

УДК 53.09

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

© 2023 г. Л. А. Сайпулаева^а*, В. С. Захвалинский^б, А. Г. Алибеков^а, З. Ш. Пирмагомедов^а, М. М. Гаджиалиев^а, С. Ф. Маренкин^с, А. И. Риль^с, А. В. Кочура^д

^аИнститут физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, 367015 Россия

^бБелгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, 308015 Россия

^сИнститут общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, 119991 Россия

^дЮго-Западный государственный университет, Курск, 305040 Россия

*e-mail: l.saypulaeva@gmail.com

Поступила в редакцию 27.01.2023 г.

После доработки 25.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Измерены удельное сопротивление ρ , магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ и коэффициент Холла R_H в образце $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ с $x = 0.31$ при воздействии всестороннего давления и при различных температурах в интервале 80–400 К. Данные образцы были получены модифицированным методом Бриджмена. Состав образцов и их однородность контролировали с помощью рентгенофазового анализа и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Результаты показали, что распределение элементов в образце равномерное. Обнаружено, что удельное сопротивление с ростом температуры растёт, изменение $\rho(T)$ происходит, как в металлах. Коэффициент Холла R_H в поле с ростом температуры незначительно уменьшается и сохраняет во всем исследованном интервале отрицательный знак. С ростом давления обнаружены аномалии на барических зависимостях удельного электросопротивления $\rho(P)$, магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ и коэффициента Холла $R_H(P)$. Увеличение всестороннего давления приводит к уменьшению положительного магнитосопротивления. В области фазового перехода отрицательное магнитосопротивление при давлении $P(2.5\text{--}3.0)$ ГПа в поле 5 кЭ достигает значения 1.7.

Ключевые слова: высокие давления, отрицательное магнитосопротивление, коэффициент Холла, удельное электросопротивление.

DOI: 10.31857/S1028096023100187, EDN: NPPJSG

ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы являлось исследование воздействия внешних факторов — температуры, давления и поля — на магнитотранспортные свойства $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$. Представлены результаты исследования удельного электросопротивления ρ , коэффициента Холла R_H и магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ в образце $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ в широком интервале давлений и температуры, в которых при изменении состава x наблюдается переход из фазы дираковского полуметалла с инверсной структурой зон в тривиальное состояние с прямым энергетическим спектром.

Кристаллы Cd_3As_2 и твердые растворы на их основе являются трехмерными дираковскими полуметаллами [1–3] — представителями материалов с нетривиальной топологией электронной зонной структуры, у которых закон дисперсии квазичастиц является линейным по всем направлениям импульсного пространства (k_x, k_y, k_z) , что

было подтверждено экспериментально с помощью фотоэлектронной спектроскопии [4, 5] и сканирующей туннельной микроскопии [6].

Необычная зонная структура Cd_3As_2 позволяет проявиться интересным физическим свойствам, например, хиральной аномалии в магнитотранспорте [7, 8] и ультравысокой подвижности носителей заряда [9, 10]. Транспорт заряда через поверхностное состояние был косвенно выделен при изучении квантовых осцилляций в Cd_3As_2 [11].

Нарушение симметрии в кристаллах Cd_3As_2 позволяет потенциально получить из фазы дираковского полуметалла топологический изолятор [12], вейлевский полуметалл [13, 14] топологический сверхпроводник [15, 16]. Известны два способа сделать Cd_3As_2 сверхпроводником: с помощью легирования [2] или с помощью приложения внешнего давления [17]. Исследования объемных кристаллов показали наличие сверхпроводящей

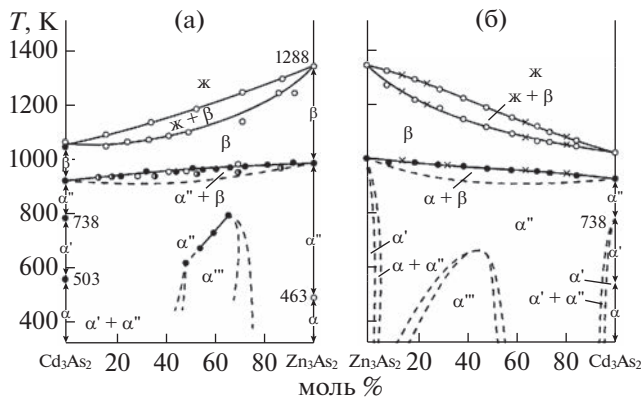


Рис. 1. Диаграмма состояния системы Zn_3As_2 – Cd_3As_2 в зависимости от температуры по данным [1].

