

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$
($x + y = 0.4$; $y = 0.04$), ПОЛУЧЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ**

В. С. Захвалинский, Е. А. Пилюк, Т. Б. Никуличева, Н. О. Исаева, А. В. Неженцев

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Аннотация. В работе исследуются высококачественные тонкие пленки $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$), полученные напылением на непогреваемую кремниевую подложку ($T = 20^\circ\text{C}$). Измерена зависимость электропроводности от температуры в интервале от 10 К до 320 К. В области гелиевых температур определен диапазон реализации механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по Шкловскому – Эфросу. В плотности локализованных состояний вычислены радиус локализации носителей заряда, ширина кулоновской и жесткой щелей. Определены энергия оптической щели и ширина состояний хвоста валентной зоны.

Ключевые слова: топологический изолятор, дираковский полуметалл, CZMA, тонкие пленки, прыжковая проводимость.

Благодарности: Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук, проект № МК-238.2020.2.

Для цитирования: Захвалинский В. С., Пилюк Е. А., Никуличева Т. Б., Исаева Н. О., Неженцев А. В. 2020. Электрические и оптические свойства тонких пленок $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$), полученных магнетронным распылением. Прикладная математика & Физика. 52(3): 224–233. DOI 10.18413/2687-0959-2020-52-3-224-233

**ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF THIN FILMS $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$
($x + y = 0.4$; $y = 0.04$) PREPARED BY MAGNETRON SPUTTERING**

V. S. Zakhvalinskii, E. A. Pilyuk, T. B. Nikulicheva, N. O. Isaeva, A. V. Nejenцев

Belgorod National Research University,
Belgorod, 308015, Russia

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Received September 12, 2020

Abstract. The work investigates high-quality thin films $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$), obtained by sputtering on an unheated silicon substrate ($T = 20^\circ\text{C}$). The temperature dependence of the electrical conductivity was measured in the range from 10 K to 320 K. In the region of helium temperatures, the range of realization of the mechanism of hopping conductivity with variable long hopping according to Shklovsky-Efros was determined. The localization radius of charge carriers and the width of the Coulomb and hard gaps are calculated in the density of localized states. The energy of the optical gap and the width of states of the tail of the valence band are determined.

Key words: topological insulator, Dirac semimetal, CZMA, thin films, hopping conductivity.

Acknowledgements: The work is supported by a grant from the President of the Russian Federation for state support of young Russian scientists – candidates of sciences, project No. MK-238.2020.2.

For citation: Zakhvalinskii V. S., Pilyuk E. A., Nikulicheva T. B., Isaeva N. O., Nejenцев A. V. 2020. Electrical and optical properties of thin films $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$) prepared by magnetron sputtering. Applied Mathematics & Physics. 52(3): 224–233 (in Russian). DOI 10.18413/2687-0959-2020-52-3-224-233

1. Введение. Арсенид кадмия (Cd_3As_2), исследования которого начаты в 1930-е годы [20], в последнее время снова привлек значительное внимание [4, 7, 21, 6, 19]. Это связано с экспериментальным наблюдением фазы объёмного (3D) дираковского полуметалла (ДПМ) с применением фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) [19, 5], предсказанного теоретически [23]. Сверхвысокая подвижность носителей заряда $9 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [15], большой коэффициент термоэдс [25] и устойчивость к поверхностному окислению [10] позволяют использовать Cd_3As_2 в оптоэлектронных устройствах [24, 18]. Кроме того, арсенид кадмия обладает очень сильным линейным магнетосопротивлением, аномальным эффектом Нернста [16], квантовым эффектом Холла [22] и киральной аномалией [14].

Твердые растворы $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ (CZMA) привлекают внимание исследователей из-за возможности контролировать ширину запрещенной зоны за счет изменения концентрации Zn. Легирование цинком может поднять инверсию зон в Cd_3As_2 , что приведет к переходу от топологического ДПМ к

полупроводнику [14]. О сохранении топологических свойств в твёрдых растворах арсенида кадмия говорят и результаты наблюдения фазы Берри в кристаллах твёрдых растворов $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ [26]. Пленки Cd_3As_2 и твердых растворов на его основе могут иметь аморфную, поликристаллическую и монокристаллическую структуру [11, 9, 8]. Свойства полученных пленок сильно зависят от типа подложки и условий их получения, таких как скорость напыления и температура подложки.

Настоящая работа посвящена исследованию тонких пленок $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$), полученных напылением на непогретаемую кремниевую подложку, исследованию механизма проводимости и спектра оптического поглощения.

