

## РЕЗОНАНСНАЯ ЗОНА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В СПЛАВЕ $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ( $x = 0.2$ ), ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ

Брандт Н. Б., Скипетров Е. П., Хорош А. Г.

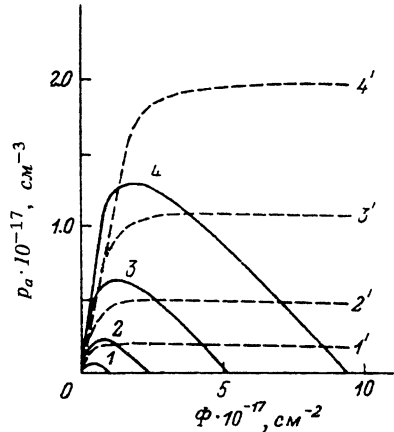
Исследованы гальваномагнитные эффекты в сплаве  $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ), облученном электронами ( $T \approx 300$  К,  $E = 6$  МэВ,  $\Phi < 3.35 \cdot 10^{17}$  см $^{-2}$ ), в интервале давлений  $P < 18$  кбар. В облученных образцах обнаружено увеличение концентрации дырок под действием давления, связанное с движением энергетических зон в точке  $L$  зоны Бриллюэна и перетеканием электронов из валентной зоны в зону резонансных состояний, индуцированную электронным облучением. Полученные в работе зависимости концентрации дырок от давления использованы для выбора модели и определения параметров модели энергетического спектра облученного электронами сплава  $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ). В рамках предложенной модели проведены расчеты, позволяющие прогнозировать поведение электрофизических параметров сплава при облучении, и предсказано возникновение протяженного диэлектрического состояния при глубоком облучении электронами.

**Введение.** В первых работах по электронному облучению сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  [1-4] было установлено, что при облучении образуются радиационные дефекты как донорного, так и акцепторного характера: энергетические уровни дефектов донорного типа (предположительно вакансии теллура) расположены, по-видимому, в зоне проводимости, а уровни дефектов акцепторного типа — глубоко в валентной зоне, однако точное положение этих уровней относительно краев разрешенных зон в точке  $L$  зоны Бриллюэна оставалось невыясненным. В работе [5] показано, что облучение сплава  $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ) быстрыми электронами приводит к уменьшению концентрации дырок и «мягкой» стабилизации уровня Ферми в облученных образцах в результате появления зоны резонансных состояний вблизи потолка валентной зоны сплава. Предложены две альтернативные модели энергетического сплава облученного электронами сплава  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ) (рис. 5 в работе [5]), предполагающие возникновение при облучении резонансной зоны  $E_r$  донорного типа (модель I) или донорного уровня  $E_d$  в зоне проводимости и резонансной зоны  $E_a$  акцепторного типа (модель II). Установлено, что обе модели удовлетворительно описывают зависимости концентрации дырок от потока облучения, и анализ этих зависимостей не позволяет сделать однозначный выбор модели.

Дополнительная информация, необходимая для окончательного выбора модели энергетического спектра  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ), облученного электронами, может быть получена при исследовании зависимостей концентрации дырок в облученных образцах от давления. Дело в том, что гидростатическое сжатие сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (Se) с нормальным спектром ( $E_g > 0$ ) приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны и инверсии термов в  $L$ . При этом в нелегированных и необлученных кристаллах, в энергетическом спектре которых отсутствуют глубокие и резонансные уровни, концентрация носителей заряда не меняется [6-8]. Однако, если в энергетическом спектре сплавов имеются глубокие или резонансные уровни, связанные с дефектами кристаллической решетки (примесные, радиационные и т. д.), концентрация свободных носителей заряда может изме-

Рис. 1. Зависимости концентрации свободных состояний в резонансной зоне для сплава  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) от потока облучения при различных исходных концентрациях дырок (штриховые линии — расчет по модели I, сплошные — расчет по модели II).

$p_0 \cdot 10^{-17}, \text{см}^{-3}$ : 1, 1' — 0.2; 2, 2' — 0.5; 3, 3' — 1.1; 4, 4' — 2.0.



няться в результате изменения взаимного расположения уровней и краев разрешенных зон под действием давления и перераспределения электронов между локальными уровнями и одной из разрешенных зон [9, 10].