фазы при давлении 8.5 ГПа с критической температурой $T_c = 2$ К [17].

Cd_3As_2 и Zn_3As_2 при разных температурах и образуют серию кристаллов со структурой, которую можно рассматривать как вариацию антифлюоритовой структуры с различными искажениями [18, 19]. Zn_3As_2 — это полупроводник с низкой подвижностью носителей и прямой шириной запрещенной зоны, равной 1.0 эВ [10], подвижность дырок для Zn_3As_2 составляет всего $10 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при комнатной температуре. Ширина запрещенной зоны Cd_3As_2 отрицательна и составляет от -0.3 до -0.7 эВ [20]. Подвижность электронов в Cd_3As_2 достигает $1.5 \times 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при комнатной температуре [9]. Cd_3As_2 относится к n -типу из-за вакансий в системе As, а Zn_3As_2 к p -типу, потому что дополнительные вакансии в системе Zn служат акцепторами электронов. Оба типа носителей происходят из вакансий в кристаллографических позициях, в соединениях смешанного состава $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ происходит переход от n - к p -типу проводимости, а ширина запрещенной зоны линейно увеличивается с ростом концентрации Zn [21].

На рис. 1 приведена диаграмма состояния Zn_3As_2 – Cd_3As_2 в зависимости от температуры с непрерывными рядами жидких, а также α'' - и β -твердых растворов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ [22]. Наряду с α'' -твердыми растворами в системе Zn_3As_2 – Cd_3As_2 ниже 740 К существует широкая область ($0.17 < x < 0.55$) α''' -твердых растворов. На диаграмме состояния системы Zn_3As_2 – Cd_3As_2 $\alpha'' \leftrightarrow \beta$ — превращение при постоянной для каждого состава температуре (пунктирная линия [20], рис. 1а) определяет низкотемпературную границу двухфазной ($\alpha'' + \beta$)-области. Авторы [23] указывают на существование α -твердых растворов. Проведенные авторами [24] исследования показали, что вблизи соединений Zn_3As_2 и Cd_3As_2 существуют

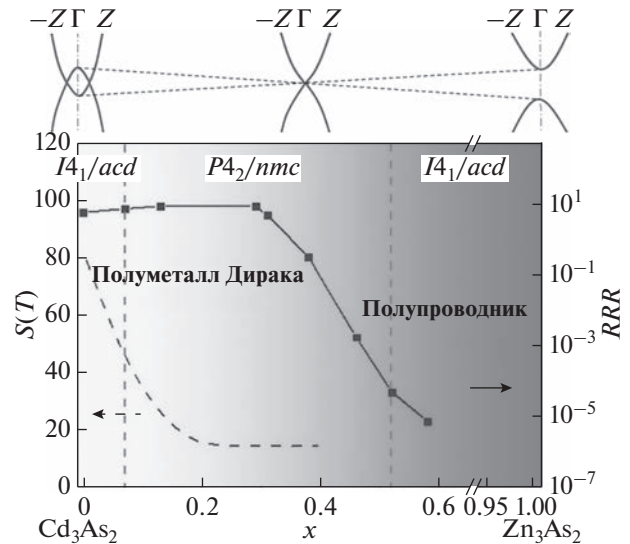


Рис. 2. Фазовая диаграмма $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ в зависимости от состава x . Сверху схематично показана зонная структура, которая иллюстрирует фазовые переходы из $I4_1/acd$ в $P4_2/nmc$, затем обратно в $I4_1/acd$; вертикальными линиями показаны примерные области переходов. Цвет фона показывает постепенное изменение удельного сопротивления при 2 К по мере увеличения x . $RRR = \rho(T = 300 \text{ К}) / \rho(T = 2 \text{ К})$ [21].

узкие области ($\Delta x \sim 2$ мол. % при $T = 298$ К) существования α' -твердых растворов и двухфазные ($\alpha' + \alpha''$)-области. Существование α -твердых растворов не установлено (рис. 1б). При исследовании системы Zn_3As_2 – Cd_3As_2 подтверждено предположение авторов [23] о возможности существования фазы α'' - Zn_3As_2 , которая может быть стабилизирована при замещении 2 мол. % цинка кадмием или другими примесями.

