

Об особенностях примесного энергетического спектра арсенидов

© И.К. Камилов, М.И. Даунов, Г.М. Гаджиев¹, Р.К. Арсланов

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367015 Махачкала, Россия

E-mail: hadzhygm@mail.ru

Поступила в Редакцию 2 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 7 августа 2019 г.

Принята к публикации 9 августа 2019 г.

По результатам количественного анализа барических и температурных зависимостей кинетических коэффициентов исследован примесный электронный спектр нелегированных объемных кристаллов *n*-типа арсенидов GaAs, InAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂ и CdTe, ZnO. Выяснено, что в вышеперечисленных полупроводниках собственному дефекту вакансии в анионной подрешетке соответствует глубокий донорный центр. Вывод о природе донорного центра — вакансии в анионной подрешетке — основан на том, что 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 остается постоянной при изотропном сжатии кристаллической решетки. Поэтому представляется плодотворным исследование эволюции энергетического спектра носителей заряда в полупроводниках в условиях всестороннего давления. Определены положения уровней энергии относительно края зоны проводимости и коэффициенты давления энергетических зазоров между ними и соответствующим дном зоны проводимости. Наблюдается смещение уровня энергии глубокого донорного центра с уменьшением ширины запрещенной зоны в глубь зоны проводимости.

Ключевые слова: глубокие уровни, гидростатическое давление, зона Бриллюэна, арсениды, барический коэффициент.

DOI: 10.21883/FTP.2019.12.48612.9126

1. Введение

Известно, что в арсенидах InAs, GaAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂ электронный тип проводимости обусловлен нестехиометрией состава — вакансиями в анионной подрешетке, поскольку мышьяк является легко летучим компонентом. Этот вывод был подтвержден исследованиями природы дефектов в кристаллах арсенидов, облученных электронами, которым соответствовали уровни энергии глубоких донорных центров [1–3].

В отличие от мелких примесных центров, которые смещаются при всестороннем давлении вместе с собственной зоной, генетически связанной с ними, энергия глубоких примесных центров относительно абсолютного вакуума остается постоянной при изотропном сжатии кристаллической решетки [4–7]. 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 [8–10].

Отметим, что только по результатам феноменологического описания примесного центра по данным об энергии ионизации, сечении захвата и т.п. при атмосферном давлении установить природу примесного центра затруднительно [4–7]. Поэтому представляется целесообразным проводить исследования эволюции энергетического спектра носителей заряда в полупроводниках в условиях всестороннего давления.

В данной работе, с целью изучения примесного энергетического спектра в вышеперечисленных арсенидах

и ZnO, CdTe представлены результаты количественного анализа экспериментальных данных по электронному транспорту, полученные при гидростатическом давлении.

2. Результаты и обсуждения

Количественный анализ экспериментальных результатов проведен при комнатной температуре по следующим причинам. Во-первых, можно пренебречь уширением глубоких уровней при комнатной температуре [11]. Во-вторых, как отмечено в [12–14], при понижении температуры и уменьшении концентрации свободных носителей заряда влияние хаотического потенциала на зонную структуру усиливается, что может привести к ошибкам при вычислении 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 [4–7] с использованием соотношений [15]:

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

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

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

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

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

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

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 величины энергии между дном зоны проводимости и уровнем энергии глубокого донорного центра, энергии Ферми и барического коэффициента ширины запрещенной зоны соответственно; 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.

Для арсенидов n -InAs, n -CdSnAs₂ и n -CdGeAs₂ величина спин-орбитального расщепления валентной зоны $\Delta \approx \varepsilon_g$, поэтому в расчетах следует исходить из трехзонной модели Кейна [15]. Масса электронов

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

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; $m_n/m_0 = 0.02 + 3.24 \cdot 10^{-3} \cdot P$.

