

ных значений физических свойств, например, теплоемкости [3], устанавливающих вследствие быстрых дипольных переходов (2), наблюдаемых, в частности, в диэлектрических характеристиках. Достаточно качественное согласие температур термической ионизации и диэлектрической релаксации дает нам основание считать, что обнаруженные процессы обусловлены именно вышеизложенными физическими механизмами.

По поводу наблюдаемой анизотропии диэлектрических характеристик, можно сказать следующее. Под действием переменного электрического поля возможны быстрые дипольные переходы по разным кристаллографическим направлениям, различающимся временами переходов или соответственно временами релаксаций.

Список литературы

- [1] Игамбердыев Х. Т., Мамадалимов А. Т., Махмудов К. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30 № 4. С. 1205—1207.
- [2] Вахабов Д. А., Закиров А. С., Игамбердыев Х. Т. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1918—1920.
- [3] Вахабов Д. А., Закиров А. С., Игамбердыев Х. Т. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1817—1823.
- [4] Яковенко А. Г., Шелони Е. А., Фистуль В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. № 2. С. 345—346.
- [5] Тареев Б. М. Физика диэлектрических кристаллов. М.: Энергия. 1982. 320 с.
- [6] Lang D. V., Grimmeis H. G., Meijer E., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 7. P. 3917—3926.
- [7] Постников В. С., Капустин В. И., Кириллов В. И. и др. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 3509—3511.
- [8] Баграев Н. Т., Машков В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 5. С. 211—213.

Институт химии и физики полимеров
АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1989 г.

АНИЗОТРОПИЯ ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЯ CdCr_2Se_4

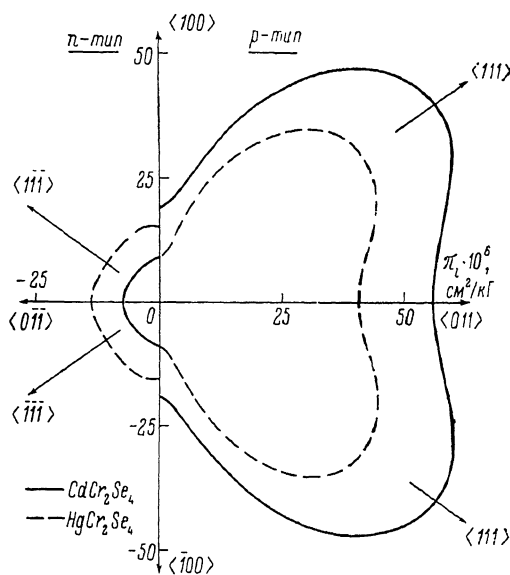
А. П. Галдикас, С. И. Гребинский, С. В. Мицквичюс,
Т. Г. Аминов, Л. И. Очертянова

Ранее сообщалось о результатах изучения анизотропии пьезопротивления ферромагнитного полупроводника HgCr_2Se_4 , позволивших выяснить симметрию экстремумов зоны проводимости и валентной зоны [1]. В настоящей работе аналогичные исследования проведены для монокристаллов другой ферромагнитной шпинели CdCr_2Se_4 .

Образцы для измерений представляли собой ориентированные относительно кристаллографических осей прямоугольные параллелепипеды, вырезанные из совершенных монокристаллов октаэдрической формы с зеркальными гранями $\langle 111 \rangle$ размером до 3 мм, выращенные методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве [2]. Специально нелегированные образцы были высокоомными $\rho = (1-2) \cdot 10^5$ Ом·см и обладали дырочной (по знаку термоэдс) проводимостью. Отжиг в вакууме при 650 °С в течение 5 суток приводил к изменению типа проводимости на электронный, при этом удельное сопротивление образцов изменялось незначительно — $\rho = (1-3) \cdot 10^5$ Ом·см. Для получения низкоомных ($\rho = 0.5-1$ Ом·см) образцов p -типа осуществлялась термодиффузия серебра с последующим гомогенизирующим отжигом в вакууме. Концентрация

легирующей примеси определялась при помощи химического анализа и для исследованных образцов составляла 0.2 ат. %. Методика измерений продольного и поперечного пьезосопротивления, используемая для нахождения трех констант пьезосопротивления π_{11} , π_{12} и π_{44} , полностью описывающих пьезорезистивный эффект в кристаллах кубической симметрии, представлена в [1].

Константы пьезосопротивления CdCr_2Se_4 при 300 К, определенные с учетом поправки на изменение геометрических размеров образца при деформации с использованием упругих постоянных c_{ij} , измеренных в [3], приведены в таблице. Следует отметить, что для высокоомных образцов $p\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ сдвиговые константы пьезосопротивления $(\pi_{11} - \pi_{12})/2$ и π_{44} в пределах погрешности эксперимента ($\approx 10\%$) совпадают со сдвиговыми константами низкоомного образца $\text{Cd}_{0.998}\text{Ag}_{0.002}\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Однако чувствительность к гидростатическому сжатию $\pi_g = -(\pi_{11} + 2\pi_{12})/3$ высокоомных образцов в 2—3 раза



Полярные диаграммы продольного пьезосопротивления ферромагнитного полупроводника CdCr_2Se_4 с электронной и дырочной проводимостью. Для сравнения приведены также диаграммы для HgCr_2Se_4 , построенные по данным [1].

