

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), ОБЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ, В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЕ

Дубков В. П., Скипетров Е. П.

Исследовано влияние давления ($P \leq 16$ кбар) на гальваномагнитные явления ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 7$ Т) в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), облученном электронами ($T \approx 300$ К, $E=6$ МэВ, $\Phi \leq 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$). Показано, что в диэлектрической фазе основной вклад в кинетические явления вносит проводимость по зоне локализованных состояний, индуцированной электронным облучением в запрещенной зоне сплава. Установлено, что положение локальной зоны относительно потолка валентной зоны L_6^- практически не зависит от давления. В рамках двухзонного приближения рассчитаны барические зависимости параметров носителей заряда в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), облученном электронами.

Введение. Облучение быстрыми электронами сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$) n -типа приводит к возникновению в запрещенной зоне сплава локального уровня (локальной зоны), связанного, возможно, с вакансиями селена [1], уменьшению концентрации электронов в результате перетекания электронов из зоны проводимости в локальную зону и переходу типа металл—диэлектрик, индуцированному электронным облучением [2]. В диэлектрической фазе электрофизические параметры сплава при низких температурах достигают предельных значений, практически не зависящих от потока облучения, и определяются в основном проводимостью по зоне локализованных состояний, имеющей дырочный характер [2-4]. Расчеты, проведенные в рамках двухзонного приближения [4], показали, что подвижность носителей заряда при проводимости по локальной зоне имеет аномально высокое значение $\mu_{ph} \approx 10^2$ см 2 /В·с, что может быть связано с тем, что зона локализованных состояний имеет значительную (~ 10 мэВ) ширину и частично перекрывается с валентной зоной.

В настоящей работе исследованы гальваномагнитные эффекты в сплаве n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), облученном электронами, в интервале давлений $P \leq 16$ кбар с целью получения дополнительной информации о поведении электрофизических параметров сплава в диэлектрической фазе и выяснения вопроса о влиянии давления на положение локальной зоны относительно краев энергетических зон в L .

1. Методика измерений

Образцы. Монокристаллические образцы n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$) с исходными концентрациями электронов $n=(4 \div 5) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ облучались при комнатной температуре на ускорителе ЭЛУ-6 потоками быстрых электронов $\Phi \leq 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$ с энергией $E=6$ МэВ. Методика подготовки образцов к измерениям, а также значения электрофизических параметров образцов до и после облучения электронами приведены в [3].

В диэлектрической фазе ($\Phi > 10^{17}$ см $^{-2}$) у облученных образцов измерялись температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_x ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 0.04$ Т), а также полевые зависимости коэффициента Холла при $T=4.2$ К ($B \leq 7$ Т) в интервале давлений $P \leq 16$ кбар. Гидростатические давления $P \leq 16$ кбар были получены с помощью камеры из термо-

обработанной бериллиевой бронзы и измерялись при гелиевых температурах индукционным методом по смещению сверхпроводящего перехода оловянного датчика.

2. Температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла

Установлено, что в диэлектрической фазе электрофизические параметры исследованных образцов в интервале температур $4.2 \leq T \leq 300$ К практически не зависят от потока облучения ($\Phi \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$). В то же время с ростом давления величины удельного сопротивления и коэффициента Холла при $T = 4.2$ К плавно изменяются примерно вдвое и стремятся, по-видимому, к некоторым предельным значениям (рис. 1).

На температурной зависимости удельного сопротивления появляются два характерных активационных участка, тангенс угла наклона которых различается примерно в 2 раза (рис. 2). Под действием давления наклон высокотемпературного участка монотонно увеличивается, а наклон низкотемпературного участка остается практически постоянным. Величина энергии активации и скорость ее изменения под действием давления, определенные по углу наклона

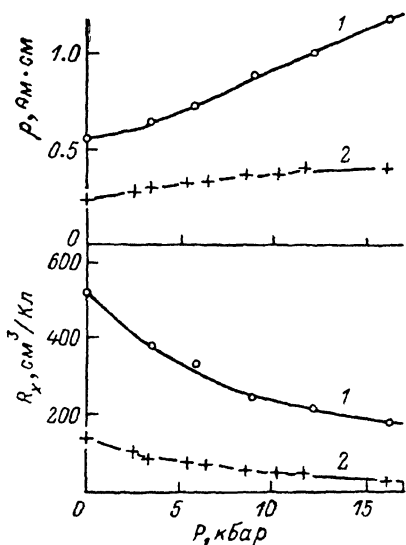


Рис. 1. Барические зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла при $T=4.2$ К образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$), облученных электронами.