2.1. 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 $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 1 [16]. При давлениях до $P = 2-3$ ГПа R_H практически не зависит от давления. При $P > (2-3)$ ГПа $|R_H|$ и ρ возрастают с увеличением давления по экспоненциальному закону вплоть до $P \approx 6.5$ ГПа (начало полиморфного перехода). Подобный характер зависимости $R_H(P)$ в диапазоне давлений $P = 2.5-6$ ГПа обусловлен, очевидно, наличием глубокого резонансного донорного примесного центра — вакансии мышьяка [3,17]. 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 и ~ 1.5 эВ [18].

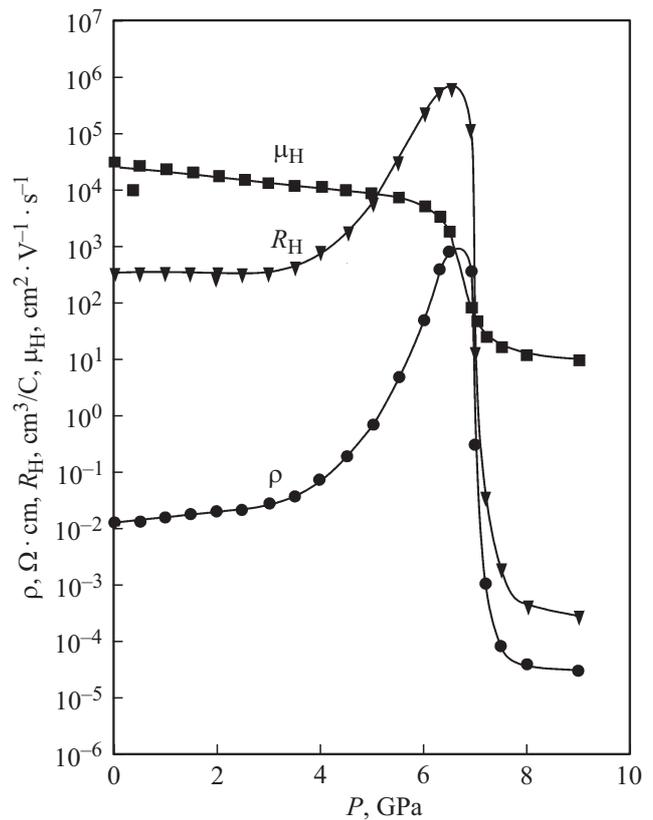


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления, коэффициента Холла и холловской подвижности электронов от давления в монокристаллическом образце n -InAs при $T = 300$ К с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n = 1.84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Результаты количественного анализа экспериментальных данных по зависимости $R_H(P)$ (рис. 1) для образца с $n_0 = 1.84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 2. На этом и на других рисунках символы имеют следующие обозначения: ε_c — энергия зоны проводимости, ε_{dr} — уровень энергии глубокого резонансного донорного центра, ε_F — энергия Ферми относительно ε_{c0} ($P = 0$), n — концентрация электронов зоны проводимости, n_{dr} — концентрация электронов на глубоких донорных центрах, N_{dr} — концентрация глубоких донорных центров ($N = n_c + n_{dr} = N_{dr} + N_{sh} - N_a$). Согласно соотношениям (1)–(4)

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

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

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

(давление P — в единицах ГПа). При давлении $P > 4.5$ ГПа свободные электроны практически полно-