2. Методы. Тонкие пленки твёрдых растворов $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$) получали методом высокочастотного магнетронного распыления на установке вакуумного напыления ВН-2000. Мишень была изготовлена из предварительно синтезированных небольших монокристаллов $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$. Синтез CZMA осуществлялся из стехиометрических количеств Cd_3As_2 , Zn_3As_2 и Mn_3As_2 . Бинары получали прямым сплавлением в вакууме из чистых (99,999%) Cd, Zn, Mn и As в графитизированных кварцевых ампулах. Cd_3As_2 и Zn_3As_2 были подвергнуты перегонке в паровой фазе для дополнительной очистки и выравнивания стехиометрии. Монокристаллы CZMA получали методом Бриджмена в вертикальной печи в присутствии градиента температуры $\Delta T \sim 1^\circ\text{C}/\text{см}$ и скоростью охлаждения вблизи точки плавления $2^\circ\text{C}/\text{час}$.

Напыление тонких пленок CZMA осуществлялось на непогретаемую подложку ($T = 20^\circ\text{C}$) в атмосфере аргона при давлении $8 \cdot 10^{-1}$ Па. Расстояние до подложки составляло 50 мм при подаваемой мощности 10 Вт. В качестве подложки была использована монокристаллическая пластина кремния марки КДБ-2 (100), покрытая термически выращенным SiO_2 , и стекло. Толщина пленок определялась временем напыления и составляла 50 нм.

Рентгенофазовый анализ (РФА) материала мишени и полученных пленок выполнялся с использованием рентгеновского дифрактометра Rigaku SmartLab (излучение CuK_α) при комнатной температуре.

Измерения электрофизических свойств тонких пленок CZMA проводили по стандартной шеститочечной схеме на установке на основе гелиевого криостата Janis CCS-350S в диапазоне температур 10-320 К и магнитных полях до 1 Тл. Для изготовления контактных площадок был использован индий, полученный магнетронным распылением. Крепление медных проводов к контактным площадкам осуществлялось также с помощью индия.

3. Результаты и обсуждение. По результатам рентгеновской дифракции кристаллы $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$ имели тетрагональную сингонию, пространственная группа $P4_2/nmc$, $a = b = 8.61(4)$ Å, $c = 12.25(7)$ Å. Дифрактограмма тонких пленок CZMA была типичной для аморфных материалов.

Концентрация и подвижность электронов, вычисленные из результатов измерений постоянной Холла, составили $3.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $4.4 \cdot 10^2 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при 10 К, соответственно. На рисунке 1 представлена температурная зависимость удельного сопротивления тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$, нанесенной на холодную кремниевую подложку, в отсутствие магнитного поля.

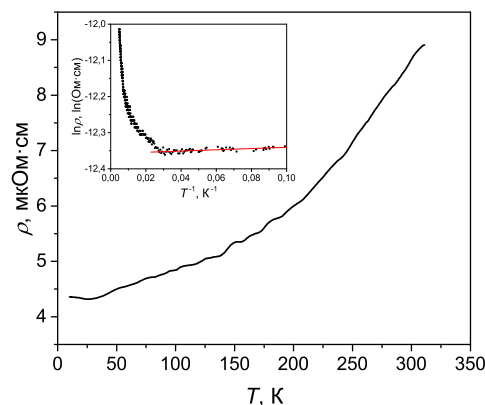


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$, нанесенной на кремниевую подложку

Fig. 1. Temperature dependence of the resistivity of a thin film $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$ deposited on a silicon substrate

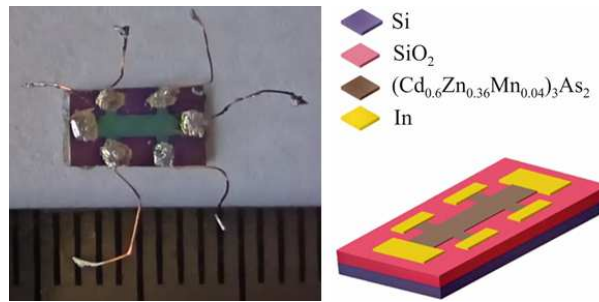


Рис. 2. Фотография и принципиальная схема стандартного шестизондового образца $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$, нанесенного на кремниевую подложку

Fig. 2. Photo and schematic diagram of a standard six-probe sample $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$ deposited on a silicon substrate

Из рисунка 1 видно, что значения $\rho(T)$ уменьшаются ниже 320 К до минимума при 25 К, за которым следует плавное увеличение ρ с дальнейшим уменьшением температуры. Аналогичное поведение наблюдается и для кристаллов [1, 2, 3]. При комнатной температуре (300 К) удельное сопротивление образцов составляет 9 мкОм·см, что ниже, чем в объемных образцах того же состава [2].