Образцы: 1 — W-6 ($\Phi=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), 2 — W-3 ($\Phi=1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$).

высокотемпературного активационного участка, позволяют считать, что этот участок соответствует собственной ионизации носителей заряда, а увеличение угла его наклона связано с увеличением ширины запрещенной зоны сплава под давлением [5]. Так как в исследованных диапазонах температур и давлений коэффициент Холла имеет положительный знак (рис. 3), можно заключить, что наклон низкотемпературного активационного участка на зависимостях $\rho(1/T)$ определяется расстоянием между локальным уровнем E_i и потолком валентной зоны E_v . Величина энергии активации локального уровня, рассчитанная по углу наклона зависимостей $\rho(1/T)$, в исследованных образцах составляет $\Delta E_i = E_i - E_v = (24 \pm 3)$ мэВ и практически не зависит от давления (рис. 2).

На температурной зависимости коэффициента Холла в диэлектрической фазе появляется резкий максимум при $T=50 \div 70$ К (рис. 3). Резкое увеличение величины R_H свидетельствует об увеличении подвижности носителей заряда и связано, очевидно, с появлением легких дырок в L -экстремумах валентной зоны в результате термической активации электронов из валентной зоны в зону локализованных состояний. Под действием давления амплитуда максимума уменьшается в несколько раз, а положение максимума на зависимостях $R_H(T)$ почти не меняется.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1) Поведение электрофизических параметров облученных образцов при $T=4.2$ К, а также уменьшение амплитуды максимума на зависимостях $R_H(T)$ объясняются, по-видимому, уменьшением вклада легких дырок в кинетические явления в результате уменьшения подвижности дырок в L при увеличении ширины запрещенной зоны сплава под действием давления [5].

2) Постоянство энергии активации ΔE_i , а также неизменность положения максимума на зависимостях $R_H(T)$ в исследованном диапазоне давлений позво-

ляют считать, что под действием давления положение зоны локализованных состояний относительно терма L_6^- (потолок валентной зоны) практически не из-

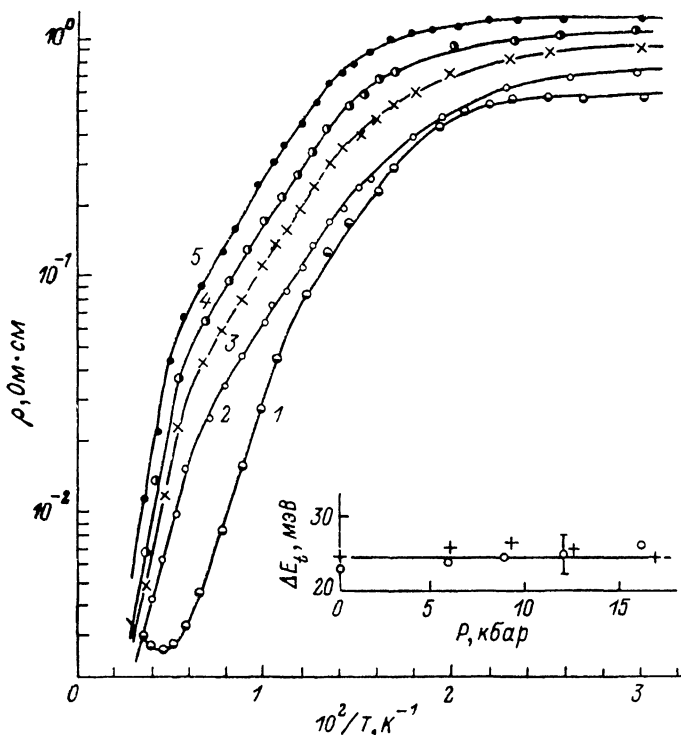


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления образца W-6 ($\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) и барические зависимости энергии активации локального уровня в образцах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$), облученных электронами.

