

РЕЗОНАНСНАЯ ЗОНА В СПЛАВЕ $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$), ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ

Ковалев Б. Б., Скиштров Е. П.

Исследовано влияние давления ($P \leq 16$ кбар) на электрофизические свойства сплава $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$), облученного электронами ($T \approx 300$ К, $E=6$ МэВ, $\Phi \leq 6.2 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$). Определены параметры зоны резонансных состояний, возникающей при электронном облучении в зоне проводимости сплава. Полученные результаты совместно с данными других работ использованы для построения энергетической диаграммы движения резонансной зоны радиационных дефектов относительно краев энергетических зон в точке L при изменении содержания олова в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Введение. При облучении быстрыми электронами в энергетическом спектре сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ возникает широкая (~ 10 мэВ) зона локализованных (резонансных) состояний, положение которой относительно краев энергетических зон в точке L зависит от состава сплава и давления [1-4]. В сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$) с инверсным спектром в точке L зоны Бриллюэна середина зоны расположена в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны L_6^- ($E_i \approx E_g + +0.025$ эВ). Поэтому генерация радиационных дефектов при электронном облучении приводит к увеличению плотности локализованных состояний, уменьшению концентрации электронов и переходу металл—диэлектрик в результате перетекания электронов из зоны проводимости в зону локализованных состояний [1, 2]. В сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) с нормальным спектром в точке L зоны Бриллюэна середина резонансной зоны находится высоко в зоне проводимости ($E_i \approx E_c + 0.056$ эВ). Поэтому генерация резонансных состояний при облучении электронами вызывает лишь медленное уменьшение концентрации электронов за счет захвата электронов на состояния в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны. Гидростатическое сжатие облученных кристаллов приводит к инверсии зон в точке L , быстрому сближению дна зоны проводимости L_6^+ с серединой резонансной зоны E_i и перераспределению электронов между зоной проводимости и резонансной зоной. В этих условиях изучение зависимостей концентрации электронов от давления позволяет, опираясь на хорошо известный закон дисперсии носителей заряда в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [5], получать информацию о положении и структуре зоны резонансных состояний и восстанавливать ход плотности состояний в ней [3, 4].

Представляло интерес дополнить имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по энергетическому положению и структуре резонансной зоны радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$. В настоящей работе исследовано влияние облучения быстрыми электронами и последующего гидростатического сжатия на электрофизические параметры сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$) n -типа с целью определения параметров зоны резонансных состояний, индуцированной электронным облучением в этом сплаве, и построения энергетической диаграммы сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами, в широком диапазоне изменения содержания олова $0.07 \leq x \leq 0.25$.

1. Методика измерений и образцы

Монокристаллические образцы $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$) с характерными размерами $3.0 \times 0.7 \times 0.7$ мм вырезались из слитка с помощью электроэрозионного

станка и травились в растворе брома в бромистой кислоте. Токовые контакты к образцам припаивались индием, а потенциальные контакты подваривались с помощью электроискровой установки.

Образцы с исходными концентрациями электронов $n = (7 \div 8.5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ облучались на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 ($T_{\text{обл}} \approx 300 \text{ К}$, $E = 6 \text{ МэВ}$, $\Phi \leq 6.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$). До облучения и при нескольких потоках облучения измерялись температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H ($4.2 \leq T \leq 300 \text{ К}$, $B \leq 0.04 \text{ Т}$). Аналогичные измерения проведены в условиях гидростатического сжатия у необлученного образца и у образца, облученного электронами, при двух значениях потока облучения

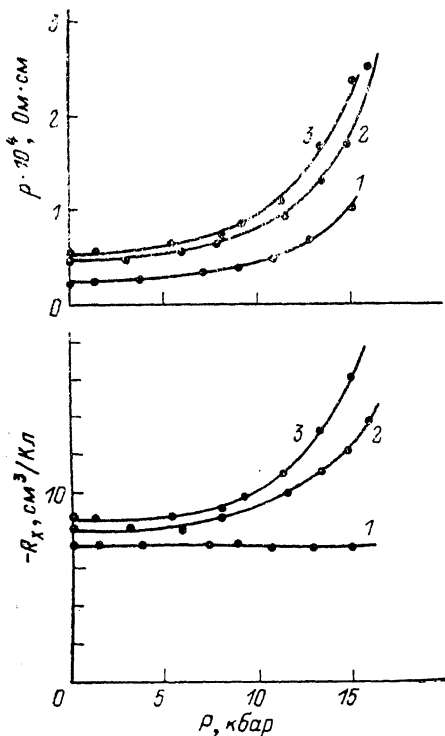


Рис. 1. Зависимости электрофизических параметров при $T=4.2 \text{ К}$ от давления для образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.07$). $\Phi \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-2}$: 1 — 0, 2 — 3.3, 3 — 6.2.

