

УДК 621.315.592

## Дослідження деформаційних ефектів в епітаксійних шарах $A^{IV}B^{VI}$ на $BaF_2$ : вплив на зонну структуру

В.С. Яковина

Державний університет "Львівська Політехніка", вул. Бандери 12, 79013 Львів, Україна, тел. (0322) 39-86-27, yakovina@polynet.lviv.ua

На прикладі сполук  $PbTe$  та  $Pb_{0.787}Sn_{0.213}Te$  на підкладках  $BaF_2$  обговорюється можливість визначення напружень невідповідності та відповідних змін зонної структури в багатодолинних напівпровідниках за допомогою вимірювань магнетоопору в слабкому полі. Досліджено значення напружень та їх релаксацію після багатьох термоциклів між 77 К та кімнатною температурою для епітаксійних шарів  $PbTe$  та  $Pb_{0.787}Sn_{0.213}Te$  n- та p-типу на  $BaF_2$ .

**Ключові слова:** епітаксійні шари, телурид свинцю, зонна структура.

*Стаття поступила до редакції 24.03.2000; прийнята до друку 25.05.2000.*

### I. Вступ

Відомо, що одновісна деформація понижує кубічну симетрію кристалу, причому ефект суттєво залежить від напрямку деформації. В багатодолинних напівпровідниках, внаслідок того, що різні еліпсоїди по-різному орієнтовані відносно цього напрямку, зміщення екстремумів в деформованому кристалі в загальному не однакове. Зміна положення країв зон відносно одне одного викликає перерозподіл носіїв між екстремумами, і вклади еліпсоїдів в електропровідність виявляються різними. При цьому, в залежності від типу деформації (розтяг чи стиск), напівпровідник стає однодолинним чи двоходолинним відповідно [1, 2].

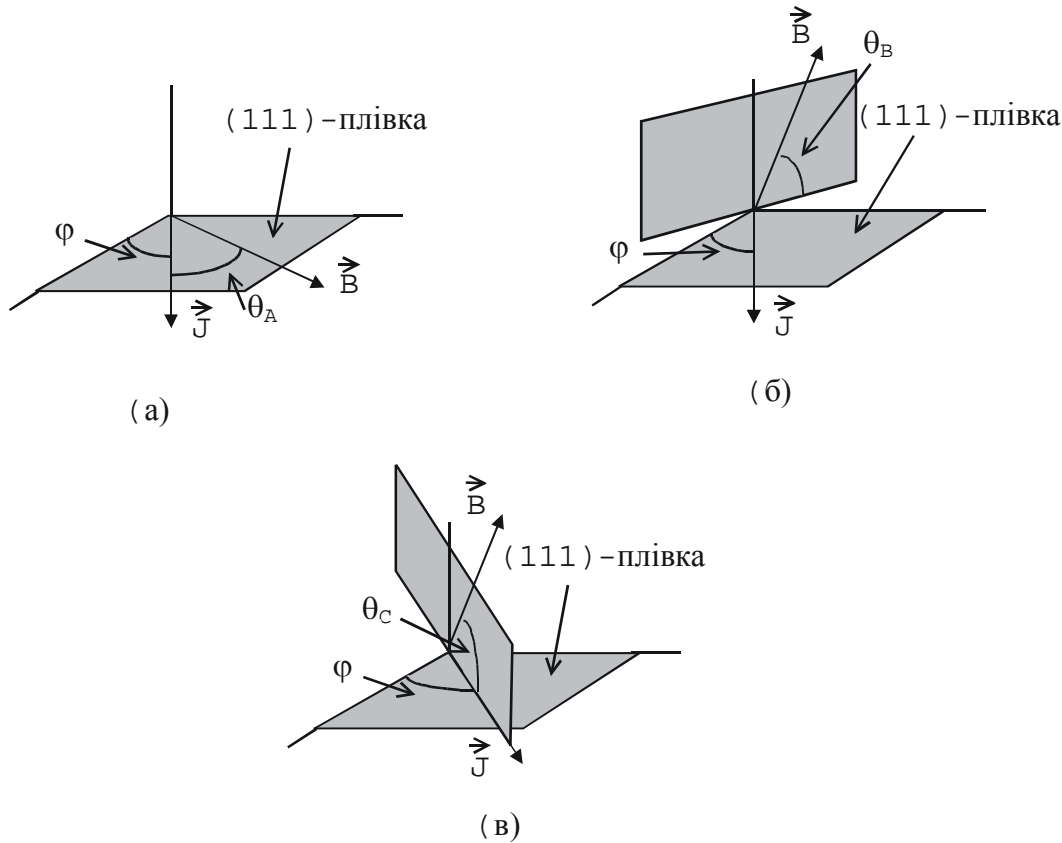
Серед великої кількості методів визначення напружень в епітаксійних шарах (різного типу методи рентгеноструктурного аналізу; метод комбінаційного розсіювання; метод осциляцій Шубнікова – де Гааза) для багатодолинних напівпровідників слід виділити вивчення явищ переносу, а саме – орієнтаційних залежностей магнетоопору.

