

Д. ф.-м. н. П. Д. МАРЬЯНЧУК, Л. Н. ДЫМКО, Т. Р. РОМАНИШИН, Т. Т. КОВАЛЮК,  
к. т. н. В. В. БРУС, М. Н. СОЛОВАН, А. И. МОСТОВОЙ

Украина, Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича

E-mail: p.maryanchuk@chnu.edu.ua

## ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЗОННАЯ СТРУКТУРА КРИСТАЛЛОВ $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

*В результате исследования магнитных, кинетических и оптических свойств кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  ( $x = 0,5$ ) установлено, что в них имеют место прямые межзонные оптические переходы. Температурная зависимость электропроводности образцов имеет полупроводниковый характер, а температурная зависимость коэффициента Холла свидетельствует о смешанном типе проводимости. Особенности магнитных свойств обусловлены наличием в кристаллах кластеров типа  $\text{Mn}-\text{Te}-\text{Mn}-\text{Te}$ , в которых между атомами Mn через атомы халькогена осуществляется косвенное обменное взаимодействие антиферромагнитного характера. На основе проведенных исследований определены зонные параметры и построена схема зонной структуры кристаллов с концентрацией атомов марганца около  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .*

*Ключевые слова:* кристалл, магнитная восприимчивость, кластер, электропроводность.

Марганецсодержащие твердые растворы на основе соединений типа  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$  относятся к новому классу полупроводниковых кристаллов — полумагнитным полупроводникам [1]. Твердые растворы  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , образованные на основе бесщелевого полупроводника  $\text{HgTe}$  ( $E_g = -0,15$  эВ) и широкозонного дефектного полупроводника  $\text{Al}_2\text{Te}_3$  ( $E_g = 2,35$  эВ), также являются дефектными полупроводниками с переменной, в зависимости от состава, шириной запрещенной зоны  $E_g$ . Изменение зонной структуры и ширины запрещенной зоны при изменении состава ( $x$ ) позволяет получать полупроводники с различными свойствами и зонными параметрами, которые будут определять практическое использование этих кристаллов. Кроме того, свойства дефектных полупроводников, какими являются и твердые растворы  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , слабо изменяются под воздействием радиации, что делает их перспективными для использования в условиях повышенной радиации в качестве различных датчиков физических величин.

Легирование кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$  3d-элементами (которые имеют собственный магнитный момент) переводит их в класс полумагнитных полупроводников, которые являются чрезвычайно интересным объектом для фундаментальных исследований и могут использоваться для создания приборов спинтроники [2, 3].

Целью данной работы было исследование магнитных, кинетических и оптических свойств кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  (при  $x=0,5$  и концентрации атомов Mn  $N_{\text{Mn}} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), опре-

деление их зонных параметров и изготовление на их основе гетеропереходов.

### Методика эксперимента

Кристаллы для исследований были получены методом Бриджмена. При выборе температуры синтеза и выращивания кристаллов были использованы диаграммы состояния твердых растворов, которые входят в их состав [4].

Ампулы с вытянутым конусообразным концом изготавливали из толстостенного кварца. Для того чтобы предотвратить взаимодействие загружаемого материала с кварцем, ампулы графитизировали, после чего их повторно сушили в вакуумном шкафу и оставляли в вакууме до загрузки в них шихты из смеси элементарных веществ — Hg, Te, Al, Mn. После загрузки материалов ампулу откачивали до давления примерно  $10^{-2}$  Па и запаивали.

Поскольку исходные компоненты (элементарные вещества) имеют разную плотность, для лучшего перемешивания материалов в расплаве синтез проводили в трубчатой качающейся электропечи. Для предотвращения выхода печи из строя в случае разрушения ампулы и для выравнивания температуры по длине ампулы, ее помещали в металлическую гильзу.

Исследование магнитных свойств образцов кристаллов, легированных марганцем, проводили методом Фарадея в интервале значений температуры  $T = 77 - 300$  К и магнитного поля  $H = 0,25 - 4$  кЭ. Магнитную восприимчивость  $\chi$  измеряли относительно эталона с известным ее значением, исследуемые образцы (массой около 200 мг) размещали в тех точках магнитного поля, где нахо-

дился эталонный образец при градуировке установки. Для регистрации взаимодействия исследуемого образца с магнитным полем использовали электронные весы ЭМ-И-ЗМ с чувствительностью 1 мкг. Измеряемый сигнал регистрировали с помощью микроамперметра М95 и вольтметра В7-21. Проведенные оценки показывают, что суммарная погрешность при измерении магнитной восприимчивости не превышает 1% и состоит в основном из систематической погрешности, связанной с определением массы образца и эталона, а также с неточностью расположения образца в магнитном поле, и случайной, которая обусловлена неточностью измерения величины сигнала.

