

О РЕАЛИЗАЦИИ СОСТОЯНИЯ ТИПА СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛНОСТЬЮ КОМПЕНСИРОВАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ГЛУБОКОЙ ПРИМЕСНОЙ ЗОНОЙ

М. И. Даунов, И. К. Камилов, А. Б. Магомедов

*Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук
367003, Махачкала, Россия*

Поступила в редакцию 18 октября 1995 г.,
после переработки 2 августа 1996 г.

По данным о барических до $P = 1.5$ ГПа и полевых до $H = 17$ кЭ зависимостях коэффициента Холла и удельного сопротивления при 77.6 и 300 К в p -CdSnAs₂(Cu) рассчитаны эффективные кинетические характеристики носителей заряда — концентрации и подвижности электронов зоны проводимости, дырок глубокой акцепторной и валентной зон — в интервале избыточных акцепторов $N_{ext} = 10^{10} - 10^{17}$ см⁻³. Делается вывод, что в сильно легированном полупроводнике с глубокой примесной зоной, расположенной на хвосте плотности состояний собственной зоны, при неравных значениях концентраций доноров и акцепторов под всесторонним давлением реализуется состояние типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника. Пороговая величина давления перехода к этому состоянию (P_c) зависит от степени заселенности примесной зоны. В p -CdSnAs₂(Cu) при $N_{ext} = N_A$ (N_A — концентрация глубоких акцепторов) и $T \leq 77.6$ К величина P_c составляет 10^{-4} ГПа. По мере возрастания заселенности глубокой акцепторной зоны P_c увеличивается и в пределе $P_c \rightarrow \infty$. Обсуждаются особенности электрофизических свойств p -CdSnAs₂(Cu), обусловленные отсутствием энергетической щели между состояниями зоны проводимости и глубокой акцепторной зоны.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–3] подчеркивалась аналогия между свойствами сильно легированного полностью компенсированного и аморфного полупроводников, обусловленная наличием случайного крупномасштабного потенциала в обеих системах. В этой связи была разработана теория сильно легированного полностью компенсированного полупроводника [1] и предложено эту схему использовать в качестве модели аморфного полупроводника, а также высказана идея о моделировании аморфного полупроводника путем создания разными способами компенсирующих примесей в кристаллическом сильно легированном полупроводнике. Эта идея была реализована, например, на сильно легированных n -Ge, облученном быстрыми нейтронами [2], и n -CdSnAs₂, диффузионно легированном примесью меди из электролитического слоя на поверхности образца [4, 5].

Ранее [6] в кристаллах CdSnAs₂(Cu) был обнаружен глубокий акцепторный уровень (зона) собственного дефекта вакансии кадмия, расположенный на расстоянии

$$\epsilon_A = \epsilon_A^0 + \alpha T - \beta P \quad (1)$$

(где $\epsilon_A^0 = -30$ мэВ, $\alpha = 4.6 \cdot 10^{-2}$ мэВ/К, $\beta = 120$ мэВ/ГПа) от невозмущенного края зоны проводимости и генетически связанный с валентной зоной ($\beta = \partial \epsilon_g / \partial P$,

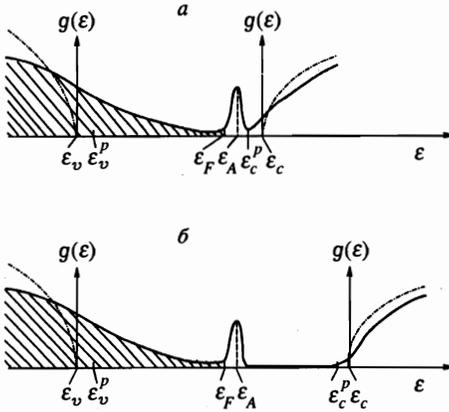


Рис. 1. Плотность состояний (схематически) сильно легированного компенсированного полупроводника с глубокой акцепторной зоной $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ с коэффициентом заселенности акцепторной зоны $K_A \approx 0$ при атмосферном (а) и всестороннем (б) давлениях. Здесь ϵ_v, ϵ_c — невозмущенные энергии вершины валентной зоны и дна зоны проводимости; ϵ_A, ϵ_F — энергии глубокого акцепторного уровня и уровня Ферми; $\epsilon_v^p, \epsilon_c^p$ — энергии уровней протекания для дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости. Штрихпунктирная линия — ход плотности состояний в идеальном кристалле. Заполненные состояния заштрихованы

$\epsilon_g = 0.28$ эВ — ширина запрещенной зоны [6]). Здесь и далее энергия отсчитывается от невозмущенного края зоны проводимости; за положительное направление принято направление в глубь зоны. Плотность состояний обсуждаемой модели для случая $K_A = N_A^-/N_A \approx 0$ приведена на рис. 1 (N_A^- — концентрация ионизированных глубоких акцепторов). Температурные зависимости эффективных подвижностей локализованных носителей заряда подробно обсуждались в [4, 5, 7]. Было установлено, что от 2 К вплоть до 40–50 К температурные зависимости эффективных подвижностей электронов зоны проводимости и дырок акцепторной зоны описываются моттовским законом

$$\mu_{c,A} \propto \exp \left\{ - (T_{0c,A}/T)^{1/4} \right\}, \tag{2}$$

характерным для систем с крупномасштабными флуктуациями и для аморфных систем. Здесь μ_c и μ_A — соответственно эффективные подвижности электронов зоны проводимости и дырок акцепторной зоны, T_{0c} и T_{0A} — постоянные параметры, которые с ростом давления растут; в пределе $P \rightarrow \infty$ $T_{0c} \rightarrow \infty$, $\mu_c \rightarrow 0$, а T_{0A} и μ_A стремятся к фиксированному значению. Было выяснено также [4], что в образцах с коэффициентом заселенности глубокой акцепторной зоны $k_A > 0.9$ вблизи температуры жидкого гелия состояние типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника возникает под всесторонним давлением $P > 0.1$ ГПа.

