УДК 621.315.592

DOI: 10.21779/2542-0321-2018-33-3-23-34

Р.К. Арсланов, М.И. Даунов, У.З. Залибеков

Об уровне энергии глубокого донора в полупроводниках с вакансиями в анионной решетке

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН; Россия, 367003, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94; arslanovr@gmail.com

По результатам количественного анализа барических и температурных зависимостей кинетических коэффициентов исследован примесный электронный спектр нелегированных объемных кристаллов арсенидов n -типа InAs, GaAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂ и CdTe, ZnO. Выяснено, что в вышеперечисленных полупроводниках собственному дефекту вакансии в анионной подрешетке соответствует глубокий донорный центр. Определены положения уровней энергии относительно края зоны проводимости и коэффициенты давления энергетических зазоров между ними и соответствующим дном зоны проводимости. Наблюдается смещение уровней энергии глубоких донорных центров в глубь зоны проводимости с уменьшением ширины запрещенной зоны в вышеперечисленных полупроводниках. Зависимости коэффициента Холла и удельного электросопротивления от давления в n -InAs и n -CdSnAs₂ подобны, что обусловлено наличием глубокого донорного центра, уровень энергии которого находится на сплошном спектре зоны проводимости в обоих соединениях, а различие в величинах давления, при котором эти зависимости резко усиливаются, обусловлено тем, что исходные концентрации электронов в исследованных образцах различаются на два порядка. В объемных кристаллах n -GaAs с концентрацией избыточных доноров наличие глубокого донорного уровня было обнаружено из температурных зависимостей удельного электросопротивления и коэффициента Холла при атмосферном давлении. Количественный анализ столь сильной зависимости удельного электросопротивления от давления в нелегированном n -CdGeAs₂, аналогичный проделанному количественному анализу в n -CdSnAs₂, согласуется с наличием уровня энергии глубокого донорного центра вакансии мышьяка вблизи края зоны проводимости.

Ключевые слова: *электронный спектр, уровень энергии, коэффициент давления.*

Введение

Известно [1, 2], что в специально нелегированных полупроводниках бинарных III–V и тройных II–IV–V₂ арсенидах InAs, GaAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂ электронный тип проводимости обусловлен нестехиометрией состава – вакансиями в анионной подрешетке, поскольку мышьяк является легколетучим компонентом. Этот вывод был подтвержден исследованиями природы дефектов в кристаллах арсенидов, облученных электронами, которым соответствовали уровни энергии глубоких донорных центров [3].

В отличие от мелких примесных центров, которые «следят» при всестороннем давлении за собственной зоной, с которой они генетически связаны, энергия глубоких примесных центров относительно абсолютного вакуума, как показал анализ экспериментальных данных [4], практически на уровне погрешности эксперимента, остается постоянной при изотропном сжатии кристаллической решетки. Это обусловлено тем,

что их волновые функции следует строить по всей зоне Бриллюэна и характер воздействия всестороннего давления на их энергию определяется эволюцией всей структуры энергетического спектра, а не только ближайшими одной или двумя зонами [8].

Уместно отметить, что только лишь по результатам феноменологического описания примесного центра, по данным об энергии ионизации, сечении захвата и т. п. при атмосферном давлении идентифицировать примесный центр, мелким или глубоким он является, затруднительно [5]. В этой связи исследование эволюции энергетического спектра носителей заряда в полупроводниках под воздействием всестороннего давления, особенно в хорошо изученных объектах, актуально.

В данной работе с целью изучения примесного энергетического спектра в вышеперечисленных арсенидах представлены результаты количественного анализа экспериментальных данных об электронном транспорте при гидростатическом давлении.

Результаты и обсуждения

Количественный анализ экспериментальных результатов проведен при комнатной температуре по следующим причинам. Уширением глубоких уровней при комнатной температуре можно пренебречь. Кроме того, как отмечено в [6], при понижении температуры и убывании концентрации свободных носителей заряда влияние хаотического потенциала усиливается, что может привести к ошибочным вычисленным величинам коэффициентов давления. При расчетах использованы известные сведения о законе дисперсии, величинах эффективной массы электронов на дне зоны проводимости m_n , ширины запрещенной зоны ε_g , барического коэффициента $d\varepsilon_g/dP$. Расчеты были проведены при учете концепции независимости энергии глубоких примесных центров от всестороннего давления относительно абсолютного вакуума [5] с использованием соотношений [7]:

