

щего поворотам сопряженных микрообластей кристалла [1]. Пластические повороты на ранних стадиях деформации становятся также возможными за счет достаточно высокой подвижности всех структурных дефектов в слое, так как температура деформирования эпитаксиальных структур фактически является температурой их получения. Причем пластические повороты наиболее развиты в области слоя, близкой к границе раздела слой—подложка, так как неоднородность здесь максимальна.

Таким образом, изучение закономерностей деформирования таких неоднородных материалов, как эпитаксиальные структуры, показывает сложность процессов развития в них пластической деформации и возможность появления пластических поворотов уже на ранних стадиях деформации.

Автор выражает благодарность Н. Г. Евтушенко за получение рентгено-томограмм.

Список литературы

- [1] Павин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск, 1985. 229 с.
- [2] Рыбин В. Б. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М., 1986. 223 с.
- [3] Пилипкевич А. Н., Бритун В. Ф., Олейник Г. С. // ДАН УССР. Сер. А. Физ.-мат. и техн. науки. 1989. № 4. С. 81—84.
- [4] Городниченко О. К., Коваленко В. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2214—2217.
- [5] Василенко Н. Д., Городниченко О. К., Марончук И. Е. // Получение и свойства тонких пленок. Киев, 1981. С. 71—75.
- [6] Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия. М., 1975. 328 с.
- [7] Городниченко О. К. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 3. С. 171—174.
- [8] Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М., 1979. 300 с.

Одесский государственный университет
им. Н. И. Мечникова

Получено 6.12.1990
Принято к печати 9.01.1991

ФТП, том 25, вып. 5, 1991

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ТЕРМОЭДС УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se$, ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

Лашкарев Г. В., Бродовой А. В., Радченко М. В., Мисюра И. В.

Легирование полупроводников переходными металлами представляет научный и практический интерес в связи с возможностью получения магнито-чувствительного, в том числе магнитоупорядоченного состояния кристалла для управления свойствами полупроводника при помощи магнитного поля.

В настоящей работе изучено влияние примеси Mn на магнитную восприимчивость (МВ) и термоэдс (α) узкощелевого полупроводника $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se$. Измерения проведены в диапазоне $T \sim 4.2 \div 100$ К. Марганец был выбран в связи с тем, что для него характерно двухвалентное состояние, как и для компонент исследуемого твердого раствора Pb и Sn, в котором Mn^{2+} характеризуется электронной конфигурацией $3d^5$. Ионный радиус Mn^{2+} составляет 0.91 \AA , в то время как радиусы Pb^{2+} и Sn^{2+} имеют величину 1.26 и 1.02 \AA соответственно [1]. Поэтому марганец может легко замещать свинец и олово в данном твердом растворе.

Измерения МВ проводились относительным методом Фарадея с помощью электронных микровесов с автоматической компенсацией по методике, описанной в [2]. Термоэлектрические свойства α измерялись компенсационным методом.

Исследование температурной зависимости МВ образцов $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se$, легированных Mn, показало, что эта примесь дает значительный парамагнитный вклад, особенно при низких температурах (рис. 1). Проведенные нами ранее исследования зависимости χ (T) в нелегированных образцах $PbSe$, $Pb_{0.86}Sn_{0.14}Se$ [3, 4] дали возможность выделить парамагнитную часть MV_{Mn} , связанную с магнитной примесью. Парамагнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри

$\chi_{Mn} = C/T$. Это можно объяснить равенством нулю орбитального момента иона марганца и отсутствием обменного взаимодействия между магнитными центрами.

По нашим оценкам концентрация магнитных центров Mn составляет $\sim 8.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Из рис. 1 видно, что в области $T \sim 60 \text{ К}$ на температурной зависимости МВ образца 1 наблюдается минимум. Эта особенность МВ, по нашему мнению, связана с инверсным характером расположения зон в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$.

