

О ПОЛОЖЕНИИ ЛОКАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe$, ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ

Брандт Н. Б., Гаськов А. М., Ладыгин Е. А.,
Скипетров Е. П., Хорош А. Г.

Исследовано влияние облучения быстрыми протонами ($T \approx 300$ К, $E=200$ кэВ, $\Phi \leq 2 \cdot 10^{14}$ см⁻²) на электрофизические свойства тонких слоев $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($0.17 \leq x \leq 0.26$). Обнаружено насыщение зависимостей концентрации дырок от потока облучения, связанное с возникновением при облучении резонансного уровня, расположенного вблизи потолка валентной зоны сплавов, и стабилизацией уровня Ферми резонансным уровнем. Обсуждена возможность согласования имеющихся в настоящее время данных о положении уровня радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

Изучению природы высокотемпературных радиационных дефектов, возникающих при облучении сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ тяжелыми заряженными частицами посвящены работы [1-8]. В первых работах по этому вопросу [1-3] исследовалось влияние протонной бомбардировки на электрофизические свойства $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$. В образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0, 0.12$), а также у большинства тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.24$) наблюдалась $p-n$ -конверсия при облучении. Однако у ряда тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.24$) тип проводимости не менялся, концентрация дырок уменьшалась при облучении и стабилизировалась на уровне $p=(5-6) \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Исследования ионно-имплантированных слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($0 < x < 0.35$) [4-8] показали, что независимо от типа бомбардирующих ионов (Xe, Te, Pb) в сплавах с $x < 0.15$ происходит стабилизация уровня Ферми в пределах зоны проводимости. Установлено также, что $p-n$ -конверсия характерна для сплавов с $x \leq 0.2$, что противоречит данным [2, 3]. Для объяснения экспериментальных результатов в [4-8] используется модель, предполагающая возникновение дефектного уровня, предположительно связанного с вакансиями теллура [9, 10] стабилизирующего уровень Ферми в облученных слоях. По мнению авторов в $PbTe$ при $T=0$ локальный уровень находится в зоне проводимости ($E_c+0.055$ эВ) и движется вниз по энергии с ростом содержания олова в сплаве пересекая края зоны проводимости и валентной зоны при $x \approx 0.15$ и $x \approx 0.3$ соответственно. Отметим, однако, что эта модель требует, видимо, дополнительного уточнения, так как только у одного из исследованных образцов уровень попадает в валентную зону ($x \approx 0.35$) и практически отсутствуют данные для на-

Параметры тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $T=4.2$ К

№ образца	x	$p \cdot 10^{-18}$, см ⁻³	$\rho \cdot 10^4$, Ом·см	$\mu_H \cdot 10^{-3}$, см ² /В·с
1	0.17	1.1	3.6	12.6
2	0.18	1.2	10.7	3.8
3	0.26	12.1	6.7	0.62

более интересного диапазона концентраций олова ($0.15 < x < 0.3$), в котором дефектный уровень может находиться в запрещенной зоне.

В настоящей работе предпринята попытка обнаружения и уточнения энергетического положения уровня радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($0.17 \leq x \leq 0.26$). С этой целью исследованы температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H ($4.2 \leq T \leq 300$ К,