Введем следующие обозначения: $n, p_A = N_A - N_A^-, p_v$ — концентрации соответственно электронов зоны проводимости, дырок глубокой акцепторной и валентной зон; $N_a^- = N_a - p_A$ и $N_d^+ = N_{d\mu}^+ + N_{dr}^+$ — суммарные концентрации ионизированных акцепторных и донорных центров, где $N_a = N_{ar}^- + N_{a\mu}^- + N_A$, N_{ar}^- и $N_{d\mu}^+$ — концентрации мелких примесных центров, N_{ar}^- и N_{dr}^+ — концентрации возможно имеющих ионизированных глубоких акцепторных и донорных центров, уровни энергии которых расположены значительно ниже или выше уровня энергии Ферми $\epsilon_F = \epsilon_A$, и не оказывающих по этой причине влияния на поведение электронной системы; $N = N_d^+ - (N_{a\mu}^- + N_{ar}^-)$. Из условия электронейтральности системы

$$N_a^- + n = p_v + N_d^+ \tag{3}$$

для концентрации избыточных акцепторов имеем $N_{ext} = N_a - N_d^+ = N_A - N = p_v +$

$p_A - n$. В принятых обозначениях $K_A = (N + p_v - n)/N_A$. Подчеркнем, что когда $0 \leq N \leq N_A$, в пределе $T \rightarrow 0$, $P \rightarrow \infty$ коэффициент заселенности глубокой акцепторной зоны удовлетворяет неравенству $0 \leq K_A = N/N_A \leq 1$ и $\varepsilon_F \approx \varepsilon_A$.

Очевидно, если $K_A \approx 0$, т. е. состояния акцепторной зоны нейтральны, проводимость по ней равняется нулю. При отсутствии хаотического потенциала вблизи нулевой температуры и при $N_{ext} = N_A$ уровень Ферми будет находиться между потолком валентной зоны и акцепторной зоной. В этом случае $n = p_v = N_a^- = 0$. Однако неизбежно присутствующие в сильно легированном полупроводнике крупномасштабные флуктуации концентрации ионизированных примесей и соответствующий им случайный потенциал изгибают края зон проводимости и валентной до пересечения с акцепторной зоной, изменяя энергию на величину порядка ε_g (рис. 1). При этом уровень Ферми смещается в акцепторную зону, а собравшиеся в капли электроны и дырки экранируют хаотический потенциал. Таким образом, для случая $N_a \neq N_d$ может реализоваться состояние типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника уже при атмосферном давлении. Целью данной работы является экспериментальная проверка этого предположения. Для решения поставленной задачи продолжены комплексные исследования явлений переноса на серии монокристаллических образцов p -CdSnAs₂(Cu) с суммарной концентрацией примесных центров порядка 10^{18} см⁻³ в широком диапазоне изменения концентрации избыточных акцепторов от 10^{10} см⁻³ до 10^{17} см⁻³ с коэффициентами заселенности акцепторной зоны $\vartheta \leq K_A < 1$ и компенсации $0.9 < K = Nd^+/N_a < 1$. Исследования, начатые в [6], с целью определения концентрационных зависимостей кинетических характеристик, изучения специфических особенностей бесщелевого состояния, индуцированного примесными центрами, и отбора образцов с $N_{ext} \approx N_A$, проводились в полях до $H = 17$ кЭ при всестороннем давлении до $P = 1.5$ ГПа и температурах 77.6 К и 300 К.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2–4 и в табл. 1, 2 представлены некоторые характерные результаты экспериментальных исследований и данные количественной интерпретации. Определение условных обозначений приведено выше и в подписях к рисункам. Для случая $N_{ext} \approx N_A$ измерения были проведены на двух идентичных образцах № 10 и № 11 (табл. 1), причем контрольные измерения на втором образце № 11 дали практически те же результаты.

Для генерирования давления использовалась немагнитная автономная низкотемпературная камера типа поршень–цилиндр с фиксированным зажимом и с жидкостью в качестве среды, передающей давление. Методика измерений описана в [8]. Предельные относительные ошибки измерения удельной электропроводности, коэффициента Холла и холловской подвижности составили соответственно 4%, 2% и 5%. Погрешности при измерении гидростатического давления манганиновым датчиком не превышала 1.5% вблизи комнатной температуры и 3% при $T \approx 100$ К. Максимальная относительная погрешность в экспериментах со всесторонним давлением при измерениях удельного сопротивления и коэффициента Холла не превышала 5%. Точность измерения относительного изменения кинетических коэффициентов в зависимости от давления выше более чем на порядок.

Образцы, как и ранее [4–6], получены диффузионным легированием примесью ме-

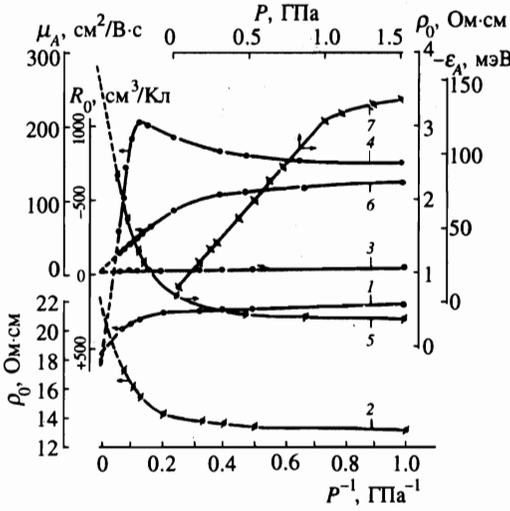


Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла в предельно слабом магнитном поле R_0 (кривые 1, 4), удельного сопротивления ρ_0 (2, 5), подвижности дырок акцепторной зоны μ_A (3, 6) при 77.6 К (1-3) и 280 К (4-6) и энергии уровня глубокого акцептора ϵ_A при 280 К (7) от давления в образце № 10