Как видно из вставки к рисунку 1, наклон графика $\ln \rho$ от T^{-1} показывает интервал активационного поведения между 10 и 35 К, что указывает на прыжковую проводимость по состояниям примесной зоны [3]. В случае прыжковой проводимости зависимость удельного сопротивления от температуры выражается как

$$\rho(T) = DT^m \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^p, \quad (1)$$

где D – постоянный коэффициент, T_0 – характеристическая температура, параметры m и p зависят от механизма прыжковой проводимости [13].

В зависимости от типа проводимости T_0 равняется $T_{0SE} = \frac{\beta_{SE}e^2}{\kappa k_B a}$ ($p = 1/2$) и $T_{0M} = \frac{\beta_M}{k_B g(\mu) a^3}$ ($p = 1/4$) в случае прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ППДП) типа Шкловского – Эфроса (ШЭ) и ПППДП типа Мотта, соответственно. Здесь $\beta_{SE} = 2.8$, $\beta_M = 21$, κ – диэлектрическая проницаемость среды, $g(\mu)$ – плотность локализованных состояний (ПЛС) вблизи уровня Ферми μ .

Независимое определение параметров p и m возможно, если переписать уравнение (1) в виде

$$\ln\left(\frac{E_a}{k_B T} + m\right) = \ln p + p \ln T_0 + p \ln \frac{1}{T},$$

где E_a определяется, как локальная энергия активации:

$$E_a = \frac{d \ln \rho(T)}{d\left(\frac{1}{k_B T}\right)}.$$

При заданном значении m функция $\ln\left(\frac{E_a}{k_B T} + m\right)$ от $\ln\left(\frac{1}{T}\right)$ имеет линейную зависимость и значение параметра p определяется, как угол наклона этой прямой (рис. 3)

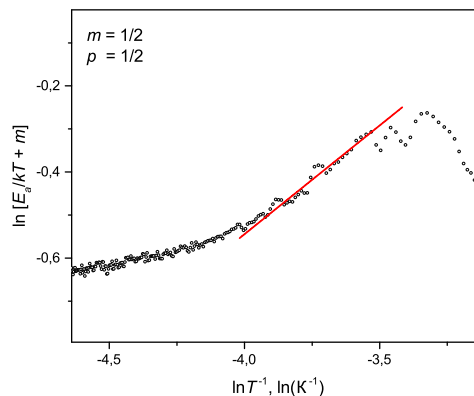


Рис. 3. Зависимость $\ln\left(\frac{E_a}{k_B T} + m\right)$ от $\ln\left(\frac{1}{T}\right)$ образца тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$

Fig. 3. Dependence of $\ln\left(\frac{E_a}{k_B T} + m\right)$ on $\ln\left(\frac{1}{T}\right)$ of a thin film sample $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$

Таблица 1: Радиус локализации (a), диэлектрическая проницаемость (κ), ширина мягкой параболической щели (Δ), плотность локализованных состояний (g_0), ширина жесткой кулоновской щели (δ), постоянный коэффициент (D), характеристическая температура (T_{0SE}) и температура начала прыжковой проводимости (T_v) для образца тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$.

Table 1. Localization radius (a), the dielectric constant (κ), soft parabolic slit width (Δ), density of localized states (g_0), hard Coulomb gap width (δ), constant coefficient (D), characteristic temperature (T_{0SE}) and the temperature of the onset of hopping conduction (T_v) for thin film sample $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$.

(a) Å	(κ)	(Δ) (мэВ)	(g_0) ($\text{см}^{-3} \cdot \text{мэВ}^{-1}$)	(δ) (мэВ)	(D) ($\text{Ом} \cdot \text{см} \cdot \text{К}^{-1/2}$)	(T_{0SE}) (К)	(T_v) (К)
18.6	904	1.9	$8.6 \cdot 10^{23}$	$0.68 \cdot 10^{-3}$	$2.99 \cdot 10^{-7}$	27.8	69.5