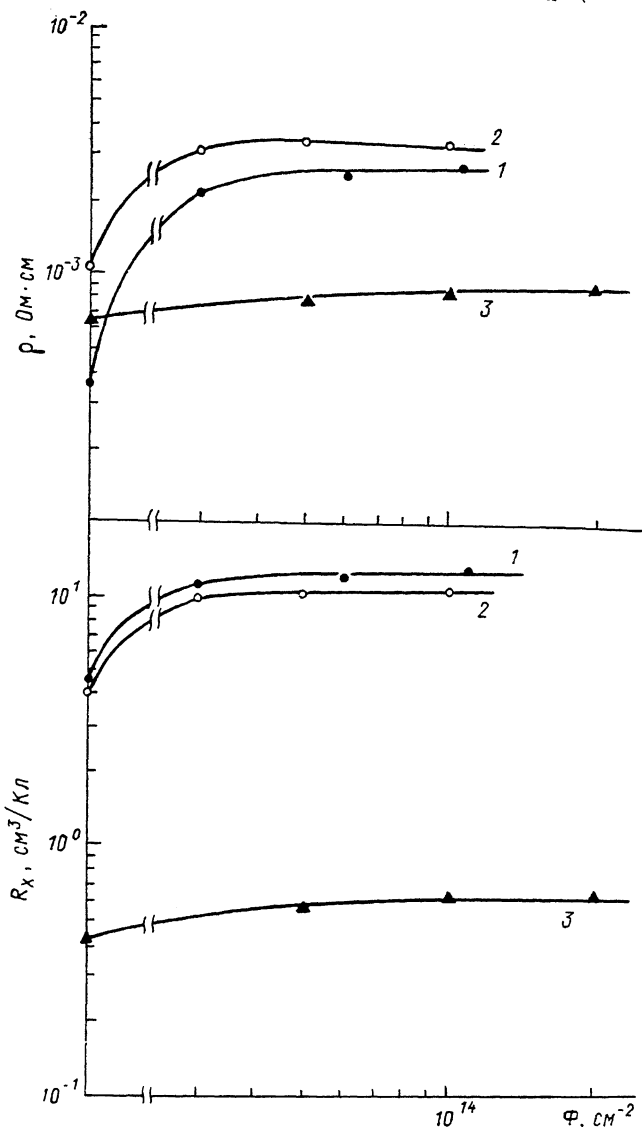


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла при $T=4.2$ К тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ от потока быстрых протонов.

Здесь и на рис. 3 1-3 соответствуют номерам образцов в таблице.

$B < 0.04$ Т) тонких слоев $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ (см. таблицу) до и после облучения протонами с энергией $E=200$ кэВ ($\Phi \leq 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$). Тонкие слои $Pb_{1-x}Sn_xTe$ были выращены на подложках из BaF_2 в направлении $\langle 111 \rangle$ и имели гантелеобразную форму. Характерные размеры образцов составляли $10 \times 1 \times 0.001$ мм, поэтому можно считать, что генерация дефектов при облучении происходила однородно по объему образца [3]. Содержание олова в исследованных образцах определялось методом оже-микроскопического анализа на приборе JAMP-10 (JEOL). Облучение быстрыми протонами проводилось при $T \approx 300$ К на ускорителе тяжелых ионов NVE-350 (Голландия).

Установлено, что в исследованных тонких слоях удельное сопротивление и коэффициент Холла при $T=4.2$ К возрастают с ростом потока облучения и стремятся к насыщению (рис. 1). Холловская подвижность дырок в образцах 1, 2 уменьшается не более чем вдвое, а в образце 3 несколько увеличивается при облучении. Температурные зависимости удельного сопротивления и коэфф