Цей метод був запропонований Олгаєром і був використаний ним для визначення напружень в епітаксійних шарах n- $PbTe/BaF_2$  [3-6].

В даній роботі цей метод застосовано для вивчення напружень в n- та p-  $Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF_2$ , в тому числі захищених шаром  $BaF_2$  та анодним оксидом.

### II. Методика експерименту

Вимірювання проводились в трьох стандартних конфігураціях: А, В, С (поздовжня, повністю поперечна та поздовжньо-поперечна відповідно), які відрізняються взаємною орієнтацією напрямків струму та магнітного поля. Зовнішній вигляд площини обертання магнітного поля відносно площини зразка та кутів відліку напрямку поля та струму для всіх трьох конфігурацій зображено на рис. 1 Точність вимірювання кута повороту становить  $\pm 2.5^\circ$ .



**Рис 1.** Конфігурації, що використовувались для вимірювання магнетоопору: (а) – поздовжня, (б) – повністю поперечна, (в) – поздовжньо-поперечна.

В даній роботі дослідження проводились на зразках PbTe та  $Pb_{0.213}Sn_{0.787}Te$  n- та р-типу, орієнтації (111), товщиною від 1.9 до 3.33 мкм, стандартної 6-зондової Холлівської конфігурації, отриманих методом миттєвого випаровування на свіжосколотих підкладках  $BaF_2$ . Використовувались також зразки із захисним шаром  $BaF_2$  та покриті плівкою анодного окислу. На отримані зразки методом плазмового напилення було нанесено золоті контактні площадки.

однорідного тригонального спотворення, з тригональною віссю, нормальною до площини плівки [3-6]. На кристалографічному рівні, є вісім незалежних коефіцієнтів магнетоопору стосовно до тригональної симетрії. Але, завдяки обмеженню напрямків струму тими, що лежать в площині (111), виміряти можна тільки чотири.

Чотирикоефіцієнтне узагальнення магнетоопору в трьох експериментальних конфігураціях А, В і С наступне [3]:

### III. Магнетоопір у випадку порушення кубічної симетрії

В даному випадку припускаємо, що напруження призводить до утворення

$$M_{\phi}^{0A} = b + \frac{1}{2} \cdot c + \frac{1}{3} \cdot d + \left( \frac{1}{2} \cdot c + \frac{1}{6} \cdot d \right) \cdot \cos(2 \cdot \theta_A), \quad (1)$$

$$M_{\phi}^{0B} = b + \frac{1}{4} \cdot d - \frac{1}{12} \cdot d \cdot \cos(2 \cdot \theta_B) + \frac{1}{6} \cdot \sqrt{2} \cdot d' \cdot \cos(3 \cdot \phi) \cdot \sin(2 \cdot \theta_B), \quad (2)$$

та

$$M_{\phi}^{\theta c} = b + \frac{1}{2} \cdot c + \frac{5}{12} \cdot d + \left( \frac{1}{2} \cdot c + \frac{1}{12} \cdot d \right) \cdot \cos(2 \cdot \theta_c) + \frac{1}{6} \cdot \sqrt{2} \cdot d' \cdot \sin(3 \cdot \phi) \cdot \sin(2 \cdot \theta_c), \quad (3)$$