Таким образом, сам факт изменения концентрации дырок в облученных образцах  $p\text{-}Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) под давлением должен индуцировать возникновение при облучении резонансных уровней, расположенных вблизи уровня Ферми в исследованных образцах, т. е. вблизи потолка валентной зоны сплава. Кроме того, предварительные расчеты показали, что величина и характер изменения концентрации дырок в облученных образцах под давлением должны определяться формой функции плотности состояний в резонансной зоне, а также концентрациями занятых  $n_i$  ( $n_a$ ) и пустых  $p_i$  ( $p_a$ ) состояний в резонансной зоне, которые в рамках анализируемых моделей энергетического спектра могут существенно различаться при высоких потоках облучения (рис. 1).

Поэтому в настоящей работе исследовано влияние давления на электрофизические свойства монокристаллических образцов сплава  $p\text{-}Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ), облученных электронами, с целью выбора модели энергетического спектра и уточнения значений ее параметров для облученного электронами сплава.

## 1. Методика измерений и образцы

Монокристаллические образцы  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ )  $p$ -типа, основные параметры и методика подготовки к измерениям которых приведены в [5], облучались при комнатной температуре потоками быстрых электронов  $\Phi \leq 8.3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$  с энергией  $E=6$  МэВ на линейном ускорителе ЭЛУ-6. Параметры образцов, исследованных под давлением при  $T=4.2$  К до и после облучения электронами, представлены в таблице.

Параметры исследованных под давлением образцов  $p\text{-}Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ) при  $T=4.2$  К

Образец	$\Phi \cdot 10^{-17}, \text{см}^{-2}$	$p_0 \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{см}$	$R_X, \text{см}^3/\text{Кл}$	$\mu_H \cdot 10^{-5}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
$p\text{-}11$	0	3.1	$4.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^2$	3.7
	1.4	0.7	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$7.6 \cdot 10^2$	1.9
$sp\text{-}2$	0	12.0	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^1$	2.1
	2.2	0.6	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$8.8 \cdot 10^2$	4.4
	3.35	0.08	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^3$	2.3

До и после облучения электронами, а также под давлением у каждого образца измерялись температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента Холла  $R_X$  ( $4.2 \leq T \leq 300$  К,  $B \leq 0.04$  Т), а также осцилляции Шубникова—де-Гааза при  $T=4.2$  К ( $B \leq 7$  Т,  $B \parallel \langle 100 \rangle$ ). Гидростатические давления  $P \leq 18$  кбар были получены в камере из термообработанной бериллиевой

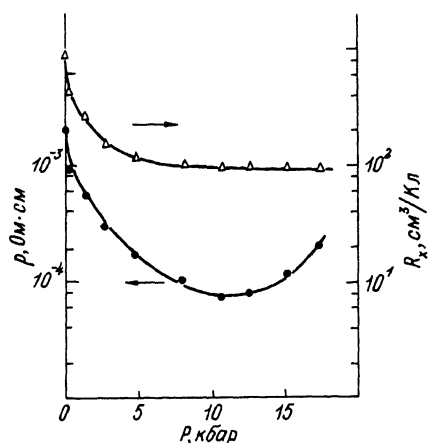
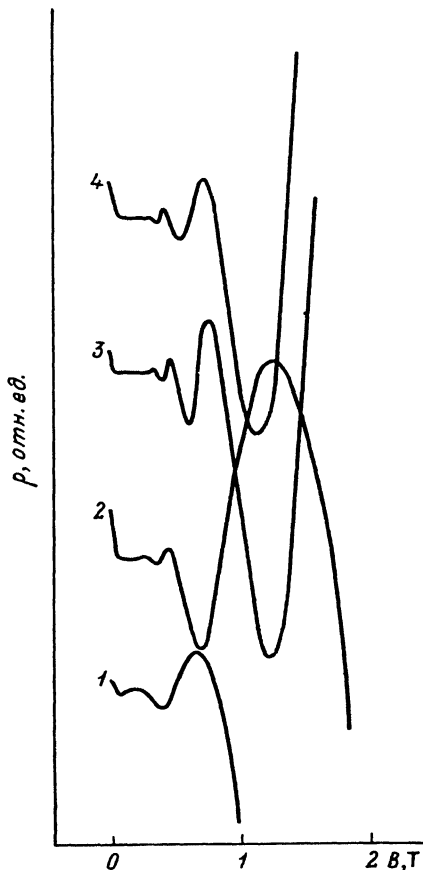


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла образца *sp-2*, облученного электронами ( $\Phi = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ), от давления при  $T = 4.2 \text{ К}$ .