$$n_{dj} = \frac{N_d}{1 + \beta \exp(\varepsilon_{dj} - \eta_j)}, \quad (1)$$

$$\ln \left(\frac{N_{dj}}{n_{dj}} - 1 \right) + \eta_j = \varepsilon_{d0}^* + \left(\frac{d\varepsilon_g}{dP} \right) \cdot P_j + \ln \beta, \quad (1a)$$

$$N = n_j + n_{dj} = N_d + N_{sh} - N_a, \quad (2)$$

$$\frac{n_1 - n_3}{n_1 - n_2} = \frac{n_{d3} - n_{d1}}{n_{d2} - n_{d1}}, \quad (2a)$$

$$\beta \exp \varepsilon_d = \frac{1 - A}{A \exp \left[(P_1 - P_3) \left(\frac{d\varepsilon_g}{dP} \right)^* - \eta_3 \right] - \exp \left[(P_1 - P_2) \left(\frac{d\varepsilon_g}{dP} \right)^* - \eta_2 \right]}, \quad (3)$$

$$A = \frac{n_1 - n_3}{n_1 - n_2} \cdot \frac{\exp \left[(P_1 - P_2) \left(\frac{d\varepsilon_g}{dP} \right)^* + \eta_1 - \eta_2 \right] - 1}{\exp \left[(P_1 - P_3) \left(\frac{d\varepsilon_g}{dP} \right)^* + \eta_1 - \eta_3 \right] - 1}.$$

Индексы 0, 1, 2, 3 соотносят параметры к атмосферному давлению и к давлениям $P_1 < P_2 < P_3$. ε_{dj}^* , η_j , $(d\varepsilon_g/dP)^*$ – приведенные энергия между дном зоны проводимости и уровнем энергии глубокого донорного центра, энергии Ферми и барического коэффициента ширины запрещенной зоны. n_1 , n_2 , n_3 и n_{d1} , n_{d2} , n_{d3} – концентрации электронов в зоне проводимости и на глубоких донорных центрах. N_d , N_{sh} – концентрации глубоких и мелких донорных центров, N_a – концентрация компенсирующих акцепторов, β – параметр спинового вырождения.

В отличие от широкозонных полупроводников, в которых можно ограничиться

двухзонным приближением, так как величина спин-орбитального расщепления валентной зоны $\Delta \gg \varepsilon_g$ в n -InAs, n -CdSnAs₂ и n -CdGeAs₂, следует исходить из трехзонной модели Кейна [8], так как Δ и ε_g близки по величине.

$$m_n = \frac{\varepsilon_g \cdot (E_g + \Delta)}{\varepsilon_g + 2/3 \cdot \Delta} \cdot \frac{\hbar^2}{2P_M^2} = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_{geff}}{4P_M^2}, \quad (4)$$

P_M – матричный элемент, учитывающий взаимодействие зон проводимости и валентной, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

Эффективная ширина запрещенной зоны и масса электронов в вышеперечисленных полупроводниках равны (P – в ГПа): CdSnAs₂ – $\varepsilon_{geff}^* = (0.2 + 0.09 \cdot P)$ эВ; $m_n/m_0 = 0.016 + 7.4 \cdot 10^{-3} \cdot P$; InAs – $\varepsilon_{geff}^* = (0.322 + 0.077 \cdot P)$ эВ, $m_n/m_0 = 0.022 + 5.24 \cdot 10^{-3} \cdot P$; CdGeAs₂ – $\varepsilon_{geff}^* = (0.405 + 0.065 \cdot P)$ эВ; $m_n/m_0 = 0.02 + 3.24 \cdot 10^{-3} \cdot P$.

Арсениды индия n -InAs и галлия n -GaAs

Характерные зависимости от давления коэффициента Холла $R_H(P)$, удельного сопротивления $\rho(P)$ и $\mu_H = |R_H|/\rho$ при 300 К для монокристаллических образцов n -InAs с концентрацией избыточных доноров $\sim 10^{16}$ см⁻³ представлены на рис. 1. При давлениях до (2÷3) ГПа R_H практически не зависит от давления и далее $|R_H|$ и ρ возрастают с увеличением давления по экспоненциальному закону до $P \approx 6.5$ ГПа (начало полиморфного перехода). Подобный характер зависимости $R_H(P)$ в диапазоне давлений (2.5÷6) ГПа обусловлен, очевидно, наличием глубокого резонансного донорного примесного центра – вакансии мышьяка [3]. Отметим, что в InAs экстремумы L -долины и X -долины зоны проводимости расположены на энергетической шкале выше экстремума Γ -долины зоны проводимости на расстоянии соответственно ~ 1 эВ и ~ 1.5 эВ [9].