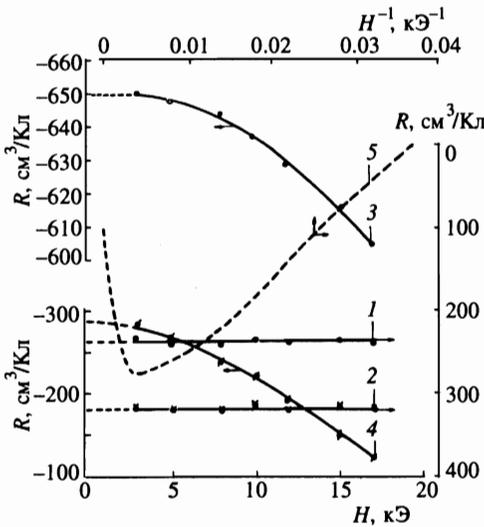


Рис. 3. Магнитолевая зависимость коэффициента Холла R в образце № 10 при 77.6 К (кривые 1, 2) и 280 К (3-5) при различных давлениях P (в ГПа): 1 — 0.02, 2 — 1.09, 3 — 10^{-4} , 4, 5 — 1.51. Штриховая линия — теория

ди из поверхностного слоя кристаллов n -типа CdSnAs_2 с концентрацией доноров порядка 10^{18} см^{-3} . Введение компенсирующих акцепторов, являющихся предположительно примесью замещения (атом меди в вакансии мышьяка [6, 9]), понижает уровень Ферми до уровня энергии глубокого акцептора собственного дефекта вакансии кадмия, вследствие чего состояния акцепторной зоны становятся электрически активными [6]. Предельно сильная компенсация кристаллов $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ согласуется с известной теорией Рейса-Фуллера, объясняющей высокую степень растворимости диффузионно введенной меди в диарсениде кадмия-олова влиянием донорной примеси [9].

Для качественного анализа концентрационных зависимостей постоянной Холла и удельного сопротивления при $T_1 = 300 \text{ К}$ и $T_2 = 77.6 \text{ К}$ были использованы графики

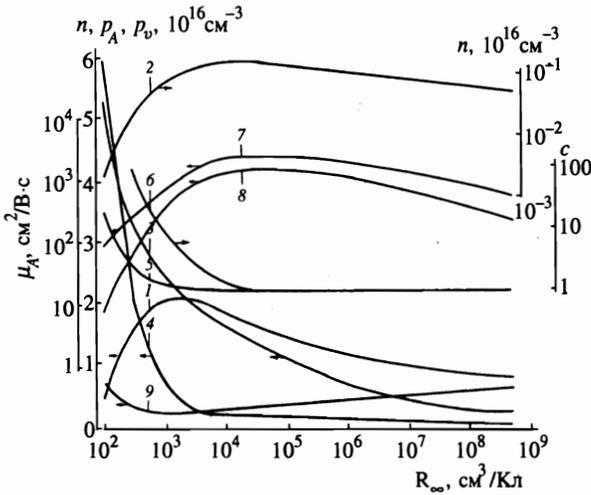


Рис. 4. Рассчитанные зависимости концентраций электронов зоны проводимости n (кривые 1, 2) и дырок акцепторной зоны p_A (3, 4), параметра $c = (p_A + p_V)/n$ (5, 6), подвижности дырок акцепторной зоны μ_A (7, 8) и концентрации дырок валентной зоны p_V (9) при атмосферном давлении и при температурах 300 К (1, 3, 5, 7, 9) и 77.6 К (2, 4, 6, 8) от $R_\infty = (N_{ext})^{-1}$ в p -CdSnAs₂(Cu)

зависимостей $R_0(T_1)$, $R_0(T_2)$ и $\rho_0(T_1)$, $\rho_0(T_2)$ от $R_0(T_2)/R_0(T_1)$. Целесообразность применения этих построений, позволяющих до проведения расчетов определить характерные особенности зависимостей $R_0(N_{ext})$ и $\rho_0(N_{ext})$ и осуществить целенаправленный отбор образцов с целью получения концентрационных зависимостей кинетических характеристик, была продемонстрирована на бесщелевом полупроводнике p -HgTe [10]. О подобии кинетических свойств p -CdSnAs₂(Cu) и p -HgTe говорилось в [6] (см. разд. 4).

С ростом концентрации избыточных акцепторов отношение $R_0(T_2)/R_0(T_1)$ убывает от положительных значений к отрицательным (в исследованных кристаллах p -CdSnAs₂(Cu) от 12 до -4.5). Была обнаружена, в частности, характерная для

Таблица 1

Параметры образцов при атмосферном давлении

№ обр.	N_{ext} , 10^{16} см^{-3}	N_A , 10^{16} см^{-3}	$-R_0$, $\text{см}^3/\text{Кл}$	ρ_0^{-1} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	μ_c , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	K_A	$T = 300 \text{ К}$		$T = 77.6 \text{ К}$	
							R_0 , $\text{см}^3/\text{Кл}$	ρ_0^{-1} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	μ_c , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	K_A
1	$1.2 \cdot 10^{-6}$	0.28	781	12.3	8000	0.190	-9600	0.71	7070	0.80
2	$4.6 \cdot 10^{-3}$	1.38	331	31.1	12300	0.285	-2290	1.20	4040	0.90
3	$6.9 \cdot 10^{-3}$	1.50	320	21.5	8020	0.280	-2130	1.00	3170	0.90
4	$1.25 \cdot 10^{-2}$	1.70	280	25.2	8540	0.300	-1800	1.70	5010	0.91
5	$5.90 \cdot 10^{-2}$	2.35	220	25.0	7040	0.330	-1100	1.29	3060	0.90
6	0.245	3.16	206	38.1	9780	0.350	-930	0.94	2440	0.87
7	0.275	3.20	210	32.0	8160	0.355	-920	0.83	2200	0.86
8	1.040	4.20	286	23.0	6980	0.360	-850	0.58	2260	0.73
9	1.980	4.77	405	8.84	3160	0.315	-795	0.25	1300	0.56
10	5.94	6.03	650	3.50	3890	0.077	212	0.08	520	0.02
11	6.25	6.08	530	3.70	—	0.060	260	0.07	—	~ 0
12	11.1	6.80	225	35	—	—	770	0.17	—	—