Рис. 3. Осцилляции поперечного магнитосопротивления образца *sp-2* ( $\Phi = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) при  $T = 4.2 \text{ К}$ .

$P$ , кбар: 1 — 0, 2 — 1.4, 3 — 8.0, 4 — 17.4.



бронзы, рабочий канал которой заполнялся смесью керосин—масло—пентан, и измерялись при гелиевых температурах по смещению температуры сверхпроводящего перехода оловянного датчика.

## 2. Гальваноманнитные явления под давлением

Для исследований под давлением были выбраны образцы *p-11* ( $\Phi = 1.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) и *sp-2* ( $\Phi = 2.2 \cdot 10^{17}, 3.35 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ), принадлежащие к разным группам [3] и имеющие концентрации дырок  $p < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Установлено, что под действием давления у всех облученных электронами образцов удельное сопротивление при  $T = 4.2 \text{ К}$  уменьшается и проходит через минимум при давлении  $P \approx 11 \text{ кбар}$ , соответствующем переходу через бесщелевое состояние (рис. 2). Коэффициент Холла и период шубниковских осцилляций  $\Delta_{100} (1/B)$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  уменьшаются и стремятся к насыщению в области давлений  $P > 8 + 10 \text{ кбар}$  (рис. 2, 3). Такие изменения электрофизических параметров облученных образцов указывают, очевидно, на то, что при увеличении давления концентрация дырок монотонно увеличивается и выходит на насыщение.

С точки зрения обеих анализируемых моделей энергетического спектра облученного электронами сплава  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.2$ ), увеличение концентрации дырок под давлением возможно при увеличении расстояния между потолком валентной зоны и серединой резонансной зоны, например, при неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны под давлением. В этом случае концентрация дырок должна увеличиваться под дав-

дением за счет перетекания электронов из валентной зоны на незаполненные состояния в пределах резонансной зоны и либо проходить через максимум в окрестности бесщелевого состояния (частичное заполнение резонансной зоны), либо выходить на насыщение (полное заполнение резонансной зоны). Так как в исследованных образцах концентрация дырок выходит на насыщение под давлением, реализуется, очевидно, последний случай, и величина изменения концентрации дырок под давлением  $\Delta p = p(P_{\max}) - p(0)$  должна быть равна концентрации незаполненных состояний в резонансной зоне при атмосферном давлении.

### 3. Перестройка энергетического спектра под действием давления

Расчеты, проведенные в рамках модели I с параметрами, приведенными в [5], показали, что в предположении неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны под давлением наблюдается качественное согласие теоретических зависимостей  $p(P)$  с экспериментальными данными, однако величина  $\Delta p$  должна быть в несколько раз больше, чем наблюдаемая в эксперименте (рис. 4, а, кривые 1, 2). Для улучшения количественного согласия теории и эксперимента необходимо предположить, что зона резонансных состояний смещается под давлением вверх относительно середины запрещенной зоны сплава (рис. 4, а, кривые 1', 2'). Но в этом случае нарушается качественное согласие теоретических и экспериментальных зависимостей  $p(P)$ , так как после инверсии термов в  $L$  под действием давления должны наблюдаться быстрое уменьшение концентрации дырок и переход металл—диэлектрик в результате перетекания электронов из резонансной зоны в валентную зону.

В то же время в рамках модели II [5] удастся добиться удовлетворительного согласия теоретических и экспериментальных зависимостей концентрации дырок от давления. Расчеты проводились в соответствии с уравнением электро-нейтральности, предложенным в работе [5]:

$$p(\Phi, P) = p_0 - (N_d - n_a(\Phi, P)), \quad n_a(\Phi, P) = \int_{-\infty}^{E_F} g_a(E) dE, \quad (1)$$

$$g_a(E) = \frac{N_a}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left| -\frac{(E - E_a)^2}{2\sigma^2} \right|, \quad (2)$$

где  $N_d = \Phi \cdot dN_d/d\Phi$ ,  $N_a = \Phi \cdot dN_a/d\Phi$ ,  $dN_d/d\Phi$  и  $dN_a/d\Phi$  — скорости генерации дефектов донорного и акцепторного типа при облучении,  $g_a(E)$  — плотность состояний в резонансной зоне акцепторного типа в виде кривой гауссовского типа  $E_a$  и  $\sigma$  — середина и ширина резонансной зоны,  $E_F$  — энергия Ферми, рассчитанная в рамках модели Кейна [11].