На рис. 2 приведена фазовая диаграмма $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$. По мере увеличения концентрации Zn происходит фазовый переход от дираковского полуметалла к полупроводнику. Зонная структура в верхней части рис. 2 иллюстрирует этот переход [21]. Вертикальными прерывистыми линиями отмечен переход кристаллической структуры образцов от $I4_1/acd$ до $P4_2/nmc$ и обратно к $I4_1/acd$. Переход от дираковского полуметалла к полупроводнику происходит при концентрации цинка около $x = 0.4$ [21]. По результатам исследования фотоэлектрического эффекта [25] этот переход происходит при x в диапазоне 0.045–0.25. В [25] исследования магнитосопротивления показали, что переход от дираковского полуметалла к полупроводнику происходит при $x = 0.38$.

Первые исследования $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ в условиях гидростатического давления до 1.2 ГПа при комнатной температуре проведены в работе [26]. Результаты показали, что рост удельного сопротивления с давлением для образцов $0 \leq x \leq 0.9$

обусловлен только уменьшением подвижности электронов, коэффициент Холла практически постоянен для этих образцов. Для образцов $1.05 \leq x \leq 1.35$ рост удельного сопротивления с давлением обусловлен, помимо уменьшения подвижности электронов, уменьшением концентрации электронов, так как коэффициент Холла увеличивается с давлением. Образцы $x = 1.5$ относятся к p -типу, но коэффициент Холла для них отрицателен при комнатной температуре, поскольку подвижность электронов выше, чем дырок. Удельное сопротивление этих образцов сначала увеличивается с давлением, а затем уменьшается; коэффициент Холла сильно уменьшается с давлением.

Экспериментальные результаты влияния гидростатического давления на электрические свойства твердых растворов $\text{Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ интерпретированы на основе моделей зонных структур Cd_3As_2 и Zn_3As_2 , предложенных Лин Чунгом [26]. Результаты исследования $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ под давлением экспериментально подтвердили инверсию зонной структуры арсенида кадмия. Определена эволюция зонной структуры этих твердых растворов состава.

Настоящая работа посвящена исследованию удельного электрического сопротивления, коэффициента Холла и магнитосопротивления в диапазоне более высоких (до 9 ГПа) давлений, что позволили нам получить новые результаты.

ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ЭФФЕКТА ХОЛЛА, МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ДО 9 ГПА

Для создания высокого давления использована камера типа “Тороид” [27], создающая высокое гидростатическое давление до 9 ГПа. На рис. 3 представлено схематическое изображение камеры и ячейки высокого давления. Для проведения исследований транспортных свойств — удельного сопротивления, коэффициента Холла, магнитосопротивления — использован стандартный четырехзондовый метод. Внешнее магнитное поле создавали с помощью многовиткового соленоида с напряженностью $H \leq 5$ кЭ. В качестве рабочей ячейки использовали тefлоновую капсулу с рабочим объемом ~ 80 мм³ и восьмью электродами. Непроводящая жидкость смеси этанол–метанол 4 : 1 использована в качестве давления передающей среды. Давление внутри капсулы контролировали манганиновым датчиком, откалиброванным по фазовым переходам в висмуте. Образцы представляли форму прямоугольных параллелепипедов размером $3.0 \times 1.0 \times 1.0$ мм. Ток, протекающий через образец, контролировали с помощью цифрового мультиметра Kethley 2000.

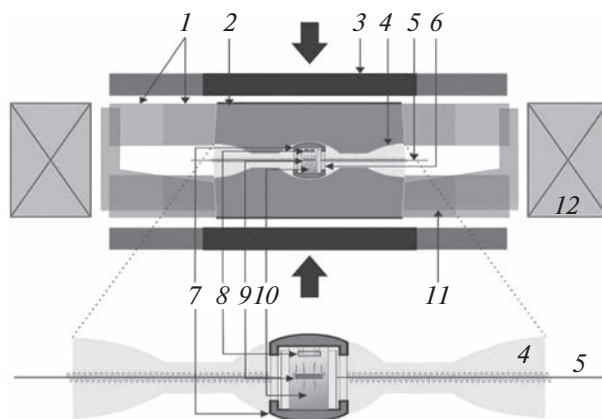


Рис. 3. Схематическое изображение камеры и ячейки высокого давления для получения гидростатического давления до 9 ГПа: 1 – стальная матрица; 2 – вставка из твердого сплава ВК6; 3 – нагрузка от гидравлического пресса с усилием 500 т; 4 – катлитовая вставка; 5 – электровводы; 6 – фторопластовая капсула; 7 – медные крышки; 8 – манганиновый датчик; 9 – образец; 10 – гидростатическая жидкость; 11 – контейнер для азота; 12 – многовитковый соленоид [29, 30].