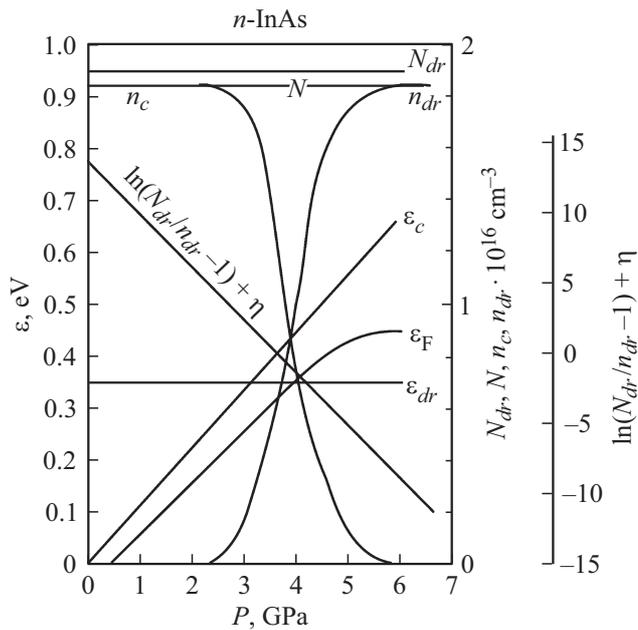


Рис. 2. Зависимости ϵ_c , ϵ_{dr} , ϵ_F относительно ϵ_{c0} ($P = 0$), n и n_{dr} , $\ln[(N_{dr}/n_{dr} - 1)] + \eta$ от давления в образце n -InAs при $T = 300$ К с $n = 1.84 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. $N = n + n_{dr}$.

стью 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 $\epsilon_F > \epsilon_{dr}$: $\epsilon_F - \epsilon_{dr} \approx 0.09$ эВ.

В объемных кристаллах n -GaAs с концентрацией избыточных доноров $N_d = (1.8 \cdot 10^{16} - 5.5 \cdot 10^{17})$ см $^{-3}$ наличие глубокого донорного уровня $\epsilon_d = (-0.15 + 1.1 \cdot 10^{-7} \cdot N_d^{1/3})$ эВ было установлено из температурных зависимостей $\rho(T)$ и $R_H(T)$ при атмосферном давлении [19].

2.2. Диарсениды кадмия–олова n -CdSnAs $_2$ и кадмий–германия n -CdGeAs $_2$

Диарсениды кадмия–олова и кадмия–германия, близкие по свойствам соединения, относятся к наиболее изученным полупроводникам II–IV–V $_2$ [19,20]. Их зонные структуры подобны. Обращают на себя внимание малые значения подвижности электронов в n -CdGeAs $_2$ по сравнению с n -CdSnAs $_2$ и противоречивость экспериментальных данных о барической зависимости удельного сопротивления в n -CdGeAs $_2$. 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 (см. работы, цитированные в [20,21]). Теоретические расчеты [22,23] не подтвердили наличие дополнительных минимумов в зоне проводимости этих соединений вблизи главного минимума, а на-

блюдающиеся особенности в экспериментальных данных обусловлены, по-видимому, примесным энергетическим спектром.

Зависимости $R_H(P)$ и $\rho(P)$ в n -InAs (рис. 1) и n -CdSnAs $_2$ (рис. 3) [24] подобны, что обусловлено наличием глубокого донорного центра, уровень энергии которого находится на сплошном спектре зоны проводимости в обоих соединениях. Различие в величинах давления, при котором эти зависимости резко усиливаются, обусловлено тем, что исходные концентрации электронов в исследованных образцах отличаются на 2 порядка. В образцах n -InAs — $n = 1.84 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, n -CdSnAs $_2$ — $n = 1.9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ и энергии Ферми, соответственно, равняются $\epsilon_F = -0.04$ эВ и $\epsilon_F = 0.19$ эВ при атмосферном давлении. Представляет также интерес факт значительно более сильного возрастания удельного сопротивления в n -InAs, чем в n -CdSnAs $_2$ с ростом всестороннего давления (рис. 1, 3).

В исследованных кристаллах n -CdSnAs $_2$ до $P = 1$ ГПа концентрация электронов от давления практически не зависит (рост в пределах (1–2)% на $P = 1$ ГПа обусловлен объемно-концентрационным эффектом [25]), а рост $\rho(P)$ связан с убыванием подвижности электронов [15].

Используя экспериментальную зависимость кинетических коэффициентов в интервале $1 \text{ ГПа} \leq P \leq 3.4 \text{ ГПа}$ (рис. 3) и исходную концентрацию электронов $n = 1.9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, зависимость $\chi(P)$ [21], рассчитанные зависимости $m_n(P)$ и $m_n(\eta, P)$, была определена зависимость $n(P)$ и $\eta(P)$. При расчете $m_n(P)$ и $m_n(\eta, P)$ использовали известные величины зонных параметров с учетом эффективной величины ширины запрещенной зоны (4) в двухзонном приближении модели Кейна [15].