Наилучшее согласие теории и эксперимента было достигнуто в предположении неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава под давлением (рис. 4, б). Необходимо, однако, отметить заметное отклонение теоретических кривых от экспериментальных точек в области низких давлений, которое может, с нашей точки зрения, быть связано с нарушением одного или нескольких предположений, сделанных при расчетах в рамках модели II. Вполне возможно отклонение функции плотности состояний в резонансной зоне от гауссовской формы. Кроме того, предположение о неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава не является обязательным, так как полученные экспериментальные данные не позволяют с удовлетворительной точностью рассчитать скорость движения резо-

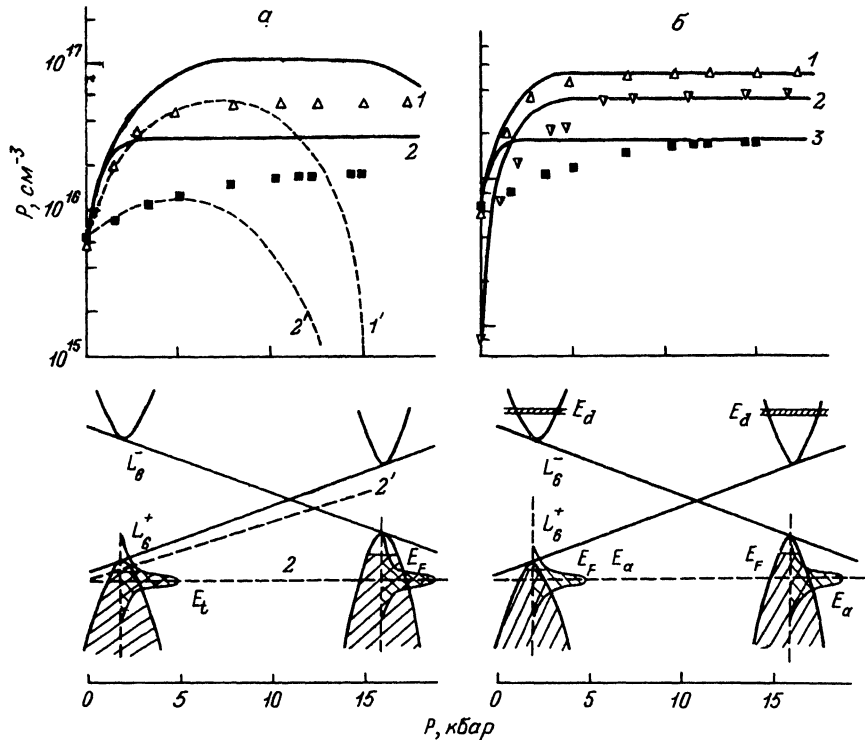


Рис. 4. Зависимости концентрации дырок в образцах  $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x=0.2$ ), облученных электронами, от давления при  $T=4.2$  К и диаграммы перестройки энергетического спектра сплава под давлением.

$a$  — модель I:  $sp\text{-}2$  ( $\Phi = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ):  $1 - dE_f/dP = 0$ ,  $1' - dE_f/dP = 1.5$  мэВ/кбар.  $p\text{-}II$  ( $\Phi = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ):  $2 - dE_f/dP = 0$ ,  $2' - dE_f/dP = 3.0$  мэВ/кбар.  $b$  — модель II:  $1 - sp\text{-}2$  ( $\Phi = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ),  $2 - sp\text{-}2$  ( $\Phi = 3.35 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ),  $3 - p\text{-}II$  ( $\Phi = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ).

нансной зоны относительно краев разрешенных зон сплава под давлением. Для надежного определения этого параметра необходимо значительное расширение диапазона изменения давления или аналогичные исследования сплавов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с большим содержанием олова.

Тем не менее, опираясь на имеющиеся экспериментальные результаты, оканчивается возможным оценить границы изменения скорости движения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава. С этой целью проведены расчеты зависимостей концентрации дырок в облученных образцах от давления при вариации величины  $dE_d/dP$ . Расчеты показали, что при отрицательных значениях  $dE_d/dP$  еще сильнее ухудшается согласие теоретической зависимости  $p(P)$  с экспериментальными данными в области низких давлений. При положительных значениях  $dE_d/dP$  улучшается согласие теории и эксперимента в области низких давлений, однако появляются существенные отклонения теоретических зависимостей от экспериментальных точек в области максимальных давлений. Дело в том, что при значениях  $dE_d/dP > 0.5$  мэВ/кбар под действием давления резонансная зона настолько приближается к потолку валентной зоны  $L_6^-$ , что в исследованном диапазоне давлений должны наблюдаться уменьшение концентрации дырок и переход металл—диэлектрик за счет перетекания электронов из резонансной зоны в валентную зону. Поэтому можно заключить, что скорость смещения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава невелика и не превышает величины  $dE_d/dP = \pm 0.5$  мэВ/кбар.

