

## КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОЭДС ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$

Бочкарева Л. В., Зямин С. П.

Исследованы температурные (90—380 К) и концентрационные ( $1 \cdot 10^{17}$ — $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) зависимости коэффициента термоэдс  $\alpha$  эпитаксиальных монокристаллических пленок  $p$ - $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111)  $BaF_2$ . Показано, что для слоев с концентрацией дырок меньше  $6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> наблюдаются особенности зависимости  $\alpha(T)$  в области низких температур, значения  $\alpha$  при 90 К ниже, чем для объемных кристаллов аналогичного состава. Проведен анализ полученных результатов на основе эффекта перераспределения носителей по долинам в результате деформации пленки при низких температурах, который показал, что полученные теоретические зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для  $T=90$  К оценена величина энергетического расщепления между основной и побочными долинами зоны легких дырок ( $\Delta \epsilon_p' \approx 14$  мэВ), рассчитана деформация растяжения в плоскости пленки ( $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-3}$ ).

Известно, что при охлаждении полупроводниковых слоев  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , выращенных на подложках (111) фторида бария, вследствие различия в термических коэффициентах линейного расширения контактирующих материалов наблюдается деформация растяжения в плоскости пленки. При этом происходит снятие многодоливого вырождения энергетического спектра и смещение эквивалентных  $L$ -долин зоны проводимости и валентной зоны легких дырок, что проявилось при исследовании эффекта Шубникова—де-Гааза, магнитофононного резонанса [1], угловых диаграмм магнитосопротивления [2], фотолюминесценции [3], поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена [4]. В данной работе проведено изучение влияния деформационных процессов в эпитаксиальных слоях теллурида свинца—олова на эффект термоэдс.

Исследования проводились на монокристаллических слоях  $p$ - $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$  толщиной 2—12 мкм, выращенных на сколах (111)  $BaF_2$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Сведения о структурных, электрофизических и зонных параметрах изучаемых слоев приведены в работе [4]. Измерения коэффициента термоэдс проводились потенциометрически с погрешностью менее 5 % в температурном интервале 90—380 К при разности температур на концах образца 3—7 град. Типичные температурные зависимости коэффициента термоэдс  $\alpha$  для пленок с различной концентрацией носителей приведены на рис. 1. Общий вид полученных зависимостей  $\alpha(T)$  является типичным для образцов халькогенидов свинца  $p$ -типа, однако в области низких температур (90—200 К), в которой, согласно [4],  $p = \text{const}$ , для образцов с концентрацией носителей заряда  $p < 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> наблюдается значительное отклонение от линейного закона  $\alpha(T)$ , практически выполняющегося для объемных материалов  $A^{IV}B^{VI}$ . Кроме того, значения коэффициента термоэдс у таких пленок при низких температурах оказались ниже, чем у объемных образцов близкого состава [5], в то время как у эпитаксиальных слоев с  $p > 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и монокристаллов величины  $\alpha$  в пределах ошибки эксперимента совпадают. Это представлено на рис. 2, на котором для температуры 90 К показаны концентрационная зависимость коэффициента термоэдс для исследуемых слоев, экстраполированные значения  $\alpha$  для пленок аналогичного состава, полученных методом «горя-

чей стенки» [6], а также результаты для объемных монокристаллических образцов. Как следует из приведенных зависимостей, чем меньше концентрация дырок, тем больше различие  $\Delta\alpha$  в коэффициентах термоэдс для пленок и монокристаллов.

Проведение измерений на пленках  $n\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$  показало, что для образцов с малой концентрацией электронов значения коэффициента термоэдс по абсолютной величине при низких температурах также меньше, чем для объемных образцов. Так, для пленок с  $n=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 90 К коэффициент термоэдс составляет  $-210 \text{ мкВ/К}$ , в то время как экстраполяция до температуры 90 К результатов работы [7] для монокристаллов  $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Te}$  с  $n=1.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  приводит к значению  $\alpha \approx -350 \text{ мкВ/К}$ .