де  $b$ ,  $c$ ,  $d$ , та  $d'$  – узагальнені коефіцієнти Зейтца, а  $\phi$  та  $\theta_{A,B,C}$  визначають напрямки струму і магнітного поля, відповідно. Ці рівняння показують, що в планарній конфігурації А немає спотворення і величина магнетоопору не залежить від  $\phi$ . Спотворення виникає в конфігураціях В та С завдяки наявності членів, що містять  $d'$  в кожній з цих конфігурацій. Існує залежність від  $\phi$  з періодом в  $120^\circ$ , але не для одного й того ж значення  $\phi$  в обох конфігураціях. Отже не існує такого напрямку струму, який би не дозволяв визначити всі чотири коефіцієнти магнетоопору в планарній конфігурації А і в одній з інших двох.

Чотири узагальнені коефіцієнти магнетоопору було визначено так, що для кубічної симетрії  $d'=d$  і  $b$ ,  $c$ , та  $d$  відповідають їх оригінальним визначенням в даному випадку. Р-ня (1)-(3) також передбачають третій клас кристалографічної симетрії – гексагональну; в цьому випадку  $d'=0$  без жодних напружень на  $d$  чи інші коефіцієнти. Слід зауважити, що напружений кубічний кристал не може стати кристалографічно гексагональним, але індуковане напруженнями спрощення

зонної структури може приводити до електронно гексагонального транспортного оточення [3]. Також зауважимо, що спотворення щезає в гексагональному випадку (для всіх  $\phi$ ), але не для випадку кубічної симетрії.

Щоб отримати подальшу інформацію з чотирьох коефіцієнтів магнетоопору необхідно перейти з кристалографічного на електронний рівень. Так, для випадку простої тригональної моделі необхідно лише один додатковий параметр: фактор переносу носіїв

$$F = \frac{n_1}{n_3}, \quad (4)$$

де  $n_1$  та  $n_3$  - концентрація носіїв в долині, нормальній до площини плівки, і в кожній з інших трьох. Вирази, що пов'язують  $b$ ,  $c$ ,  $d$  і  $d'$  з цією простою моделлю з трьома параметрами (F-K-G) наступні [3]:

$$b = 2 \cdot X - Y, \quad (5)$$

$$c = X - 2 \cdot Y + Z, \quad (6)$$

$$d = -6 \cdot X + 6 \cdot Y, \quad (7)$$

$$d' = 2 \cdot Z, \quad (8)$$

де

$$X = \frac{3 \cdot G \cdot \left[ \frac{28}{27} \cdot (K-1)^2 + (F+3) \cdot K \right] \cdot [(3 \cdot F+5) \cdot K+4]}{K \cdot [(3 \cdot F+1) \cdot K+8]^2} - \frac{[4 \cdot K + (3 \cdot F+5)]^2 \cdot [(3 \cdot F+5) \cdot K+4]}{[(3 \cdot F+1) \cdot K+8]^2 \cdot [8 \cdot K + (3 \cdot F+1)]}$$

$$Y = \frac{3 \cdot G \cdot \left[ \frac{32}{27} \cdot (K-1)^2 + (F-1) \cdot K^2 + 4 \cdot K \right] \cdot [(3 \cdot F+5) \cdot K+4]}{K \cdot [(3 \cdot F+1) \cdot K+8]^2} - 1,$$

$$Z = \frac{G \cdot \left[ \frac{4}{3} \cdot (K-1)^2 \right] \cdot [(3 \cdot F+5) \cdot K+4]}{K \cdot [(3 \cdot F+1) \cdot K+8]^2}.$$

Для даного випадку існує проста і компактна умова симетрії, що пов'язує чотири коефіцієнти магнетоопору, а саме:

$$b + c = \frac{1}{2} \cdot (d' - d). \quad (9)$$

Що вироджується, як це і повинно бути, у випадку кубічної симетрії на  $b+c=0$  при  $d'=d$ . При дуже малих напруженнях в зразку обидві частини р-ня (9) стають дуже малими. Більш доцільним для перевірки

відповідності застосування F-K-G моделі є використання параметру симетрії  $y$ , що визначається як

$$y = \frac{(b+c)}{(d'-d)} \quad (10)$$

Цей параметр дорівнює 1/2 коли модель має добру відповідність.

