

связано с наличием в кристаллах междоузельных атомов скандия. Аналогичные результаты были получены ранее при легировании CdTe другими примесями группы железа (V и Ni) [5, 6].

Таким образом, на основе проведенных в работе комплексных исследований низкотемпературных спектров поглощения, ФГТ и температурной зависимости темновой проводимости впервые для кристаллов CdTe и ZnTe установлена инверсия типа проводимости при введении в них скандия в больших концентрациях.

Авторы выражают благодарность И. А. Фарине за оказанную помощь при измерении спектров поглощения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Zunger A. // Sol. St. Phys. 1986. V. 39. P. 275—464.
- [2] Nobuhiro Gemma // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1984. V. 17. N 13. P. 2333—2356.
- [3] Godlewski M. // Acta Phys. Polon. 1985. V. 67. N 1. P. 39—42.
- [4] Suto K., Aoki M. // J. Soc. Japan. 1967. V. 22. N 1. P. 149—155.
- [5] Бабий И. П., Гаваленко Н. П., Скубенко П. А., Олейник В. П. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 11. С. 2202—2206.
- [6] Kaufman U., Windscheit J., Brunthaler G. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1984. V. 17. N 34. P. 6169—6176.

Львовский государственный университет
им. И. Франко

Получено 24.11.1987
Принято к печати 7.12.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ФЛУКТУАЦИИ ДНА ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ СВИНЕЦ—ОЛОВО—СЕЛЕН

Каширская Л. М., Кучеренко И. В., Свистов А. Е.

Твердые растворы типа $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ характеризуются большими диэлектрическими проницаемостями и малыми эффективными массами, поэтому амплитуда флуктуаций в них, по ряду оценок, не превышает 3 мэВ [1]. Систематически влияния флуктуаций на гальваномагнитные свойства кристаллов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ ранее не исследовались. В работе [2] указывается, однако, что в сильно компенсированном PbS амплитуда флуктуаций $\gamma \simeq 50 \pm 20$ мэВ.

В данной работе изучались кристаллы $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, в которых минимально достижимая концентрация носителей составляет $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При низкой температуре этой концентрации соответствует энергия Ферми $E_F \sim 10$ мэВ. Поскольку флуктуации должны сказываться на явлениях переноса, когда $E_F \simeq \gamma$, мы уменьшили E_F до значений $\sim \gamma$.

Для изучения энергетической зависимости подвижности носителей μ в области малых энергий E_F использовался метод гидростатического давления. Исследовались кристаллы с инвертированным спектром, поскольку в этом случае давление приводит к увеличению энергетической щели E_g , плотности состояний и уменьшению E_F до нескольких миллиэлектронвольт.

Параметры образцов приведены в таблице. Измерялись барические зависимости коэффициента Холла (R_H) и проводимости (σ) в интервале $0 \div 26$ кбар при $4.2 \leq T \leq 300$ К. На рис. 1 представлены зависимости μ от P при 4.2 К в кристаллах различного состава. Из рисунка видно, что μ является функцией состава и давления. При изменении концентрации олова от 6 до 33 ат% подвиж-

Параметры исследованных образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$

№ образца	x	$(n, p) \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3} (4.2 \text{ К})$
1	0.06	3.67 (n)
2	0.15	5.7 (n)
3	0.20	5.2 (n)
4	0.33	5.2 (p)
5	0.33	24.4 (n)
6	0.31	4.3 (n)

ность электронов уменьшается в ~ 100 раз в области малых давлений. Под действием давления μ электронов уменьшается в несколько десятков раз. Интересно отметить, что μ дырок (кривая 4) в интервале $0 \leq P \leq 12.5$ кбар уменьшается всего в 3 раза.