Интерпретация полученных результатов проведена в предположении перераспределения носителей заряда по долинам в результате деформации пленки, возникающей при охлаждении системы  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ . Принималось [1], что при 90 К для пленок с низкой концентрацией дырок нужно учитывать

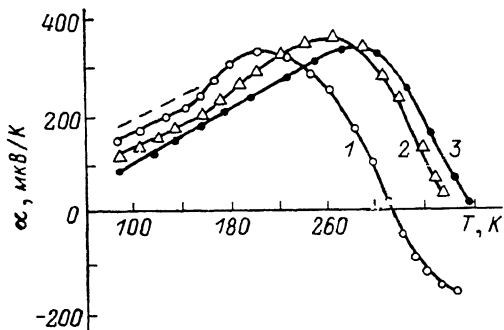


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента термоэдс для пленок  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$  с различной концентрацией дырок при 77 К.

$p \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$ : 1 — 1.4, 2 — 3.0, 3 — 6.9.

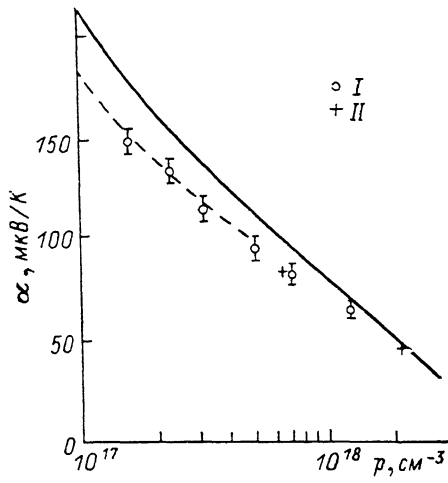


Рис. 2. Концентрационная зависимость коэффициента термоэдс для пленок  $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$  при  $T=90 \text{ К}$ .

I — экспериментальные результаты, II — результаты [6]. Сплошная линия — данные для монокристаллов [6], штриховая — расчетная кривая для случая трехдолинного заселения.

заполнение не четырех долин, как у монокристаллов, а только трех побочных, соответствующих эллипсоидам, ориентированным в направлениях  $[111]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ,  $[11\bar{1}]$ . Изменение приведенного уровня Ферми  $\gamma_1 = \varepsilon_F/k_0T$  при заполнении трех долин оценивалось на основании формулы для общего непараболического случая [8]

$$p = \frac{N (m_{\parallel}^* m_{\perp}^*)^{1/2} (2k_0T)^{3/2}}{3\pi^2 k^3} I_{3/2,0}^{\mu}(\gamma_1, \beta), \quad (1)$$

где наряду с общепринятыми обозначениями  $I_{n,k}^{\mu}(\gamma_1, \beta)$  — двухпараметрические интегралы Ферми,  $\beta = k_0T/\varepsilon_g$  — параметр, характеризующий непараболическость зоны,  $N$  — число эллипсоидов. Изменение коэффициента термоэдс рассчитывалось по формуле [8], применяемой для халькогенидов свинца,

$$\alpha = \frac{k_0}{e} \left( \frac{I_{r+1,0}^{\mu}}{I_{r+1,0}^0} - \gamma_1 \right), \quad (2)$$

где  $r$  — параметр рассеяния. Используя приведенные в работе [9] значения  $\varepsilon_F$  для монокристаллов  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ , при помощи формулы (1) определяли изменение приведенного уровня Ферми для случая трехдолинного заселения, а затем на основании формулы (2) вычисляли соответствующее изменение  $\Delta\alpha$ . Результаты вычислений коэффициента термоэдс, проведенных для  $T=90 \text{ К}$

( $\epsilon_p = 0.114$  эВ [9]) для случая заполнения трех долин при величине параметра рассеяния  $r=0$ , нанесены на рис. 2 штриховой линией. Из рис. 2 следует, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными.