Исследования кинетических коэффициентов проводились на тех же образцах в интервале  $T = 77 - 300$  К и  $H = 0,5 - 5$  кЭ (размер образцов  $8 \times 2 \times 1,5$  мм). Суммарная погрешность определения электропроводности составляет примерно 2%, коэффициента Холла — 6%, при измерении коэффициента термо-эдс — не превышает 6%.

Измерения оптического пропускания проводились с помощью спектрометра ИКС-21 в интервале значений длины волны  $\lambda = 1 - 12$  мкм с учетом того, что коэффициент отражения  $R$  для твердых растворов на основе халькогенидов ртути в исследуемой области спектра составляет примерно 0,3 [5].

**Магнитные свойства кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x: \langle \text{Mn} \rangle$**

Исследовались магнитные свойства четырех образцов кристаллов с различным содержанием Mn (см. таблицу). Установлено, что один из них — образец №1 в температурном интервале  $T = 230 - 300$  К проявляет диамагнитные свойства, остальные же обладают парамагнитными свойствами, и их магнитная восприимчивость имеет характерный для парамагнетиков вид во всем исследованном диапазоне (рис. 1). Рост  $\chi$  при уменьшении  $T$  обусловлен уменьшением ра-

Магнитные и кинетические свойства образцов кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}: \langle \text{Mn} \rangle$

№ образца	$N_{\text{Mn}}, \text{см}^{-3}$	$\theta, \text{К}$	$\mu_{\text{эф}}, \mu_{\text{Б}}$	$T_C, \text{К}$
1	$0,9 \cdot 10^{20}$	0	5,12	155
		-65	6,11	
2	$1,1 \cdot 10^{20}$	0	5,11	125
		-62	5,73	
3	$1,2 \cdot 10^{20}$	0	4,78	110
		-135	5,83	
4	$1,3 \cdot 10^{20}$	0	5,43	160
		-67	6,19	

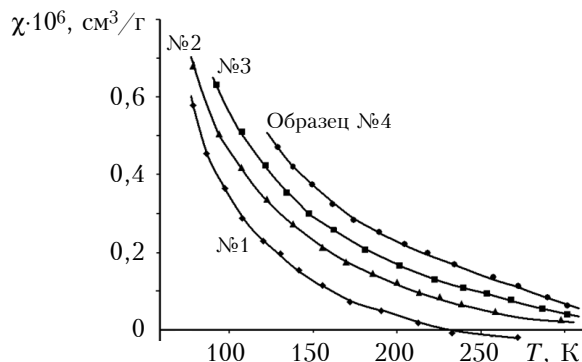


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для четырех исследуемых образцов кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}: \langle \text{Mn} \rangle$

зориентирующего воздействия тепловых колебаний атомов кристаллической решетки на магнитные моменты атомов Mn в магнитном поле.

На основе измеренных зависимостей  $\chi = f(T)$  получены температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости  $1/\chi_{\text{Mn}}$  атомов магнитной компоненты (Mn) (рис. 2):

$$1/\chi_{\text{Mn}} = 1/(\chi - \chi_0), \tag{1}$$

где  $\chi_0$  — диамагнитный вклад кристаллической решетки, созданный атомами Hg, Te, Al, Mn (без вклада 3d-электронов марганца).

Из полученных результатов следует, что для всех исследованных образцов зависимости  $1/\chi_{\text{Mn}} = f(T)$  в исследуемом интервале температур описываются законом Кюри — Вейсса

$$\chi = C/(T - \theta), \tag{2}$$

где  $C$  — постоянная Кюри;  $\theta$  — парамагнитная температура Кюри.

Низкотемпературные прямолинейные участки на температурных зависимостях  $1/\chi_{\text{Mn}}$  для исследуемых образцов описываются законом Кюри, а высокотемпературные — законом

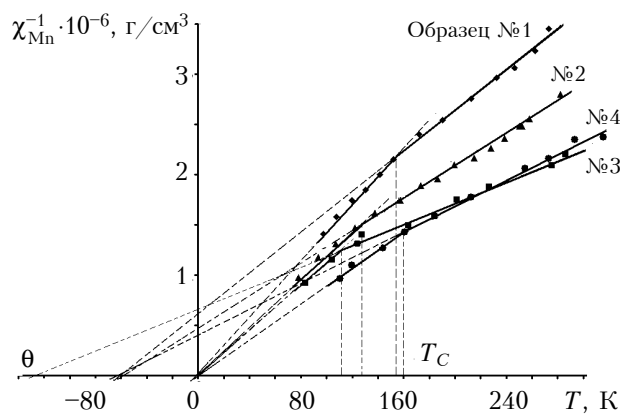


Рис. 2. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости атомов марганца для четырех исследуемых образцов кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}: \langle \text{Mn} \rangle$

Кюри–Вейсса с отрицательными парамагнитными температурами Кюри. Отрицательность значений  $\theta$  указывает на то, что в исследуемых кристаллах между атомами Mn при его концентрации около  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  возникает обменное взаимодействие антиферромагнитного характера.

