sigma$  и коэффициент Холла  $R$  исследовались на специально не легированных электрически однородных образцах с концентрацией свободных дырок  $p=3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при  $T=300$  К. Образцы вырезались из монокристаллов, полученных направленной кристаллизацией, с составом, близким к стехиометрическому составу CdGeAs<sub>2</sub> расплава, при горизонтальном расположении графитизированного тигля из кварца. Образцы имели вид параллелепипедов (средние размеры 10×2×1 мм), ориентированных вдоль главных кристаллографических направлений [100] и [001], что позволяло измерять оба независимых компонента тензоров  $\sigma$  и  $R$ , собственных кристаллам тетрагональной сингонии [7]. Ориентация образцов осуществлялась по фигурам астеризма и уточнялась по лауэграммам. После шлифовки и механической полировки поверхность подвергалась обработке в полирующем растворе 3 ч. HNO<sub>3</sub> : 1 ч. HF : 3 ч. H<sub>2</sub>O (части объемные,  $T=300$  К,  $\tau=1-3$  мин). Токовые контакты создавались нанесением чистой меди на торцевые плоскости параллелепипедов, на боковых гранях которых методом сварки в электрическом разряде монтировались восемь потенциальных зондов из платиновой проволоки диаметром ~20 мкм, что давало возможность определить все необходимые компоненты тензоров кинетических коэффициентов ( $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$ ,  $\sigma_{33}$ ,  $R_{123}$ ,  $R_{132}$ ,  $R_{213}$ ,  $R_{231}$ ,  $R_{321}$ ,  $R_{312}$ ). Измерения проводились в слабых электрическом и магнитном полях четырехзондовым методом в интервале температур 80—750 К. Точность измерений  $\sigma$  и  $R$  составляла соответственно  $\pm 3$  и  $\pm 5$  %. Использован-

ный набор ориентаций образцов и размещения потенциальных зондов позволили измерять некоторые из компонент тензоров  $\sigma$  и  $R$  несколько раз. Проверочные измерения холловских напряжений  $V_R^{\parallel}$  и  $V_R^{\perp}$  на образцах обеих ориентаций в зависимости от угла  $\varphi$  между током ( $i^{\parallel}$  или  $i^{\perp}$ ) и магнитным полем показали, что  $V_R^{\parallel}$  и  $V_R^{\perp} \sim \sin \varphi$ .<sup>1</sup> В исследованной области температур отноше-

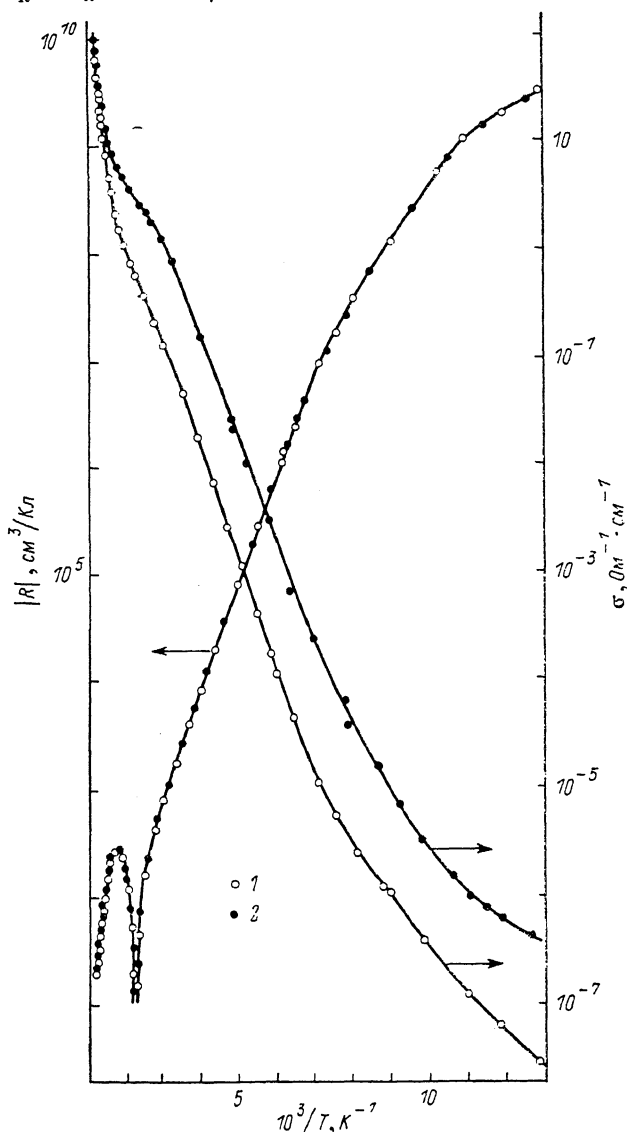


Рис. 1. Температурные зависимости удельной электропроводности и коэффициента Холла для монокристаллов  $\text{CdGeAs}_2$ .

1 —  $\sigma_{11}$  и  $R_{123}$ , 2 —  $\sigma_{33}$  и  $R_{132}$ .