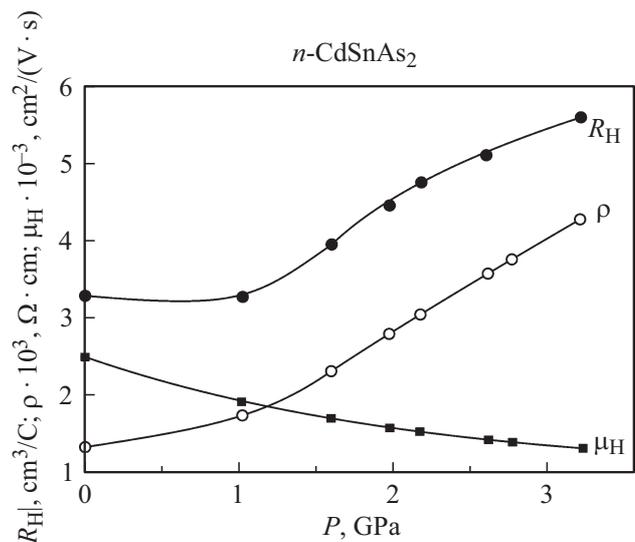


Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления, коэффициента Холла и холловской подвижности электронов от давления в монокристаллическом образце n -CdSnAs $_2$ при $T = 300$ К с $n = 1.9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ при атмосферном давлении.

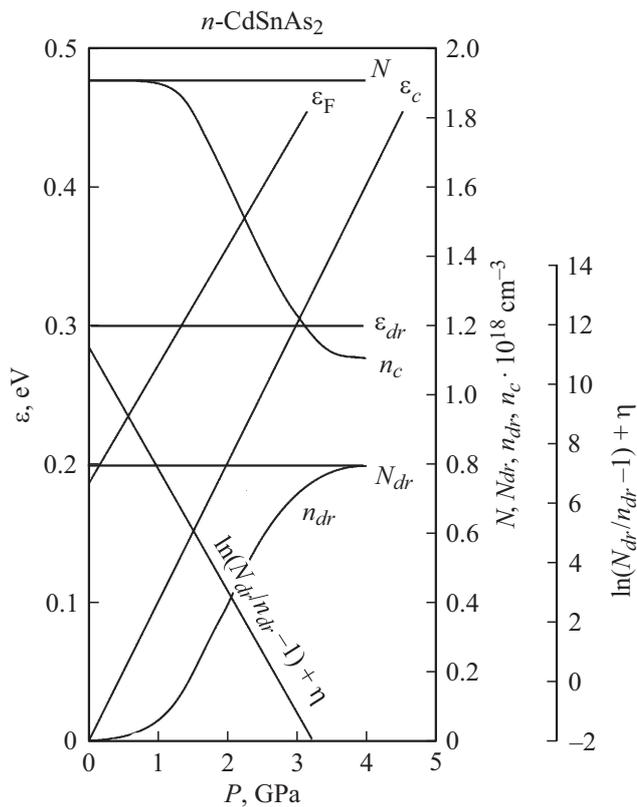


Рис. 4. Зависимости ϵ_c , ϵ_F , ϵ_{dr} относительно ϵ_{c0} ($P = 0$), n и n_{dr} от гидростатического сжатия в монокристаллическом образце n -CdSnAs₂ при $T = 300$ К.