Таблица 2

Параметры образца № 10

T , К	P , ГПа	R_0 , см ³ /Кл	ρ_0 , Ом·см	$p_A \cdot 10^{16}$, см ⁻³	μ_A , см ² /В·с	p_A/n	p_v/p_A	μ_c/μ_A	μ_v/μ_A	K_A
280	10^{-4}	-650	0.286	5.6	130	16.5	0.13	30	1.6	0.08
	1.5	-300	2.50	5.4	22	1450	0.10	180	9.5	—
	∞	530	3.80	5.4	10	∞	0.10	0	21	0.10
77.6	10^{-4}	212	12.7	5.9	7.9	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{-3}$	67	27	0.2
	1.0	320	16.8	5.9	6.1	—	—	—	—	0.2
	∞	507	22.0	5.9	4.4	∞	—	0	—	0.02

(продолжение)

K	ε_A , мэВ	ε_F , мэВ	$\partial\varepsilon_A/\partial P$,	$\partial\varepsilon_F/\partial P$,
	$T = 280$ К	$P = 10^{-4}$ ГПа	мэВ/ГПа	мэВ/ГПа
0.98	-11	-70	-120	-110

p -CdSnAs₂(Cu) особенность, обусловленная тем, что бесщелевое состояние в этом соединении возникает вследствие смыкания зоны проводимости и примесной (акцепторной) зоны, а именно, рост $|R_0|$ с увеличением отношения $R_0(T_2)/R_0(T_1)$ от 5 до 12. Отмеченная особенность объясняется сужением акцепторной зоны с убыванием N_{ext} (см. разд. 4).

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Процедура вычислений эффективных кинетических характеристик — концентраций и подвижностей носителей заряда — по коэффициенту Холла $R(T, P, H)$ и удельному сопротивлению $\rho(T, P, H)$ подробно обсуждалась в [4–6]. Однако в отличие от [4–6], помимо вклада электронов зоны проводимости и дырок акцепторной зоны, учитывался также вклад в проводимость дырок валентной зоны, которым в кристаллах p -CdSnAs₂(Cu) с $N_{ext} \approx N_A$ пренебрегать нельзя. Таким образом, расчеты проведены с применением известных феноменологических соотношений в терминах теории, учитывающей три типа носителей заряда с не зависящими от магнитного поля параметрами (концентрациями и подвижностями) и предполагающей аддитивность вклада каждого типа носителей заряда в тензор проводимости. Эффективные концентрации и подвижности носителей заряда определялись из соотношений $n_j = (|R_j|e)^{-1}$, $\mu_j = |R_j|\sigma_j$, где R_j и σ_j — парциальные величины коэффициента Холла и удельной электропроводности. Достоверное определение характеристических параметров в данном случае не является тривиальной задачей. Математический анализ зависимостей $R(T, H)$ и $\rho(T, H)$, включающий компьютерное моделирование, способствующее выявлению условий достаточной информативности для оценок неизвестных параметров, а также результаты физического моделирования приведены в [11–13]. Кроме того, использовались уравнение электронейтральности, известные значения зонных параметров и четырехзонная модель Килдала–Боднара (КБ) для закона дисперсии [6].

Из выражения $N_A^- = N_A [1 + \gamma \exp(\varepsilon_A^* - \eta)]^{-1}$ следует

$$\ln \gamma + \varepsilon_A^{0*} - \beta^* P = \eta + \ln [(1 - K_A)/K_A], \quad (4)$$

где γ — параметр спинового вырождения акцепторного уровня, $\varepsilon_A^{0*} = \varepsilon_A^0/k_B T$, $\beta^* = \beta/k_B T$, $\eta = \varepsilon_F/k_B T$, k_B — постоянная Больцмана. Соотношение (4) использовалось для вычислений характеристических параметров носителей заряда в тех случаях, когда изменение средней энергии носителя заряда, обусловленное случайным потенциалом, мало по сравнению с самой этой энергией и когда уширением акцепторного уровня можно пренебречь [6, 14]. В случае $N_{ext} \approx N_A$ вблизи комнатной температуры, с учетом независимости барического коэффициента акцепторного уровня $\partial \varepsilon_A / \partial P$ от давления, по крайней мере, до $P = 1.5$ ГПа [6, 8], уравнение (4) применялось в интервале от атмосферного давления до $P = 1.5$ ГПа, где функция $f(P) = \eta + \ln(1 - K_A)/K_A$ — линейная (рис. 2). При этом учитывалось, что параметр η оценивался по n в приближении закона дисперсии КБ с использованием известных величин зонных параметров, а n и K_A определялись непосредственно из экспериментальных данных. Поэтому отклонение функции $f(P)$ от линейности свидетельствует о существенном влиянии случайного потенциала на плотность состояний зоны проводимости. Так как в полупроводниках, как правило, барические коэффициенты энергетических промежутков $\Delta \varepsilon$ не зависят (или слабо зависят) от давления [15], то в тех случаях, когда всестороннее давление заметным образом влияет на статистику электронов, выражения типа (4) могут быть, вообще говоря, использованы в качестве условия применимости закона дисперсии беспримесного полупроводника для полупроводника со случайным потенциалом.