Измерения эффекта Холла и магнитосопротивления производили при постоянном токе в постоянном магнитном поле. Для характеристики исследуемой системы нужно знать: напряженность магнитного поля H ; ток через образец I ; холловское напряжение V_H ; удельное сопротивление ρ и давление P . Измерения проводили при каждом из противоположных направлений тока (I^+ и I^-) и перпендикулярно ему направленного поля (H^+ и H^-).

Удельное сопротивление образца вычисляли по известной формуле:

$$\rho = V_x ab / I l_3, \quad (1)$$

где: V_x – измеряемое напряжение; a – ширина образца; b – толщина образца; I – ток на образце; l_3 – расстояние между зондами.

Постоянное магнитное поле напряженностью 4 кЭ генерировалось катушкой. Уменьшение вклада посторонних поперечных ЭДС V_x в измеряемую ЭДС Холла осуществляли усреднением результатов измерений общего поперечного напряжения для двух направлений тока I_x и двух направлений поля H_x .

$$V_x = (V_{I^+H^+} - V_{I^-H^+} + V_{I^-H^-} - V_{I^+H^-}) / 4, \quad (2)$$

где $V_{I^+H^+}$ – напряжение между холловскими зондами при направлении тока I^+ и направлении магнитного поля H^+ , $V_{I^-H^+}$ – при направлении тока I^- и направлении магнитного поля H^+ , $V_{I^-H^-}$ – при направлении тока I^- и направлении магнитного поля H^- , $V_{I^+H^-}$ при I^+H^- соответственно.

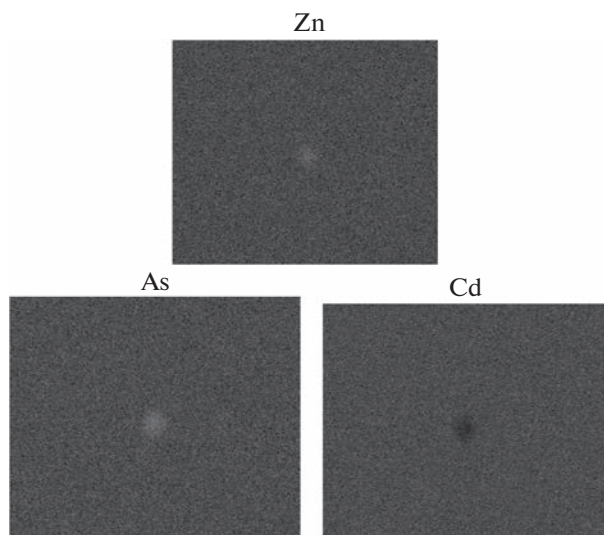


Рис. 4. Неоднородности на поверхности образца $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$, имеющие отличный состав по данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (изображения соответствуют ZnL_{α} , AsL_{α} , CdL_{α} -линиям).

$$R_H = V_x d / IH, \quad (3)$$

где d — толщина образца. Величину R_H с хорошей точностью можно считать константой материала. Значение R_H определяется концентрацией и подвижностью электронов и дырок в веществе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные нами в результате исследований параметры исследованного образца $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ при комнатной температуре и атмосферном давлении были следующими: удельное сопротивление составило $\rho = 0.0094 \text{ Ом} \cdot \text{см}$; коэффициент Холла $R_H = -28.5 \text{ см}^3/\text{Кл}$; количество носителей заряда $n = 2.18 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Результаты энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ ($x = 0.31$) показали, что распределение элементов в образце равномерное. При этом были обнаружены области размерами, не превышающими 1 мкм, в которых состав отличался от стехиометрического (рис. 4). Плотность расположения таких дефектов при сканировании поверхности образца была менее 10^4 см^{-2} . Рентгенофазовый анализ, выполненный с помощью рентгеновского дифрактометра GBC ЕММА (излучение CuK_{α} , $\lambda = 1.5401 \text{ Å}$) при комнатной температуре подтвердил однофазовый состав образца. Кристаллическая решетка образца относится к пространственной группе $P4_2/nmc$ с параметрами $a = 8.78 \text{ Å}$, $b = 12.42 \text{ Å}$.

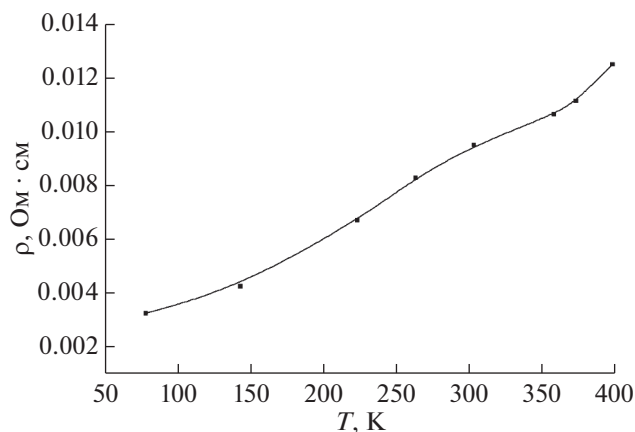


Рис. 5. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$.

