



УДК 539.2, 539.19

**ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$
HOPPING CONDUCTIVITY IN $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ SINGLE CRYSTALS**

**¹В.С.Захвалинский, ¹Т.Б.Никуличева, ²Е.Lähderanta,
³М.А.Шахов, ¹Е.А.Пилюк, ¹С.В.Иванчихин
V.S. Zakhvalinskii, T.B.Nikulicheva, E.Lähderanta,
M.A.Shahov, E.A.Pilyuk, S.V.Ivanchihin**

¹Белгородский национальный исследовательский университет, Россия, 308015, г.Белгород, ул. Победы, 85
Belgorod National Research University, 85 Pobedy St, Belgorod, 308015, Russia

²Department of Mathematics and Physics, Lappeenranta University of Technology, PO Box 20,
FIN-53852 Lappeenranta, Finland

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021, г.Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
Ioffe Institute, 26 Politeknicheskaya, St Petersburg, 194021, Russia
E-mail: zakhvalinskii@bsu.edu.ru

Ключевые слова: монокристаллы, твёрдые растворы, прыжковая проводимость, дираковский полуметалл
Keywords: single crystals, solid solutions, hopping conductivity, Dirac semimetal

Аннотация. Методом Бриджмена получены монокристаллы тетрагональных твёрдых растворов $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$, пространственная группа $P4_2/nmc$. Проведены измерения температурной зависимости электропроводности и магнетосопротивления в диапазоне температур от 1.6 К до 300 К и в магнитном поле до 20 Тл. Вблизи гелиевых температур установлен диапазон реализации механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по Шкловскому-Эфросу. Определены ширины кулоновской $\Delta = 0.43$ мэВ и жёсткой щели $\delta = 0.025$ мэВ в плотности локализованных состояний, концентрация и радиус локализации носителей заряда.

Resume. Tetragonal single crystals of solid solutions $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$, space group $P4_2/nmc$ were obtained by the Bridgman method. The temperature dependence of the electrical conductivity and the magnetoresistance of temperature range from 1.6 K to 300 K in a magnetic field up to 20 T were performed. The region of realization of the variable range hopping mechanism of Shklovsky-Efros near the helium temperatures was established. Was determined the width of the Coulomb gap $\Delta = 0.43$ meV and rigid gap $\delta = 0.025$ meV in the density of localized states, the concentration and localization radius of the charge carriers.

Введение

Твёрдые растворы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ привлекают внимание исследователей возможностью изменения ширины запрещенной зоны полупроводниковых материалов в зависимости от состава в интервале от -0.2 до 1 эВ [1], что делает их перспективными материалами электроники. Области применения являются приемники и источники ИК-диапазона спектра, термоэлементы [2], датчики Холла [3] и высокоэффективные источники инфракрасного излучения [4]. Возросший интерес к Cd_3As_2 и твёрдым растворам на его основе связан с тем, что согласно теоретическим [5] и экспериментальным [6] исследованиям арсенид кадмия является дираковским полуметаллом (ДП). В монокристаллах Cd_3As_2 закон дисперсии квазичастиц является линейным по всем трем направлениям пространства импульсов. Вследствие этого наблюдаются такие эффекты как квантовый спиновый эффект Холла, гигантский диамагнетизм, невосприимчивость дираковских фермионов к спин-орбитальному взаимодействию. В монокристаллах твёрдых растворов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ экспериментально наблюдался фазовый переход от дираковского полуметалла к полупроводнику (ПП) с ростом содержания Zn. Точке перехода ДП-ПП соответствовал состав $x=0.38$ [7].

Целью настоящей работы было исследование механизмов электропроводности при низких температурах в монокристаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ ($x=0.4$) близких к составу концентрационного фазового перехода ДП-ПП.



Эксперимент

Монокристаллы $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ были получены модифицированным методом Бриджмена.