ние  $R^{\parallel}/R^{\perp} = (0.98 \pm 0.05)$ . Следовательно, коэффициент Холла в пределах реализованной точности измерений оказался практически изотропным.

Типичные температурные зависимости обеих независимых компонент тензоров  $\sigma(T)$  и  $R(T)$  для монокристаллов  $\text{CdGeAs}_2$  с концентрацией дырок  $p = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ К}$  представлены на рис. 1. Анализ полученных зависимостей показывает, что при  $T < 400 \text{ К}$  в исследованных кристаллах наблюдается примесная дырочная проводимость, причем в области температур 140—

<sup>1</sup> Знаки  $\parallel$  и  $\perp$  указывают на ориентацию тока, удельной электропроводности и холловского напряжения относительно тетрагональной оси с монокристалла  $\text{CdGeAs}_2$ .

400 К она обусловлена термализацией электронов на акцепторный уровень  $E_V + 0.15$  эВ. Отклонение от экспоненциального закона в зависимостях  $\sigma(T)$  и  $R(T)$  для всех изученных кристаллов при  $T < 120$  К может свидетельствовать о переходе к проводимости по примесям. С повышением температуры выше 400 К (рис. 1) происходит переход к смешанной проводимости с последующей инверсией знака коэффициента Холла на отрицательный. В высокотемпературной области ( $T > 620$  К) в исследованных кристаллах наступает собственная проводимость, при которой зависимости  $\sigma(T)$  и  $R(T)$  следуют общему для всех

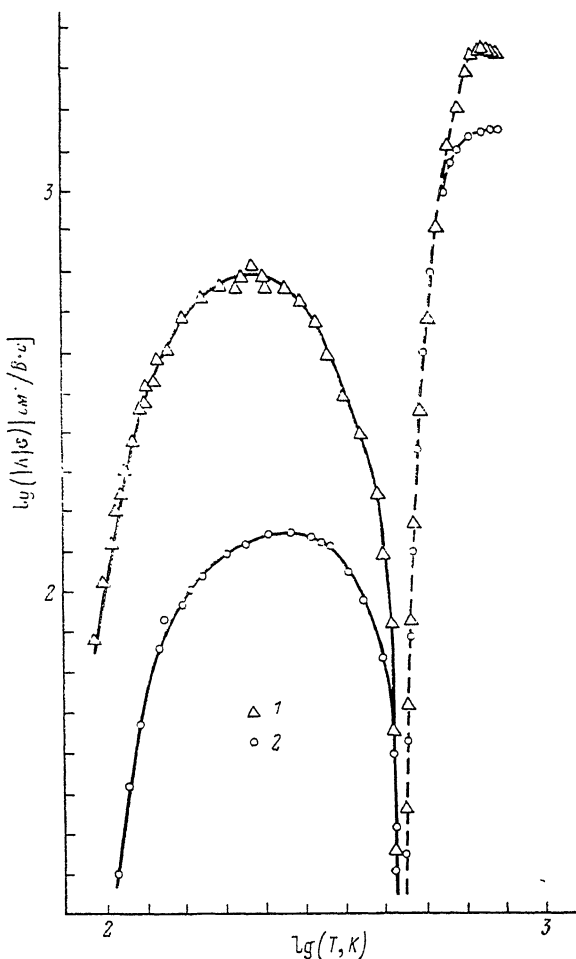


Рис. 2. Температурные зависимости холловской подвижности носителей заряда для монокристаллов  $\text{CdGeAs}_2$ .

1 —  $U^h$ , 2 —  $U^+$ , сплошные кривые — дырочная, штриховые — электронная проводимость.

образов экспоненциальному закону, согласно которому ширина запрещенной зоны  $\text{CdGeAs}_2$   $E_G(0 \text{ K}) \approx (0.75 \pm 0.05)$  эВ, что согласуется с данными других работ [4, 8, 9].

Главные выводы из рассмотренных температурных зависимостей сводятся к следующему. Коэффициент Холла для кристаллов  $\text{CdGeAs}_2$  с решеткой халькопирита в области примесной и собственной проводимости (рис. 1) оказался изотропным, что позволяет принять одноэллипсоидную модель верхней валентной зоны и зоны проводимости в этом полупроводнике. Действительно, за счет измерения  $R(T)$  в столь широком диапазоне температур в одном и том же образце реализуется возможность наблюдать вначале дырочную, а затем электронную проводимость. Температурный ход тензоров  $\sigma_{33}$  и  $\sigma_{11}$  оказался одинаковым, однако в области дырочной и электронной проводимости эти тензоры

различаются по величине, причем всегда  $\sigma^{\parallel} > \sigma^{\perp}$ , что находится в качественном соответствии с характером анизотропии эффективных масс [2].