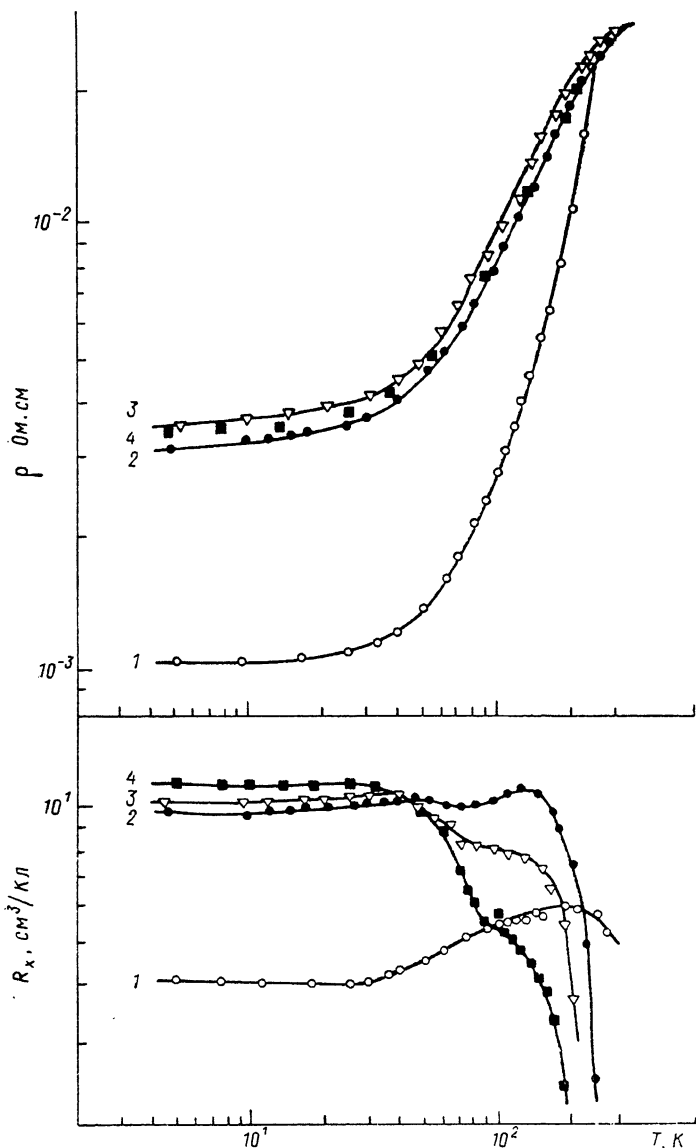


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла образца 2, облученного протонами.

$\Phi \cdot 10^{-14}$, см⁻²: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 1.0.

циента Холла до облучения и при низких потоках облучения имеют «металлический» характер, типичный для нелегированных сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (рис. 2). Однако с ростом потока облучения на зависимостях $R_H(T)$ появляется качественная особенность — быстрое уменьшение коэффициента Холла при $T > 40$ К, которая проявляется тем сильнее, чем больше поток облучения.

Поведение электрофизических параметров исследованных образцов указывает на уменьшение концентрации дырок и насыщение зависимостей $\rho(\Phi)$ при облучении (рис. 3). Подобное насыщение дозовых зависимостей концентрации

носителей заряда наблюдалось ранее при облучении тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ионами и связывалось с появлением уровня радиационных дефектов, энергетическое положение которого зависит от состава сплава и температуры [4-8]. Поэтому можно предположить, что насыщение зависимостей p (Φ) в исследованных образцах объясняется стабилизацией уровня Ферми резонансным уровнем, расположенным вблизи потолка валентной зоны, а увеличение предельного значения концентрации дырок при увеличении содержания олова в сплаве — движением резонансного уровня в глубь валентной зоны с ростом x . Аномальное уменьшение коэффициента Холла облученных образцов в области $T > 40$ K в этом случае может объясняться движением резонансного уровня в глубь валентной зоны с ростом температуры и увеличением концентрации дырок в результате перетекания электронов из валентной зоны на уровень.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты качественно согласуются с моделью возникновения при облучении в энергетическом спектре сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ локального уровня, стабилизирующего уровень Ферми в облученных образцах. Однако количественное согласие с данными работ [2-8] отсутствует, так как для всех исследованных составов ($0.17 \leq x \leq 0.26$) характерна стабилизация уровня Ферми в валентной зоне и p - n -конверсия не