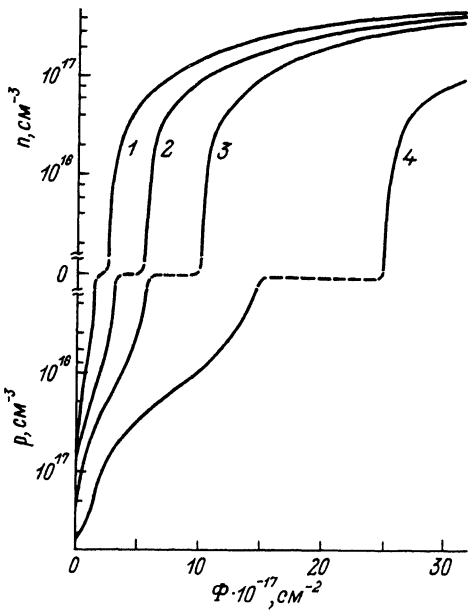


Рис. 5. Зависимости концентрации носителей заряда в сплаве  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ) при  $T = 4.2$  К от потока облучения электронами при различных исходных концентрациях дырок (расчет по модели II).

$p_0 \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0.5, 2 — 1.1, 3 — 2.0, 4 — 5.0.

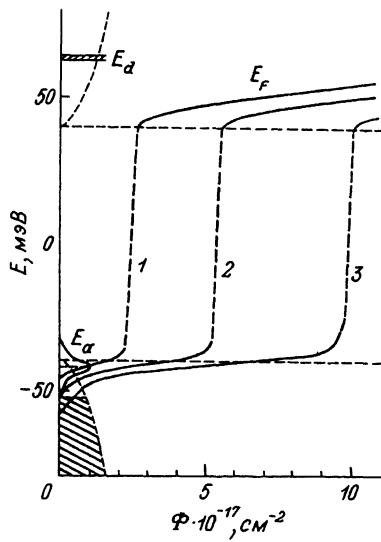


Рис. 6. Зависимости положения уровня Ферми в сплаве  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ) при  $T = 4.2$  К от потока облучения электронами при различных исходных концентрациях дырок (расчет по модели II).

$p_0 \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0.5, 2 — 1.1, 3 — 2.0.

#### 4. Поведение электрофизических параметров при глубоком облучении электронами

Имеющиеся экспериментальные результаты позволяют в рамках обоснованной выше модели энергетического спектра облученного электронами сплава  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0.2$ ) прогнозировать поведение электрофизических параметров облученных образцов при глубоком облучении электронами. При проведении расчетов использовались параметры модели, характерные для образцов *sp-1, 2*, у которых наблюдаются максимальные скорости генерации дефектов  $dN_d/d\Phi$ ,  $dN_a/d\Phi$  и максимальная разностная скорость генерации доноров и акцепторов  $d(N_d - N_a)/d\Phi$  при облучении [5]. Результаты расчетов, проведенных для образцов *p-Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te* ( $x = 0.2$ ) с разными исходными концентрациями дырок, приведены на рис. 5, 6.

Согласно проведенным расчетам, при облучении электронами концентрация дырок падает и сплав переходит в диэлектрическое состояние (рис. 5). Далее с ростом потока облучения в зоне проводимости появляются электроны, концентрация которых быстро увеличивается. При дальнейшем увеличении потока облучения должно наблюдаться насыщение концентрации электронов, связанное со стабилизацией уровня Ферми донорным уровнем  $E_d$ . Наиболее интересным результатом расчета является наличие протяженной диэлектрической области, в которой облученные образцы должны обладать практически нулевыми концентрациями носителей заряда. При рассмотрении семейства зависимостей  $N(\Phi)$  с различными исходными концентрациями дырок хорошо видно, что с увеличением исходной концентрации  $p_0$  для достижения диэлектрического со-

стояния необходимо больший поток облучения; одновременно увеличивается протяженность диэлектрической области.