На рис. 5, 6 приведены температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ в диапазоне $T \approx (80-400) \text{ К}$. Коэффициент Холла с ростом температуры незначительно уменьшается и во всем исследуемом интервале отрицателен, а удельное сопротивление — возрастает. Зависимое от температуры удельное сопротивление демонстрирует изменение металлического характера проводимости и $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ является полупроводником с очень узкой запрещенной зоной. Полученные результаты измерений позволили вычислить холловскую подвижность носителей заряда. На рис. 7 показана температурная зависимость подвижности носителей заряда $\mu_H = R\sigma$ (σ — удельная электропроводность). Из графика видно, что с ростом температуры наблюдается уменьшение μ_H на порядок. В области низких температур (80–100 К) холловская подвижность μ_H принимает значения порядка $\sim 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Измеренные барические зависимости удельного сопротивления $\rho(P)$, коэффициента Холла $R_H(P)$ и магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ образца $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ приведены на рис. 8–11. Удельное электросопротивление $\rho(P)$ $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ немонотонно увеличивается с ростом давления и при давлении $P \approx 3 \text{ ГПа}$ принимает максимальное в рассмотренном диапазоне значение (рис. 8). Максимум удельного сопротивления, возможно, обусловлен фазовым переходом. При увеличении давления $P > 6 \text{ ГПа}$ сопротивление образца очень слабо возрастает. Коэффициент Холла $R_H(P)$ (рис. 9) уменьшается с увеличением давления и при $P = 1.5 \text{ ГПа}$ принимает минимальное значение. В области давлений $P \approx 3.0 \text{ ГПа}$ наблюдали резкий рост коэффициента Холла. В магнитном поле 1 кЭ при давлении $P \approx 3 \text{ ГПа}$ коэффициент Холла достигает своего максимума.

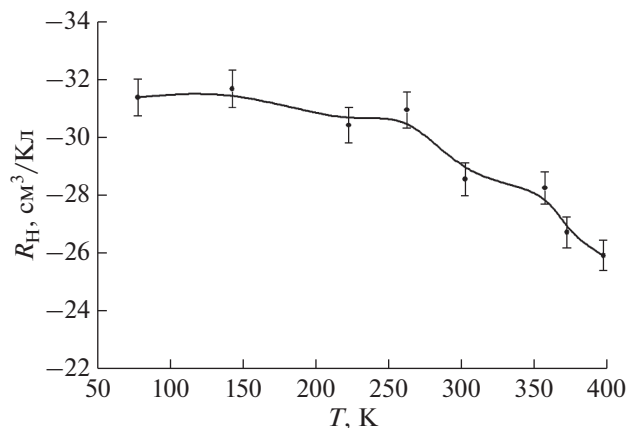


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента Холла R_H $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$.

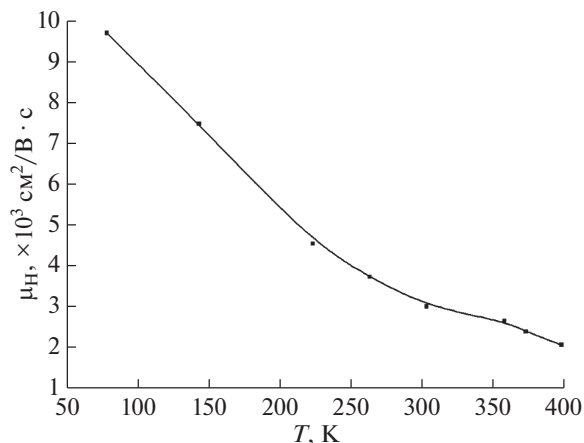


Рис. 7. Температурная зависимость подвижности электронов μ_H в $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$.