Для объяснения нелинейного характера изменения  $\alpha(T)$  для слоев с низкой концентрацией дырок на примере образца с  $p=1.4 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  были проведены оценочные вычисления коэффициента термоэдс при четырехдолинном заселении. Эта зависимость изображена на рис. 1 штриховой линией. Сравнение расчетной и экспериментальной кривых свидетельствует о том, что на начальном температурном участке (до 140 К) продолжает выполняться условие уменьшения трех долин. При дальнейшем повышении температуры вследствие уменьшения зазора между экстремумами основной и побочных долин происходит переход к четырехдолинному заполнению, в результате чего наклон  $\alpha(T)$  увеличивается, а коэффициент термоэдс стремится к расчетному значению. Для пленок с концентрацией дырок, большей  $6 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , уже при 90 К наблюдается заполнение четырех эллипсоидов, и зависимости  $\alpha(T)$  и  $\alpha(p)$  практически не отличаются от соответствующих зависимостей для монокристаллических объемных образцов.

Полученные результаты позволили для температуры 90 К провести оценку величины энергетического сдвига  $\Delta\epsilon_p$  между основной и побочными долинами зоны легких дырок. Очевидно, что различия в коэффициентах термоэдс для пленок и объемных кристаллов должны наблюдаться в том случае, когда уровень Ферми лежит выше экстремума основной долины. Учитывая, что при концентрации дырок  $p \approx 6 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  указанные различия исчезают, можно предположить, что при такой концентрации  $\epsilon_F$  совпадает с потолком основной долины и выполняется соотношение  $\Delta\epsilon_p \approx \epsilon_F$ . Вычисление уровня Ферми при трехдолинном заселении для 90 К при концентрации дырок  $6 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  показало, что величина  $\Delta\epsilon_p \approx 14$  мэВ. Полученное значение  $\Delta\epsilon_p$  позволило, в свою очередь, определить величину деформации растяжения  $\epsilon$  в плоскости исследуемых пленок. Расчет  $\epsilon$  проводился при помощи выражения  $\Delta\epsilon_p \approx 1.8E_z^0 \epsilon$  [10], где  $E_z^0$  — сдвиговая константа деформационного потенциала, которая принималась такой же, как для PbTe (2.62 эВ [11]). Оценка величины деформации для пленок Pb $_{0.8}$ Sn $_{0.2}$ Te на подложках (111) BaF $_2$  при температуре 90 К привела к значению  $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-3}$ .

В системе  $n$ -Pb $_{0.8}$ Sn $_{0.2}$ Te/BaF $_2$  при низких температурах в целом наблюдается та же физическая картина, что и в структуре с дырочным типом проводимости, однако, вследствие того что в деформированном материале  $n$ -типа заполнение начинается с одного основного эллипсоида, ориентированного в направлении [111], изменения в коэффициентах термоэдс для пленок и монокристаллов должны быть еще больше, чем для материалов  $p$ -типа. Из вычислений, проведенных на основании формул (1) и (2), видно, что для пленок с концентрацией электронов  $2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$   $\Delta\alpha$  составляет при 90 К 112 мкВ/К, а для слоев с дырочным типом проводимости при такой же концентрации носителей заряда —  $\Delta\alpha = 32$  мкВ/К.

При исследовании осцилляций Шубникова—де-Гааза на слоях  $n$ -Pb $_{0.8}$ Sn $_{0.2}$ Te, нанесенных на сколы (111) BaF $_2$  методом мгновенного испарения в вакууме, было получено [10], что при 4.2 К величина энергетического смещения основной и побочных долин зоны проводимости  $\Delta\epsilon_c \approx 12$  мэВ. Сравнение определенной нами величины  $\Delta\epsilon_p$  со значением  $\Delta\epsilon_c$  из [10] с учетом того, что деформация при 90 К меньше, чем при 4.2 К, свидетельствует о различии у теллуридов свинца—олова сдвиговых констант деформационного потенциала для зоны проводимости  $E_z^0$  и валентной зоны  $E_v^0$  ( $E_z^0 > E_v^0$ ), что согласуется с результатами, полученными для системы PbTe/BaF $_2$  [2, 3]. Если учесть, что энергетическое расщепление в зоне проводимости меньше, чем в валентной зоне, а заполнение в материале  $n$ -типа начинается от одного эллипсоида, то становится понятным, что различия в коэффициентах термоэдс для пленок и монокристаллов с электронным типом проводимости должны проявиться при меньшей концентрации носителей, чем для пленок  $p$ -типа проводимости.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что перераспределение носителей по долинам в результате деформации пленки при низких температурах приводит к изменению концентрационной зависимости коэффици-