Предварительно были синтезированы бинарные соединения из чистых (99.999 %) Cd, Zn и As. Синтез проводился в графитизированных и вакуумированных кварцевых ампулах. Образцы Cd_3As_2 и Zn_3As_2 были подвергнуты перегонке в паровой фазе под действием градиента температуры в вакуумированных кварцевых ампулах. Полученные возгонкой в паровой фазе монокристаллы Cd_3As_2 и Zn_3As_2 были использованы для получения монокристаллов твёрдого раствора $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$, модифицированным методом Бриджмена из стехиометрических количеств Cd_3As_2 и Zn_3As_2 . Навеска $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ составила 20 г. Материал был помещён в вакуумированные и графитизированные кварцевые ампулы, заключённые в дополнительный вакуумный чехол. Материал в ампуле нагревался выше точки плавления до $T = 900^\circ\text{C}$, выдерживался при этой температуре в течение 4 часов и затем медленно охлаждался в присутствии градиента температуры $1.5^\circ\text{C}/\text{см}$ со скоростью $5^\circ\text{C}/\text{ч}$ до температуры 700°C . Дальнейшее охлаждение до комнатной температуры производилось в режиме выключенной печи. Рост кристаллов проходил в лабораторной трубчатой печи резистивного нагрева. Были получены слитки с объёмом монокристаллических блоков более 1 см^3 .

Монокристаллический блок был подвергнут микрозондовому элементному анализу состава в сканирующем электронном микроскопе QUANTA 600, методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) установлено соответствие состава загрузки составу монокристалла $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$ в пределах точности метода, ориентируясь на наиболее достоверный результат по Cd.

Рентгенофазовый анализ проводился на дифрактометре ДРОН-УМ (Fe K_α – излучение, $\lambda = 1.93604 \text{ \AA}$, $\theta - 2\theta$ – метод). Определение индексов Миллера и уточнение параметров элементарной ячейки проведено на базе данных о кристаллической структуре α - Cd_3As_2 (пространственная группа $R\bar{4}2/nmc$) [8]. Все исследованные образцы монокристаллов $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$ имели тетрагональную сингонию, пространственная группа $R\bar{4}2/nmc$.

Температурная зависимость электропроводности и магнетосопротивления монокристаллов $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$ исследовались на установке импульсного магнитного поля по шестизондовой схеме в диапазоне температур от 1.6 К до 300 К и в магнитных полях до 20 Тл.

Результаты и их обсуждение

На рисунках 1 и 2 приведены результаты экспериментального исследования температурной зависимости удельного сопротивления и магнетосопротивления монокристаллов $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})\text{As}_2$.

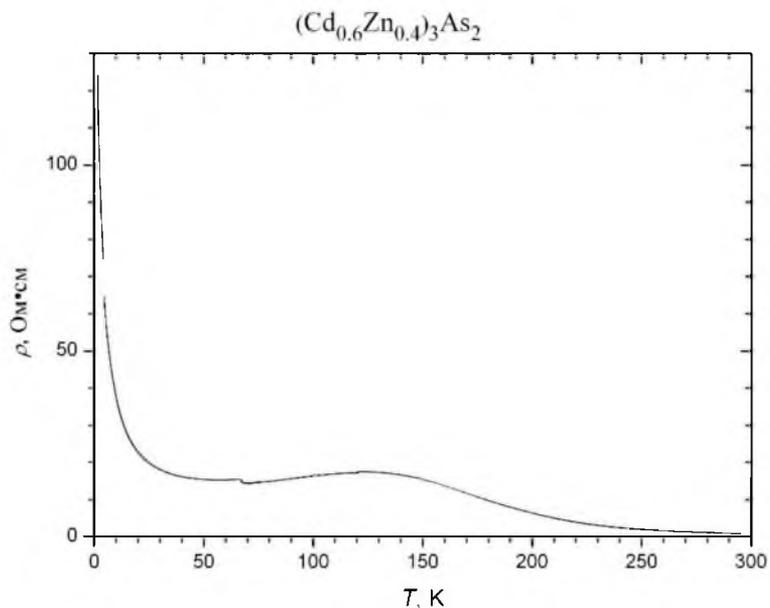


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления монокристалла $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$.