Параметры D и T_0 можно определить из графика на рис. 4, как коэффициенты в уравнении прямой, где угол наклона равен $T_0^{1/2}$, а $\ln D$ – точка пересечения с осью ординат. Определить ширину мягкой параболической щели Δ можно, зная характеристическую температуру T_{0SE} и температуру начала прыжковой проводимости T_v со стороны высоких температур:

$$\Delta \approx 0.5k_B\sqrt{T_{0SE}T_v}.$$

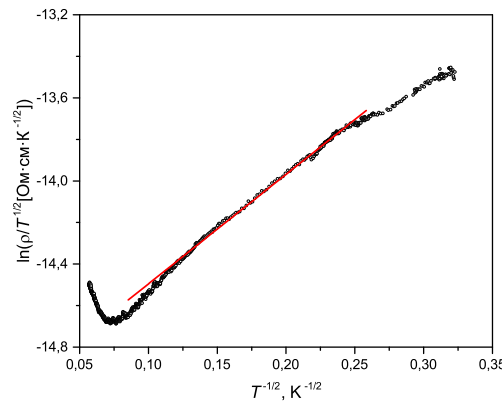


Рис. 4. Зависимость $\ln(\rho/T^{1/2})$ от $T^{-1/2}$ для образца тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$

Fig. 4. Dependence of $\ln(\rho/T^{1/2})$ on $T^{-1/2}$ for a thin film sample $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$

Диэлектрическая проницаемость среды κ определяется из выражения $\Delta \approx U$, где энергия кулоновского отталкивания между дырками, находящимися на среднем расстоянии $R_h = 2(\frac{4\pi\rho_{77}}{3})^{-1/3}$, записывается как $U = \frac{e^2}{\kappa R_h}$. Для данного образца R_h составило 8.4 Å, диэлектрическая проницаемость среды κ имеет значение 904. ПЛС вне кулоновской щели g_0 при ПППДП типа ШЭ может быть определена из выражения:

$$g_0 = \frac{3\kappa^3(\Delta - \delta)^2}{\pi e^6}.$$

Ширину жесткой щели δ можно определить из выражения:

$$T_0 = \left(\frac{\delta}{2k_B\sqrt{T}} + \sqrt{\frac{\delta^2}{4k_B^2T} + T_{0SE}} \right)^2.$$

Средняя длина прыжка при понижении температуры растет пропорционально $T^{-1/4}$ (рис. 5) и может быть определена из следующего выражения:

$$\bar{r} \approx (g(\mu)\varepsilon_0(T))^{-1/3} \approx \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}.$$

Значения макроскопических и микроскопических параметров представлены в таблице 1.

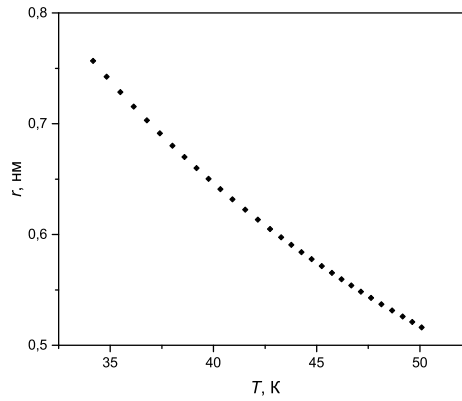


Рис. 5. Зависимость средней длины прыжка от температуры
 Fig. 5. Temperature dependence of the average jump length

Спектры пропускания были получены с образцов пленок $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$ на стекле в интервале 200–1000 нм на спектрофотометре СФ-2000 (рисунок 6).

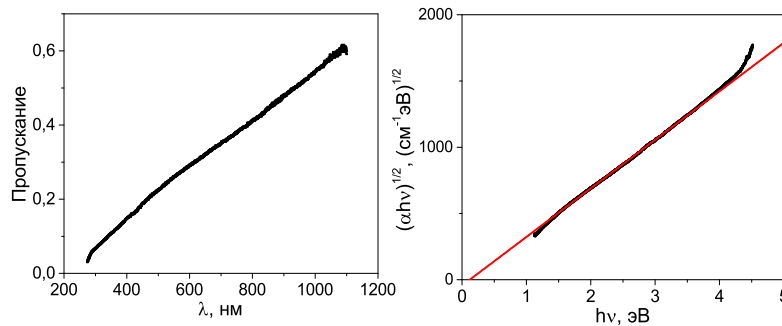


Рис. 6. Спектральная характеристика коэффициента пропускания и зависимость $(\alpha\hbar\omega)^{1/2}$ от $\hbar\omega$
 Fig. 6. Spectral characteristic of the transmittance and dependence of $(\alpha\hbar\omega)^{1/2}$ on $\hbar\omega$