В соответствии с [6], весьма вероятно, что в кристаллах  $(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  имеются кластеры типа Mn–Te–Mn–Te. По характеру обменного взаимодействия они подобны фазе MnTe, поскольку образуются в результате изовалентного замещения в кристаллах атомов ртути атомами Mn. Между атомами Mn через атомы халькогена осуществляется косвенное обменное взаимодействие «антиферромагнитного» характера. Изменение наклона линейных участков (изломы) графиков зависимости  $1/\chi_{\text{Mn}} = f(T)$  при  $T = T_C$  обусловлено переходом кластеров в парамагнитное состояние при повышении температуры. Чем больше размер кластеров, тем больше значение  $T_C$ .

Экстраполяция до пересечения с осью температуры прямолинейных участков зависимости  $1/\chi_{\text{Mn}} = f(T)$  для образца дает значение  $\theta$ , которое позволяет получить значение концентрации марганца в нем.

Увеличение эффективного магнитного момента атомов Mn  $\mu_{\text{эф}}$  при повышении температуры (установлено с помощью закона Кюри–Вейсса при изменении наклона линейных участков при  $T = T_C$  на зависимостях  $1/\chi_{\text{Mn}} = f(T)$ ) подтверждает то, что при  $T = T_C$  кластеры переходят из «антиферромагнитного» в парамагнитное состояние. Значения  $\mu_{\text{эф}}$  и  $\theta$  приведены в таблице, где каждая верхняя строка соответствует более низкотемпературному прямолинейному участку зависимости  $1/\chi_{\text{Mn}} = f(T)$  на рис. 2 (количество значений  $\mu_{\text{эф}}$  и  $\theta$  равно числу прямолинейных участков разного наклона).

**Кинетические свойства кристаллов  $(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$**

Закономерности изменения кинетических коэффициентов исследуемых образцов при изменении температуры позволяют предположить, что на явления переноса в этих кристаллах, как и в кристаллах других твердых растворов на основе теллурида ртути, в основном влияют вакансии в подрешетке Hg (акцепторы), междоузельные атомы Hg и вакансии в подрешетке Te (доноры) [7].

Характер температурной зависимости электропроводности исследуемых образцов такой же, как и у полупроводников, т. е. с ростом  $T$  растет и  $\sigma$  (рис. 3, а), что обусловлено увеличением концентрации носителей заряда при росте температуры.

Характер температурных зависимостей коэффициента Холла  $R_H$  (рис. 3, б) свидетельствует о том, что в исследуемом интервале температур в материале образцов присутствуют и принимают участие в явлениях переноса как дыр-

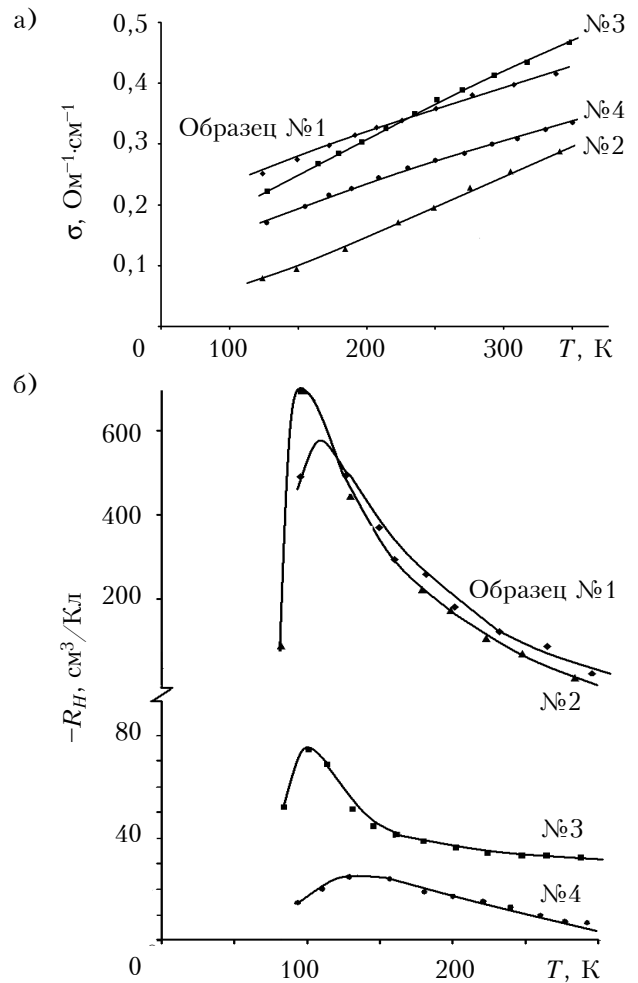


Рис. 3. Температурная зависимость удельной электропроводности (а) и коэффициента Холла (б) для четырех исследуемых образцов кристаллов  $(\text{3HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$

ки, так и электроны, т. е. проводимость имеет смешанный характер.