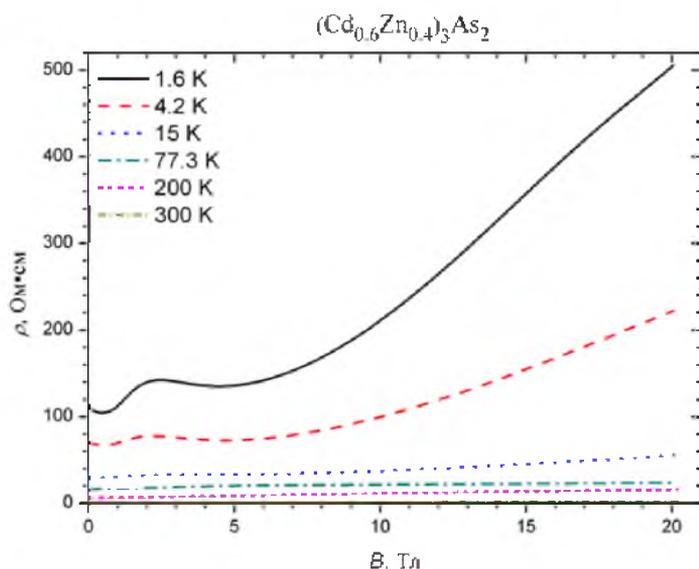


Рис. 2. Магнетосопротивление монокристалла $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ в диапазоне температур от 1.6 К до 300 К.

С целью определения механизма проводимости образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ в области температур близких к гелиевым был проведен анализ температурной зависимости удельного сопротивления [9]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[E_A / (kT)], \tag{1}$$

где ρ_0 – предэкспоненциальный множитель, E_A – энергия активации, k – постоянная Больцмана.

Прыжковую проводимость можно описать в соответствии с универсальным законом [10]:

$$\rho(T) = DT^m \exp(T_0 / T)^P, \tag{2}$$



где D – константа и T_0 – характеристическая температура, которые зависят от механизма прыжковой проводимости: $p = 1$ – соответствует прыжковой проводимости по ближайшим соседям (ППБС), $p = 1/4$ – прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) типа Мотта, и $p = 1/2$ – ПППДП типа Шкловского-Эфроса (ШЭ).

К энергетическим параметрам, существенным для ПППДП перемещения заряда малых поляронов, характеризующих особенности спектра плотности локализованных состояний (ПЛС) вблизи уровня Ферми с энергией μ относятся мягкая кулоновская щель с шириной Δ , обусловленная кулоновским взаимодействием электронов в неупорядоченных материалах [9], и жёсткая щель $\delta < \Delta$, связанная с конечной работой, необходимой электрону для уничтожения промежуточной поляризации в начальном состоянии и для её создания в конечном состоянии во время прыжка [10,11]. ПППДП типа Мотта, характеризуемая значением $p = 1/4$ в уравнении (2), возникает, когда ширина полосы оптимальной энергии ε_{\max} превышает Δ , в противном случае (и если $\delta = 0$) имеет место ПППДП проводимость Шкловского-Эфроса, характеризуемая значением $p = 1/2$ [9, 12]. Значение T_0 в уравнении (2), в зависимости от типа проводимости, может быть записано в виде:

$$T_{0M} = \frac{\beta_M}{kg(\mu)a^3}, \quad T_{0SE} = \frac{\beta_{SE}e^2}{\kappa ka}, \quad (3)$$

Здесь $g(\mu)$ – плотность локализованных состояний (ПЛС) вблизи уровня Ферми μ , a – радиус локализации носителя заряда, κ – диэлектрическая проницаемость, $\beta_M = 21$, $\beta_{SE} = 2.8$ [9].

ПППДП типа Мотта имеет место в случае, когда ПЛС вблизи уровня Ферми является постоянной и конечной [12]. Наличие кулоновской щели приводит к ПППДП ШЭ [9]. ПЛС, содержащая как мягкую параболическую кулоновскую щель Δ , так и жёсткую щель δ , равна $g(\varepsilon) = 0$ для $\mu - \delta < \varepsilon < \mu + \delta$, $\alpha(\kappa^3/e^6)(\varepsilon - \mu + \delta)^2$ для $\mu - \Delta < \varepsilon < \mu - \delta$, $\alpha(\kappa^3/e^6)(\varepsilon - \mu - \delta)^2$ для $\mu + \delta < \varepsilon < \mu + \Delta$ и g_0 для $\varepsilon < \mu - \Delta$ и $\varepsilon > \mu + \Delta$, где g_0 – величина ПЛС вне щели и $\alpha = 3/\pi$. ПЛС $g(\varepsilon)$ является симметричной вокруг уровня Ферми и при $\delta = 0$ совпадает с ПЛС, которая содержит только кулоновскую щель [9].