В кристаллических полупроводниках существует четко определенная энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости. В аморфных же полупроводниках распределение электронных состояний зоны проводимости и валентной зоны не обрывается резко на краях зоны, а появляются протяженные хвосты. Локализованные хвостовые состояния в аморфных полупроводниках обусловлены дефектами: разорванные и оборванные связи, пустоты, поры, трещины и другие макроскопические дефекты. Эти локализованные хвостовые состояния и глубокие дефектные состояния ответственны за многие уникальные свойства аморфных полупроводников. Существование хвостовых состояний в аморфных твердых телах оказывает глубокое влияние на межзонное оптическое поглощение. В отличие от кристаллических тел, поглощение фотонов в собственном аморфном твердом теле может также происходить при энергиях фотонов $\hbar\omega \leq E_0$ из-за наличия хвостовых состояний в запрещенной зоне, где E_0 – энергия оптической щели, которая обычно близка к щели подвижности – разности энергий между зоной проводимости и краями подвижности валентной зоны. При расчете коэффициента поглощения необходимо учитывать произведение плотностей состояний проводимости и валентных электронов [12]. Предполагая, что функции плотности состояний валентной зоны и зоны проводимости зависят от энергии как квадратный корень, можно получить коэффициент поглощения как [12]:

$$(\alpha\hbar\omega)^{1/2} = B^{1/2}(\hbar\omega - E_0), \tag{2}$$

$$B = \frac{1}{nc\epsilon_0} \left(\frac{e}{m_e^*} \right)^2 \left(\frac{L(m_e^*m_h^*)^{3/2}}{4\hbar^3} \right),$$

где α – коэффициент поглощения, B – постоянная Тауца, которая пропорциональна плотности состояний на краю поглощения аморфного полупроводника, m_e^* и m_h^* – эффективные массы электрона и дырки соответственно, L – среднее межатомное расстояние в образце, а n – показатель преломления. Построение графика $(\alpha\hbar\omega)^{1/2}$ как функции $\hbar\omega$ дает прямую линию, которую обычно называют графиком Тауца (рис. 6), по которой можно экспериментально определить энергию оптической щели E_0 . Коэффициент поглощения зависит от энергии фотона экспоненциально:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu - E_0}{\Delta E}\right),$$

что приводит к образованию хвоста Урбаха, который возникает из-за структурного беспорядка [12]. Таким образом, оптическое поглощение в аморфных полупроводниках вблизи края поглощения обычно характеризуется тремя типами оптических переходов: первые два типа соответствуют $h\nu \leq E_0$, а третий соответствует $h\nu \geq E_0$. График зависимости коэффициента поглощения α от энергии фотона $h\nu$ имеет три различных области, А, В и С соответственно, которые соответствуют этим трем характерным оптическим переходам (рисунок 7).

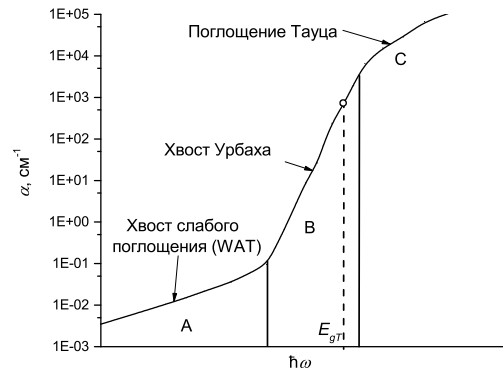


Рис. 7. Типичная спектральная зависимость коэффициента оптического поглощения в аморфных полупроводниках

Fig. 7. Typical spectral dependence of the optical absorption coefficient in amorphous semiconductors

В диапазоне малых коэффициентов поглощения А (также называемом хвостом слабого поглощения (WAT), где $\alpha < 10^{-1} \text{ см}^{-1}$, поглощение контролируется оптическими переходами из состояний хвоста в хвост. В аморфных полупроводниках в локализованный хвост вносят вклад дефекты. В некоторой степени, абсолютное значение поглощения в области А можно использовать для оценки плотности дефектов в материале. В области В, где обычно $10^{-1} < \alpha < 10^4 \text{ см}^{-1}$, поглощение связано с переходами из состояний локализованного хвоста над краем валентной зоны в расширенные состояния в зоне проводимости и/или из расширенных состояний в валентной зоне в состояния локализованного хвоста ниже зоны проводимости. Для многих аморфных полупроводников ΔE связано с шириной состояний хвоста валентной зоны (или зоны проводимости) и может использоваться для сравнения ширины локализованных состояний хвоста в материале. ΔE обычно составляет 0.05 – 0.1 эВ.

Практически во всех аморфных полупроводниках наблюдается экспоненциальная область В. Эту область (между 1.4 и 1.8 эВ) называют «хвостом Урбаха». Для ее описания было предложено несколько механизмов, таких как вариации ширины щели, обусловленные флуктуациями плотности, расширение края зоны или наличие экситонных состояний, индуцированных внутренними электрическими полями. Причиной появления хвоста также могут быть электронные переходы между локализованными состояниями в хвостах краев зон, причем предполагается, что плотность таких состояний экспоненциально спадает с энергией.