Для состава $x=0.18$, согласно [5], инверсия зон имеет место при 60 К. При $E_g \rightarrow 0$ эффективная масса m^* (E_F) $\sim E_F$. E_F и m^* при температуре инверсии имеют максимумы, а следовательно, МВ — минимум [6].

В образце 2 с концентрацией носителей тока $\sim 2.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ минимум МВ смещается в область температур $\sim 70 \text{ К}$ и слабо выражен, что связано с высоким

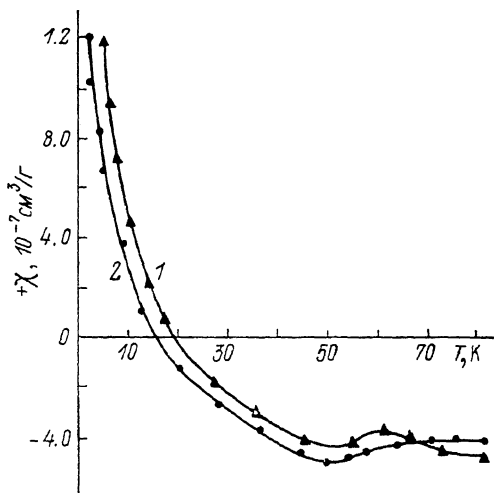
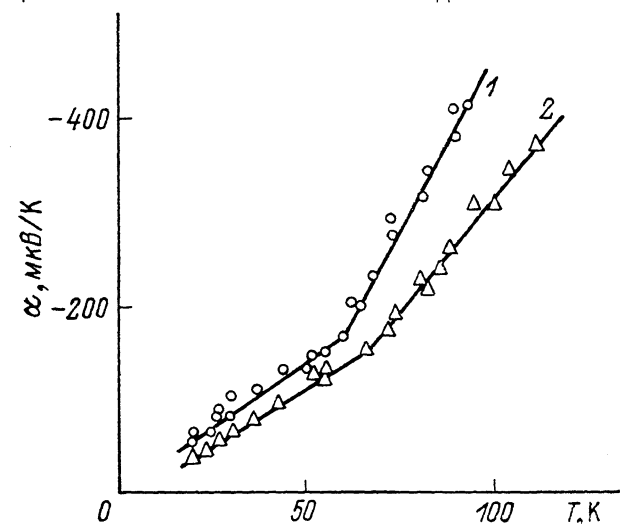


Рис. 1. Магнитная восприимчивость узкощелевого полупроводника $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Se}(\text{Mn})$.

значением уровня химического потенциала (по сравнению с образцом 1), приводящим к слабой зависимости МВ от ширины запрещенной зоны.

На рис. 2 представлены результаты исследования температурной зависимости α ($10 < T < 100$) К. Видно, что термоэдс $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Se}$ испытывает излом при $T = T_{\text{inv}}$. Причем температура особенности возрастает при увеличении концентрации носителей тока. Такое поведение α вблизи T_{inv} может свидетельствовать



об изменении температурной зависимости эффективной массы плотности состояний m_a^* в сторону возрастания величины $\partial m_a^* / \partial T$.

Аномальную зависимость термоэдс от температуры мы наблюдали в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в области инверсии зон $0.3 < x < 0.5$ [7], где, согласно работе

Рис. 2. Температурная зависимость термоэдс $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Se}(\text{Mn})$.

Образец 1 — $n = 3.12 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 1.84 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; 2 — $n = 2.36 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 1.33 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

[8], происходит также «смягчение» поперечных волн фононного спектра, т. е. наблюдается структурный фазовый переход сегнетоэлектрического типа.

Отметим, что инверсия зон в нелегированных кристаллах $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Se}$ [4, 5] и в наших экспериментах наблюдается в одной и той же области температур. По-видимому, столь низкая концентрация примеси Mn не оказывает существенного влияния на параметры зонного спектра $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Se}$.