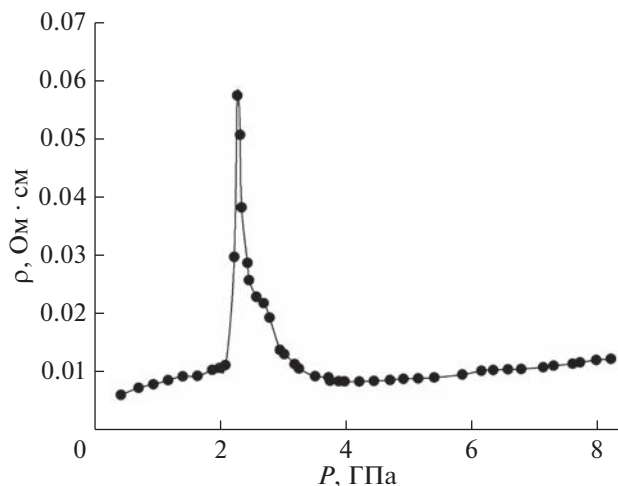


Рис. 8. Барическая зависимость удельного сопротивления ρ $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$.

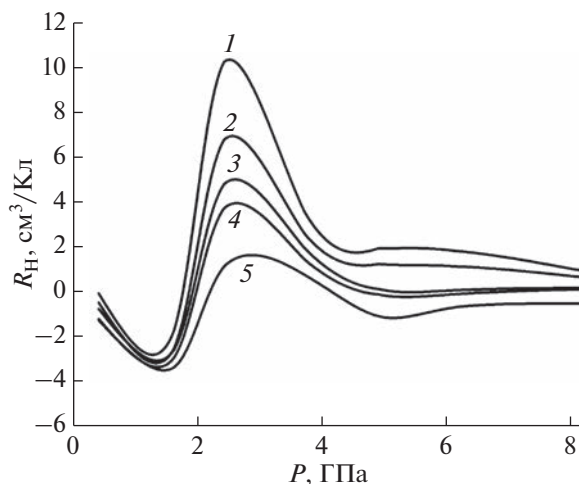


Рис. 9. Барические зависимости коэффициента Холла R_H $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ при значениях напряженности магнитного поля H 1 (1); 2 (2); 3 (3); 4 (4); 5 кЭ (5).

Результаты исследования барических зависимостей поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ при комнатной температуре представлены на рис. 10 и 11. В $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ с ростом давления положительное магнитосопротивление растет, его амплитуда достигает максимума в поле 5 кЭ при давлении $P \approx 1.5$ ГПа. Однако его величина постепенно понижается с ростом давления. Дальнейший рост P приводит к смене знака магнитосопротивления. При давлении $P \approx 1.8$ ГПа магнитосопротивление становится отрицательным. В области фазового перехода отрицательное магнитосопротивление при давлении $P \approx 2.7$ ГПа в поле 5 кЭ принимает максимальное значение (рис. 10). Следует заметить, что в этой же области

давления происходит резкое изменение темпа $d\rho/dP$ и на dR_H/dP .

На рис. 11 представлены результаты измерения магниторезистивного эффекта при различных давлениях в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(H)$. Изменения зависимости $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(H)$ несимметричны в положительных и отрицательных магнитных полях. Известно, что Cd_3As_2 является материалом, в котором такая симметрия (“четность”) магнитосопротивления может быть нарушена при определенных специфических условиях, изменение которых может приводить как к легкой асимметрии, так и к хиральности магнитосопротивления [28]. Новые транспортные явления могут возникать из-за нарушения хирального тока между отдель-

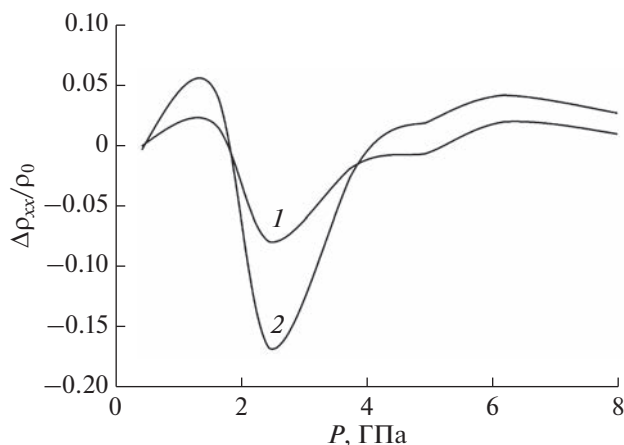


Рис. 10. Зависимость магнитосопротивления $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ от давления при значениях напряженности магнитного поля H 1 (1); 5 кЭ (2).