В области С поглощение контролируется переходами из протяженного состояния в протяженное. Область С – это хвост поглощения ниже 1.4 эВ, приписываемый оптическому возбуждению из дефектных состояний, находящихся глубоко в щели подвижности. Характер области С может быть связан с внутренними переходами и с плотностью состояний. Процедура определения плотности состояний заключается в измерении избыточного поглощения по сравнению с хвостом Урбаха. По интегральному избыточному поглощению области С можно определить количество дефектов (концентрацию). Край поглощения аморфных полупроводников не зависит от температуры в области низких температур, а при более высоких температурах он становится более размазанным. Величина E_{gT} соответствует тому значению энергии, при котором зависимость от $h\nu$ перестает быть линейной функцией.

Основным параметром, характеризующим оптические свойства аморфных пленок, является ширина оптической щели E_0 (Таус гар) [12], входящее в (2). Коэффициент поглощения α рассчитывали в соответствии с законом Ламберта – Бера (в предположении отсутствия рассеяния). Спектральные параметры представлены в таблице 2.

Уширение края оптического поглощения может быть связано с состояниями, создаваемыми этими примесями, или с увеличением средней амплитуды внутренних электрических полей за счет введения дополнительной концентрации заряженных центров.

Таблица 2: Ширина состояний хвоста валентной зоны (ΔE), энергия оптической щели (E_0), коэффициент (α_0) для образца тонкой пленки $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$.

Table 2. Width of states of the valence band tail (ΔE), optical gap energy (E_0), coefficient (α_0) for a thin film sample $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.36}\text{Mn}_{0.04})_3\text{As}_2$.

ΔE (эВ)	E_0 (эВ)	α_0
0.5	0.12	1.27

4. Заключение. Таким образом, был синтезирован твердый раствор $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.4$; $y = 0.04$) и проведен рентгенофазовый анализ, подтверждающий результаты синтеза. Напыление тонких пленок CZMA осуществлялось на непогреваемую подложку. В настоящей работе была исследована температурная зависимость электропроводности образца. Результаты анализа показали, что поведение сопротивления образцов подчиняется механизму прыжковой проводимости типа Шкловского – Эфроса с переменной длиной прыжка. Определены энергия оптической щели и ширина состояний хвоста валентной зоны.

Список литературы

1. Захвалинский В. С., Туан Ву Ван, Пиллюк Е. А., Петренко П. А. 2013. Получение и свойства разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$. Современные наукоемкие технологии, 6: 56.
2. Захвалинский В. С. и др. 2012. Исследование гальваномагнитных свойств разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$. Известия Юго-западного государственного университета. Серия: Физика и Химия, 2: 82–87.
3. Захвалинский В. С. и др. 2011. Исследование осцилляций Шубникова-де Гааза в α -фазе твердых растворов $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$. Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Математика. Физика, 23(118): 215–219.
4. Amarnath R., Bhargavi K. S., Kubakaddi S. S. 2020. Thermoelectric transport properties in 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 . Journal of Physics: Condensed Matter, 32(22): 225704 (12 p). DOI: 10.1088/1361-648X/ab720f.
5. Borisenko S. et al. 2014. Experimental realization of a three-dimensional Dirac semimetal. Physical review letters, 113(2) : 027603 (5 p). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.027603.
6. Crassee I. et al. 2018. 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 : A review of material properties. Physical Review Materials, 2(12): 120302 (15 p). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.120302.
7. Chorsi H. T. et al. 2020. Widely Tunable Optical and Thermal Properties of Dirac Semimetal Cd_3As_2 . Advanced Optical Materials, 8(8) : 120302 (6 p). DOI: 10.1002/adom.201901192.
8. Cheng P. et al. 2016. Thickness-dependent quantum oscillations in Cd_3As_2 thin films. New Journal of Physics, 18. (8) : 083003 (9 p). DOI: 10.1088/1367-2630/18/8/083003.
9. Dubowski J. J., Williams D. F. 1985. Growth and properties of Cd_3As_2 films prepared by pulsed-laser evaporation. Canadian Journal of Physics, 63(6) : 815–818. DOI: 10.1139/p85-131.
10. Gao J. et al. 2019. Surface Reconstruction, Oxidation Mechanism, and Stability of Cd_3As_2 . Advanced Functional Materials. 29(26) : 1900965 (9 p). DOI: 10.1002/adfm.201900965.
11. Jarzabek B., Wieszka J., Cisowski J. 2004. Distribution of electronic states in amorphous Cd–As thin films on the basis of optical measurements. Journal of non-crystalline solids, 333(2): 206–211. DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2003.09.045.
12. Kasap S., Capper P. 2017. Springer handbook of electronic and photonic materials. Springer, 1538.
13. Laiho R. et al. 2008. Hopping conductivity of Ni-doped p-CdSb. J. Phys.: Condens. Matter, 20 : 295204–295211, DOI: 10.1088/0953-8984/20/29/295204.
14. Li C. Z. et al. 2015. Giant negative magnetoresistance induced by the chiral anomaly in individual Cd_3As_2 nanowires. Nature communications, 6(1) : 1–7. DOI: 10.1038/ncomms10137.

