

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.15>

УДК: 539.21

**ЛИНЕЙНАЯ ДИСПЕРСИЯ ДИРАКОВСКИХ ФЕРМИОНОВ  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТВЁРДОГО РАСТВОРА  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$   
ПРИ  $X = 0.29$ ,  $Y = 0.01$**

В.С. Захвалинский<sup>1</sup>, А.В. Борисенко<sup>1</sup>, А.В. Маширов<sup>2</sup>,  
А.В. Кочура<sup>3</sup>, М.Н. Япрынец<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Белгородский Государственный Национальный Исследовательский Университет,  
308015, Белгород, ул. Победы, д. 85

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
125009, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7

<sup>3</sup>Юго-Западный Государственный Университет,  
305040, Курск, ул. 50 лет Октября, д. 94

<sup>4</sup>Центр коллективного пользования «Технологии и Материалы»  
Белгородского Государственного Национального Исследовательского Университета,  
308034, Белгород, ул. Королева, д. 2а, корп. 5.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 2025 г.

**Аннотация.** В монокристаллах твёрдого раствора  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$  по результатам исследования осцилляций Шубникова-де Гааза в поперечном магнитном поле определено значение эффективной массы  $m_c(0)/m_0$ , проведено сравнение шубниковских и холловских параметров носителей заряда. Наблюдалась слабая зависимость циклотронной массы от магнитного поля. Были определены концентрация носителей заряда,  $n_{2d}$ , подвижность носителей заряда,  $\mu_{2d}$ , и толщина поверхностного 2D-слоя. Определено значение температуры Дингля  $T_D = 34.6$  К. Было установлено, что полученная из экспериментально наблюдаемых осцилляций Шубникова-де Гааза зависимость циклотронной массы  $m_c(0)/m_0$  от волнового Ферми вектора  $k_F$  хорошо согласуется

с предсказанной теорией линейной зависимостью и указывает на присутствие в монокристаллах  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$  дираковских фермионов с нулевой эффективной массой. Осцилляции сопротивления Холла предположительно вызваны одновременно как неэквивалентностью зондов, так и проявлением в 2D-слое квантового эффекта Холла.

**Ключевые слова:** эффект Шубникова-де Гааза, безмассовые дираковские фермионы, циклотронная масса, арсенид кадмия.

**Финансирование:** Министерство науки и высшего образования (государственное задание № 075-03-2025-526)

**Автор для переписки:** Борисенко Александр Васильевич, [borisenko02.94@mail.ru](mailto:borisenko02.94@mail.ru)

## Введение

Изучение свойств топологических материалов является актуальной фундаментальной задачей. Недавние исследования показали, что к таким материалам можно отнести составы на основе арсенида кадмия, обладающие уникальными характеристиками: гигантским магнетосопротивлением, квантовым эффектом Холла, высокой подвижностью носителей заряда и др. [1]. Это позволяет отнести дираковский полуметалл  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  и твердые растворы на его основе к перспективным топологическим материалам терагерцевой электроники [1-4], которые за счет трехмерных и двумерных нетривиальных электронных состояний могут способствовать развитию квантовых компьютеров и созданию высокоскоростных, широкополосных, сверхчувствительных датчиков.

Кристаллическая структура  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  обладает симметрией, способствующей образованию в инвертированной зонной структуре топологически защищенных конусов Дирака. Установлено, что в монокристаллах арсенида кадмия носителями заряда являются дираковские фермионы, имеющие нулевую эффективную массу и подчиняющиеся релятивистским законам движения при низких температурах, что является основной предпосылкой для использования этого материала в сверхбыстродействующих устройствах электроники [5]. Известно, что Mn имеет хорошую растворимость в четверных твердых растворах  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$

и широкий диапазон существования топологических свойств составов ( $x + y = 0.2; 0.3$  и  $0.4$ ). Следует отметить практически уникальную возможность манипуляции шириной запрещённой зоны с прохождением через бесщелевое состояние, что показано на примере тройного твёрдого раствора  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$  [6], и практически независимого изменения концентрации Mn в широком диапазоне для каждой ширины запрещённой зоны путем манипуляции соотношением содержания атомов Zn к атомам Mn в четверном твёрдом растворе. В результате предыдущих исследований ряда составов твёрдых растворов  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  было установлено наличие дираковских фермионов, наблюдалась киральность (при исследовании магнетосопротивления) и аномальная зависимость эффективной массы носителей заряда для некоторых концентраций Mn. Всё это, очевидно, связано как с топологическими свойствами материала, так и с его зонной структурой [6], но требует детального изучения [7,8]. Полученные ранее экспериментальные данные подтверждаются теоретическими исследованиями [9] и подтверждают возможность управления топологическими фазовыми переходами в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  с помощью примесей. В магнитно-легированных системах (в работе [9] рассматривается легирование Mn) наблюдается появление магнитной фазы Вейля, которая может способствовать возникновению квантового аномального эффекта Холла, что делает такие материалы перспективными для использования в спинтронике [10,11] и в сверхбыстродействующих устройствах, вплоть до аттосекундного диапазона [5], и стимулирует исследования твёрдых растворов на основе арсенида кадмия и соединений, содержащих 3d-металлы, например, Mn.

### **1. Объекты исследования и методика эксперимента**

Для проведения измерений выращен модифицированным методом Бриджмена монокристалл  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$ . Поверхность образца была отшлифована, измерения проводились шестизондовым методом. Образец имел размеры параллелепипеда со сторонами:  $2.62 \times 1.28 \times 0.60$  мм.