Известно, что основным механизмом рассеяния в сплавах PbSnSe(Fe) при низкой температуре является рассеяние на аперiodическом потенциале, связанном с заменой Pb на Sn [3, 4]. Исходя из этого, попытаемся объяснить всю совокупность экспериментальных результатов. Подвижность носителей при сплавном рассеянии в параболическом приближении равна

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} = \frac{e\hbar N}{m^* \pi \rho(E_F) N_0 v (1-x) v_{c,v}^2} \quad (1)$$

Согласно [2, 4], учет непараболичности закона дисперсии дает поправки ~ 1 . Здесь $N=4$ — число эллипсоидов, m^* — эффективная масса носителей, $\rho(E_F)$ —

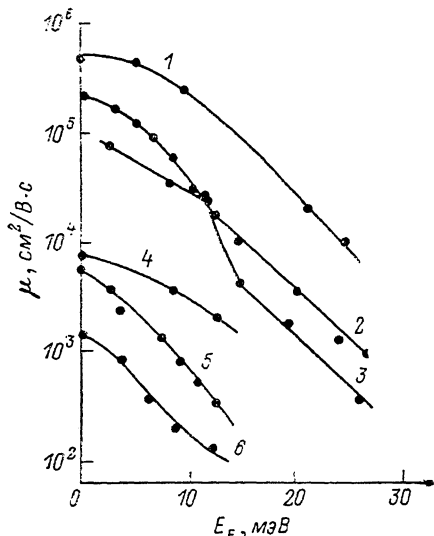


Рис. 1. Барические зависимости μ в кристаллах $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$.

Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

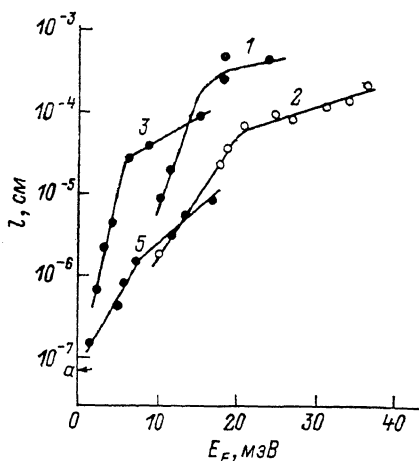


Рис. 2. Зависимости длины свободного пробега от E_F в $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$.

Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

плотность состояний на E_F , N_0 — число атомов металла в единице объема, $U_{c,v}$ — матричные элементы для зоны проводимости (c) и валентной (v).

Влияние давления на подвижность носителей тока проявляется через изменение величин m^* и $\rho(E_F)$, которые возрастают при увеличении E_F . Все исследуемые кристаллы при атмосферном давлении, за исключением $x=0.06$, характеризуются инверсным расположением зон при 4.2 К. Поэтому с ростом P щель E_g увеличивается, возрастают плотность состояний и эффективная масса носителей, а E_F приближается ко дну зоны. Как показали исследования эффекта Шубникова—де-Гааза, концентрация носителей изменяется под давлением незначительно. В кристалле с $x=0.06$ аналогичные изменения происходят при $P > 10$ кбар. Оказывается, что формула (1) хорошо объясняет результаты эксперимента только в области $E_F > 10 \div 15$ мэВ, при меньших значениях E_F подвижность резко уменьшается при уменьшении E_F . Это особенно хорошо видно на зависимостях длины свободного пробега l от E_F (рис. 2). Длина свободного пробега в изотропном приближении вычислялась согласно выражению

$$l = v_F \tau = (3\pi^2)^{1/3} \alpha / e^2 n^{2/3} \quad (2)$$

Энергия Ферми рассчитывалась либо по шестизонной модели, либо в параболическом приближении $E_F = (\hbar^2/2m^*) (3\pi^2 n/4)^{2/3}$, эффективные массы m^* и n определялись нами экспериментально из эффекта Шубникова—де-Гааза.