Механизм прыжковой проводимости характеризуется значением параметра p в уравнении (2). С другой стороны, не менее важной является температурная зависимость множителя, стоящего в начале уравнения и заданная степенной зависимостью от m . Поэтому необходимо независимое одновременное определение обоих параметров m и p . Учитывая, что локальная энергия активации, $E_a = d \ln \rho / d(kT)^{-1}$ [9], можно переписать уравнение (2) в виде

$$\ln[E_a/(kT) + m] = \ln p + p \ln T_0 p + \ln(1/T). \quad (4)$$

Видно, что для определённого режима прыжковой проводимости левая часть уравнения (4) является линейной функцией от $\ln(1/T)$ при заданном значении m , и значение параметра p можно определить по наклону графика $\ln[E_a/(kT) + m]$ от $\ln(1/T)$ (рис. 3).

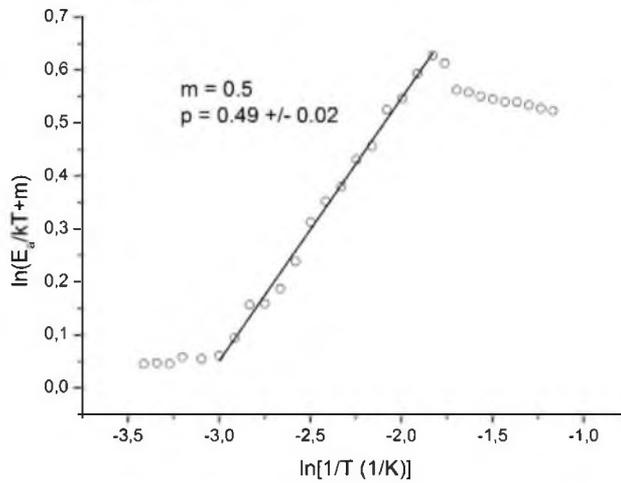


Рис. 3. Зависимость $\ln(E_a/kT + m)$ от $\ln(1/T)$ образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$.

Анализ типа прыжковой проводимости можно провести следующим образом. Полагая в уравнении (4) $m = 1/2$ получаем для образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ значение p , близкие к $1/2$ ниже температуры начала прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка $T_b \approx 4,5$ К, что характерно для ПППДП ШЭ (рис.3).

Построим зависимость $\ln(\rho/T^{1/2})$ от $T^{-1/2}$. Анализируя эту кривую, можно найти протяженный линейный интервал низких температур. В соответствии с уравнением (2) это также позволяет сделать предположение о типе механизма ПППДП. Следовательно, в образце $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ реализуется ПППДП ШЭ. Значения D и T_{0SE} находятся из линейных участков рис.3–4 и приведены в таблице 1. Энергия активации E_A может быть определена из линейного участка зависимости $\ln \rho$ от T^{-1} в уравнении (1) при температурах ниже $\sim 4,5$ К, при условии, что коэффициент ρ_0 слабо зависит от T [9]. Значения ρ_0 и E_A приведены в таблице 1.

Таблица 1.

| ρ_0 (Ом·см) | E_A (мэВ) | D (Ом·см·К ^{-1/2}) | T_0 (К) |
|------------------|-------------|--------------------------------|-----------|
| 0.0114 | 3.26 | 0.8127 | 23.828 |

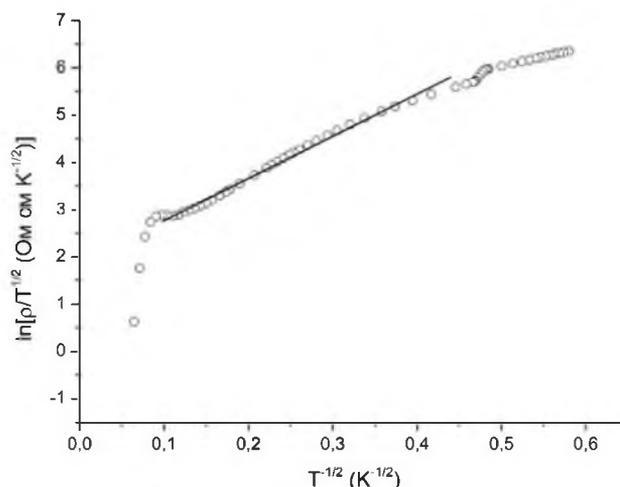


Рис. 4. ПППДП типа Шкловского-Эфроса.