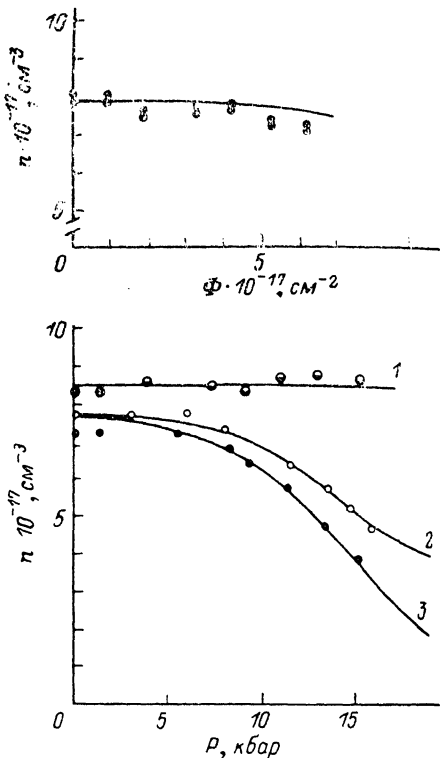


Рис. 2. Зависимости концентрации электронов при $T=4.2 \text{ К}$ от потока облучения и давления для образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.07$).

Сплошные линии — расчет по модели (1). $\Phi \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-2}$: 1 — 0, 2 — 3.3, 3 — 6.2.

$\Phi = 3.3 \cdot 10^{17}$ и $6.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Давления $P \leq 16 \text{ кбар}$ были получены с помощью камеры из термообработанной бериллиевой бронзы. В качестве среды, передающей давление, использовалась смесь керосин—масло—пентан. Давление в камере измерялось при гелиевых температурах по смещению сверхпроводящего перехода оловянного датчика.

2. Влияние электронного облучения на электрофизические свойства $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.07$)

При облучении электронами удельное сопротивление исследованных образцов при $T=4.2 \text{ К}$ увеличивается примерно в 2 раза, коэффициент Холла при $T=4.2 \text{ К}$ сначала не изменяется, а затем увеличивается не более чем на 10 %. Температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла носят металлический характер во всем исследованном диапазоне потоков облучения. Такое поведение электрофизических параметров свидетель-

ствует об уменьшении подвижности электронов и медленном уменьшении концентрации электронов в образцах при облучении.

Под действием давления как в необлученном образце, так и в образце, облученном электронами, происходит монотонное увеличение удельного сопротивления при $T=4.2$ К, причем с ростом потока облучения зависимость $\rho(P)$ становится более сильной (рис. 1). Под действием электронного облучения меняется характер зависимости коэффициента Холла от давления. В необлученном образце величина R_H при $T=4.2$ К практически не зависит от давления, что свидетельствует о неизменности концентрации электронов и характерно для нелегированных сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [5, 6]. В образце, облученном электронами, абсолютная величина R_H при $T=4.2$ К увеличивается примерно вдвое, что указывает на уменьшение концентрации электронов под давлением (рис. 2).