15. Liang T. et al. 2015. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature materials*, 14(3) : 280–284. DOI: 10.1038/nmat4143.
16. Liang T. et al. 2017. Anomalous Nernst effect in the dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical review letters*, 118(13) : 136601 (5 p). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.136601.
17. Lu H. et al. 2017. Topological phase transition in single crystals of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$. *Scientific Reports*, 7(1) : 1–10. DOI: 10.1038/s41598-017-03559-2.
18. Meng Y. et al. 2018. Three-dimensional Dirac semimetal thin-film absorber for broadband pulse generation in the near-infrared. *Optics Letters*, 43(7) : 1503–1506. DOI: 10.1364/OL.43.001503.
19. Neupane M., Xu S., Sankar R. et al. 2014. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility Cd_3As_2 . *Nat Commun*, 5 : 3786 (8 p). DOI: 10.1038/ncomms4786.
20. Stackelberg M. v., Paulu R. 1935. Untersuchungen an den Phosphiden und Arseniden des Zinks und Cadmiums. *Das Zn_3P_2 -Gitter*, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 28B(1): 427-460. doi: <https://doi.org/10.1515/zpch-1935-2841>.
21. Sharafeev A. et al. 2017. Optical phonon dynamics and electronic fluctuations in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical Review B*, 95(23) : 235148 (6 p). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.235148.
22. Uchida M. et al. 2017. Quantum Hall states observed in thin films of Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature communications*, 8(1) : 1–7. DOI: 10.1038/s41467-017-02423-1.
23. Wang Z. et al. 2013. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd_3As_2 . *Physical Review B*, 88(12) : 125427 (6 p). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.125427.
24. Wang Q. et al. 2017. Ultrafast broadband photodetectors based on three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nano letters*, 17(2) : 834–841. DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b04084.
25. Zhou T. et al. 2016. Enhanced thermoelectric properties of the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Inorganic Chemistry Frontiers*, 3(12) : 1637–1643. DOI: 10.1039/C6QI00383D.
26. Zakhvalinskii V. S. et al. 2017. Anomalous cyclotron mass dependence on the magnetic field and Berry's phase in $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ solid solutions. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 29(45) : 455701 (7p). DOI: 10.1088/1361-648X/aa8bdb.

References

1. Zakhvalinskiy V. S., Tuan Vu Van, Pilyuk Ye. A., Petrenko P. A. 2013. Polucheniye i svoystva razbavlenogo magnitnogo poluprovodnika $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ [Obtaining and properties of a diluted magnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$]. *Sovremennyye naukoymkiye tekhnologii*, 6: 56.
2. Zakhvalinskiy V. S. i dr. 2012. Issledovaniye gal'vanomagnitnykh svoystv razbavlenogo magnitnogo poluprovodnika $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ [Investigation of the galvanomagnetic properties of a diluted magnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$]. *Izvestiya Yugo-zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Fizika i Khimiya*, 2: 82–87.
3. Zakhvalinskiy V. S. i dr. 2011. Issledovaniye ostsillyatsiy Shubnikova-de Gaaza v α -faze tverdykh rastvorov $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ [Investigation of Shubnikov-de Haas oscillations in the α -phase of solid solutions]. *Nauchnyye vedomosti Belgorodskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Matematika. Fizika*, 23(118): 215–219.
4. Amarnath R., Bhargavi K. S., Kubakaddi S. S. 2020. Thermoelectric transport properties in 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Journal of Physics: Condensed Matter*, 32(22) : 225704 (12 p). DOI: 10.1088/1361-648X/ab720f.
5. Borisenko S. et al. 2014. Experimental realization of a three-dimensional Dirac semimetal. *Physical review letters*, 113(2) : 027603 (5 p). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.027603.
6. Crassee I. et al. 2018. 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 : A review of material properties. *Physical Review Materials*, 2(12) : 120302 (15 p). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.120302.
7. Chorsi H. T. et al. 2020. Widely Tunable Optical and Thermal Properties of Dirac Semimetal Cd_3As_2 . *Advanced Optical Materials*, 8(8) : 120302 (6 p). DOI: 10.1002/adom.201901192.