Стремление коэффициента Холла к инверсии знака при низких температурах ( $T < 77 \text{ K}$ ) свидетельствует о том, что в исследуемых образцах при низких температурах преобладает  $p$ -тип проводимости. При повышении температуры выше  $77 \text{ K}$  значения  $R_H$  сохраняют свой отрицательный знак, что объясняется увеличением концентрации электронов в образцах  $p$ -типа. Поскольку подвижность электронов гораздо больше, чем подвижность дырок, это позволяет при меньшей их концентрации получать отрицательные значения  $R_H$ .

В кристаллах  $(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  подвижность электронов уменьшается при увеличении температуры, что указывает на преобладание рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях кристаллической решетки.

Коэффициент термо-эдс  $\alpha$  всех образцов имеет отрицательные значения, которые возрастают по абсолютной величине при повышении тем-

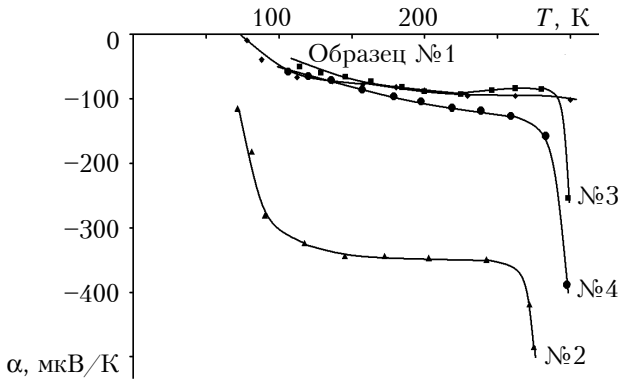


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента термо-эдс от температуры для четырех исследуемых образцов кристаллов  $(3\text{HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$

пературы (рис. 4). Это связано с ростом концентрации электронов при росте температуры и увеличением их вклада в величину коэффициента термо-эдс.

**Оптические свойства кристаллов  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$**

Исследовали два образца кристаллов  $(3\text{HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$ , имеющих разную концентрацию электронов. Для определения коэффициента поглощения  $\alpha_{\text{оп}}$  использовался метод, основанный на независимом измерении коэффициентов отражения  $R$  и пропускания  $t$ .

Спектральные зависимости  $\alpha_{\text{оп}} = f(h\nu)$  для исследуемых кристаллов, полученные при использовании формулы [8]

$$\alpha_{\text{оп}} = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{(1-R)^2}{2t} + \sqrt{\frac{(1-R)^4}{4t^2} + R^2} \right], \quad (3)$$

были пересчитаны в зависимости  $\alpha_{\text{оп}}^2 = f(h\nu)$  при температуре 300 К. Наличие на графиках этой зависимости прямолинейного участка (рис. 5) указывает на то, что в исследуемых

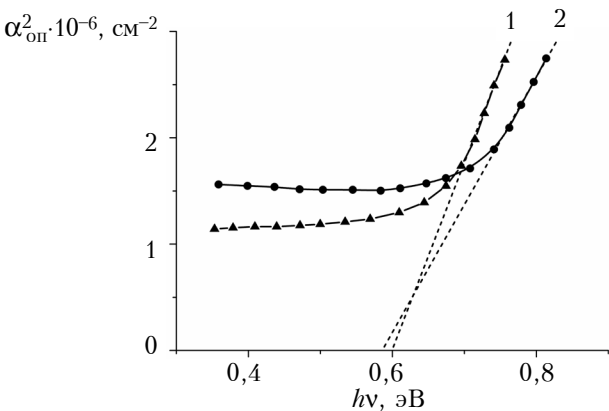


Рис. 5. Спектральная зависимость  $\alpha_{\text{оп}}^2 = f(h\nu)$  при  $T=300\text{ К}$  для образцов кристаллов  $(3\text{HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$  с различной концентрацией электронов: 1 —  $N_n \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_n \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

кристаллах при  $T=300\text{ К}$  имеют место прямые разрешенные межзонные оптические переходы.