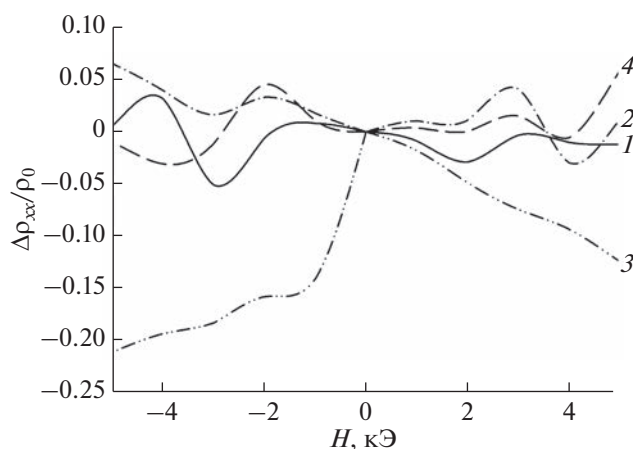


Рис. 11. Зависимость магнитосопротивления $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ от напряженности магнитного поля при значениях давления P 0.4 (1); 1.6 (2); 2.4 (3); 8.2 ГПа (4).

ными узлами Вейля. Обращение симметрии времени в Cd_3As_2 может быть естественно разрушаться под действием внешнего магнитного поля, что приводит к переходу от полуметалла Дирака в полуметалл Вейля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы температурные, барические зависимости $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$. Обнаружено, что зависящее от температуры удельное сопротивление демонстрирует изменение металлического характера проводимости.

Исследования удельного сопротивления, коэффициента Холла и магнитосопротивления $(\text{Cd}_{0.69}\text{Zn}_{0.31})_3\text{As}_2$ при гидростатических давлениях до 9 ГПа и в магнитных полях до 5 кЭ показали,

что при увеличении давления резкий рост удельного электросопротивления и коэффициента Холла в области давления $P \approx (2.5-3.0)$ ГПа и уменьшение положительного магнитосопротивления.

В области фазового перехода отрицательное магнитосопротивления при давлении $P \approx 2.7$ ГПа в поле с напряженностью 5 кЭ составляет максимальное значение ≈ -0.17 . В ходе экспериментов, действительно, удалось наблюдать резкое увеличение отрицательного магнитосопротивления в областях давлений, предшествующих структурным изменениям в исследуемом образце.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Crassee I., Sankar R., Lee W.-L., Akrap A., Orlita M. // Phys. Rev. Materials. 2018. V. 2. P. 120302. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.2.120302>
2. Wang Z., Weng H., Wu Q., Dai X., Fang Z. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 125427. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.88.125427>
3. Wang Z., Sun Y., Chen X.-Q., Franchini C., Xu G., Weng H., Dai X., Fang Z. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 195320. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.85.195320>
4. Liu Z.K., Jiang J., Zhou B., Wang Z.J., Zhang Y., Weng H.M., Prabhakaran D., Mo S.-K., Peng H., Dudin P., Kim T., Hoesch M., Fang Z., Dai X., Shen Z.X., Feng D.L., Hussain Z., Chen Y.L. // Nature Materials. 2014. V. 13. № 7. P. 677. <https://www.doi.org/10.1038/nmat3990>
5. Borisenko S., Gibson Q., Evtushinsky D., Zabolotnyy V., Buchner B., Cava R.J. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 027603. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.027603>
6. Jeon S., Zhou B.B., Gyenis A., Feldman B.E., Kimchi I., Potter A.C., Gibson Q.D., Cava R.J., Vishwanath A., Yazdani A. // Nature Materials. 2014. V. 13. № 9. P. 851. <https://www.doi.org/10.1038/nmat4023.82>
7. Li H., Wang H.-W., He H., Wang J., Shen S.-Q. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 201110. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.97.201110>
8. Wu M., Zheng G., Chu W., Liu Y., Gao W., Zhang H., Lu J., Han Y., Zhou J., Ning W., Tian M. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 161110. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.98.161110>
9. Liang T., Gibson Q., Ali M.N., Liu M., Cava R.J., Ong N.P. // Nature Materials. 2015. V. 14. № 3. P. 280. <https://www.doi.org/10.1038/nmat4143>
10. Turner W.J., Fischler A.S., Reese W.E. // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 759. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRev.121.759>
11. Zheng G., Wu M., Zhang H., Chu W., Gao W., Lu J., Han Y., Yang J., Du H., Ning W., Zhang Y., Tian M. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 121407. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.96.121407>