превышает чувствительность низкоомных. Это различие является вполне естественным, так как величина π_g сильно зависит от наличия примесных центров в запрещенной зоне [4].

Приведенные на рисунке полярные диаграммы коэффициента продольного пьезосопротивления $\pi_i = \pi_{11}' - 2(\pi_{11} - \pi_{12} - \pi_{44}) \sum_{i \neq j} \alpha_i^2 \alpha_j^2$ (где α_i — направляющие косинусы приложенного давления относительно основных кристаллографических осей), построенные по данным таблицы для приложенного в плоскости (110) одноосного давления, наглядно отражают симметрию пьезорезистивного эффекта CdCr_2Se_4 с электронной и дырочной проводимостью. Как и для родственного соединения HgCr_2Se_4 , пьезо-

Константы пьезосопротивления CdCr_2Se_4 с электронной и дырочной проводимостью при 300 К

	$\pi_{11} \cdot 10^6,$ $\text{см}^2/\text{кг}$	$\pi_{12} \cdot 10^6,$ $\text{см}^2/\text{кг}$	$\pi_{44} \cdot 10^6,$ $\text{см}^2/\text{кг}$
$n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$	9	5	1
$p\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$	19	-2	96

сопротивление $n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ близко к изотропному, а для образцов с дырочной проводимостью наблюдается явно выраженный максимум продольного пьезосопротивления в направлении $\langle 111 \rangle$.

Для сравнения результатов пьезорезистивных экспериментов с микроскопическими моделями зонной структуры удобно перейти к безразмерным константам эластосопротивления m_{ij} , связанным с экспериментально определенными константами пьезосопротивления π_{ij} через упругие мо-

дули c_{ij} [4]. Соотношения между сдвиговыми константами эластосопротивления $(m_{11}-m_{12})/2$ и m_{44} для основных типов зон подсчитаны теоретически [4, 5]. Сопоставляя теоретические и экспериментально определенные соотношения между m_{ij} можно судить о симметрии энергетических экстремумов.

Для n - CdCr_2Se_4 сдвиговые константы $(m_{11}-m_{12})/2=1.2$, $m_{44}=0.3$ малы. Согласно [4], для зонных носителей такое соотношение между m_{ij} указывает на электронный транспорт по сферически симметричной зоне проводимости с минимумом в Γ -точке зоны Бриллюэна. Однако следует отметить, что подвижность электронов в CdCr_2Se_4 сильно зависит от способа выращивания монокристаллов и изменяется от $0.01 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [6], что соответствует прыжковому механизму проводимости, до $60 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [7], что характерно для зонной проводимости. Вопрос о симметрии пьезосопротивления для прыжковой проводимости рассмотрен в [8], где показано, что симметрия пьезорезистивного эффекта и в этом случае отражает симметрию энергетических экстремумов. Таким образом, можно заключить, что дно зоны проводимости CdCr_2Se_4 , так же как и HgCr_2Se_4 , образовано сферически симметричными состояниями s -типа. Этот вывод полностью согласуется с изотропностью магнитосопротивления n - CdCr_2Se_4 в ферромагнитной фазе [9].

В случае p - CdCr_2Se_4 $(m_{11}-m_{12})/2=16$ и $m_{44}=30$. Поскольку дырочная проводимость осуществляется не по примесям, а по валентной зоне ($\mu_p \approx \approx 30 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), то значительная величина сдвиговых констант эластосопротивления указывает на существенный вклад перераспределения дырок между экстремумами в пьезосопротивление. Полученному соотношению между константами m_{ij} удовлетворяют две модели валентной зоны: многодолинная с экстремумами вдоль осей $\langle 110 \rangle$ [5] и модель вырожденных в Γ -точке зон [4]. Учитывая, что край оптического поглощения CdCr_2Se_4 формируется прямыми переходами [10], можно сделать вывод, что только модель вырожденных зон согласуется с результатами оптических и пьезорезистивных экспериментов.

Список литературы

- [1] Galdikas A., Grebinskii S., Mickevičius S. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 107. N 1. P. K53—K55.
- [2] Белов К. П., Третьяков Ю. Д., Гордеев И. В. и др. Магнитные полупроводники — халькогенидные шпинели. М., 1981. 279 с.
- [3] Галдикас А. П., Гребинский С. И., Мишкинис Р. А. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 229—231.
- [4] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [5] Херринг К., Форт Э. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957.
- [6] Kodama K., Doi S., Matsumura T., Niimi T. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 2. P. 317—324.
- [7] Котельщикова А. М., Аленина Л. Ф., Яковлев Ю. М. и др. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1685—1690.
- [8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [9] Бержанский В. Н., Чернов В. К. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 8. С. 2390—2395.
- [10] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Чижевский Б. А. и др. // Препринт ИФМ УрО АН СССР № 87/2. 1987.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Поступило в Редакцию
3 мая 1989 г.