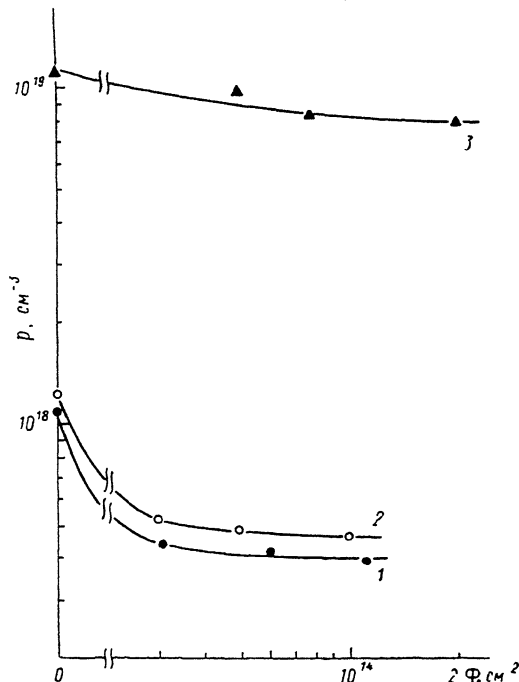


Рис. 3. Зависимости концентрации дырок при $T=4.2$ K в тонких слоях $Pb_{1-x}Sn_xTe$ от потока быстрых протонов.

наблюдается. Анализ всех имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по влиянию облучения тяжелыми частицами на свойства сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ показал, что их согласование возможно в модели возникновения при облучении резонансных уровней донорного и акцепторного типа, расположенных в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. В этом случае в зависимости от соотношения скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного характеров, которое может зависеть от исходной дефектной структуры (технологии изготовления) образцов, уровень Ферми при больших потоках облучения может стабилизироваться как донорным, так и акцепторным уровнями. Примерами таких уровней могут быть уровни вакансий свинца и теллура, расположенные вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны [9-12]. Интересно отметить, что, согласно расчетам Панкратова и Поварова [11, 12], в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x < 0.5$) уровень перезарядки вакансии халькогена расположен в зоне проводимости. Уровень перезарядки вакансии металла в $PbTe$ находится в запрещенной зоне, а с ростом содержания олова в сплаве движется вниз по энергии, пересекая потолок валентной зоны при $x \approx 0.2$. Поэтому вполне возможно, что стабилизация уровня Ферми в пределах запрещенной зоны при облучении может наблюдаться в сплавах с $x < 0.2$ и для обнаружения локального уровня в запрещенной зоне необходимо исследовать сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с малым содержанием олова.

Список литературы

- [1] Donnelly J. P., Calawa A. R., Harman T. C., Foyt A. G., Lindley W. T. // *Sol. St. Electron.* 1972. V. 15. P. 403—407.
- [2] Tao T. F., Wang C. C., Sunier J. W. // *Appl. Phys. Lett.* 1972. V. 20. N 7. P. 235—237.
- [3] Wang C. C., Tao T. F., Sunier J. W. // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. N 9. P. 3981—3987.
- [4] Palmeshofer L., Heinrich H., Benka O., Rescheneder W. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 30. N 11. P. 557—559.
- [5] Gresslehner K. H., Jantsch W., Lischka K., Palmeshofer L., Heinrich H. // *Phys. Narrow Gap Semicond.* 1978. P. 205—210.
- [6] Gresslehner K. H., Palmeshofer L. // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. N 9. P. 4735—4738.
- [7] Gresslehner K. H., Palmeshofer L., Heinrich H., Sharma N. C. // *Proc. IV Int. Conf. Phys. Narrow Gap Semicond.* 1981. P. 444—448.
- [8] Palmeshofer L. // *Appl. Phys. A.* 1984. V. 34. P. 139—153.
- [9] Parada N. J., Pratt G. W. // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 22. N 5. P. 180—182.
- [10] Parada N. J. // *Phys. Rev. B.* 1971. V. 3. N 6. P. 2042—2055.
- [11] Панкратов О. А., Поваров П. П. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. В. 3. С. 880—882.
- [12] Pankratov O. A., Povarov P. P. // *Sol. St. Commun.* 1988. V. 66. N 8. P. 847—853.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Получена 11.04.1989
Принята к печати 10.07.1989