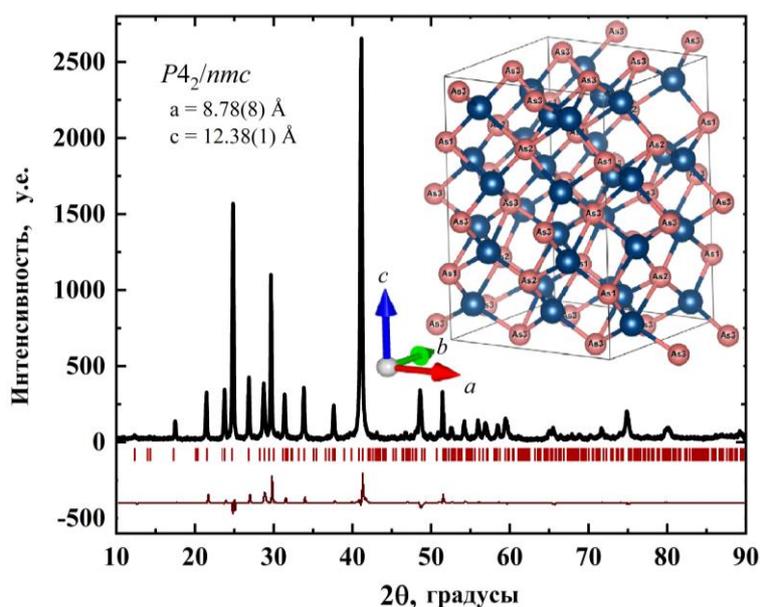


Рис 1. Рентгеновская порошковая диффрактограмма монокристалла  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$ , и результаты ее анализа с помощью метода Ритвельда. Показана также визуализация кристаллической структуры с выделением позиций мышьяка.

Фазовый состав исследуемых монокристаллов  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$  изучали методом дифракции рентгеновских лучей. Измерения выполнялись на многофункциональном рентгеновском дифрактометре SmartLab (Rigaku) с медным вращающимся анодом ( $\lambda(\text{Cu}_{K\alpha}) = 0.154$  нм), работающем при 45 кВ, 200 мА (9 кВт). Был использован метод параллельного пучка, в симметричной геометрии. Оптика пучка состояла из никелевого фильтра, ограничивающего интенсивность рентгеновского излучения и поглощающего линию  $\text{Cu}_{K\beta}$  ( $\lambda = 0.139$  нм), щелей Соллера ( $5^\circ$ ), программируемой щели, которая фиксировала угловой размер пучка до  $1/2^\circ$  и маски 5 мм, ограничивающей поперечную ширину пучка. Отраженное излучение фокусировалось щелью Соллера ( $5^\circ$ ), приемной щелью (0.3 мм) и фиксировалось полупроводниковым детектором HYPH-3000. Во время измерения образец помещался на стол с регулируемой высотой. Измерения проводились в угловом диапазоне  $5\text{-}100^\circ$  с шагом  $0.001^\circ$  и скоростью  $2^\circ/\text{мин}$ .

Порошковая рентгеновская диффрактограмма исследуемого образца приведена на Рис. 1. Ее вид полностью соответствует ожидаемой для  $\alpha''$  – высокотемпературной ( $T = 738\text{-}876$  К) тетрагональной модификации

арсенида кадмия ( $P4_2/nmc$ , п.г. 137), которая у твердых растворов на его основе может оставаться стабильной и при низких температурах [12,13]. Она, например, наблюдалась в кристаллах  $Cd_3As_2$  [14,15] сильнодопированных марганцем и твердых растворах  $Cd_3As_2$ - $Zn_3As_2$ - $Mn_3As_2$  [8,16], полученных кристаллизацией из расплава.

При анализе экспериментальных дифрактограмм с помощью метода Ритвельда были определены параметры кристаллической решетки кристалла  $(Cd_{1-x-y}Zn_xMn_y)_3As_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$ :  $a = b = 8.78(8) \text{ \AA}$ ,  $c = 12.38(1) \text{ \AA}$ , которые меньше, чем у  $\alpha'' - Cd_3As_2:Mn$  ( $a = 8.942 \text{ \AA}$ ,  $c = 12.63 \text{ \AA}$ ) и близки к параметрам кристалла  $(Cd_{0.6}Zn_{0.36}Mn_{0.04})_3As_2$  ( $a = 8.752 \text{ \AA}$ ,  $c = 12.344 \text{ \AA}$ ), полученным в работе [8].

Исследуемый образец является монокристаллом. Рентгеновская дифрактограмма от его наибольшей грани приведена на Рис. 2. Основной плоскостью дифракции является плоскость (101), а достаточно высокое качество образца подтверждается наличием всех возможных дифракций от семейства плоскостей  $\{101\}$  в исследуемом диапазоне.

Исследование температурных зависимостей гальваномагнитных свойств при гелиевых и субгелиевых температурах было проведено с использованием криостата CFSG-510-2K-SCM10T-VTI29 со сверхпроводящим соленоидом, охлаждение установки осуществлялось криокулером, который работает по принципу замкнутого цикла Гиффорда-Мак Магона. В состав установки так же входили гелиевый компрессор и блок терморегуляции, обеспечивающий возможность изменения и поддержания заданной температуры образца во вставке криостата.