P , кбар: 1 — 0, 2 — 5.8, 3 — 8.8, 4 — 12.1, 5 — 16.2.

меняется. Интересно отметить, что аналогичное поведение под давлением было обнаружено у зоны резонансных состояний, индуцированной электронным облучением в энергетическом спектре сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$) [8].

Вполне возможно, что в обоих случаях речь идет об одной и той же зоне локализованных состояний, положение которой относительно терма L_6^- зависит от состава сплава и не меняется под давлением.

3. Полевые зависимости коэффициента Холла

В диэлектрической фазе коэффициент Холла при $T=4.2 \text{ K}$ остается поло-

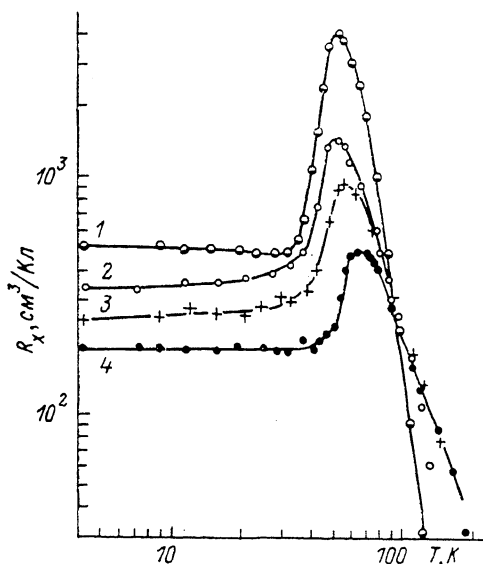


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента Холла образца W-6, облученного электронами ($\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$).

P , кбар: 1 — 0, 2 — 5.8, 3 — 8.8, 4 — 16.2.

жительным во всем исследованном диапазоне магнитных полей $B \leq 7 \text{ T}$ (рис. 4). При увеличении магнитного поля происходит уменьшение величины R_H , ука-

ывающее на существование в облученных образцах двух типов дырок с сильно различающимися подвижностями — тяжелых дырок, обеспечивающих проводимость по зоне локализованных состояний, и легких дырок в L [4]. Под действием давления величина R_x в исследованном диапазоне магнитных полей плавно уменьшается, а зависимость $R_x(B)$ становится более слабой. Такое поведение коэффициента Холла в облученных образцах указывает на уменьшение вклада легких дырок в величину R_x и может быть связано как с уменьшением их подвижности при увеличении ширины запрещенной зоны под действием давления, так и с изменением ширины локальной зоны и степени ее перекрытия с валентной зоной.

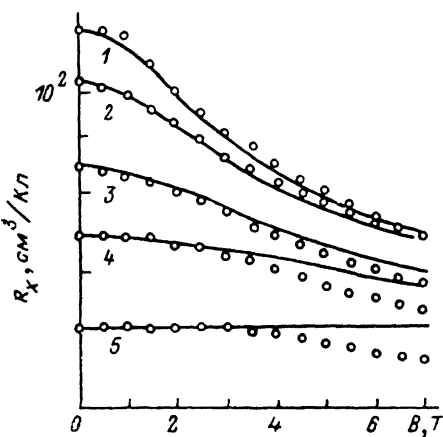


Рис. 4. Полевые зависимости коэффициента Холла при $T=4.2$ К образца W-3, облученного электронами ($\Phi=1.3 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$).

Сплошные линии — расчет в рамках двухзонного приближения. P , кбар: 1 — 0, 2 — 2.4, 3 — 6.4, 4 — 10.2, 5 — 16.0.