Причина такого поведения концентрации носителей заряда — появление в облученных образцах широкой резонансной зоны радиационных дефектов, расположенной вблизи потолка валентной зоны. При увеличении потока облучения в образцах  $p$ -типа уровень Ферми поднимается к потолку валентной зоны и попадает в пределы резонансной зоны (рис. б). Дальнейшее облучение приводит к заполнению резонансной зоны электронами и уменьшению скорости изменения концентрации дырок. Диэлектрическому состоянию соответствуют потоки облучения, при которых валентная зона оказывается целиком заполненной электронами, а уровень Ферми находится в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны, расположенного выше потолка валентной зоны. И, наконец, когда поток облучения оказывается достаточным для заполнения электронами резонансной зоны и выхода уровня Ферми из хвоста плотности состояний резонансной зоны, происходят практически скачкообразный переход уровня Ферми в зону проводимости и соответственно инверсия типа проводимости. При дальнейшем увеличении потока облучения уровень Ферми должен двигаться вверх, что соответствует росту концентрации свободных электронов.

Следует отметить, что проведенные расчеты позволяют, по-видимому, объяснить отсутствие  $p$ - $n$ -конверсии при электронном облучении исследованных в работе [5] образцов  $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ), в которых, согласно расчетам в рамках модели II, скорость генерации дефектов донорного типа превышает скорость генерации дефектов акцепторного типа. Дело, видимо, в том, что потоки облучения, необходимые для  $p$ - $n$ -конверсии, должны почти вдвое превосходить потоки облучения, необходимые для перехода образцов в диэлектрическое состояние. Вполне возможно, что при потоках облучения  $\Phi > 4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> исследованные образцы находятся в диэлектрическом состоянии. В этом случае основным механизмом проводимости при низких температурах может быть проводимость по зоне резонансных состояний или поверхностная проводимость, и величина коэффициента Холла, по которой рассчитывалась концентрация дырок, не несет информации о концентрации свободных дырок в образцах.

**Заключение.** Таким образом, полученные в работе экспериментальные результаты позволяют однозначно выбрать модель энергетического спектра облученного электронами сплава  $p$ - $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.2$ ). Показано, что увеличение концентрации дырок в облученных образцах под давлением связано с увеличением расстояния между потолком валентной зоны и серединой резонансной зоны акцепторного типа и перетеканием электронов из валентной зоны в резонансную зону. В рамках предложенной модели энергетического спектра проведены расчеты, позволяющие прогнозировать поведение электрофизических параметров сплава при глубоком облучении электронами. Показано, что скорость движения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава под давлением невелика и не превосходит  $dE_g/dP = \pm 0.5$  мэВ/кбар, а также предсказано возникновение при электронном облучении протяженного диэлектрического состояния, в котором облученные образцы должны обладать практически нулевыми концентрациями носителей заряда и повышенной радиационной стойкостью электрофизических параметров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Harper H. T., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. V. NS-21. N 6. P. 30—33.
- [2] Naber J. A., Leadon R. E., Harper H. T., Green B. A., Mallon C. E. // Lattice Defects In Semiconductors. Inst. Phys. Conf. Ser. 1975. N 23. P. 325—331.
- [3] Green B. A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 5. P. 2243—2244.
- [4] Брудный В. Н., Войцеховский А. В., Кривов М. А., Лиленко Ю. В., Петров А. С., Потапов А. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1495—1498.

- [5] Брандт Н. Б., Скипетров Е. П., Слынько Е. И., Хорош А. Г., Штанов В. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 51—58.
- [6] Melngailis J., Kafalas J. A., Harman T. C. // *The Physics of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors* / Ed. by D. L. Carter, R. T. Bate. N. Y., 1971. P. 407—419.
- [7] Акимов Б. А., Вадхва Р. С., Чудинов С. М. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 10. С. 1927—1931.
- [8] Martinez G. // *Phys. Rev. B*. 1973. V. 8. N 10. P. 4686—4692.
- [9] Акимов Б. А., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Чудинов С. М., Яценко О. Б. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 7. С. 1293—1301.
- [10] Брандт Н. Б., Доропей В. Н., Дубков В. П., Скипетров Е. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1462—1473.
- [11] Акимов Б. А., Вадхва Р. С., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Чудинов С. М. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1077—1083.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получена 10.12.1991  
Принята к печати 26.12.1991