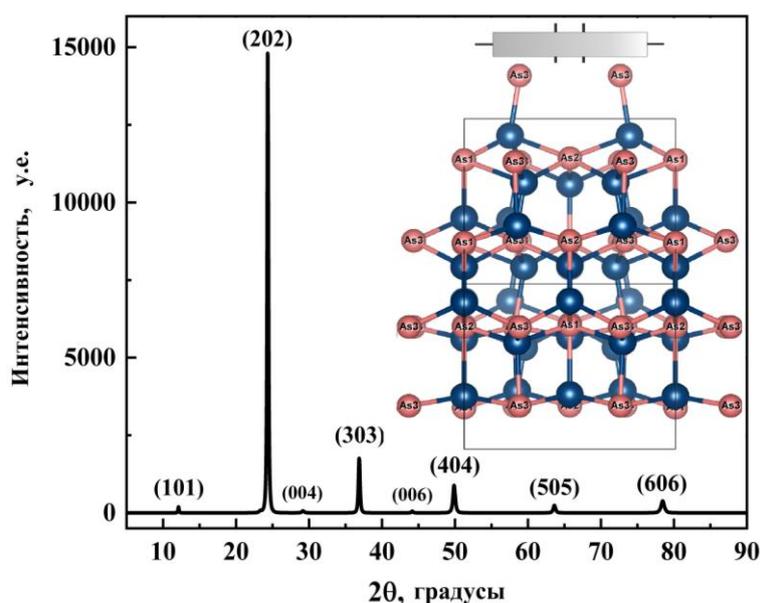


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма монокристалла  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  состава  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$ , от наибольшей грани исследуемого образца. Схематичное изображение образца и основная ориентация кристаллической структуры приведены в правой части рисунка.

Исследования температурной зависимости удельного сопротивления, магнетосопротивления и эффекта Холла были проведены в температурном диапазоне от 2 до 300 К и в магнитных полях до 10 Тл.

## 2. Результаты эксперимента и обсуждение

Зависимость линейного удельного сопротивления и удельного сопротивления Холла образца  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  (CZMA) в постоянном магнитном поле равном 1 Тл представлена на Рис. 3. Температурная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  демонстрирует металлический характер и достигает значения  $0.15 \cdot 10^{-3}$  Ом · см при  $T = 2$  К. Удельное сопротивление Холла кратно больше: при температуре  $T = 2$  К  $\rho_{xy} = 0.38 \cdot 10^{-3}$  Ом · см (вставка к Рис. 3).

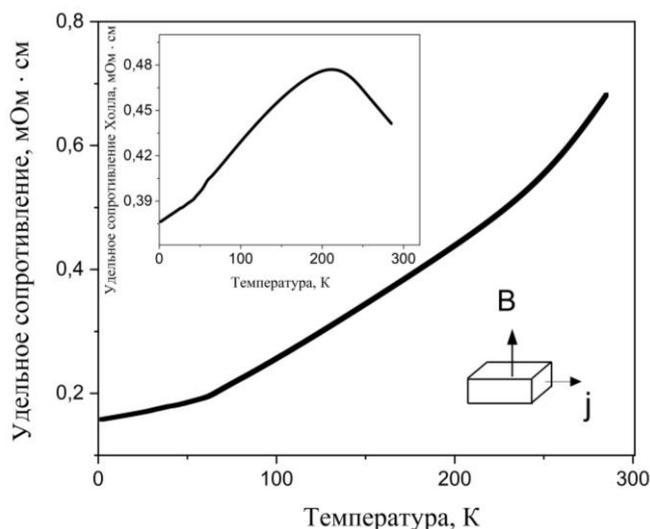


Рис. 3. Удельное сопротивление,  $\rho_{xx}$  в магнитном поле 1 Тл.  
Вставка: удельное сопротивление Холла,  $\rho_{xy}$ , в магнитном поле 1 Тл.

Результаты исследования магнетосопротивления,  $\rho_{xx}$ , в монокристалле CZMA при температурах 2 К и 8 К в поперечном магнитном поле 10 Тл представлены на Рис. 4. Осцилляции Шубникова-де Гааза (ШдГ) при температурах 2 К (Рис. 4 а) и 8 К (Рис. 4 б) измерены при двух противоположных направлениях магнитного поля,  $V^+$  и  $V^-$ . На вставках к Рис. 4 приведена кривая ШдГ осцилляций при температуре 2 К (Вставка Рис. 4 а) и 8 К (Вставка Рис. 4 б) в магнитном поле  $V^+$ , после частичной обработки.