Экстраполяцией линейных участков зависимости  $\alpha_{\text{оп}}^2 = f(h\nu)$  к  $\alpha_{\text{оп}}^2 = 0$  (рис. 5) определили величину оптической запрещенной зоны  $E_g^{\text{оп}}$  при  $T = 300\text{ К}$ :  $E_g^{\text{оп}} \approx 0,6\text{ эВ}$  для образца с  $N_n \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $E_g^{\text{оп}} \approx 0,58\text{ эВ}$  для образца  $N_n \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

**Зонные параметры кристаллов  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$**

Хорошим приближением для количественного описания полученных нами результатов является закон дисперсии, полученный Кейном для  $\text{InSb}$  [9–11]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} - \frac{E_g}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{k^2 P^2}{E_g^2}} \right\}, \quad (4)$$

который является частным случаем неквадратичного закона дисперсии

$$\frac{1}{m_{\xi}^*} = \frac{1}{\hbar^2 k} \frac{\partial E(k)}{\partial k}, \quad (5)$$

- где  $\hbar$  — постоянная Дирака;
- $k$  — волновой вектор;
- $m_0$  — масса свободного электрона;
- $P$  — матричный элемент межзонного взаимодействия;
- $m_{\xi}^*$  — эффективная масса электрона на уровне Ферми.

Проведенные исследования кинетических коэффициентов и расчеты позволяют определить зонные параметры образцов при  $T = 300\text{ К}$ .

Значения эффективной массы электронов на уровне Ферми для области температур 130–300 К рассчитывали с учетом вырождения электронного газа в исследуемых кристаллах, сферической симметрии поверхности постоянной энергии носителей заряда, непараболического закона дисперсии. При этом также использовали значения  $\sigma$ ,  $R_H$ , коэффициента термо-эдс в нулевом магнитном поле  $\alpha(0)$  и изменение коэффициента термо-эдс под действием магнитного поля (напряженностью  $H = 5\text{ кЭ}$ )  $\Delta\alpha = \alpha(H) - \alpha(0)$  [9] (полученные из усредненных экспериментальных зависимостей  $\sigma = f(T)$ ,  $R_H = f(T)$ ,  $\alpha(0) = f(T)$ ,  $\Delta\alpha = f(T)$ ). Расчет проводили по формуле [9–11]

$$m_{\xi}^* = \frac{\alpha(0)(3\pi^2 n)^{2/3} e\hbar^2}{T(1 + \gamma_r) k_B^2 \pi^2}. \quad (6)$$

Полученные отсюда значения  $m_{\xi}^*$  хорошо согласуются с рассчитанными по формуле [9–11]

$$m_{\xi}^* = \frac{e\hbar^2}{k_B^2 T} \left( \frac{3}{\pi} \frac{1}{eR_{\infty}} \right)^{2/3} \alpha_{\infty}, \quad (7)$$

которая справедлива и в случае неупругого рассеяния электронов [12]. (Здесь  $R_{\infty}$ ,  $\alpha_{\infty}$  — коэффициенты  $R$  и  $\alpha$ , измеренные в сильном магнитном поле).

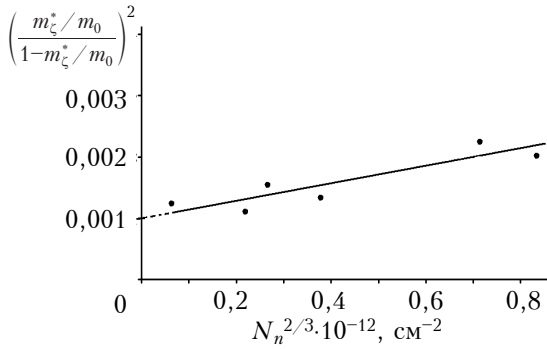


Рис. 6. Концентрационная зависимость эффективной массы электронов на уровне Ферми кристаллов  $(\text{3HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$  при  $T = 300 \text{ K}$

Зависимость эффективной массы электронов на уровне Ферми от их концентрации была получена путем ее определения в образцах  $(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  одинакового состава  $x$  с одинаковым содержанием марганца, но с разной концентрацией электронов  $N_n$ . Полученная таким образом зависимость (для  $T = 300 \text{ K}$ ) имеет линейный характер (рис. 6), что соответствует Кейновскому закону дисперсии.

Экстраполяцией этой зависимости к  $N_n = 0$  получаем эффективную массу электрона на дне зоны проводимости, которая при использовании формулы [10]

$$\left(\frac{m_\xi^*/m_0}{1 - m_\xi^*/m_0}\right)^2 = 32,5 \cdot 10^{-32} \frac{E_g^2}{P^4} + 8,27 \cdot 10^{-30} \frac{N_n^{2/3}}{P^2} \quad (8)$$

позволяет определить  $|E_g|$  (при  $N_n = 0, m_\xi^* = m_0^*$ ). Значение  $P^2$  находим по тангенсу угла наклона графика этой зависимости.