циента термоэда по сравнению с монокристаллическими объемными образцами, что необходимо учитывать при теоретической обработке экспериментальных данных.

Авторы признательны В. Б. Аленбергу за предоставленные образцы и А. А. Сизыку за помощь в проведении измерений.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Шамшур Д. В., Парфеньев Р. В., Машовец Д. В., Матвеевко А. В., Косарев В. В., Гейман К. И. — ФТП, 1982, т. 16, в. 7, с. 1249—1255.
- [2] Allgaier R. S. — Phys. Rev. B: Cond. Mater., 1985, v. 31, N 6, p. 3822—3845.
- [3] Вaleyko M. B., Засавицкий И. И., Матвеевко А. В., Мацонашвили Б. Н., Саксеев Д. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 57—62.
- [4] Бочкарева Л. В., Зимин С. П., Сизык А. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 9, с. 1594—1597.
- [5] Заячук Д. М., Старик П. М. — УФЖ, 1980, т. 25, в. 2, с. 201—206.
- [6] Фрейд Д. М., Чобанюк В. М., Перекаток И. И., Павлюк М. Ф., Костик Б. Ф., Вороний В. А. — Электрон. техн., сер. 6, Материалы, 1984, в. 2 (187), с. 38—41.
- [7] Лашкарев Г. В., Радченко М. В., Орлецкий В. Б., Слынько Е. И., Старик П. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 3, с. 490—495.
- [8] Аскеров Б. Н. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 320 с.
- [9] Grudzien M., Rogalski A. — Acta Phys. Polon., 1980, v. A58, N 6, p. 765—774.
- [10] Гейман К. И., Драбкин И. А., Матвеевко А. В., Можав Е. А., Парфеньев Р. В. — ФТП, 1977, т. 11, в. 5, с. 846—854.
- [11] Kriechbaum M., Ambrosch K. E., Fantner E. J., Clemens H., Bauer G. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 6, p. 3394—3405.

Ярославский государственный университет

Получена 28.04.1987  
Принята к печати 9.10.1987

---

**Плазменная технология в производстве СВИС / Под ред. Н. Айнспрука, Д. Брауна. Пер. с англ. под ред. Е. С. Машковой. М.: Мир, 1987. 470 с.**

Книга, написанная рядом ведущих специалистов США и Японии, посвящена вопросам физики, химии и технологии применения плазменной обработки в производстве сверхбольших интегральных схем (СВИС). Дан обзор истории развития плазменной обработки. На основе анализа результатов электронно-микроскопических и оже-спектроскопических исследований описаны свойства одно- и многокомпонентных металлических и диэлектрических покрытий, получаемых в распылительных системах различных типов. Определены оптимальные условия создания высококачественных пленок переходных металлов и их силицидов, а также диэлектриков на кремниевой основе путем стимулированного плазмой осаждения из газовой фазы. При этом значительное внимание уделено механизмам соответствующих процессов. Изучаются особенности технологии трехслойных резистов, в частности применение рентгеновской и ультрафиолетовой субмикронной литографии. Представлены основные принципы применения плазменного травления для изготовления кремниевых приборов. Освещены травление при высоком давлении, реактивно-ионное травление, ионно-лучевое травление и реактивное ионно-лучевое травление. Обсуждаются диагностика плазмы и определение момента окончания травления. Рассмотрены развивающиеся методы травления (использование магнетронного разряда, травление атомными и молекулярными пучками, травление под действием ультрафиолетового облучения), а также новые структуры, изготавливаемые с помощью сухого анизотропного травления.