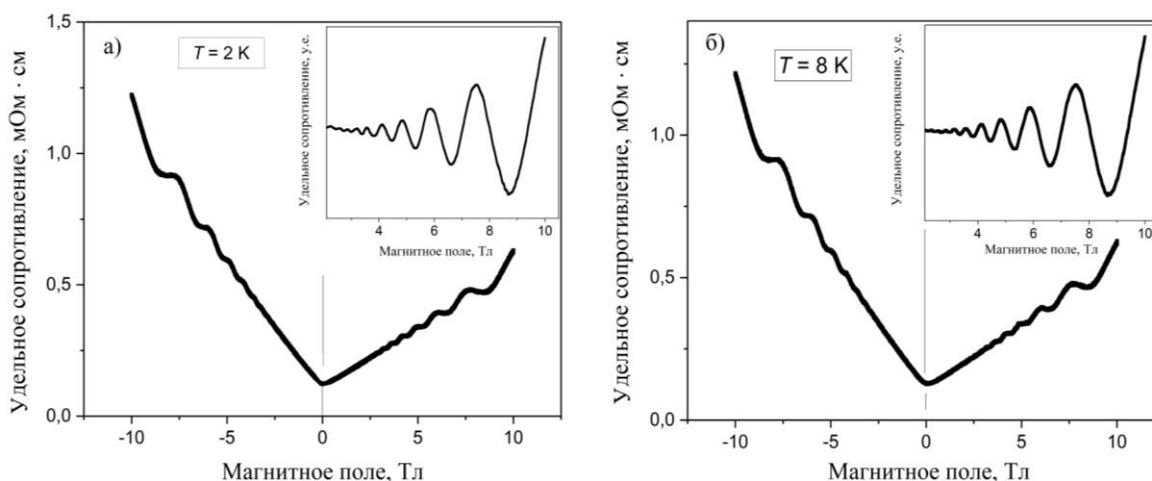


Рис. 4. Осцилляции удельного сопротивления в поперечном магнитном поле,  $\rho_{xx}$ , в монокристалле  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ : а) в отрицательном и положительном направлении магнитного поля,  $V^+/V^-$ , от 0 до 10 Тл при температуре 2 К; б) при температуре 8 К. На вставках приведены кривые ШдГ осцилляций в положительном поле после частичной обработки при температурах 2 К и 8 К, соответственно.

На приведенных графиках зависимости магнетосопротивления,  $\rho_{xx}$ , от направления поперечного магнитного поля,  $B^+/B^-$ , отчетливо видна анизотропия ШдГ осцилляций при  $T = 2$  К (Рис. 4 а) и  $T = 8$  К (Рис. 4 б) в монокристалле исследуемого образца  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ . Величины поперечного магнетосопротивления,  $\rho_{xx}$ , для одинаковых величин положительного и отрицательного магнитного поля, значительно отличаются. Кроме того, в монокристалле исследуемого образца  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ , в поперечном магнитном поле наблюдаются осцилляции не только при измерениях линейного сопротивления, но также слабо выраженные осцилляции и при измерениях сопротивления Холла  $\rho_{xy}$  (Рис. 5). К тому же, в магнитно-легированных системах (в работе [9,17] рассматривается легирование Mn) наблюдается появление магнитной фазы Вейля, которая может поддерживать квантовый аномальный эффект Холла.

На Рис. 5 осцилляции удельного сопротивления Холла видны слабо и для визуализации эффекта было выполнено их выделение из положительной ветви кривой  $\rho_{xy}(B)$  (Рис. 5, вставка).

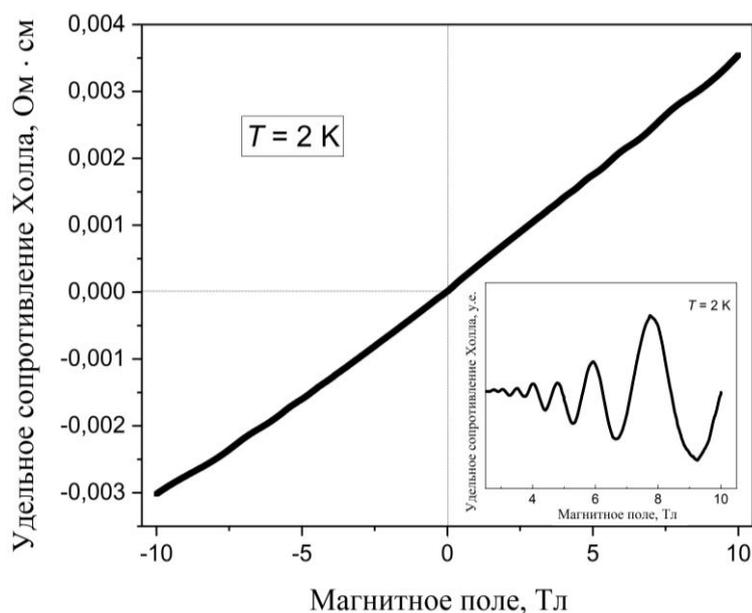


Рис. 5. Сопротивление Холла  $B^+/B^-$  от 0 до 10 Тл ( $T = 2$  К), положительная ветвь кривой после частичной обработки  $\rho_{xy}(B^+)$  представлена на вставке.

Осцилляции холловского сопротивления могут происходить по нескольким причинам. Например, при используемом способе изготовления паяных контактов возможно влияние неэквивалентности холловской пары зондов к образцу. Для исключения постороннего влияния на удельное сопротивление Холла, возникающего в образце вследствие проведения измерений пяти-зондовым методом, исследования проводились в положительном и отрицательном магнитном поле. Для  $\rho_{xy}$  посторонний вклад устраняется процедурой антисимметризации:  $\rho_H(B) = (\rho_{xy}(B^+) - \rho_{xy}(B^-)) / 2$  при  $T = 2$  К, результат приведен на Рис. 6.