8. Cheng P. et al. 2016. Thickness-dependent quantum oscillations in Cd_3As_2 thin films. *New Journal of Physics*, 18. (8) : 083003 (9 p). DOI: 10.1088/1367-2630/18/8/083003.
9. Dubowski J. J., Williams D. F. 1985. Growth and properties of Cd_3As_2 films prepared by pulsed-laser evaporation. *Canadian Journal of Physics*, 63(6) : 815–818. DOI: 10.1139/p85-131.
10. Gao J. et al. 2019. Surface Reconstruction, Oxidation Mechanism, and Stability of Cd_3As_2 . *Advanced Functional Materials*. 29(26) : 1900965 (9 p). DOI: 10.1002/adfm.201900965.
11. Jarzabek B., Wieszka J., Cisowski J. 2004. Distribution of electronic states in amorphous Cd–As thin films on the basis of optical measurements. *Journal of non-crystalline solids*, 333(2) : 206–211. DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2003.09.045.
12. Kasap S., Capper P. 2017. Springer handbook of electronic and photonic materials. Springer, 1538.
13. Laiho R. et al. 2008. Hopping conductivity of Ni-doped p-CdSb. *J. Phys.: Condens. Matter*, 20 : 295204–295211, DOI: 10.1088/0953-8984/20/29/295204.
14. Li C. Z. et al. 2015. Giant negative magnetoresistance induced by the chiral anomaly in individual Cd_3As_2 nanowires. *Nature communications*, 6(1) : 1–7. DOI: 10.1038/ncomms10137.
15. Liang T. et al. 2015. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature materials*, 14(3) : 280–284. DOI: 10.1038/nmat4143.
16. Liang T. et al. 2017. Anomalous Nernst effect in the dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical review letters*, 118(13) : 136601 (5 p). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.136601.
17. Lu H. et al. 2017. Topological phase transition in single crystals of $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$. *Scientific Reports*, 7(1) : 1–10. DOI: 10.1038/s41598-017-03559-2.
18. Meng Y. et al. 2018. Three-dimensional Dirac semimetal thin-film absorber for broadband pulse generation in the near-infrared. *Optics Letters*, 43(7) : 1503–1506. DOI: 10.1364/OL.43.001503.
19. Neupane M., Xu S., Sankar R. et al. 2014. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility Cd_3As_2 . *Nat Commun*, 5 : 3786 (8 p). DOI: 10.1038/ncomms4786.
20. Stackelberg M. v., Paulu R. 1935. Untersuchungen an den Phosphiden und Arseniden des Zinks und Cadmiums. *Das Zn_3P_2 -Gitter*, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 28B(1): 427–460. doi: <https://doi.org/10.1515/zpch-1935-2841>.
21. Sharafeev A. et al. 2017. Optical phonon dynamics and electronic fluctuations in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical Review B*, 95(23) : 235148 (6 p). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.235148.
22. Uchida M. et al. 2017. Quantum Hall states observed in thin films of Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature communications*, 8(1) : 1–7. DOI: 10.1038/s41467-017-02423-1.
23. Wang Z. et al. 2013. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd_3As_2 . *Physical Review B*, 88(12) : 125427 (6 p). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.125427.
24. Wang Q. et al. 2017. Ultrafast broadband photodetectors based on three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nano letters*, 17(2) : 834–841. DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b04084.
25. Zhou T. et al. 2016. Enhanced thermoelectric properties of the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Inorganic Chemistry Frontiers*, 3(12) : 1637–1643. DOI: 10.1039/C6QI00383D.
26. Zakhvalinskii V. S. et al. 2017. Anomalous cyclotron mass dependence on the magnetic field and Berry's phase in $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ solid solutions. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 29(45) : 455701 (7p). DOI: 10.1088/1361-648X/aa8bdb.

Получена 12.09.2020

Захвалинский Василий Сергеевич – доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

 <http://orcid.org/0000-0001-7055-8243>

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: zakhvalinskii@bsu.edu.ru

Пилюк Евгений Александрович – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

 <http://orcid.org/0000-0003-4979-5724>

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Никуличева Татьяна Борисовна – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры прикладной математики и компьютерного моделирования института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

 <http://orcid.org/0000-0001-6661-3959>

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: nikulicheva@bsu.edu.ru

Исаева Наталья Олеговна – магистрант второго года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: 1124941@bsu.edu.ru

Неженцев Антон Васильевич – бакалавр третьего года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: 1318586@bsu.edu.ru