Точность расчета E_F составляла $1 \div 3$ мэВ. Из рис. 2 видно, что зависимости $l(E_F)$ имеют излом при $E_F \simeq 7$ (кривые 3, 5) и $E_F \simeq 20$ мэВ (кривые 1, 2). До точки излома со стороны больших энергий $l(E_F)$ хорошо описывается сплавным рассеянием. На основании экспериментальных значений μ , m^* , x и расчетных значений $\rho(E_F)$ был определен из формулы (4) матричный элемент $U_c = (8 \pm 4) \cdot 10^{-35}$ эрг/см³, что близко к U_c , определенному в работе [4]. Таким образом, вся совокупность экспериментальных результатов показывает, что в области больших E_F сплавное рассеяние является доминирующим при гелиевой температуре.

Рассеяние на центральной части потенциала дефекта играет в сплавах меньшую роль, поскольку матричный элемент рассеяния близок по величине к U_c [5], но число дефектов на 2—3 порядка меньше, чем атомов металла.

За точкой излома l резко уменьшается и стремится к значению постоянной решетки $a = 6$ Å при $E_F \rightarrow 0$. Это свидетельствует о появлении дополнительного механизма рассеяния вблизи дна зоны проводимости. На кривых 3, 5 (рис. 2) точке излома соответствует $E_F \simeq 7$ мэВ. В этих кристаллах уровень дефекта расположен в запрещенной зоне во всем диапазоне давлений, и излом на $l(E_F)$, по всей вероятности, связан с рассеянием на флуктуациях дна зоны проводимости. Это предположение подтверждается изменением характера температурных зависимостей σ [6], возникающим при тех же значениях E_F , что и излом на кривых $l(E_F)$.

При малых давлениях в области низких температур ($T \leq 20$ К) $\sigma = \text{const}$, с увеличением температуры σ уменьшается из-за рассеяния на фононах. Когда $E_F \leq 5$ мэВ, характер $\sigma(T)$ изменяется: σ возрастает с ростом T в интервале $4.2 \div 100$ К. Поскольку в области низких температур ($2 \div 10$ К) характерные для прыжковой проводимости экспоненциальные зависимости $\sigma(1/T)$ не наблюдаются, следует заключить, что вплоть до $E_F \simeq 2$ мэВ электроны делокализованы и порог протекания расположен ниже этой энергии, но достаточно близко к E_F . С ростом T увеличивается концентрация электронов с энергией > 5 мэВ, что приводит к уменьшению влияния флуктуаций на проводимость. Это и обуславливает увеличение σ при $T > 20$ К.

В кристаллах с $x = 0.06$ и 0.15 (кривые 1, 2) изменение наклона $l(E_F)$ происходит при большей энергии ($E_F \sim 20$ мэВ). Это обусловлено тем, что в этих кристаллах при $E \simeq 10 \div 20$ мэВ расположена гибридная с зоной проводимости полоса резонансных состояний [6, 7]. Рассеяние на этих состояниях и приводит к резкой зависимости $l(E_F)$ в этом диапазоне энергий. При этом излом на $l(E_F)$ не сопровождается изменением температурных зависимостей σ .

Таким образом, в данной работе показано, что в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ при 4.2 К и $E_F > 5 \div 7$ мэВ подвижность электронов определяется сплавным рассеянием, при меньших значениях E_F на нее существенное влияние оказывают флуктуации дна зоны проводимости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [2] Бейс А. Н., Кайданов В. И., Круницкая Р. Ю., Мельник Р. Б., Немов С. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2349—2356.
- [3] Гурлева Е. А., Ефимова Б. А., Равич Ю. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1261—1267.
- [4] Takita et al. // Phys. St. Sol. (b). 1977. V. 80. P. 149—158.
- [5] Martinez G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 10. P. 4686—4692.
- [6] Ицкевич Е. С., Каширская Л. М., Панкратов О. А., Свистов А. Е., Шотов А. П. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 92. В. 6. С. 303—306.
- [7] Копыловский Б. Д., Кучерако Н. В., Свистов А. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2049—2055.