На основе кинетических исследований с помощью вышеприведенной методики получены следующие значения зонных параметров: ширина запрещенной зоны (энергетическое расстояние между уровнями  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ )  $E_g \approx 0,4 \text{ эВ}$ , матричный элемент межзонного взаимодействия  $P = 8,4 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}\cdot\text{см}$ , эффективная масса электрона на дне зоны проводимости  $m_0^*/m_0 = 0,03$ .

Таким образом, зонные параметры образца с  $N_{\text{Mn}} = 1,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  следующие:  $E_g \approx 0,4 \text{ эВ}$ ;  $E_g^{\text{оп}} \approx 0,6 \text{ эВ}$  и энергия уровня Ферми  $E_F = \zeta \approx 0,13 \text{ эВ}$ , оценка которого проведена по формуле [9 – 11]

$$E_F = \zeta = \frac{E_g}{2} \left( \frac{m_\xi^*}{m_0^*} - 1 \right). \quad (9)$$

Зонные параметры образца с  $N_{\text{Mn}} = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_n = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  такие:  $E_g \approx 0,4 \text{ эВ}$ ;  $E_g^{\text{оп}} \approx 0,58 \text{ эВ}$  и энергия уровня Ферми  $E_F = \zeta \approx 0,21 \text{ эВ}$ . Схема его зонной структуры, построенная на их основе, изображена на рис. 7 для  $T = 300 \text{ K}$ . Здесь

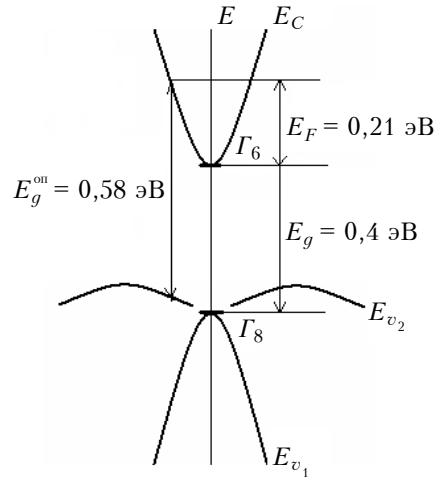


Рис. 7. Схема зонной структуры и энергетические параметры кристалла  $(\text{3HgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$  ( $N_{\text{Mn}} = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_n = 6,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) при  $T = 300 \text{ K}$  ( $E_C$  – зона проводимости;  $E_{v1}$  – зона легких дырок;  $E_{v2}$  – зона тяжелых дырок)

видно, что зонные параметры хорошо согласуются между собой. Следует отметить, что поскольку для этого образца вырождение электронного газа сильнее, то и его зонные параметры были определены более точно.

### Гетероструктуры $n\text{-TiO}_2/(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$ и $n\text{-TiN}/(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$

Для формирования гетеропереходов пленки  $\text{TiO}_2$  и  $\text{TiN}$  наносили на свежеосажденные подложки монокристаллов  $(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  (типоразмер  $7 \times 7 \times 1,5 \text{ мм}$ ) в универсальной вакуумной установке Laybold-Heraeus L560 с помощью реактивного магнетронного распыления мишени из чистого титана в атмосфере смеси аргона и кислорода для пленок  $\text{TiO}_2$  и в атмосфере смеси аргона и азота для пленок  $\text{TiN}$  при постоянном напряжении.

Омические контакты к гетероструктурам формировали методом термического осаждения индия при температуре подложки  $150^\circ\text{C}$ .

Измерение вольт-амперных характеристик гетеропереходов  $n\text{-TiO}_2/(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  и  $n\text{-TiN}/(\text{3HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  при комнатной температуре показало, что исследуемые гетеропереходы не обладают выпрямительными свойствами. Это может быть обусловлено высокой концентрацией электронов в базовой области гетероперехода. Известно, что область пространственного заряда и ее толщина обратно пропорциональны концентрации носителей заряда. Поскольку их концентрация высока, область пространственного заряда узкая и, соответственно, электроны могут свободно туннелировать через нее.

## Выводы

Проведенные исследования магнитных, кинетических и оптических свойств образцов кристаллов  $(\text{ZnHgTe})_{0,5}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_{0,5}:\langle\text{Mn}\rangle$  показали следующее.