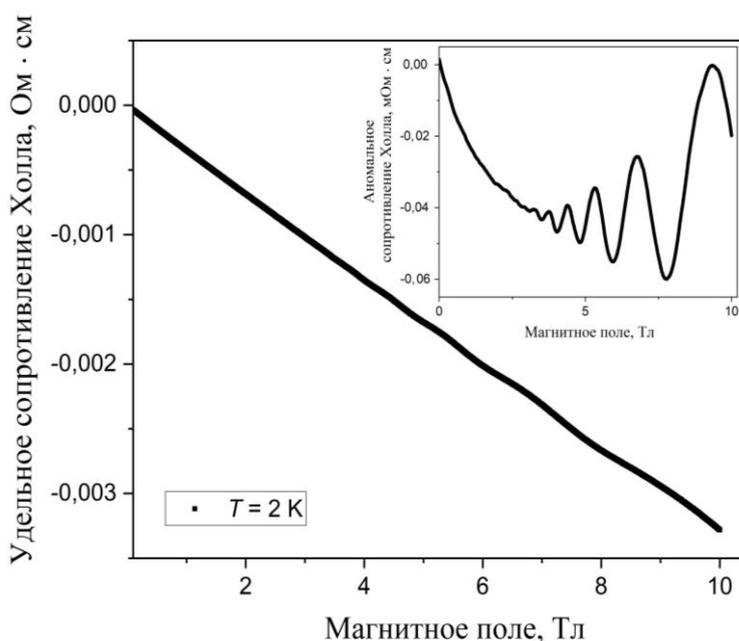


Рис. 6. Зависимость  $\rho_H(B)$ ; на вставке зависимость  $\rho_{AH}$  для образца  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ , при  $T = 2$  К.

В магнитном материале удельное сопротивление Холла можно разложить на два компонента:  $\rho_H(B) = R_H B + \rho_{AH}$ , где  $R_H$  – нормальный коэффициент Холла, а  $\rho_{AH}$  – аномальное удельное сопротивление Холла. Аппроксимацией зависимости, приведенной на Рис. 6, были получены значения нормального коэффициента Холла  $R_H = -3.261 \text{ см}^3/\text{К}$  и аномального удельного сопротивления Холла  $\rho_{AH} = -3.28 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Зависящее от магнитного поля  $\rho_H$  при температуре 2 К отрицательно и имеет осциллирующий характер, что указывает на электронный тип носителей заряда: их концентрация составила  $n_h = 1.92 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Квантовые осцилляции коэффициента Холла в полупроводниках могут быть обусловлены осцилляцией плотности состояний на поверхности Ферми и малы по амплитуде, так как эффект Холла в сильном магнитном поле, в первом приближении, не зависит от рассеяния электронов [17]. В нашей работе и ранее было установлено, что легирование Mn или Zn, или одновременно обоими, в твердых растворах на основе дираковского полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [18], приводит к образованию на поверхности образцов, в частности четверного  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ , [7,16,19] топологических тонких 2D слоёв наподобие тех, что существуют в топологических изоляторах. На примере топологического изолятора в работе [17] рассматриваются квантовые осцилляции сопротивления Холла, для демонстрации явления сравниваются фазы экспериментально полученных ШдГ осцилляций сопротивления,  $\rho_{xx}$ , и холловского сопротивления,  $\rho_{xy}$ .

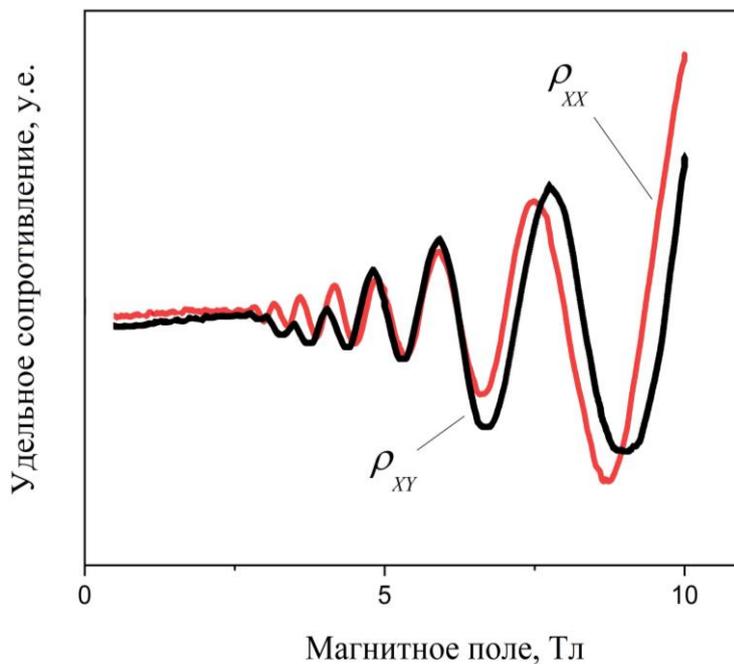


Рис. 7. Сравнение фаз осцилляций Шубникова де Гааза,  $\rho_{xx}$ , и осцилляций Холловского сопротивления,  $\rho_{xy}$ , при  $T = 2$  К, в магнитном поле до 10 Тл для образца монокристалла  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ .

В работе [17] наблюдался сдвиг фаз  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$ , что приписывалось квантовому эффекту Холла. На Рис. 7 представлено проведенное нами сравнение фаз осцилляций Шубникова де Гааза,  $\rho_{xx}$  и осцилляций Холловского сопротивления,  $\rho_{xy}$ , при  $T = 2$  К, в магнитном поле до 10 Тл для образца монокристалла

$(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ . Таким образом, можно предположить, что в осцилляции сопротивления Холла в монокристалле  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  в разной степени вносят свой вклад как неэквивалентность зондов, так и квантовый эффект Холла.