В слабых полях для механизма прыжковой проводимости типа Шкловского-Эфроса выполняется квадратичная зависимость $\ln \rho$ от B^2 [9]. Как видно из рис. 5 участок зависимости $\ln \rho$ от B^2 ниже ~ 3.1 Тл хорошо аппроксимируется линейной функцией.

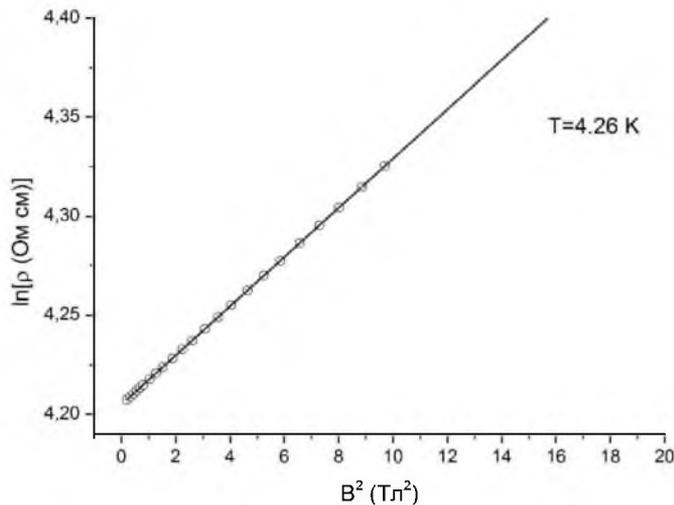


Рис. 5. Определение линейного участка по закону $\ln(\rho) \sim B^2$, $B \sim 3$ Тл.

Данные, полученные при $B = 0$ Тл и в слабых полях, рассмотренные выше, позволяют определить различные микроскопические параметры, такие как радиус локализации носителя заряда, диэлектрическая проницаемость, плотность локализованных состояний, ширина кулоновской щели, что позволяет проверить сделанные выводы о механизмах прыжковой проводимости [13,15].

Из уравнения

$$\Delta \approx \frac{k}{2} \sqrt{T_{VSE} T_{0SE}}, \tag{5}$$

найдем ширину мягкой кулоновской щели [9]. Затем из выражения $\Delta \approx U$, где $U = \frac{e^2}{\kappa R_h}$ – энергия кулоновского отталкивания между дырками, находящимися на среднем расстоянии $R_h = \left(\frac{4\pi p_{77}}{3} \right)^{-1/3}$, может быть найдена κ . Здесь p_{77} – холловская концентрация носителей заряда при $T = 77$ К в полях ниже 0.1 Тл. Вне кулоновской щели [9] и вблизи уровня Ферми [12] ПЛС может быть определена из выражений:

$$g_0 = \frac{3\kappa^3 (\Delta - \delta)^2}{\pi e^6}, \quad g(\mu) = \frac{N_A}{2k(T_{VM}^3 T_{0M})^{1/4}}. \tag{6}$$

При ПППДП моттовского типа и ПППДП типа ШЭ в легированных полупроводниках величины $g(\mu)$ и g_0 оказываются близкими по значению [16]. Это позволяет определить T_{0M} из уравнения (1) и δ из уравнения (6) при $g(\mu) \approx g_0 \equiv g$.



Ширина кулоновской щели в ПЛС уровня Ферми определяется в соответствии со следующим выражением:

$$W = \frac{N_A}{2g_0} + \frac{2}{3} \Delta. \quad (7)$$

П значения Δ , δ , κ , a , W и g для образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ указаны в таблице 2.

Таблица 2.

| N_A (10^{16} см^{-3}) | a (Å) | κ | Δ (мэВ) | W (мэВ) | g ($10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ мэВ}^{-1}$) | δ (мэВ) |
|--|---------|----------|----------------|-----------|---|----------------|
| 1.14 | 377 | 52 | 0.43 | 0.72 | 1.32 | 0.025 |

Соотношения между значениями Δ и ширины зоны локализованных состояний W согласуются с соответствующими механизмами проводимости при $B = 0$ Тл. Ширина кулоновской щели Δ имеет около половины ширины акцепторной зоны W , что соответствует режиму ПППДП ШЭ.