Из зависимости $n(P)$, $\eta(P)$, согласно (1)–(3), получено:

$$\ln\left(\frac{N_{dr}}{n_{dr}}\right) + \eta = \epsilon_{dr0}^* + (d\epsilon_g/dP)^* P. \quad (7)$$

Отсюда следует: $N_{dr} = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{sh} - N_a = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В случае $\beta = 1$

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

На рис. 4 представлены результаты количественного анализа. В отличие от исследованного образца n -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 -CdSnAs₂ 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 -CdSnAs₂ $n \rightarrow N_{sh} - N_a$, $n_{dr} \rightarrow N_{dr}$, а в n -InAs $n \rightarrow 0$, $n_{dr} \rightarrow N$. Описанная ситуация объясняет, почему до начала фазового перехода в n -InAs ρ возрастает более чем на 4 порядка, а в n -CdSnAs₂ лишь в ~ 5 раз (рис. 1, 3).

Экспериментальные данные о зависимости $\rho(P)$ в n -CdGeAs₂ при 300 К до $P = 1$ ГПа противоречивы (рис. 5). В легированных теллуром и индием кристаллах с концентрацией электронов ($10^{17} \cdot 10^{18}$) см^{-3} $\rho(P)/\rho(0) = 1.22 - 1.24$ ($P = 1$ 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 $\partial\epsilon_g/\partial P = 0.093 \text{ эВ} \cdot \text{ГПа}^{-1}$ [28] 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 $\rho(P) \sim \mu(P)$ существенное 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) [27] (рис. 5). Количественный

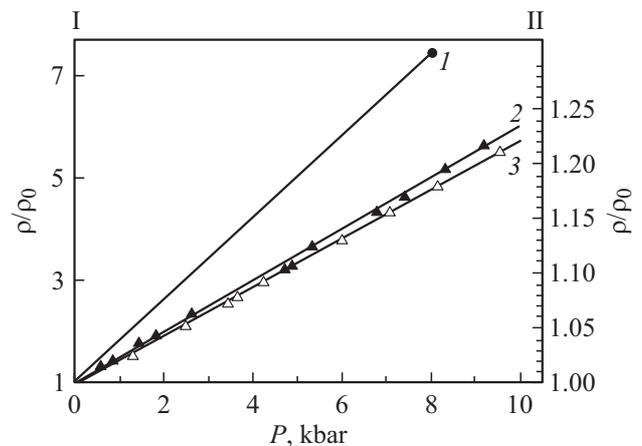


Рис. 5. Зависимости удельного сопротивления от давления в нелегированном (I) (ось I) [27] и легированном теллуром (2) и индием (3) (ось II) [26] n -CdGeAs₂ при 300 К.

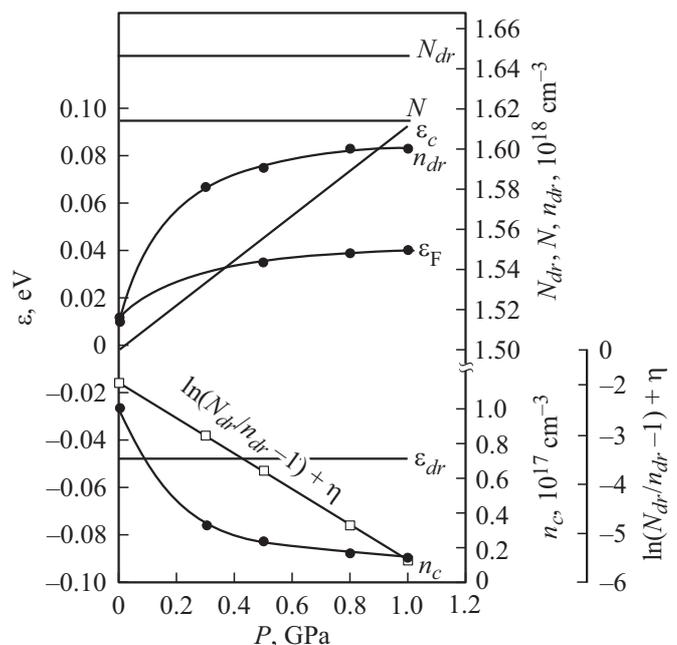


Рис. 6. Зависимости ϵ_c , ϵ_F , ϵ_d относительно ϵ_{c0} ($P = 0$), n и n_{dr} от давления в образце n -CdGeAs₂ с $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при атмосферном давлении для $T = 300$ К. ($N = n_c + n_{dr} = N_{dr} + N_{sh} - N_a$).