Иначе говоря, применение закона дисперсии для идеального полупроводника в полупроводнике со случайным потенциалом корректно до тех пор, пока вычисленная по результатам эксперимента и с привлечением соотношения типа (4) зависимость $\Delta \varepsilon(P)$ остается линейной, как это имеет место в $\text{CdSnAs}_2(\text{Cu})$ для образцов с $N_{ext} \approx N_A$ при комнатной температуре до $P \approx 1$ ГПа (рис. 2) и в образцах с $N_{ext} < N_A$ при комнатной температуре, по крайней мере, до 1.5 ГПа и при 77.6 К и вблизи атмосферного давления [6].

Предельная относительная погрешность при определении характеристических параметров носителей заряда, включая избыточную концентрацию акцепторов, с учетом корректирующих графических построений физических модельных представлений и удовлетворительного согласия рассчитанной с использованием определенных величин характеристических параметров термоэдс с экспериментально измеренной [16] не превосходит 15%.

Коэффициент компенсации исследованных образцов оценивается по формуле

$$1 - K = \frac{N_{ext}}{n^{in}} \frac{2(1 - K^{in})}{1 + K^{in}}. \quad (5)$$

Здесь $n^{in} = (|R_0^{in}|e)^{-1}$, K^{in} — соответственно концентрации электронов и коэффициент компенсации кристаллов до диффузионного легирования. Параметр K^{in} вычислялся с помощью формулы Брунса–Херринга для подвижности электронов при их доминирующим рассеянии на ионизированных примесях в сильно легированных вырожденных кристаллах $n\text{-CdSnAs}_2$ при 77.6 К [17]. Погрешность при определении суммарной концентрации ионизированных примесей, обусловленная использованием измеренных величин R_0^{in} и ρ_0^{in} , не превышала при этом 10%. При выводе соотношения (5) учитыва-

лось, что появление дефекта $\text{Cu} \rightarrow \text{V}_{\text{As}}$ (V_{As} — вакансия мышьяка) сопровождается исчезновением дефекта V_{As} [9], и использовалось упрощающее предположение, что зарядности дефектов равны единице. Кроме того, принималось во внимание, что $n^{\text{in}} \gg N_{\text{ext}}$.

Соотношение (5) позволяет сделать качественный вывод о предельно сильной компенсации исследованных кристаллов $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$.

В исследованном диапазоне изменения N_{ext} (табл. 1) с убыванием N_{ext} параметр $1 - K$ убывает от 10^{-1} до 10^{-6} .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В исследованном диапазоне изменения N_{ext} получено эмпирическое соотношение

$$N_A = 4.2 \cdot 10^{16} (10^{-16} N_{\text{ext}})^{1/5} \quad (6)$$

(N_A, N_{ext} в см^{-3}). Итак, с убыванием N_{ext} акцепторная зона сужается. Такая корреляция между параметрами N_A и N_{ext} , как будет показано ниже, существенным образом сказывается на концентрационных зависимостях электрофизических свойств.

Зависимость коэффициента Холла в предельно слабом магнитном поле R_0 от N_{ext} (табл. 1) характерна для полупроводника p -типа с отношением подвижностей электронов и дырок много больше единицы. Однако в области квазисобственной проводимости, когда $c = (p_A + p_v)/n = 1$ (рис. 4), наблюдается характерная особенность — рост $|R_0|$ с убыванием N_{ext} , — обусловленная сужением акцепторной зоны. При $N_{\text{ext}} \rightarrow 0$ коэффициент Холла стремится к значению R_i для собственного CdSnAs_2 (при комнатной температуре $R_i = -830 \text{ см}^3/\text{Кл}$ [18]). Переход к квазисобственной проводимости при 77.6 К имеет место, естественно, при меньших N_{ext} . Представляет интерес зависимость подвижности дырок акцепторной зоны от концентрации избыточных акцепторов (рис. 4). С убыванием N_{ext} от величины порядка 10^{16} см^{-3} ($K_A \approx 0$) μ_A возрастает (коэффициент K_A увеличивается) и проходит через максимум. Последующее же уменьшение μ_A связано с убыванием концентрации глубоких акцепторов, т. е. с сужением акцепторной зоны. Так же несложно объясняются температурная и барическая зависимости K_A . Особенность же для кристаллов с $N_{\text{ext}} > 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (образцы № 10 и № 11), а именно, убывание K_A с понижением температуры от 300 до 77.6 К (табл. 1), обусловлена вымораживанием электронов в валентную зону.

В работе [6] отмечалось сходство в электрофизических свойствах $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ и бесщелевого полупроводника $p\text{-HgTe}$ [19]. Характерным является «растянутость» по температуре области смешанной проводимости, причем при концентрациях избыточных акцепторов ниже пороговой величины (для $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ $N_{\text{ext}} < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [4]) $R_0 < 0$ вплоть до гелиевых температур. Кроме того, температурная зависимость собственной (квазисобственной $[n(p_A + p_v)]^{1/2}$ в $\text{CdSnAs}_2(\text{Cu})$) концентрации (n_i) в обоих соединениях близка к закону $n_i \propto T^{3/2}$, а приведенная энергия Ферми (η_i) слабо зависит от температуры. В квазисобственном образце № 3 $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ (табл. 1, рис. 4), например, $|\eta_i|$ растет от 1.5 до 1.7 при увеличении температуры от 77.6 до 300 К. Энергия Ферми оценивалась по концентрации электронов (рис. 3) с использованием известных значений зонных параметров и четырехзонной модели КБ для закона дисперсии [6].