Заключение

Установлено, что монокристаллы $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$, полученные модифицированным методом Бриджмена, относились к тетрагональной сингонии, пр. гр. $R42/nmc$, $a = b = 8.61(4)$ Å, $c = 12.25(7)$ Å. Проведено исследование температурных зависимостей электропроводности образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4})_3\text{As}_2$ в диапазоне температур 1.6 – 300 К и магнетосопротивления в магнитных полях до 20 Тл. Обнаружено, что при $B = 0$ Тл в интервале температур 4.5 – 20 К преобладает механизм прыжкового переноса заряда с переменной длинной прыжка по типу проводимости Шкловского-Эфроса. В полях до ~ 3.1 Тл удельное сопротивление подчиняется закону $\ln(\rho) \sim B^2$, что дополнительно подтверждает существование прыжковой проводимости по механизму Шкловского – Эфроса. Из анализа температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ были определены значения микроскопических параметров: ширина кулоновской щели $\Delta = 0.43$ мэВ, жёсткой щели $\delta = 0.025$ мэВ, ширина зоны локализованных состояний $W = 0.72$ мэВ, радиус локализации носителей заряда $a = 377$ (Å) что не противоречит литературным данным и подтверждает наш вывод о типе прыжковой проводимости.

Работа поддержана грантом на проведение научно-исследовательских работ по приоритетным направлениям социально-экономического развития Белгородской области и РФФИ проект № 15-42-03192.

Список литературы

1. Wagner R.J., Palic E.D., Swiggard T.M. Interband Magneto-absorption in $\text{Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ and $\text{Cd}_3\text{AsP}_{2-x}$ // J. Phys. Chem. Solids Suppl, 1971. No. 1. 471. 1971.
2. Kierski A., Termomagnetic effects in II V narrow – gap semiconducting compounds // Acta Phys. Pol. A, 1988. V. 73. P.311.
3. Маренкин С.Ф., Фосфиды и арсениды цинка и кадмия / Маренкин С.Ф и Трухан В.М. / Монография. Минск. «Научно-Практический Центр Национальной академии Наук Беларуси по Материаловедению», 2010.
4. D.K. Harris, P.M. Allen, H.-S. Han, B.J. Walker, J. Lee, M.G. Bawendi. Synthesis of Cadmium Arsenide Quantum Dots Luminescent in the Infrared // J. Am. Chem. Soc., 2011. V. 133. P.4676.



5. Z. Wang, H. Weng, Q. Wu, X. Dai, Z. Fang. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd_3As_2 // *Phys. Rev. B*, 2013. V. 88. P. 125427.
6. S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Buchner, R.J. Cava. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal // *Phys. Rev. Lett.*, 2014. V. 113. P. 027603.
7. Hong Lu, Xiao Zhang, and Shuang Jia, Topological Phase Transition in Single Crystals of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ // arXiv:1507.07169v1 [cond-mat.mtrl-sci], 2015. V. 26.
8. ICSD Database, Version 2009-1, Ref. code 23245.
9. Шкловский Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский и А.Л. Эфрос // Монография. – М.: Наука, 1979.
10. Laiho R., Lisunov K.G., Lähderanta E., Petrenko P.A., Salminen J., Shakhov M.A., Safontchik M.O., Stamov V.S., Shubnikov M.V., Zakhvalinskii V.S. Variable-range hopping conductivity in $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$: evidence of a complex gap in density of states near the Fermi level // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002. V. 14. P.8043.
11. Biswas A, Elizabeth S., Raychaudhuri A.K., Bhat H.L. Density of states of hole-doped manganites: a scanning tunneling-microscopy/spectroscopy // *Phys. Rev. B*, 1999. V. 59. P. 5368 .
12. Mott N.F. and E.A.Davis, *Electron Processes in Non-Crystalline Materials*. –Oxford University Press, New York. , 1979
13. Laiho R., Lashkul A.V., Lisunov K.G., Lähderanta E., Shakhov M.A., Zakhvalinskii V.S. Hopping conductivity of Ni-doped p-CdSb // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2008. V. 20. P. 295204.
14. Lisunov K.G., Arushanov E., Thomas G.A., Bucher E., Schön J.H. Variable-range hopping conductivity and magnetoresistance in n-CuGaSe₂ // *J. Appl. Phys.*, 2000. V. 88. P. 4128.
15. Lisunov K., Arushanov E., Kloc Ch., Malang U., Bucher E. Hopping conductivity in p-type $\beta\text{-FeSi}_2$ // *Phys.Stat.Sol. (b)*, 1996. V. 195. P. 227.
16. Arushanov E, Lisunov K.G., Vinzelberg H, Behr G, Schumann J. Transport properties of Co-doped beta-FeSi₂ single crystals // *J. Appl. Phys.*, 2006. P. 113704.