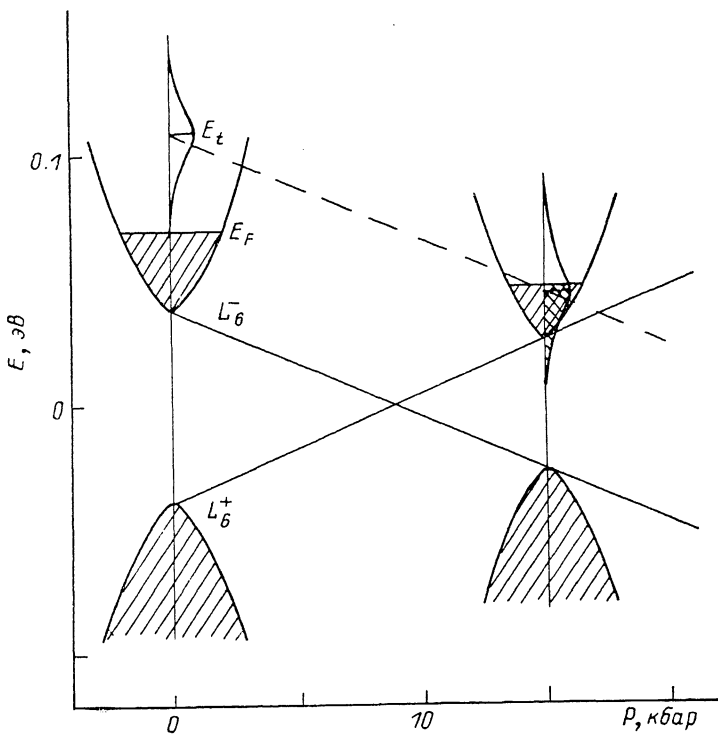


Рис. 3. Перестройка энергетического спектра сплава $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$), облученного электронами, под давлением.

Аналогичные изменения электрофизических параметров при электронном облучении и последующем гидростатическом сжатии наблюдались ранее в образцах $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), в которых исходная концентрация электронов n_0 превышала полную емкость резонансной зоны N_t [3, 4]. Поэтому можно предположить, что изменения концентрации электронов в исследованных образцах при облучении и под давлением также вызваны возникновением незаполненной зоны резонансных состояний, расположенной выше уровня Ферми в образцах, положение которой относительно терма L_6^- не зависит от давления (рис. 3). В этом случае электронное облучение почти не влияет на изменение концентрации электронов в зоне проводимости, но при гидростатическом сжатии облученного образца происходит уменьшение концентрации свободных электронов в результате перетекания электронов из зоны проводимости в резонансную зону (рис. 2). До инверсии зон в точке L ($P < 9$ кбар) расстояние между серединой резонансной зоны E_t и дном зоны проводимости L_6^- не изменяется, концентрация электронов медленно уменьшается только за счет уменьшения плотности состояний в зоне проводимости, повышения уровня Ферми

E_F и захвата электронов на состоянии в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны. После инверсии зон в точке L ($P > 9$ кбар) концентрация электронов уменьшается быстрее, так как происходит сближение резонансной зоны с дном зоны проводимости L_6^+ . Наконец, при максимальных давлениях концентрация электронов стремится к предельному значению $n' = n_0 - N_i$. При увеличении потока облучения (плотности резонансных состояний) предельное значение концентрации электронов уменьшается, и при $N_i > n_0$ может происходить переход металл—диэлектрик, индуцированный давлением.

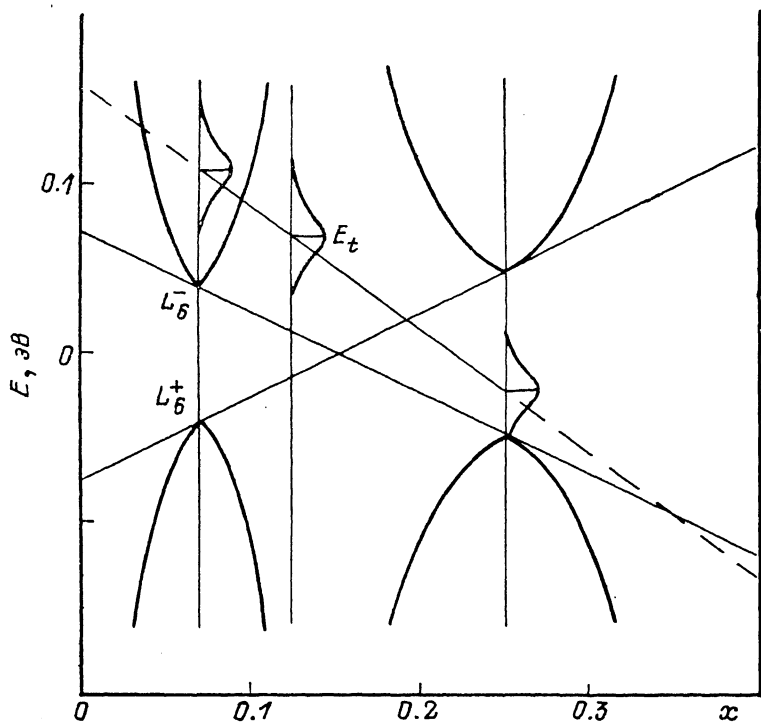


Рис. 4. Энергетический спектр сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами.