Результаты количественного анализа экспериментальных данных о зависимости $R_H(P)$ (рис. 1) для образца с $n_0 = 1.84 \cdot 10^{16}$ см⁻³ представлены на рис. 2. Согласно соотношениям (1)–(4)

$$\ln \left(\frac{N_{dr}}{n_{dr}} - 1 \right) + \eta = 13.43 - 4.26 \cdot P = \varepsilon_{dr0}^* + (d\varepsilon_g/dP)^* \cdot P. \quad (5)$$

Таким образом, получено: $N_{dr} = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_{sh} - N_a = -0.06 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $\ln \beta + \varepsilon_{dr0}^* = 13.57$. Для величины $\beta = 1$

$$\varepsilon_{dr} = (0.35 - 0.11 \cdot P) \text{ эВ} \quad (6)$$

(давление P – в единицах ГПа). При давлениях $P > 4.5$ ГПа свободные электроны практически полностью локализованы на донорных центрах и энергия Ферми близка к величине ε_d . Положение уровня Ферми при $P > 5$ ГПа стабилизировано относительно резонансного донорного уровня (рис. 2), причем $\varepsilon_F > \varepsilon_{dr}$: $\varepsilon_F - \varepsilon_{dr} \approx 0.09$ эВ.

В объемных кристаллах n -GaAs с концентрацией избыточных доноров $N_d = (1.8 \cdot 10^{16} \div 5.5 \cdot 10^{17})$ см⁻³ наличие глубокого донорного уровня $\varepsilon_d = (-0.15 + 1.1 \cdot 10^{-7} \cdot N_d^{1/3})$ эВ было обнаружено из температурных зависимостей $\rho(T)$ и $R_H(T)$ при атмосферном давлении [10].

Диарсениды кадмия олова n -CdSnAs₂ и кадмия германия n -CdGeAs₂

Диарсениды кадмия-олова и кадмия-германия, близкие по свойствам соединения, относятся к наиболее изученным полупроводникам II–IV–V₂ [11, 12]. Их зонные структуры подобны. Обращают внимание, однако, малые значения подвижности электронов в n -CdGeAs₂ по сравнению с n -CdSnAs₂ и противоречивость экспериментальных дан-

ных о барической зависимости удельного сопротивления в n -CdGeAs₂. На основе анализа экспериментальных данных по оптическому поглощению, эффекту Фарадея, фотопроводимости и явлениям переноса был сделан вывод о существовании дополнительных подзон в зоне проводимости диарсенида кадмия олова и кадмия германия [13, 14]. Теоретические расчеты не подтвердили наличия дополнительных минимумов в зоне проводимости этих соединений вблизи главного минимума, а наблюдающиеся особенности в экспериментальных данных обусловлены, по-видимому, примесным энергетическим спектром.

Зависимости $R_H(P)$ и $\rho(P)$ в n -InAs (рис. 1) и n -CdSnAs₂ (рис. 3) подобны, что обусловлено наличием глубокого донорного центра, уровень энергии которого находится на сплошном спектре зоны проводимости в обоих соединениях, а различие в величинах давления, при котором эти зависимости резко усиливаются, обусловлено тем, что исходные концентрации электронов в исследованных образцах отличаются на два порядка. В образцах n -InAs – $n = 1,84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, n -CdSnAs₂ – $n = 1,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и энергии Ферми ε_F соответственно равняются $-0,04 \text{ эВ}$ и $0,19 \text{ эВ}$ при атмосферном давлении. Обращает также внимание более сильное возрастание удельного сопротивления в n -InAs, чем в n -CdSnAs₂ (рис. 1, 3).

В исследованных кристаллах n -CdSnAs₂ до $P = 1 \text{ ГПа}$ концентрация электронов практически от давления не зависит (рост в пределах $(1 \div 2) \%$ на $P = 1 \text{ ГПа}$ обусловлен объемно-концентрационным эффектом [14]), а рост $\rho(P)$ связан с убыванием подвижности электронов.

Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления, коэффициента Холла и холловской подвижности электронов от давления в монокристаллическом образце n -InAs при $T = 300 \text{ К}$ с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n = 1,84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

С учетом экспериментальной зависимости кинетических коэффициентов в интервале $1 \text{ ГПа} \leq P \leq 3.4 \text{ ГПа}$ (рис. 3) и исходной концентрации электронов $n = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, зависимости $\chi(P)$, рассчитанных зависимостей $m_n(P)$ и $m_n(\eta)(P)$ с использованием известных величин зонных параметров и введением эффективной величины ширины запрещенной зоны (6) в двухзонном приближении модели Кейна [1] была определена зависимость $n(P)$ и $\eta(P)$.

По зависимости $n(P)$, $\eta(P)$, согласно (1) – (3),

$$\ln\left(\frac{N_{dr}}{n_{dr}} - 1\right) + \eta = 11.8 - 4.14 \cdot P = \varepsilon_{dr0}^* + (d\varepsilon_g/dP)^* \cdot P. \quad (7)$$

Таким образом, получено: $N_{dr} = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{sh} - N_a = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для величины $\beta = 1$

$$\varepsilon_{dr} = (0.3 - 0.11 \cdot P) \text{ эВ } (P - \text{ГПа}). \quad (8)$$

Рис. 2. Зависимости энергии дна зоны проводимости ε_c , уровня энергии глубокого резонансно-донорного центра ε_{dr} , энергии Ферми ε_F относительно ε_{c0} ($P = 0$), концентрации электронов зоны проводимости n и электронов на глубоких донорных центрах n_{dr} , $\ln[(N_{dr}/n_{dr}-1)] + \eta$ от давления в образце n -InAs при $T = 300 \text{ К}$ с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n = 1,84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N = n + n_{dr}$, N_{dr} – концентрация глубоких донорных центров

Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления, коэффициента Холла и холловской подвижности электронов от давления в монокристаллическом образце $n\text{-CdSnAs}_2$ при $T = 300$ К с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

На рис. 4 представлены результаты количественного анализа. В отличие от исследованного образца $n\text{-InAs}$ с $N = 1.84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_{sh} - N_a = -0.06 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, 2), в образце $n\text{-CdSnAs}_2$ с $N = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ – $N_{sh} - N_a = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При $P \rightarrow \infty$ в $n\text{-CdSnAs}_2$ $n \rightarrow N_{sh} - N_a$, $n_{dr} \rightarrow N_{dr}$, а в $n\text{-InAs}$ $n \rightarrow 0$, $n_{dr} \rightarrow N$. Описанная ситуация объясняет, почему до начала фазового перехода в $n\text{-InAs}$ ρ возрастает более чем на четыре порядка, а в $n\text{-CdSnAs}_2$ – лишь в ~ 5 раз (рис. 1, 3).

Рис. 4. Зависимости энергии дна зоны проводимости ε_C , энергии Ферми ε_F , энергии резонансно-донорного центра ε_{dr} относительно энергии дна зоны проводимости при атмосферном давлении ε_{C0} ($P = 0$) и концентраций электронов зоны проводимости n и электронов на глубоких донорных центрах n_{dr} от гидростатического сжатия в монокристаллическом образце n -CdSnAs₂ при $T = 300$ К. N_{dr} , N_{sh} , N_a – концентрации соответственно глубоких и мелких донорных, компенсирующих акцепторных примесных центров ($N = n_C + n_{dr} = N_{dr} + N_{sh} - N_a$)

Экспериментальные данные о зависимости $\rho(P)$ в n -CdGeAs₂ при 300 К до $P = 1$ ГПа противоречивы (рис. 5) [14]. В легированных теллуром и индием кристаллах с концентрацией электронов ($10^{17} \div 10^{18}$) см⁻³ $\rho(P)/\rho(0) = 1,22 \div 1,24$ ($P = 1$ ГПа) [26]. Рост ρ при $0 \leq P \leq 1$ ГПа, так же, как в n -CdSnAs₂, обусловлен убыванием подвижности электронов и согласуется с барическими зависимостями ширины запрещенной зоны $\partial \varepsilon_g / \partial P = 0,093$ эВ·ГПа⁻¹ и статической диэлектрической проницаемости. Таким образом, зависимости $\rho(P)$ при $0 \leq P \leq 1$ ГПа в n -CdSnAs₂ и в легированном теллуром и индием n -CdGeAs₂ близки (рис. 3, 5). Уместно отметить, что на зависимость $\rho(P) \sim \mu(P)$ суще-

ственное влияние оказывает убывание χ с ростом давления, без учета которого интерпретация экспериментальных данных не является корректной.