References

1. Wagner R.J., Palic E.D., Swiggard T.M. Interband Magneto-absorption in $\text{Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ and $\text{Cd}_3\text{AsP}_{2-x}$ // *J. Phys. Chem. Solids Suppl.*, 1971. No. 1. P. 471.
2. Kierski A., Termomagnetic effects in II V narrow – gap semiconducting compounds // *Acta Phys. Pol. A*, 1988. V. 73. P.311.
3. S.F. Marenkin, V.M. Trukhan./ Fosfidi i arsenide cinka i kadmija / Monograph. Minsk. "Scientific and Practical Center of the National Academy of Sciences of Belarus on materials", 2010 (in Russian).
4. D.K. Harris, P.M. Allen, H.-S. Han, B.J. Walker, J. Lee, M.G. Bawendi. Synthesis of Cadmium Arsenide Quantum Dots Luminescent in the Infrared // *J. Am. Chem. Soc.*, 2011. V. 133. P. 4676.
5. Z. Wang, H. Weng, Q. Wu, X. Dai, Z. Fang. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd_3As_2 // *Phys. Rev. B*, 2013. V. 88. P. 125427.
6. S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Buchner, R.J. Cava. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal // *Phys. Rev. Lett.*, 2014. V.113. P. 027603.
7. Hong Lu, Xiao Zhang, and Shuang Jia, Topological Phase Transition in Single Crystals of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ // arXiv:1507.07169v1 [cond-mat.mtrl-sci] 26 Jul 2015.
8. ICSD Database, Version 2009-1, Ref. code 23245.
9. Shklovskii B.I., Efros A.L. *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. – Berlin: Springer, 1984.
10. Laiho R., Lisunov K.G., Lähderanta E., Petrenko P.A., Salminen J., Shakhov M.A., Safontchik M.O., Stamov V.S., Shubnikov M.V., Zakhvalinskii V.S. Variable-range hopping conductivity in $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$: evidence of a complex gap in density of states near the Fermi level // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002. V. 14. P. 8043.
11. Biswas A, Elizabeth S., Raychaudhuri A.K., Bhat H.L. Density of states of hole-doped manganites: a scanning tunneling-microscopy/spectroscopy // *Phys. Rev. B*, 1999. V. 59. P 5368.
12. Mott N.F. and Davis E.A., *Electron Processes in Non-Crystalline Materials*. Oxford University Press, New York., 1979
13. Laiho R., Lashkul A.V., Lisunov K.G., Lähderanta E., Shakhov M.A., Zakhvalinskii V.S. Hopping conductivity of Ni-doped p-CdSb // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2008. V. 20. P. 295204.
14. Lisunov K.G., Arushanov E., Thomas G.A., Bucher E., Schön J.H. Variable-range hopping conductivity and magnetoresistance in n-CuGaSe₂ // *J. Appl. Phys.*, 2000. V. 88. P. 4128.
15. Lisunov K., Arushanov E., Kloc Ch., Malang U., Bucher E. Hopping conductivity in p-type $\beta\text{-FeSi}_2$ // *Phys.Stat.Sol. (b)*, 1996. V. 195. P. 227.



16. Arushanov E, Lisunov K.G., Vinzelberg H, Behr G, Schumann J. Transport properties of Co-doped beta-FeSi₂ single crystals // J. Appl. Phys., 2006. P. 113704.