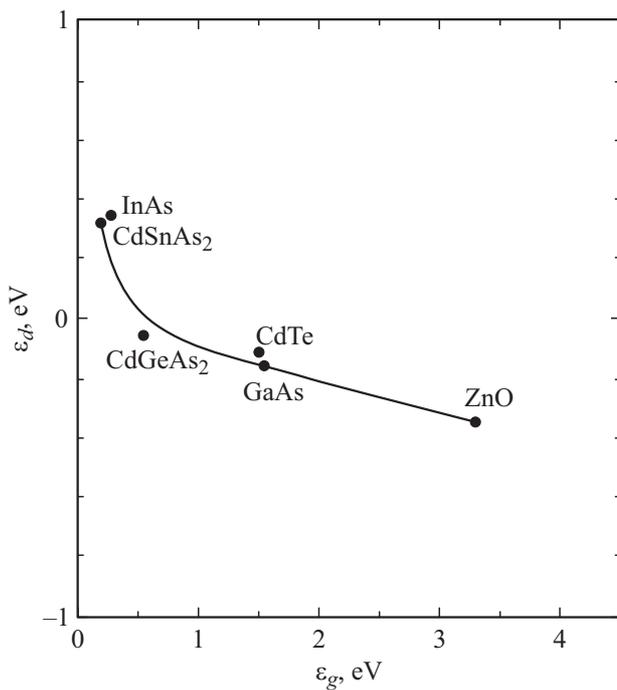


Рис. 7. Зависимость энергии глубокого донорного центра относительно края зоны проводимости от ширины запрещенной зоны в полупроводниках с вакансиями в анионной подрешетке.

анализ столь сильной зависимости $\rho(P)$ в нелегированном n - CdGeAs_2 , аналогичный проделанному количественному анализу в n - CdSnAs_2 , 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 подвергнутому радиационному облучению CdGeAs_2 и отмечено наличие донорного центра с $\varepsilon_d = -0.05$ эВ. Для концентрации электронов при атмосферном давлении $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$:

$$N_d = 1.65 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad N_{sh} - N_a = -3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3},$$

$$\rho/\rho_0 = 1 + 7.5 \cdot P \text{ (ГПа)}. \quad (9)$$

На рис. 6 представлены результаты количественного анализа.

На рис. 7 приведен график зависимости энергии глубокого донорного центра вакансии мышьяка относительно дна зоны проводимости от ширины запрещенной зоны $\varepsilon_d = f(\varepsilon_g)$ арсенидов InAs , CdSnAs_2 , CdGeAs_2 , GaAs . Кроме того, на рис. 7 приведены данные о ε_d для CdTe [29] и ZnO [30].