В нелегированном n -CdGeAs₂ $\rho(P)/\rho_0 = 7$ ($P = 0,8$ ГПа) (рис. 5). Количественный анализ столь сильной зависимости $\rho(P)$ в нелегированном n -CdGeAs₂, аналогичный проделанному количественному анализу в n -CdSnAs₂, согласуется с наличием уровня энергии глубокого донорного центра вакансии мышьяка вблизи края зоны проводимости: $\varepsilon_d = (-0,05 - 0,093 \cdot P)$ эВ (P – ГПа). Результат этот согласуется с [3], где был исследован подвергнутый радиационному облучению CdGeAs₂ и было отмечено наличие донорного центра с $\varepsilon_d = -0,05$ эВ. Для концентрации электронов при атмосферном давлении $n = 10^{17}$ см⁻³

$$N_d = 1,65 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, N_{sh} - N_a = -3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \rho/\rho_0 = 1 + 7,5 \cdot P \text{ (ГПа)}. \quad (9)$$

На рис. 6 представлены результаты количественного анализа.

Об уровне энергии глубокого донора в n -CdTe и n -ZnO

По результатам количественного анализа экспериментальных данных о барических и температурных зависимостях электросопротивление в объемных кристаллах n -CdTe [15] и n -ZnO [16] обнаружены глубокие донорные центры, уровни энергии которых расположены под дном зоны проводимости. Соответственно в n -CdTe $\varepsilon_d = 0,112$ эВ, в n -ZnO $\varepsilon_d = 0,37$ эВ. В n -CdTe использована четырехуровневая модель, в n -ZnO – трехуровневая модель.

Рис. 5. Зависимости удельного сопротивления от давления в нелегированном (1) (ось I) [27] и легированном теллуром (2) и индием (3) (ось II) [26] n -CdGeAs₂ при 300 К

Рис. 6. Зависимости энергии дна зоны проводимости ε_c , энергии Ферми ε_F , уровня энергии глубокого резонансного донорного центра ε_d относительно ε_{c0} ($P = 0$) и концентраций электронов зоны проводимости n , электронов на глубоких донорных центрах n_d от давления в образце n -CdGeAs₂ с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$. N_d , N_{sh} , N_a – концентрации соответственно глубоких и мелких донорных, компенсирующих акцепторных примесных центров ($N = n_c + n_{dr} = N_{dr} + N_{sh} - N_a$)

Рис. 7. Зависимость энергии глубокого донорного центра относительно края зоны проводимости от ширины запрещенной зоны в полупроводниках с вакансиями в анионной подрешетке

Выводы

На рис. 7 приведен график зависимости энергии глубокого донорного центра вакансии мышьяка относительно дна зоны проводимости от ширины запрещенной зоны $\epsilon_d = f(\epsilon_g)$ арсенидов InAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂, GaAs. В объемных кристаллах *n*-GaAs с концентрацией избыточных доноров $N_d = (1,8 \cdot 10^{16} \div 5,5 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-3}$ наличие глубокого донорного уровня $\epsilon_d = (-0,15 + 1,1 \cdot 10^{-7} \cdot N_d^{1/3}) \text{ эВ}$ было обнаружено из температурных зависимостей $\rho(T)$ и $R_H(T)$ при атмосферном давлении. Кроме того, на рис. 7 приведены данные о ϵ_d для CdTe [15] и ZnO [16]. Таким образом, наблюдается смещение уровня энергии глубокого донорного примесного центра в глубь зоны проводимости с уменьшением ширины запрещенной зоны. Наличие глубокого донорного примесного центра обусловлено вакансиями в анионной подрешетке в перечисленных выше полупроводниках.