Для определения микропараметров исследуемого кристалла  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  был проведен анализ полученных ШдГ осцилляций в магнитном поле, предполагающий сравнение амплитуд удельного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  при  $T = 2$  К и 8 К. Изменение амплитуды осцилляции Шубникова-де Гааза описывается уравнением:

$$A \sim B^{-1/2} X / \sinh(X) \exp(-2\pi^2 2m_c k_B T_D / (\hbar e B)) \cos(\pi \nu), \quad (1)$$

где  $A$  – амплитуда осцилляции  $T_D$  – температура Дингля,  $\nu = gm_c/(2m_0)$ , и  $m_0$ ,  $\hbar$ ,  $e$  и  $k_B$  – универсальные константы,  $X$  определяется как  $X = 2 \pi^2 k T m_c / e \hbar B$ ,  $m_c$  – циклотронная эффективная масса.

Значение температуры Дингля определяется как угол наклона линейной зависимости функции  $\ln(AB^{1/2}\sinh(X)/X)$  от  $B^{-1}$  (Рис. 8) и составляет 34.6 К. Отношение циклотронной массы к массе покоя рассчитаны с помощью уравнения (1) и значения амплитуд Шубникова-де Гааза, полученных при температурах 2 К и 8 К (Вставка Рис. 8). Аппроксимировав зависимость  $m_c/m_0$  от  $B$ , можно получить значение циклотронной эффективной массы  $m_c(0)/m_0 = 0.031$ . На вставке к Рис. 8  $m_c/m_0$  от  $B$  не зависит от величины магнитного поля, вследствие небольшой концентрации марганца в составе.

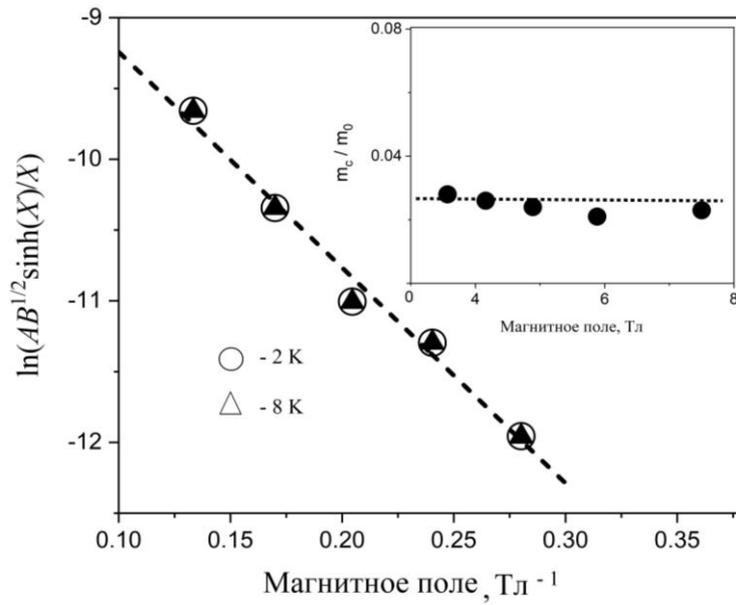


Рис. 8. График зависимости функции  $\ln(AB^{1/2}\sinh(X)/X)$  от  $B^{-1}$ .  
 Вставка: график зависимости  $m_c/m_0$  от  $B$   
 в монокристалле  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$

Период осцилляций Шубникова-де Гааза был определен как  $P_{SdH} = \Delta B_{max}^{-1} / \Delta N$  и составил  $0.036 \text{ Тл}^{-1}$ . Концентрация ШдГ основных носителей заряда была вычислена с использованием величины  $P_{SdH}$  по формуле  $n_{SdH} = 1/3\pi^2(2e/\hbar)^{3/2}(1/P_{SdH})^{3/2}$  и равняется  $n_{SdH} = 8.22 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Полученный результат концентрации ШдГ близок к значению холловской концентрации носителей заряда, что говорит о достаточно высоком структурном совершенстве исследуемого образца. Концентрация носителей заряда в 2D-поверхностном слое, определяемая как  $n_{2d} = 2eH_F/h$  (где  $H_F$  – частота колебаний), принимает значение  $1.33 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Значения концентрации носителей заряда в двумерном поверхностном слое  $n_{2d}$  меньше, чем измеренные с помощью эффекта Холла  $n$ . Подвижность в 2D-поверхностном слое рассчитывается из выражения  $\mu_{2d} = eI_F / \hbar k_F$  и достигает  $1.41 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , превышая значение холловской подвижности  $\mu_H = 3.78 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Принимая поперечное сечение поверхности Ферми в виде окружности, волновой вектор  $k_F$  определяется как:

$$k_F = \sqrt{\frac{S_m}{\pi}}, \quad (2)$$

здесь  $S_m$  – экстремальная площадь сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной магнитному полю. На Рис. 9 приведены результаты экспериментов, представленные в [20-24], и значение волнового вектора  $k_F = 0.29 \text{ нм}^{-1}$  для монокристалла  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ .

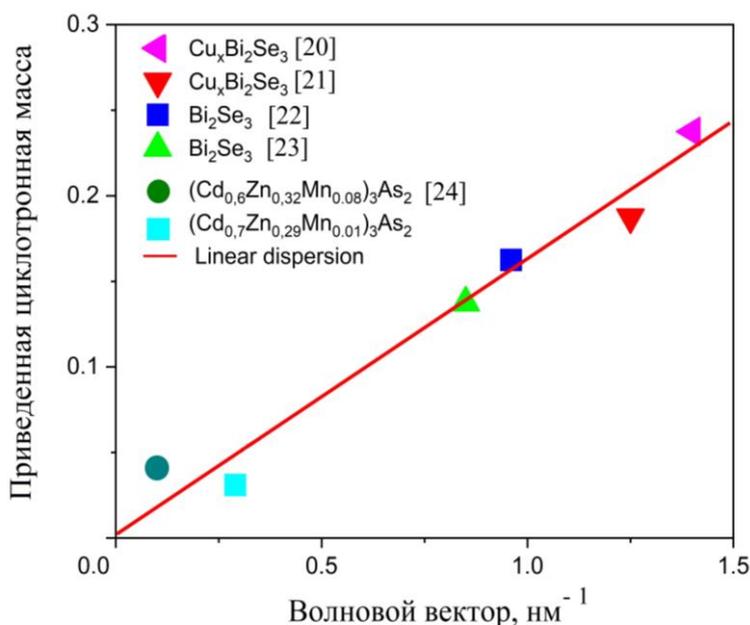


Рис. 9. Приведенная циклотронная масса  $m_c/m_0$  на волновом векторе Ферми  $k_F$ , рассчитанная по результатам проведенного исследования образца  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  и экспериментов с монокристаллами  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [20-24.]

Полученное значение  $k_F$  согласуется с теоретическими данными и соответствует линейной зависимости, которая связана с эффективной массой выражением:  $m_c = E / v_F^2 = \hbar k_F / v_F$ . Линейная дисперсионная зависимость характеризует квантовый перенос носителей заряда, что, в свою очередь, может свидетельствовать о существовании безмассовых фермионов Дирака, аналогично зависимостям, приведенным для топологических материалов в работах [7,24].

Учитывая значение определенной температуры Дингля  $T_D$ , становится возможным расчет микропараметров (времени релаксации  $\tau_D = \hbar / 2\pi^2 T_D k_B$ ; скорости на поверхности Ферми  $v_F = \hbar k_F / m_c$ ; длины свободного пробега  $l_F = v_F \tau_D$ ), значения которых приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Характерные параметры монокристалла  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ :

$H_F$  – частота колебаний, волновой вектор  $k_F$ , время релаксации  $\tau_D$ ,  
 $v_F$  – скорость на поверхности Ферми, толщина топологического слоя  
 $D = n_{2d} / n_{3d}$ , длина свободного пробега  $l_F$ .

$H_F$ (Т)	$k_F$ ( $\text{nm}^{-1}$ )	$\tau_D \cdot 10^{-14}$ (s)	$v_F \cdot 10^5$ (m/s)	$D$ (nm)	$l_F$ (nm)
27.47	0.29	7.03	3.83	10.62	26.9

Полученные значения не противоречат данным, имеющимся в литературе, и в совокупности с результатами рентгенофазового анализа, подтверждают хорошее качество выращенного модифицированным методом Бриджмена монокристалла твердого раствора  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$  и наличие у него топологических свойств.

## Заключение

Модифицированным методом Бриджмена был получен монокристалл твёрдого раствора  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ . Для измерения магнитотранспортных свойств шестизондовым методом был подготовлен монокристаллический образец  $(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ . Измерения сопротивления и эффекта Холла проводились в диапазоне температур от 300 К до температур 2 К в магнитном поле до 10 Тл. Получены осцилляции Шубникова-де Гааза и проведен расчет значений микрофизических параметров: циклотронной эффективной массы  $m_c(0) / m_0 = 0.031$ , волнового вектора  $k_F = 0.29 \text{ nm}^{-1}$ , толщины топологического слоя  $D = 10.62 \text{ nm}$ , температура Дингля  $T_D = 34.6 \text{ K}$ . Значения концентрации носителей заряда в двумерном поверхностном слое  $n_{2d}$  и двумерной эффективной подвижности  $\mu_{2d}$  оказались меньше, чем измеренные с помощью эффекта Холла  $n$  и  $\mu_H$ .

Наличие линейного закона дисперсии эффективной массы  $m_c/m_0$  от волнового вектора Ферми  $k_F$ , согласующегося с теоретическими данными, описывающими безмассовые фермионы Дирака, является свидетельством присутствия топологической фазы в исследуемом монокристалле

$(\text{Cd}_{0.7}\text{Zn}_{0.29}\text{Mn}_{0.01})_3\text{As}_2$ . Наблюдавшиеся осцилляции сопротивления Холла предположительно вызваны как неэквивалентностью холловских зондов, так и вкладом квантового эффекта Холла.