Барические и магнитополевые зависимости кинетических коэффициентов и барические зависимости характеристических параметров, кроме μ_A , в кристаллах $p\text{-CdSnAs}_2(\text{Cu})$ с $N_{\text{ext}} \approx N_A$ вблизи комнатной температуры типичны для полупровод-

ника p -типа в области смешанной проводимости с тенденцией перехода к примесной проводимости с увеличением давления (рис. 2, 3; табл. 2). Сильное же убывание μ_A с ростом давления обусловлено разведением состояний зонного континуума и состояний глубокой акцепторной зоны, поскольку, как отмечалось в [5], эффективная подвижность носителей примесной зоны зависит от плотности состояний зонного континуума в ее окрестности $g(\varepsilon_A)$. По мере удаления зоны проводимости от акцепторной зоны, т. е. по мере убывания $g(\varepsilon_A)$, скорость уменьшения μ_A с ростом P падает. Весьма слабая зависимость концентраций p_A и p_v от давления обуславливает практически линейную зависимость ε_F от давления до вплоть $P = 1$ ГПа, пока влияние случайного потенциала несущественно. Тем не менее, в отличие от акцепторной зоны, положение которой фиксировано относительно потолка валентной зоны, уровень Ферми вследствие вымораживания электронов в нижележащие состояния с ростом давления медленно удаляется от потолка валентной зоны, приближаясь к акцепторной зоне со скоростью 10 мэВ/ГПа (табл. 2). Удовлетворительное совпадение найденных величин ε_A^0 и $\partial\varepsilon_A/\partial P$ с предыдущими оценками [4, 6] свидетельствует о достоверности вычислений по $R(H, P)$ и $\rho(P)$ значений кинетических характеристик носителей заряда.

С понижением температуры знак коэффициента Холла инвертируется. При 77.6 К $R_0 > R_\infty = (N_{ext}e)^{-1}$ (см. таблицы, рис. 3), что свидетельствует об участии в процессах переноса двух типов дырок — валентной и акцепторной зон [11–13] (см. ниже неравенство (7)). Это видно также из рассчитанной зависимости R от напряженности магнитного поля в области сильных полей вблизи комнатной температуры (рис. 3). Независимость константы Холла от H при 77.6 К означает, что для носителей заряда выполняется условие предельно слабого поля. При понижении температуры от комнатной до 77.6 К и при атмосферном давлении p_v и n убывают на 1–3 порядка. Уровень Ферми перемещается по направлению к акцепторной зоне и закрепляется в ней. Одновременно более чем на порядок убывает подвижность дырок акцепторной зоны. Наблюдающаяся тенденция к локализации дырок акцепторной зоны обусловлена не только убыванием средней тепловой энергии, но также удалением зоны проводимости от акцепторной зоны согласно (1), т. е. убыванием $g(\varepsilon_A)$, как это имеет место при возрастании всестороннего давления.

Величины коэффициентов R_0 и ρ_0 при 77.6 К определяются кинетическими характеристиками дырок валентной и акцепторной зон. Концентрация дырок, подвижность дырок валентной зоны, энергия Ферми, расстояние $\varepsilon_A - \varepsilon_v$ между зонами от давления не зависят. Подвижность же дырок акцепторной зоны убывает с увеличением давления из-за убывания $g(\varepsilon_A)$. Это означает, что плотность состояний зоны проводимости на уровне Ферми, вмороженном в акцепторную зону, отлична от нуля начиная от атмосферного давления (хотя вклад электронов в формирование величин R_0 и ρ_0 не существен). Увеличение коэффициента Холла и удельного сопротивления $\rho_0 \approx (ep_A\mu_A)^{-1}$ с ростом давления определяется уменьшением μ_A . Действительно, из простого феноменологического расчета коэффициента Холла для двух сортов носителей с одинаковыми знаками и из неравенства

$$R_v = (p_v e)^{-1} \gg R_0 > R_A = (p_A e)^{-1} \approx R_\infty = (N_{ext} e)^{-1} \quad (7)$$

(табл. 2) следует рост R_0 при убывании μ_A (при уменьшении μ_A до нуля R_0 стремится к R_v). Эффективная подвижность дырок акцепторной зоны с ростом давления, так же как при комнатной температуре, убывает до нескольких единиц $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $P \rightarrow \infty$ (табл. 2), приближаясь к значениям, полученным в образцах $p\text{-CdSnAs}_2\langle\text{Cu}\rangle$ с $K_A > 0.9$

вблизи гелиевых температур [4, 5], т. е. наблюдается выраженная тенденция к локализации дырок акцепторной зоны с ростом давления.

Таким образом, присутствие заметного количества дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости ($g(\varepsilon_A) > 0$) при 77.6 К в p -CdSnAs₂(Cu) с $N_{ext} \approx N_A$ свидетельствует о сильной деформации краев зоны и о формировании состояния типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника уже при атмосферном давлении.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В кристаллах p -CdSnAs₂(Cu) с $K_A \rightarrow 0$ и $N_A \rightarrow N_{ext}$ состояние типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника реализуется при $T \leq 77.6$ К уже при атмосферном давлении в отличие от случая $K_A \rightarrow 1$ [4, 5]. Для полупроводников с глубокой примесной зоной в отличие от модели, предложенной в [1], равенство концентраций доноров и акцепторов для возникновения состояния сильно легированного полностью компенсированного полупроводника не является необходимым условием.

Уникальная возможность непрерывного регулирования высоты потенциальных барьеров всесторонним давлением в подобных объектах представляет несомненный интерес с целью изучения специфических явлений в неупорядоченных полупроводниках, таких, например, как «замороженная» фотопроводимость неравновесных носителей, сохраняющаяся длительное время. Перспективными объектами для соответствующих исследований могут стать кристаллические сильно легированные и сильно компенсированные Ge(Au, Sb), InSb(Cr), n -InAs с избыточной концентрацией доноров порядка 10^{15} см⁻³ и др. Актуальность исследования этих веществ очевидна, так как они являются удобной эффективно управляемой компенсацией и всесторонним давлением моделью неупорядоченного, в частности, аморфного полупроводника.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку (проект № 95-02-03653а).