Литература

1. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. – М.: Мир, 1967.
2. Прочухан В.Д. Полупроводниковые материалы типа $A_2B_4C_5$ // Материалы VI Зимней школы по физике полупроводников. – Л.: ЛИЯФ, 1974. – С. 280–334.
3. Брудный В.Н. Радиационные дефекты в полупроводниках II-IV-V2 // Известия высших учебных заведений. – 1986. – Т. 39, № 8. – С. 84.
4. Даунов М.И., Камиллов И.К., Габиев С.Ф. Электронный спектр и электрофизические свойства германия с двухзарядной примесью золота по обе стороны разнородного перехода $L_1 \Delta_1$ при всестороннем давлении до 7 ГПа // ФТП. – 2013. – Т. 35, № 1. – С. 58.
5. In-Hwan Chor, Peter Y.Yu. Pressure Dependence of Band Gaps and Deep Centers in Chalcopyrite Semiconductors // Phys. Stat. Sol. B. – 1999. – V. 211. – P. 143.
6. Даунов М.И., Камиллов И.К., Габиев С.Ф. Применение всестороннего давления для оценки степени влияния флуктуационного потенциала на энергетический спектр носителей заряда в кристаллических полупроводниках // Доклады Академии наук. – 2008. – Т. 419, № 1. – С. 35.
7. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – Л.: Наука, 1970. – С. 303.
8. Das Sarma S., Madhukar A. Cation and anion ideal vacancy induced gap levels in some III–V compound semiconductors // Sol. St. Commun. – 1981. – V. 38, № 3. – P. 183.
9. Матуленес А., Пожела Ю., Шимулите Е., Юцене В. Преобразователи давления на основе варизонных кристаллов // Полупроводниковые преобразователи / под ред. Ю. Пожелы. – Вильнюс: Мокслас. – 1980. – С. 141.
10. Pitt G.D., Lees J. Electrical Properties of the GaAs X_{1C} Minima at Low Electric Fields from a High-Pressure Experiment // Phys. Rev. B. – 1970. – V. 2, № 10. – P. 41–44.
11. Справочник «Физико-химические свойства полупроводниковых веществ». – М.: Наука, 1978.
12. Даунов М.И., Магомедов А.Б., Рамазанова А.Э. Объемно-концентрированный эффект // ФТП. – 1985. – Т. 19, № 5. – С. 936–938.
13. Vyas M.K.R., Pitt G.D. Hydrostatic pressure resistivity variation in n-type $ZnSiP_2$, $CdSiP_2$ and $CdGeAs_2$ // J. Phys. C: Solid State Phys. 7. L423. – 1974. – V. 7. – P. 423.
14. Bendorius R., Prochukhan V.D., Sileika A. The Lowest Conduction Band Minima of $A_2B_4C_5$ – Type Semiconductors // Phys. Stat. Sol. B. – 1972. – V. 53. – P. 745.
15. Даунов М.И., Ковалев А.С., Моллаев А.Ю., Магомедов А.Б. О резонансном донорном уровне в n-CdTe по данным об электронном транспорте при всестороннем давлении // ФТП. – 2011. – Т. 45, № 1. – С. 44.
16. Даунов М.И., Арсланов Р.К., Гаджиалиев М.М., Картунова Е.В., Хохлачев П.П., Шванский П.П. Электрофизические и термоэлектрические свойства окиси цинка при атмосферном и гидростатическом давлениях // ФТП. – 2006. – Т. 40, № 11. – С. 1289.

Поступила в редакцию 30 марта 2018 г.

UDC 621.315.592

DOI: 10.21779/2542-0321-2018-33-3-23-34

Deep donor levels in semiconductors with vacancies in the anion sublattice

R.K. Arslanov, M.I. Daunov, U.Z. Zalibekov

*Institute of Physics named after Kh.I. Amirkhanov, Dagestan Scientific Center of RAS;
Russia, 367003, Makhachkala, M. Yaragsky st., 94; arslanovr@gmail.com*

The impurity energy spectrum of undoped bulk n-types: GaAs, InAs, CdSnAs₂, CdTe, and ZnO, has been investigated, being based on the quantitative analysis of baric and temperature dependences of kinetic coefficients. The deep donor center in these semiconductors is found to be corresponded to an intrinsic defect of vacancy in the anion sublattice. We have determined: 1) positions of the energy levels against the conduction band bottom for each listed specimen and 2) the pressure coefficients for these levels. The shifts of the deep donor levels towards the depth of conduction band have been calculated as the function of a band gap width, manifesting their resonant-type nature for InAs and CdSnAs₂. The dependences of Hall coefficient and specific resistance in n-InAs and n-CdSnAs₂ are similar, due to the presence of a deep donor center whose energy level is on the continuous spectrum of the conduction band in both compounds, and the difference in the pressure at which these dependences are sharply enhanced, due to the fact that the initial electron concentrations in the samples studied differ by two orders of magnitude. In bulk n-GaAs crystals with a concentration of excess donors, the presence of a deep donor level was found from the temperature dependences of specific resistance and Hall coefficient at atmospheric pressure. A quantitative analysis of such a strong dependence of specific resistance on undoped n-CdGeAs₂, analogous to the quantitative analysis done in n-CdSnAs₂, agrees with the presence of the energy level of the deep donor center of the arsenic vacancy on the brink of the conduction band.

Keywords: *electronic spectrum, energy level, pressure coefficient.*

Received 30 March 2018