3. Параметры резонансной зоны в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$)

Зависимости концентрации электронов в исследованных образцах от потока облучения и давления использованы для определения параметров резонансной зоны радиационных дефектов в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.07$) (рис. 2). Теоретические зависимости $n(\Phi)$, $n(P)$ рассчитывались в рамках модели, предложенной в работах [3, 4], в предположении, что функция плотности состояний в резонансной зоне $g_t(E)$ описывается кривой гауссовского типа, а скорость генерации резонансных состояний при облучении $dN_i/d\Phi$ не зависит от потока облучения:

$$n_0 = n(P) + n_i(P), \quad n_i(P) = \int_{-\infty}^{E_F} g_t(E) dE, \quad g_t(E) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \frac{dN_i}{d\Phi} \Phi \exp \left[-\frac{(E - E_t)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

где $n_i(P)$ — концентрация электронов в резонансной зоне, E_F — энергия Ферми, которая рассчитывалась в рамках модели Диммока с параметрами, приведенными в [6], E_t и σ — середина и ширина резонансной зоны.

Расчеты показали, что в исследованном диапазоне потоков облучения исходная концентрация электронов n_0 превышает плотность резонансных состояний N_i . Поэтому под действием давления степень заполнения резонансной зоны электронами n_i/N_i должна стремиться к единице, а концентрация электронов —

к значениям $n'_1 \approx 3.8 \cdot 10^{17}$ ($\Phi'_2 = 3.3 \cdot 10^{17}$ см⁻²) и $n'_2 \approx 1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ ($\Phi_2 = 6.2 \times 10^{17}$ см⁻²). Наилучшее согласие теории (рис. 2, сплошные линии) и эксперимента достигнуто при следующих значениях параметров модели: $\Phi = \Phi_1 - dN_i/d\Phi = (1.2 \pm 0.1)$ см⁻¹, $E_i - E_c = (70 \pm 5)$ мэВ, $\sigma = (18 \pm 5)$ мэВ; $\Phi = \Phi_2 - dN_i/d\Phi = (1.05 \pm 0.1)$ см⁻¹, $E_i - E_c = (70 \pm 5)$ мэВ, $\sigma = (20 \pm 5)$ мэВ.

Для оценки точности определения параметров модели проведена вариация каждого из параметров. Установлено, что наибольшей устойчивостью обладают величины $dN_i/d\Phi$, $E_i - E_c$, а наименьшей — ширина резонансной зоны σ . Поэтому при окончательном выборе набора параметров модели принималось значение $\sigma = 18 \div 20$ мэВ, характерное для сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0.125$) [3, 4], а экспериментальные зависимости n (Φ), n (P) использовались для определения скорости генерации дефектов при облучении $dN_i/d\Phi$ и положения середины резонансной зоны E_i .

Заключение. Полученные в настоящей работе результаты совместно с данными [1-4] позволяют построить энергетическую диаграмму движения резонансной зоны радиационных дефектов относительно краев разрешенных зон в точке L при изменении содержания олова в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (рис. 4). Сопоставление экспериментальных данных показывает, что положение середины резонансной зоны E_i относительно терма L_6^- изменяется с ростом концентрации олова в сплаве по линейному закону $E_i \approx L_6^- + (87 - 250x)$ мэВ, поэтому в сплавах с нормальным спектром ($E_g > 0$) резонансная зона должна находиться в зоне проводимости и приближаться к дну зоны при увеличении содержания олова. После инверсии зон в точке L середина резонансной зоны должна пересекать дно зоны проводимости при $x \approx 0.19$, потолок валентной зоны — при $x \approx 0.35$ и попадать в пределы валентной зоны. По положению резонансной зоны относительно краев разрешенных зон определяются, по-видимому, предельные положение уровня Ферми и значение электрофизических параметров в облученных образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$. В частности, в сплавах n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0.19 < x < 0.35$) электронное облучение может приводить к стабилизации уровня Ферми в пределах запрещенной зоны и переходу облученных образцов в диэлектрическую фазу, в которой основным механизмом проводимости при низких температурах становится проводимость по зоне локализованных состояний [1, 2].

Список литературы

- [1] Брандт Н. Б., Дубков В. П., Зломанов В. П., Иванова Г. В., Ладыгин Е. А., Скипетров Е. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2136—2141.
- [2] Skipetrov E. P. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 11. P. 1053—1056.
- [3] Brandt N. B., Dubkov V. P., Skipetrov E. P., Ladigin E. A. // Sol. St. Commun. 1988. V. 65. N 12. P. 1489—1493.
- [4] Брандт Н. Б., Доропей В. Н., Дубков В. П., Скипетров Е. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1462—1473.
- [5] Martinez G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 10. P. 1686—1692.
- [6] Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 11. С. 3233—3240.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 4.01.1990
Принята к печати 30.03.1990