ПРИЛОЖЕНИЕ

С целью повышения достоверности оценок характеристических параметров носителей заряда — их концентраций и подвижностей — использовались преобразования, линеаризующие соотношение (4) [6]:

$$\begin{aligned} L [\gamma \exp(\varepsilon_A^0 - \eta^0)]^{-1} &= M + N(n^0 - p_v^0)^{-1}, \\ L &= [1 - (n - p_v)/(n^0 - p_v^0)] (1 - \exp \xi)^{-1}, \\ M &= - [1 - \{(n - p_v)/(n^0 - p_v^0)\} \exp \xi] (1 - \exp \xi)^{-1}, \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

$\xi = \eta^0 - \eta - \beta^* P$ (индекс 0 соответствует атмосферному давлению), и выражение для коэффициента Холла для случая трех типов носителей заряда, когда $R_0 \neq 0$ [11]:

$$R = R_0 \frac{1 + \varphi H^2 + \theta H^4}{1 + \psi H^2 + \nu H^4}. \quad (\text{П.2})$$

Коэффициенты R_0 , φ , ψ , θ , ν определяются величинами концентраций (n, p_A, p_v) и подвижностей (μ_c, μ_A, μ_v) носителей заряда и в принятом приближении не зависят от напряженности магнитного поля. В области смешанной проводимости, где зависимость R от H наиболее выражена, отношение p_A/n много больше единицы и в использованных полях до 20 кЭ $\mu_v H \ll 1$ (μ_v — величина порядка нескольких сотен см²/В·с). В этом случае

$$(\varphi H^2 + \theta H^4)(\varphi H^2)^{-1} \approx 1, \quad (\psi H^2 + \nu H^4)(\psi H^2)^{-1} \approx 1$$

с погрешностью, не превышающей 1%, и формула (П.2) преобразуется к виду

$$R = R_0 \frac{1 + \varphi H^2}{1 + \psi H^2}. \quad (\text{П.3})$$

Из (П.3) следует

$$\frac{R_0}{R} = \frac{1 - R_0/R}{\varphi H^2} + \frac{\psi}{\varphi}, \quad (\text{П.4})$$

$$(R - R_\infty^{eff})^{-1} = (R_0 - R_\infty^{eff})^{-1} + \psi(R_0 - R_\infty^{eff})^{-1} H^2. \quad (\text{П.5})$$

Заметим, что

$$R_\infty^{eff} = R_0 \left(\frac{\varphi}{\psi} \right) > R_\infty = R_0 \left(\frac{\theta}{\nu} \right) = \lim_{H \rightarrow \infty} R = (N_{ext} e)^{-1}.$$

Учитывая, что $(\mu_c/\mu_v)^2 \gg 1$, получим

$$\varphi = \mu_c^2 \left(1 - \frac{\mu_c^2}{R_c R_0 \sigma_0^2} \right), \quad \psi = \mu_c^2 \left(1 - \frac{\mu_c}{R_c \sigma_0} \right)^2 \quad (\text{П.6})$$

($|R_c| = (ne)^{-1}$). Таким образом, в области малых полей зависимость $R(H)$ определяется в основном характеристическими параметрами высокоподвижных носителей зарядов электронов зоны проводимости, и непосредственно из (П.6) можно определить n и μ_c . Из (П.6) также непосредственно следуют уравнения

$$R_A \sigma_A^2 \left[1 + \left(\frac{\mu_v}{\mu_A} \right)^2 \frac{p_v}{p_A} \right] = R_0 \sigma_0^2 - R_c \sigma_c^2, \quad (\text{П.7})$$

$$\sigma_A \left(1 + \frac{\mu_v}{\mu_A} \frac{p_v}{p_A} \right) = \sigma_0 - \sigma_c$$

($\sigma_c = n\mu_c e$). Далее по n , известным зонным параметрам и в приближении закона дисперсии КБ оценивались η и p_v . Наконец, по формулам (4), (П.1) и (П.7) определялись остальные характеристические параметры носителей заряда.

Для определения погрешностей оценок характеристических параметров по формулам (П.4), (П.5) применено дифференцирование. Введем обозначения для формулы (П.4)

$$y = \frac{R_0}{R}, \quad l = \frac{1 - R_0/R}{\varphi}, \quad b = \frac{\psi}{\varphi}$$

и для формулы (П.5)

$$y = (R - R_{\infty}^{eff})^{-1}, \quad l = \psi(R_0 - R_{\infty}^{eff}), \quad b = (R_0 - R_{\infty}^{eff})^{-1}.$$

Предельная относительная погрешность определения коэффициентов l и b по формуле (П.4) равняется

$$\frac{|\Delta l|}{|l|} = \frac{|\Delta y|}{|y|} \left| 1 - \frac{R}{R_{\infty}^{eff}} \right|^{-1}, \quad \frac{|\Delta b|}{|b|} = \frac{|\Delta y|}{|y|} \left| \frac{R}{R_{\infty}^{eff}} \right|^{-1}. \quad (\text{П.8})$$

Предельная относительная погрешность определения коэффициентов l и b по (П.5) равняется

$$\frac{|\Delta l|}{|l|} = \frac{|\Delta y|}{|y|} \left| \frac{1 - R_{\infty}^{eff}/R_0}{1 - R/R_0} \right|, \quad \frac{|\Delta b|}{|b|} = \frac{|\Delta y|}{|y|} \left| 1 - \frac{R - R_{\infty}^{eff}}{R_0 - R_{\infty}^{eff}} \beta H^2 \right|^{-1}. \quad (\text{П.9})$$

Для расчетов, как правило, использовалось выражение (П.4). Формула (П.5) применялась в случае двух сортов носителей заряда, когда вкладом дырок валентной зоны можно пренебречь ($K_A > 0.5$, при низких температурах и высоких давлениях) и где $R > 0$. Это позволяло непосредственно графически определить R_{∞} экстраполяцией зависимости $R_0(P^{-1})$ к $P \rightarrow \infty$ [4] и по формуле (П.5).

Предельные относительные погрешности определения по (П.4) согласно (П.8) отношения ψ/φ превышает $|\Delta R_0/R| |R_0/R|^{-1}$ в $|R_{\infty}^{eff}/R|$ раз, а величины $(1 - R_0/R)/\varphi H^2$ — меньше $|\Delta R_0/R| |R_0/R|^{-1}$ в $|1 - R/R_{\infty}^{eff}|$ ($R < 0$) раз и не превышает 4%.