12. *Hasan M.Z., Kane C.L.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 3045.
<https://www.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045>
13. *Burkov A.A., Balents L.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 127205.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.127205>
14. *Wan X., Turner A.M., Vishwanath A., Savrasov S.Y.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 205101.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.83.205101>
15. *Qi X.-L., Zhang S.-C.* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 1057.
<https://www.doi.org/10.1103/RevModPhys.83.1057>
16. *Fu L., Kane C.L.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 096407.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.096407>
17. *He L., Jia Y., Zhang S., Hong X., Jin C., Li S.* // Npj Quantum Materials. 2016. V. 1. № 1. P. 16014.
<https://www.doi.org/10.1038/npjquantmats.2016.14>
18. *Arushanov E.K.* // Prog. Cryst. Growth Characterization Mater. 1992. V. 25. № 3. P. 131.
19. *Węglowski S., Lukaszewicz K.* // Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Chim. 1968. V. 16. № 4. P. 177.
20. *Wagner R.J., Palik E.D., Swiggard E.M.* // J. Phys. Chem. Solids Suppl. 1971. V. 1. P. 471.
21. *Lu H., Zhang X., Bian Y., Jia S.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. № 1. P. 3148.
<https://www.doi.org/10.1038/s41598-017-03559-2>
22. *Żdanowicz L., Żdanowicz W.* // Phys. Stat. Sol. 1964. V. 6. P. 227.
23. *Żdanowicz W., Lukaszewicz K., Trzebiatowski W.* // Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Chim. 1964. V. 12. P. 169.
24. *Рубцов В.А., Трухан В.М., Якимович В.Н.* // Доклады АН БССР. 1990. Т. 54. № 5. С. 407.
25. *Rogers L.M., Jenkins R.M., Crocker A.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. V. 4. P. 793.
26. *Galeeva A.V., Krylov I.V., Drozdov K.A., Knjazev A.F., Kochura A.V., Kuzmenko A.P., Zakhvalinskii V.S., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R.* // Belstein J. Nanotechnology. 2017. V. 8. № 1. P. 167.
<https://www.doi.org/10.3762/bjnano.8.17>
27. *Mollaev A. Yu., Saypulaeva L.A., Arslanov R.K., Gabibov S.F., Marenkin S.F.* High Press. Res. 2002. V. 22. 1. 181.
<https://www.doi.org/10.1080/08957950211335>
28. *Cisowski J., Zdanowicz W.* // Phys. Stat. Sol. 1973. V. 19. P. 741.
<https://www.doi.org/10.1002/PSSA.2210190241>
29. *Khvostantsev L.G., Slesarev V.N., Brazhkin V.V.* // High Pressure Res. 2004. V. 24. P. 371.
<https://www.doi.org/10.1080/08957950412331298761>
30. *Ivanov O., Zakhvalinskii V., Nikulicheva T., Yaprntsev M., Ivanichikhin S.* // Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett. 2018. V. 12. № 12. P. 1800386.
<https://www.doi.org/10.1002/pssr.201800386>

Magnetotransport Studies of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ at High Pressures

L. A. Saypulaeva^{1,*}, V. S. Zakhvalinskii², A. G. Alibekov¹, Z. Sh. Pirmagomedov¹,
M. M. Gadzhialiev¹, S. F. Marenkin³, A. I. Ril³, A. V. Kochura⁴

¹*Institute of Physics, Russian Academy of Sciences Kh.I. Amirkhanov Dagestan Federal Research Center RAS, Makhachkala, 367015 Russia*

²*Belgorod State National Research University, Belgorod, 308015 Russia*

³*Institute of General and Inorganic Chemistry N.S. Kurnakov of the RAS, Moscow, 119991 Russia*

⁴*Southwestern State University, Kursk, 305040 Russia*

*e-mail: l.saypulaeva@gmail.com

Resistivity ρ , magnetoresistance $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ and Hall constant R_H were measured in $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ sample with $x = 0.31$ under the action of all-round pressure and at various temperatures in the range (80–400) K. These samples were obtained by the modified Bridgman method. The composition of the samples and their homogeneity were controlled by X-ray phase analysis and energy-dispersive X-ray spectroscopy. The results of energy dispersive X-ray spectroscopy showed that the distribution of elements in the sample is uniform. It was found that the resistivity increases with increasing temperature, and the change in $\rho(T)$ has a metallic character. The Hall constant R_H in the field decreases slightly with increasing temperature and retains a negative sign throughout the entire range under study. With increasing pressure, anomalies were observed in the baric dependences of the electrical resistivity $\rho(P)$, magnetoresistance $\Delta\rho_{xx}/\rho_0(P)$ and the Hall coefficient $R_H(P)$. Increasing the confining pressure leads to suppression of the positive magnetoresistance. In the phase transition region, the negative magnetoresistance at a pressure P (2.4–2.7) GPa in a field of 5 kOe is the maximum value of 1.7.

Keywords: high pressures, negative magnetoresistance, Hall coefficient, electrical resistivity.