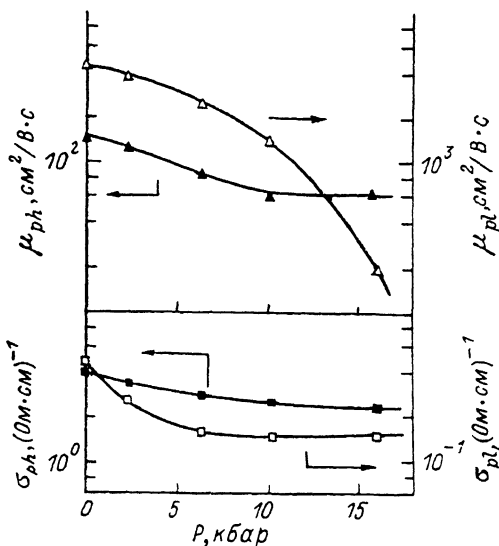


Рис. 5. Барические зависимости электрофизических параметров носителей заряда в образце W-3, облученном электронами ($\Phi=1.3 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$).

Для проверки этих предположений и определения параметров носителей заряда при проводимости по зоне локализованных состояний проведено сравнение экспериментальных и теоретических полевых зависимостей коэффициента Холла облученных образцов (рис. 4). Теоретические зависимости $R_x(B)$ (рис. 4, сплошные линии) рассчитывались в рамках двухзонного приближения [7]:

$$1/\rho = \Sigma \sigma_k, \quad (1)$$

$$R_x(B) = \frac{\Sigma \sigma_k \mu_k / (1 + \mu_k^2 B^2)}{[\Sigma \sigma_k / (1 + \mu_k^2 B^2)]^2 + [\Sigma \sigma_k \mu_k B / (1 + \mu_k^2 B^2)]^2}, \quad (2)$$

где σ_k , μ_k — удельные электропроводности и подвижности легких и тяжелых дырок.

Для однозначности выбора параметров модели при расчетах предполагалось, что, как и в необлученных образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), подвижность носителей заряда в L уменьшается под действием давления ($P \leq 16$ кбар) более чем на порядок [8]. Расчеты показали (рис. 5), что под давлением электропроводность легких дырок σ_{pl} уменьшается значительно медленнее, чем подвижность μ_{pl} , что может быть связано с изменением степени перекрытия локальной зоны с валентной зоной в результате изменения ее ширины или размытия края валентной зоны. Электропроводность σ_{ph} и подвижность μ_{ph} тяжелых дырок уменьшаются под давлением примерно вдвое. При увеличении давления подвижность носителей заряда при проводимости по зоне локализованных состояний стремится к предельному значению $\mu_{ph} \approx 60$ см 2 /В·с.

Необходимо отметить, что удовлетворительного согласия теории с экспериментальными данными удастся достичь только в области низких давлений

$P < 8$ кбар). С ростом давления согласие теории и эксперимента ухудшается (рис. 4). Кроме того, при максимальных давлениях теоретические зависимости $R_X(B)$ оказываются практически нечувствительными к вариации параметров тяжелых дырок. Поэтому вполне возможно, что, кроме наличия двух типов дырок в исследованных образцах, существуют дополнительные причины, которые в области высоких давлений приводят к уменьшению коэффициента Холла с ростом магнитного поля. Одной из таких причин может быть увеличение перекрытия локальной зоны с термом L_6^- и перераспределение электронов между валентной зоной и зоной локализованных состояний в результате движения краев разрешенных зон в L в квантующем магнитном поле [4].

Заключение. Таким образом, в исследованном диапазоне давлений ($P \leq 16$ кбар) положение локальной зоны, индуцированной электронным облучением в запрещенной зоне сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$), относительно терма L_6^- практически не зависит от давления. Под действием давления электрофизические параметры облученных электронами образцов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$) стремятся к предельным значениям, которые определяются, по-видимому, проводимостью по зоне локализованных состояний, имеющей дырочный характер.

Список литературы

- [1] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 1. С. 280—292.
- [2] Брандт Н. Б., Дубков В. П., Иванова Г. В., Ладыгин Е. А., Скипетров Е. П. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1987. Т. 28. В. 5. С. 96—97.
- [3] 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.
- [4] Скипетров Е. П., Дубков В. П., Мусалитин А. М., Подсекалов И. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1785—1791.
- [5] Martinez G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 10. P. 4678—4692.
- [6] Брандт Н. Б., Доропей В. Н., Дубков В. П., Скипетров Е. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1462—1473.
- [7] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.
- [8] Титель В. // Автореф. канд. дис. М., 1980.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 14.08.1989
Принята к печати 30.08.1989