Из выше сказанного и приведенных соотношений ясно, что тактика вычислений и оценка погрешностей определения характеристических параметров задаются свойствами конкретного образца, точнее, величинами R_0 , R_{∞}^{eff} , R_{∞} и интервалом изменения $R(H, P)$. Случай двух типов носителей заряда относительно прост и детально обсуждался в [4–6, 9]. Случай трех сортов носителей заряда [11–13] рассмотрим на примере образца № 10 p -CdSnAs₂(Cu) с $N_A \approx N_{ext}$. При комнатной температуре по формулам (П.4) и (П.6) были оценены n и μ и получены два независимых уравнения (П.7), включающие характеристические параметры p_A , μ_A , p_v , μ_v . По полученной величине n и известным зонным параметрам оценивались η , p_v и далее с использованием (4), (П.1) и (П.7) — остальные параметры. Расчеты облегчались и их достоверность усиливалась тем, что величина барического коэффициента $\partial \varepsilon_A / \partial P$ была известна *a priori* [6], а параметры p_A и μ_v при фиксированной температуре и $N_A \approx N_{ext}$ от давления практически не зависят.

Кроме того, достоверность вычислений увеличивалась благодаря согласованию оценок в результате сопоставительного анализа графиков зависимостей R_{∞} , N и N_A от $R_0(77.6 \text{ К})/R_0(300 \text{ К})$, экстраполяцией R_0 к точке $P^{-1} = 0$ (т.е. $P \rightarrow \infty$) и т.д.

Наконец, для кристаллов с $N_{ext} \approx N_A$ в данной работе (рис. 5) и ранее в остальных случаях [16] была проведена дополнительная процедура верификации результатов — сопоставлена теоретически рассчитанная с использованием полученных значений параметров носителей заряда в приближении доминирующего рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях термоэдс (λ) с экспериментально измеренной. До давления $P = 1$ ГПа при комнатной температуре и $N_{ext} \approx N_A$ получено удовлетворительное согласие (рис. 5). Наблюдающееся несовпадение кривых $\lambda(P)$ при давлениях выше 1 ГПа обусловлено возрастающей с ростом давления ролью случайного потенциала, на что обращалось внимание при обсуждении зависимости $\varepsilon_A(P)$ (рис. 2).

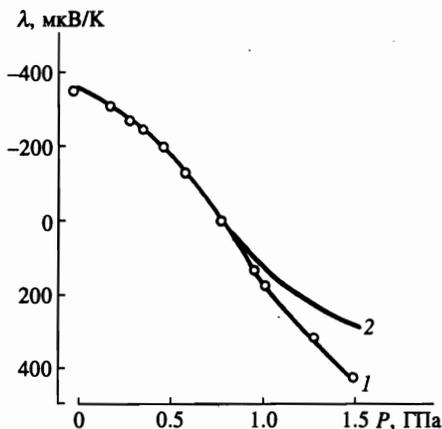


Рис. 5. Экспериментально измеренная (1) и рассчитанная (2) зависимости термомэса λ от давления при комнатной температуре в образце № 10 p -CdSnAs₂(Cu)

В целом, с учетом корректирующих графических построений, физических модельных представлений и согласно вышесказанному погрешность в определении характеристических параметров носителей заряда, включая N_{ext} , не превышает 15%.

Литература

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, ЖЭТФ 62, 1156 (1972).
2. А. Р. Гаджиев, С. М. Рывкин, И. С. Шлимак, Письма в ЖЭТФ 15, 605 (1972).
3. S. M. Ruykin and I. S. Shlimak, Phys. Stat. Sol. (a) 16, 515 (1973).
4. И. К. Камилов, М. И. Даунов, В. А. Елизаров, А. Б. Магомедов, ЖЭТФ 104, 2436 (1993).
5. И. К. Камилов, М. И. Даунов, В. А. Елизаров, А. Б. Магомедов, Письма в ЖЭТФ 54, 589 (1991).
6. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, В. И. Данилов, ФТП 26, 467 (1991).
7. M. I. Daunov, I. K. Kamilov, R. I. Bashirov et al., High Pressure Research 9, 361 (1992).
8. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, ФТП 8, 45 (1974).
9. В. Г. Воеводин, О. В. Воеводина, Диарсенид кадмия-олова, Изд. Томского университета, Томск (1988).
10. М. И. Даунов, Доклады АН Азерб. ССР 23(3), 10 (1967).
11. М. И. Даунов, А. С. Аронсон, Деп. ВИНТИ № 2662-79 (1979).
12. М. И. Даунов, И. М. Абдурахманов, А. Б. Магомедов, А. Э. Рамазанова, в сб. Фото- и электрические явления в полупроводниках, ДНЦ РАН, Махачкала (1985), с. 110.
13. М. И. Даунов, И. М. Абдурахманов, А. Б. Магомедов, в сб. Перенос носителей заряда и тепла в полупроводниках, ДНЦ РАН, Махачкала (1986), с. 49.
14. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, В. И. Данилов, Укр. физ. журн. 37, 103 (1992).
15. А. Матуленис, Ю. Пожела, Е. Шимулите, В. Юцене, в сб. Полупроводниковые преобразователи, Мокслас, Вильнюс (1980), с. 141.
16. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, В. И. Данилов, Изв. ВУЗов, № 9, 116 (1991).
17. Т. А. Полянская, Ю. В. Шмарцев, ФТП 4, 727 (1970).
18. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, в сб. Транспортные и магнитные явления в полупроводниках и металлооксидах, Дагестанский ФАН СССР, Махачкала (1989), с. 10.
19. I. M. Tsidilkovski, G. I. Harus, and N. C. Shelushinina, Adv. Phys. 34, 43 (1985).