На рис. 2 приведены типичные зависимости двух независимых тензоров холловской подвижности дырок и электронов в кристаллах CdGeAs<sub>2</sub>. Как видно из рис. 2, перенос дырок ( $T < 400$  К) и электронов ( $T > 620$  К) характеризуется преобладанием  $U^{\parallel}$  по сравнению с  $U^{\perp}$ , что всецело определяется анизотропией удельной электропроводности. Характер температурного хода  $U^{\parallel}$  и  $U^{\perp}$  в монокристаллах CdGeAs<sub>2</sub> одинаков. Это позволяет считать, что в области примесной проводимости подвижность дырок определяется конкуренцией в основном двух механизмов: ниже 180 К — рассеяние на статических дефектах, выше 240 К — рассеяние на колебаниях решетки. С учетом приведенных на рис. 2 результатов можно считать, что наблюдаемый в литературе раз-

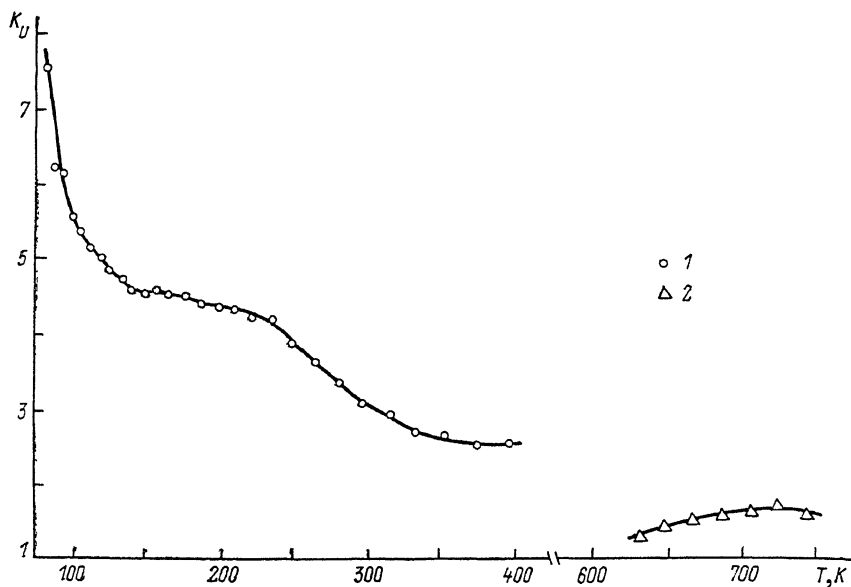


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента анизотропии холловской подвижности дырок (1) и электронов (2) для монокристаллов CdGeAs<sub>2</sub>.

брос значений холловской подвижности дырок, определенных по данным измерений кинетических коэффициентов на неориентированных образцах, нельзя связывать только с изменениями концентрации носителей заряда и степени компенсации. Очевидно, что для CdGeAs<sub>2</sub> при анализе явлений переноса существенным становится учет кристаллографической ориентации образцов. Одинаковый температурный ход  $U^{\parallel}(T)$  и  $U^{\perp}(T)$  позволяет также предположить, что доминирующие механизмы рассеяния для исследованных образцов CdGeAs<sub>2</sub> не чувствительны к изменению направления токопереноса.

На рис. 3 представлена типичная температурная зависимость коэффициента анизотропии холловской подвижности носителей заряда  $K_U = U^{\parallel}/U^{\perp}$ . Как видно из рис. 3, для кристаллов CdGeAs<sub>2</sub> определяющей является анизотропия подвижности дырок. Величина и слабая температурная зависимость коэффициента анизотропии подвижности электронов совпадают с результатом теоретического расчета [10], выполненного с учетом анизотропии и непараболичности энергетического спектра электронов при рассеянии на колебаниях решетки. Величина коэффициента анизотропии подвижности дырок также находится в удовлетворительном согласии с результатами расчетов [10], учитывающих анизотропию и непараболичность энергетического спектра дырок в CdGeAs<sub>2</sub> при рассеянии на ионах примеси. Установленный экспериментально спад  $K_U$  с ростом температуры не подтверждает предсказанный в [10] рост анизотропии подвижности в CdGeAs<sub>2</sub> для всех возможных механизмов рассеяния дырок.

Список литературы

- [1] Полупроводники  $A^2B^4C^5$  / Под ред. Н. А. Горюновой, Ю. А. Валова. М., 1974. 376 с.
- [2] Shay J. L., Wernick J. H. Ternary chalcogenite semiconductors: growth, electronic properties and applications. Oxford, 1975. 244 p.
- [3] Прочухан В. Д., Рудь Ю. В. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 209—233.
- [4] Борщевский А. С., Рудь Ю. В., Таштанова М., Ушакова Т. Н. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 892—897.
- [5] Борщевский А. С., Дагина Н. Е., Лебедев А. А., Овезов К., Полушина И. К., Рудь Ю. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 1905—1910.
- [6] Рудь Ю. В., Ундалов Ю. К., Дагина Н. Е. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 3. С. 515—520.
- [7] Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1960. 386 с.
- [8] Акимченко И. П., Иванов В. С., Борщевский А. С. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 3. С. 425—427.
- [9] Shileika A. // Surf. Sci. 1974. V. 37. N 4. P. 730—738.
- [10] Борисенко С. И. // Автореф. канд. дис. Томск, 1986.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 31.07.1990  
Принята к печати 17.08.1990