3. Заключение

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.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН на проведение научных исследований по темам АААА-А17-117021310361-0; АААА-А17-117021310366-5.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и IV группы* (М., Мир, 1967).
- [2] В.Д. Прочухан. *Матер. VI Зимней школы по физике полупроводников* (Л., 1974) с. 280.
- [3] В.Н. Брудный. *Изв. вузов*, **39** (8), 84 (1986).
- [4] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габибов. *ФТП*, **35** (1), 58 (2001).
- [5] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, A.B. Magomedov, S.F. Gabibov. *Phys. Status Solidi*, **235** (6), 297 (2003).
- [6] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габибов. *ФТТ*, **46** (10), 1766 (2004).
- [7] И.К. Камиллов, С.Ф. Габибов, М.И. Даунов, А.Ю. Моллаев. *ФТП*, **45** (12), 1604 (2011).
- [8] W. Paul. *Proc. 9th. Int. Conf. Semicond.* (Moscow, 1968) v. 1, p. 51.
- [9] V.A. Telejkin, K.B. Tolpigo. *Semiconductors*, **16**, 1337 (1982).
- [10] In-Hwan. Chor, Y. Yu. Peter. *Phys. Status Solidi B*, **211**, 143 (1999).
- [11] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *УФЖ*, **37**, 103 (1992).
- [12] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, А.Б. Магомедов, А.Ш. Киракосян. *ФТП*, **33**, 36 (1999).
- [13] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *ФТП*, **25**, 467 (1991).
- [14] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габибов. *Докл. АН*, **419** (1), 35 (2008).
- [15] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Л., Наука, 1970) с. 303.
- [16] А.Ю. Моллаев, Р.К. Арсланов, Л.А. Сайпулаева, С.Ф. Габибов, С.Ф. Маренкин. *ФТВД*, **11** (4), 61 (2001).
- [17] S.Das. Sarma, A. Madhukar. *Sol. St. Commun.*, **38** (3), 183 (1981).
- [18] А. Матуленес, Ю. Пожела, Е. Шимулите, В. Юцене. *Преобразователи давления на основе варизонных кристаллов* (В кн.: *Полупроводниковые преобразователи*, под ред. Ю. Пожелы) (Вильнюс, Мокслас, 1980) с. 141.
- [19] G.D. Pitt, J. Lees. *Phys. Rev. B*, **2** (10), 4144 (1970).
- [20] Н.А. Горюнова, Ю.А. Валов. *Полупроводники $A^2B^4C_5^5$* (М., Сов. радио, 1974) с. 376.
- [21] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Э. Рамазанова. *Изв. вузов. Физика*, **8**, 98 (1986).
- [22] Г.Ф. Караваев, Г.З. Кривайте, Ю.И. Польшгалов, В.А. Чалдышев, А.Ю. Шилейка. *ФТП*, **6**, 2211 (1972).

- [23] Ю.И. Польшгалов, А.С. Поплавной. Изв. вузов. Физика, **12**, 78 (1981).
- [24] A.Yu. Mollaev, I.K. Kamilov, M.I. Daunov, R.K. Arslanov, A.B. Magomedov, L.A. Saypulaeva, S.F. Gabibov. High Pressure Research, **26** (4), 445 (2006).
- [25] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Э. Рамазанова. ФТП, **19** (5), 936 (1985).
- [26] L. Konczewicz, S. Porowski, I.K. Polushina. High Temperature-High Pressure, **7** (6), 716 (1975).
- [27] M K.R. Vyas, G.D. Pitt. J. Phys. C: Solid State Phys., **7**, 423 (1974).
- [28] R. Bendorius, V.D. Prochukhan, A. Sileika. Phys. Status Solidi B, **53**, 745 (1972).
- [29] М.И. Даунов, А.С. Ковалев, А.Ю. Моллаев, А.Б. Магомедов. ФТП. **45**, (1), 44 (2011).
- [30] М.И. Даунов, Р.К. Арсланов, М.М. Гаджиалиев, Е.В. Кортунова, П.П. Хохлачев, П.П. Шванский. ФТП, **40** (11), 1289 (2006).

Редактор Г.А. Оганесян

On characteristic features of the impurity energy spectrum in the arsenides

I.K. Kamilov, M.I. Daunov, G.M. Gajiev, R.K. Arslanov

Amirkhanov Institute of Physics, Daghestan Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, 367003 Makhachkala, Russia

Abstract The impurity energy spectrum of non-doped bulk crystals of *n*-type GaAs, InAs, CdSnAs₂, CdGeAs₂ and CdTe, ZnO is investigated basing on the findings from the quantitative analysis of baric and temperature dependences of kinetic coefficients. It's found that in the above-listed semiconductors the deep level donor center corresponds to the intrinsic defect of vacancy in the anion sublattice. The energy level positions relative to conduction band edge and the pressure coefficients of energy gaps between them and corresponded conduction band bottom are determined. The shift of deep donor center energy levels towards the depth of the conduction band is observed with a decrease in the forbidden band width in above-listed semiconductors.