1. Особенности магнитных свойств кристаллов обусловлены наличием в них кластеров типа  $\text{Mn}-\text{Te}-\text{Mn}-\text{Te}$ , в которых между атомами Mn через атомы теллура осуществляется косвенное обменное взаимодействие антиферромагнитного характера.

2. Температурная зависимость электропроводности образцов имеет полупроводниковый характер, а температурная зависимость коэффициента Холла указывает на смешанный тип проводимости кристаллов. Термо-эдс в кристаллах ( $\alpha < 0$ ) увеличивается по абсолютной величине с ростом температуры.

3. Оптические исследования показали наличие в образцах прямых межзонных оптических переходов, а величина оптической запрещенной зоны при 300 К составляет примерно 0,6 эВ.

4. Изготовленные авторами гетеропереходы  $n\text{-TiO}_2/(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  и  $n\text{-TiN}/(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  не обладают выпрямительными свойствами.

Таким образом, можно сделать вывод, что кристаллы твердых растворов  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , легированных марганцем, относятся к полумагнитным полупроводникам и могут быть использованы для создания приборов спинтроники.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Furdyna J.K., Diluted Magnetic Semiconductors // J. Appl. Phys. — N 64 (4). — 1988. — P. 29–64.
2. Мар'янчук П.Д., Козьярський Д.П., Майструк Е.В., Димко Л.М., Козьярський І.П. Фізичні явища в кристалах

$(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ ,  $(\text{ZnHgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ ,  $(\text{ZnHgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ , легований марганцем // Нові технології. — Т. 19, № 1. — 2008. — С. 45–51

3. Мар'янчук П.Д., Майструк Э.В. Гигантское магнитосопротивление в кристаллах  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  // Изв. Вузов. Физика. — 2007. — Т. 50, № 10. — С. 29–34.

4. Твердые растворы в полупроводниковых системах: Справочник. — Москва: Наука, 1978.

5. Koziarski I.P., Marianchuk P.D. and Maistruk E.V. Optical properties of  $(\text{ZnHgSe})_{0,5}(\text{In}_2\text{Se}_3)_{0,5}$  crystals doped with Mn or Fe // Ukr. J. Phys. Opt. — 2011. — Vol. 12, N 3. — P. 137–142.

6. Мар'янчук П.Д., Майструк Э.В. Влияние термообработки в парах серы и ртути на магнитную восприимчивость кристаллов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  // Неорганические материалы. — 2008. — Т. 44, № 5. — С. 549–554. DOI: 10.1134/S0020168508050087

7. Ковалюк Т.Т., Майструк Э. В., Мар'янчук П. Д. Магнитные, кинетические и оптические свойства кристаллов  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Dy}_y\text{Te}$  // Неорганические материалы. — 2013. — Т. 49, № 5. — С. 468–472. DOI: 10.1134/S0020168513050051

8. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. — Москва: Наука, 1977.

9. Мар'янчук П.Д., Гавалешко Н.П. Влияние температуры на зонную структуру  $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  // Изв. вузов. Физика. — 1991. — Т. 34, № 4. — С. 40–44. DOI: 10.1007/BF00898093

10. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. — Москва: Наука, 1972.

11. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. — Москва: Наука, 1985.

12. Dietl T. Jędrzejczak A. Temperature dependence of the band structure parameters in HgSe from thermomagnetic measurements // Phys. Stat. Sol. (b). — 1975. — Vol. 71. — K39-K44.

Дата поступления рукописи  
в редакцию 20.03 2014 г.

П. Д. МАР'ЯНЧУК, Л. М. ДИМКО, Т. Р. РОМАНИШИН,  
Т. Т. КОВАЛЮК, В. В. БРУС, М. М. СОЛОВАН, А. І. МОСТОВИЙ

Україна, Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича  
E-mail: p.maryanchuk@chnu.edu.ua

### ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ І ЗОННА СТРУКТУРА КРИСТАЛІВ $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , ЛЕГОВАНИХ МАРГАНЦЕМ

В результаті досліджень магнітних, кінетичних і оптичних властивостей кристалів  $(\text{ZnHgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  ( $x=0,5$ ) встановлено, що в них мають місце прямі міжзонні оптичні переходи. Температурна залежність електропровідності зразків має напівпровідниковий характер, а температурна залежність коефіцієнта Холла свідчить про змішаний тип провідності. Особливості магнітних властивостей обумовлені наявністю в кристалах кластерів типу  $\text{Mn}-\text{Te}-\text{Mn}-\text{Te}$ , в яких між атомами Mn через атоми халькогена здійснюється опосередкована обмінна взаємодія антиферромагнітного характеру. Визначено зонні параметри і побудовано схему зонної структури для кристалів з концентрацією атомів марганцю приблизно  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Ключові слова: кристал, магнітна сприйнятливність, кластер, електропровідність.