**Финансирование:** Министерство науки и высшего образования (государственное задание № 075-03-2025-526)

### Литература

1. Wang Z. et al. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2013. – Т. 88. – №. 12. – С. 125427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.125427>
2. Borisenko S. et al. Experimental realization of a three-dimensional Dirac semimetal //Physical review letters. – 2014. – Т. 113. – №. 2. – С. 027603. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.027603>
3. Liu Z. K. et al. Discovery of a three-dimensional topological Dirac semimetal,  $\text{Na}_3\text{Bi}$  //Science. – 2014. – Т. 343. – №. 6173. – С. 864-867. <https://doi.org/10.1126/science.124508>
4. Xu G. et al. Chern semimetal and the quantized anomalous Hall effect in  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  //Physical review letters. – 2011. – Т. 107. – №. 18. – С. 186806. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.186806>
5. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics //Journal of Applied Physics. – 2016. – Т. 120. – №. 14. <https://doi.org/10.1063/1.4958846>
6. Galeeva A. V. et al. Electron energy relaxation under terahertz excitation in  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$  Dirac semimetals //Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 167-171. <https://doi.org/10.3762/bjnano.8.17>

7. Zakhvalinskii V. S. et al. Anomalous cyclotron mass dependence on the magnetic field and Berry's phase in  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)\text{As}_2$  solid solutions // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2017. – Т. 29. – №. 45. – С. 455701. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa8bdb>
8. Ivanov O. et al. Asymmetry and parity violation in magnetoresistance of magnetic diluted Dirac–Weyl semimetal  $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})\text{As}_2$  // *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*. – 2018. – Т. 12. – №. 12. – С. 1800386. <https://doi.org/10.1002/pssr.201800386>
9. Rancati A. et al. Impurity-induced topological phase transitions in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  and  $\text{Na}_3\text{Bi}$  Dirac semimetals // *Physical Review B*. – 2020. – Т. 102. – №. 19. – С. 195110. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.195110>
10. Šmejkal L., Jungwirth T., Sinova J. Route towards Dirac and Weyl antiferromagnetic spintronics // *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*. – 2017. – Т. 11. – №. 4. – С. 1700044. <https://doi.org/10.1002/pssr.201700044>
11. Fukami S., Lorenz V. O., Gomonay O. Antiferromagnetic spintronics // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – Т. 128. – №. 7. <https://doi.org/10.1063/5.0023614>
12. Маренкин С. Ф., Трухан В. М. Фосфиды, арсениды цинка и кадмия // Минск: Вараскин. – 2010.
13. Arushanov E. K. Crystal growth and characterization of  $\text{II}_3\text{V}_2$  compounds // *Progress in crystal growth and characterization*. – 1980. – Т. 3. – №. 2-3. – С. 211-255. [https://doi.org/10.1016/0146-3535\(80\)90020-9](https://doi.org/10.1016/0146-3535(80)90020-9)
14. Ril A. I. et al. Phase equilibria in the  $\text{CdAs}_2$ – $\text{Cd}_3\text{As}_2$ – $\text{MnAs}$  ternary system // *Russian Journal of Inorganic Chemistry*. – 2017. – Т. 62. – С. 976-986. <https://doi.org/10.1134/S0036023617070191>
15. Marenkin S. F. et al. Formation of the  $\alpha$ -phase and study of the solubility of Mn in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2022. – Т. 892. – С. 162082. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.162082>

16. Zakhvalinskii V. S. et al. Linear dispersion of Dirac fermions in  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)\text{As}_2$ ,  $x+y=0.2$ ,  $y=0.02, 0.04, 0.06, 0.08$  solid solutions //Physica Scripta. – 2021. – Т. 96. – №. 12. – С. 125856. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac3873>
17. Редько Н. А., Каган В. Д., Волков М. П. Квантовые осцилляции сопротивления и коэффициента Холла и квантовый предел в сплавах  $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$  в магнитном поле вдоль тригональной оси //Физика твердого тела. – 2011. – Т. 53. – №. 9. – С. 1718-1726. <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/1548>
18. Borisenko S. et al. Experimental realization of a three-dimensional Dirac semimetal //Physical review letters. – 2014. – Т. 113. – №. 2. – С. 027603. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.027603>
19. Zakhvalinskii V. et al. Two-Dimensional Surface Topological Nanolayers and Dirac Fermions in Single Crystals of the Diluted Magnetic Semiconductor  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)\text{As}_2$  ( $x+y=0.3$ ) //Crystals. – 2020. – Т. 10. – №. 11. – С. 988. <https://doi.org/10.3390/cryst10110988>
20. Novoselov K. S. et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene //nature. – 2005. – Т. 438. – №. 7065. – С. 197-200. <https://doi.org/10.1038/nature04233>
21. Lahoud E. et al. Evolution of the Fermi surface of a doped topological insulator with carrier concentration //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2013. – Т. 88. – №. 19. – С. 195107. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.195107>
22. Lawson B. J. et al. Quantum oscillations in  $\text{Cu}_x\text{Bi}_{2-x}\text{Se}_3$  in high magnetic fields //Physical Review B. – 2014. – Т. 90. – №. 19. – С. 195141. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.195141>
23. Lawson B. J., Hor Y. S., Li L. Quantum oscillations in the topological superconductor candidate  $\text{Cu}_{0.25}\text{Bi}_{2-x}\text{Se}_3$  //Physical Review Letters. – 2012. – Т. 109. – №. 22. – С. 226406. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.226406>

24. Zakhvalinskii V. S. et al. Transport evidence of mass-less Dirac fermions in  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  ( $x+y=0.4$ ) // Materials Research Express. – 2020. – Т. 7. – №. 1. – С. 015918. <https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab688b>

**Для цитирования:**

Захвалинский В.С., Борисенко А.В., Маширов А.В., Кочура А.В., Япрынцев М.Н. Линейная дисперсия дираковских фермионов в монокристаллах твёрдого раствора  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$  при  $x = 0.29$ ,  $y = 0.01$ . // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.15>