- [1] Бокий Г. Б. Кристаллохимия МГУ. 1960.
 [2] Lashkarev G. V., Migley A. D., Shevchenko A. D., Tovstyuk K. D. // Phys. St. Sol. 1974. V. 161. N 63. P. 663—668.
 [3] Бродовой А. В., Лашкарев Г. В., Радченко М. В., Товстюк К. Д. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 4. С. 610—614.
 [4] Бродовой А. В., Лашкарев Г. В., Кучеренко И. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1506—1507.
 [5] Брандт Н. Б., Белоусова // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 2. С. 646—657.
 [6] Фальковский Л. А., Бродовой А. В., Лашкарев Г. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 1. С. 334—348.
 [7] Лашкарев Г. В., Радченко М. В., Орлецкий В. Б., Товстюк К. Д., Шевченко А. Д. // Матер. IV Всес. симп. Львов, 1975. Ч. II. С. 51.
 [8] Shimadu T., Kobayashi K., Katayama Y. // Proc. XIII Int. conf. Phys. Semicond. Roma, 1976. P. 314.

Институт проблем материаловедения АН УССР
 Киев

Получено 3.01.1991
 Принято к печати 11.01.1991

ФТП, том 25, вып. 5, 1991

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{II}B^{IV}C_2^V$

Басалаев Ю. М., Польшгалов Ю. И., Пошлавной А. С.

Теория температурной зависимости энергетических уровней развита рядом авторов [1-4]. Фэн [1] во втором порядке теории возмущений вычислил сдвиг энергетических уровней, возникающий из-за испускания и поглощения фононов электронами. Другой подход к проблеме температурной зависимости зонной структуры развит Антончиком, а позднее Бруксом и Ю [2] (АБЮ подход). Суть подхода заключается в перенормировке атомных форм-факторов $V_\nu(\mathbf{b}_n, T)$ кристаллического псевдопотенциала при конечных температурах с помощью факторов Дебая—Уоллера $W_\nu(\mathbf{b}_n, T) = \exp\{-|\mathbf{b}_n|^2 \langle u_\nu^2 \rangle / 6\}$:

$$V_\nu(\mathbf{b}_n, T) = \frac{\Omega(T_0)}{\Omega(T)} V_\nu(\mathbf{b}_n, T_0) W_\nu(\mathbf{b}_n, T) / W_\nu(\mathbf{b}_n, T_0), \quad (1)$$

где \mathbf{b}_n — векторы обратной решетки, $\langle u_\nu^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение ν -го атома, Ω — объем элементарной ячейки, T_0 — температура, при которой атомные форм-факторы $V_\nu(\mathbf{b}_n, T_0)$ известны. Более общее рассмотрение задачи [3, 4] показало, что слагаемые АБЮ и Фэна дают независимые вклады в температурную зависимость зонной структуры. Оценка [3] вклада слагаемого Фэна в температурный коэффициент E_g для GaP, GaAs, InP показала, что он составляет от 5 до 20 % полного температурного коэффициента. Этим можно объяснить успешное применение АБЮ подхода к полупроводникам $A^{III}B^V$ [5-9]. Поскольку полупроводники $A^{II}B^{IV}C_2^V$ являются ближайшими кристаллохимическими аналогами соединений $A^{III}B^V$, можно ожидать, что АБЮ подход окажется достаточно успешным применительно к этим кристаллам. Используя АБЮ подход, мы по методу эмпирического псевдопотенциала с учетом спин-орбитального взаимодействия провели расчет температурной зависимости энергетической зонной структуры пяти соединений $A^{II}B^{IV}C_2^V$ для различных температур в центре зоны Бриллюэна. Интервал температур выбирался в соответствии с имеющимися литературными данными по температурной зависимости среднеквадратичных смещений $\langle u_\nu^2(T) \rangle$ соответствующих атомов в кристаллах $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{IV}$ [10] и постоянных решеток $A^{II}B^{IV}C_2^V$ [11-13]. Среднеквадратичные смеще-