DOI: 10.15222/TKEA2014.2-3.54  
UDC 621.315.592

P. D. MARYANCHUK, L. N. DYMKO,  
T. R. ROMANISHYN, T. T. KOVALYUK,  
V. V. BRUS, M. N. SOLOVAN, A. I. MOSTOVOY

Ukraine, Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University  
E-mail: p.maryanchuk@chnu.edu.ua

## PHYSICAL PROPERTIES AND BAND STRUCTURE OF CRYSTALS $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , DOPED WITH MANGANESE

*This paper presents the results of the analysis of magnetic, optical, kinetic properties and band parameters of  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$  crystals doped by manganese. The behavior of the magnetic susceptibility of the  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  crystals can be explained by the presence of Mn–Te–Mn–Te clusters or, more precisely, by their transition from a magnetically ordered to a paramagnetic state at Curie temperature  $T_C$ . The temperature dependences of electrical conductivity are typical for semiconductor materials. This is due to the increase in carrier concentration with the increase of temperature. The temperature dependence of the Hall coefficient indicates that electrons and holes participate in the transport phenomena in the studied samples (the conductivity is mixed). In  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  crystals, the electron mobility decreases with increasing temperature, indicating the predominance of the scattering of the charge carriers on thermal vibrations of the crystal lattice. Thermoelectric power for the samples under investigation possesses negative values and increases in absolute value with the rise of temperature. The optical band gap of the samples was defined from the optical studies. We have measured current-voltage characteristics of  $n\text{-TiO}_2/(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  and  $n\text{-TiN}/(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x:\langle\text{Mn}\rangle$  heterojunctions at room temperature.*

*The band gap, the matrix element of the interband interaction and the electron effective mass at the bottom of the conduction band were determined from the concentration dependence of the electrons effective mass at the Fermi level.*

*Keywords: crystal, magnetic susceptibility, cluster, electric conductivity.*

### REFERENCES

1. Furdyna J.K. Diluted magnetic semiconductors. *J. Appl. Phys.*, no 64(4), 1988, pp. 29-64.
2. Maryanchuk P.D., Koziarskyi D.P., Maistruk E.V., Dymko L.M., Koziarskyi I.P. [Physical phenomena in crystals  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ ,  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ , doped by manganese]. *Novi tekhnologiyi*, vol. 19, no 1, 2008, pp. 45-51. (in Ukrainian)
3. Maryanchuk P.D., Maistruk E. V. Giant magneto-resistance in  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  crystals. *Russian Physics Journal*, 2007, vol. 50, no 10, pp. 985-992. DOI: 10.1007/s11182-007-0143-z
4. *Tverdye rastvory v poluprovodnikovyykh sistemakh: Spravochnik* [Solid solutions in semiconductor systems. Handbook]. Moscow, Nauka, 1978, 188 p. (in Russian)
5. Koziarskyi I.P., Maryanchuk P.D., Maistruk E.V. Optical properties of  $(3\text{HgSe})_{0.5}(\text{In}_2\text{Se}_3)_{0.5}$  crystals doped with Mn or Fe. *Ukr. J. Phys. Opt.*, 2011, no 3, vol. 12, pp. 137-142.
6. Maryanchuk P.D., Maistruk E.V. Effect of heat treatment in sulfur and mercury vapors on the magnetic susceptibility of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ . *Inorganic Materials*, 2008, no 44(5), pp. 475-480. DOI: 10.1134/S0020168508050087
7. Kovalyuk T.T., Maistruk E.V., Maryanchuk P.D. Magnetic, optical, and kinetic properties of  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Dy}_y\text{Te}$  crystals. *Inorganic Materials*, 2013, vol. 49, no 5, pp.445-449. DOI: 10.1134/S0020168513050051
8. Uhanov Yu.I. [Optical properties of semiconductors], Moscow, Nauka, 1977, 368 p. (in Russian)
9. Maryanchuk P. D., Gavaleshko N.P. Effect of temperature on the band structure of  $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ . *Soviet Physics Journal*, 1991, vol. 34, no 4, pp. 312-315. DOI: 10.1007/BF00898093].
10. Tsydykovskiy I.M. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikakh* [Electrons and holes in semiconductors]. Moscow, Nauka, 1972, pp. 472. (in Russian)
11. Askerov B.M. *Elektronnyye yavleniya perenosa v poluprovodnikakh* [Electron transport phenomena in semiconductors]. Moscow, Nauka, 1985, pp. 320. (in Russian)
12. Dietl T., Jędrzejczak A. Temperature dependence of the band structure parameters in HgSe from thermomagnetic measurements. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, vol. 71, K39-K44.