F-K-G модель передбачає, що обидві сторони р-ня (9) стають від'ємними ( $d' < d$ ) коли  $F > 1$ . Такий перенос носіїв в одну долину, нормальну до площини плівки відповідає тригональному спотворенню типу антивісмуту, тобто розтягу плівки в її площині [3,6].

#### IV. Обговорення результатів

Основні результати наведено в таблицях 1 та 2. В цій же таблиці наведені результати роботи [3] по дослідженню епітаксійних шарів n-PbTe/BaF<sub>2</sub>. Так як в нашій роботі використовувалась модель, розроблена цим автором, то в першу чергу порівнюємо його результати з результатами зразка, який найбільше близький по параметрам до зразків, що використовувались в роботі [3]. Таким зразком є ПТ-314.

На рис. 2 зображено типову польову, а на рис. 3 – кутову залежність магнетоопору. Як

Таблиця 1

Електрофізичні параметри досліджуваних зразків

Зразок	Тип	Товщина, мкм	T, К	n, см <sup>-3</sup>	μ, см <sup>2</sup> /В·с	σ, Ом <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup>
P22*	n	4.3	300	9.6·10 <sup>16</sup>	1190	18.3
ПТ-314	n	2.5	300	7.6·10 <sup>16</sup>	1141	13.9
ПСТ-631	n	1.9	300	3.8·10 <sup>17</sup>	837	50.4
ПСТ-631	n	1.9	77	2·10 <sup>17</sup>	8633	277.3
ПСТ-631 +BaF <sub>2</sub>	n	1.9	300	3.8·10 <sup>17</sup>	834	50.3
ПСТ-631 +BaF <sub>2</sub>	n	1.9	77	2·10 <sup>17</sup>	8629	265.6
ПСТ-10612	p	3.33	300	4.9·10 <sup>17</sup>	751	59.1
ПСТ-10612	p	3.33	77	4.3·10 <sup>17</sup>	12570	858.2
ПСТ-10612	p	3.33	300**	5.1·10 <sup>17</sup>	732	59.3

\* - зразок з роботи [3]

\*\* - дослід після одного циклу між 300 і 77 К

Таблиця 2

Основні параметри, які характеризують виміряні зразки в рамках чотирьохкоefficientної та F-K-G моделей

Зразок	T, К	μ <sub>H</sub> , В/с	d'/d	y	F	K	G	ΔE <sub>c</sub> , меВ	ε <sub>11</sub> ·10 <sup>3</sup>	E*, %
P22**	300	0.09	0.592	0.65	1.24	5.29	1.18	5.59	0.73	5.5
ПТ-314	300	0.159	0.195	0.456	3.054	9.286	1.207	28.9	3.76	0.8
ПСТ-631	300	0.126	0.127	0.492	3.923	4.703	1.299	35.3	4.6	0.5
ПСТ-631	77	0.129	0.005	0.496	53.906	7.535	1.462	37.18	4.8	0.3
ПСТ-631+BaF <sub>2</sub>	300	0.084	0.042	0.435	7.209	3.282	1.375	51.1	6.7	0.8
ПСТ-631+BaF <sub>2</sub>	77	0.124	0.044	0.504	11.068	15.422	1.387	24.25	3.2	0.4
ПСТ-10612	300	0.075	0.188	0.496	3.014	5.263	1.248	28.5	3.7	1.7
ПСТ-10612	300***	0.073	0.164	0.5	3.117	4.042	1.291	29.4	3.8	0.8

\* - середньоквадратична похибка

\*\* - зразок з роботи [3]

\*\*\* - дослід після одного циклу між 300 і 77 К

видно з рис. 2 в слабких магнітних полях магнетоопір квадратично залежить від величини поля, а в сильних прямує до насичення, але не досягає його через вплив мікронеоднорідностей, що добре узгоджується з теорією.

Як видно з табл. 1 рухливості цих зразків

видно, що відношення  $d'/d$  в зразку P22 значно ближче до одиниці, ніж в ПТ-314, що свідчить про меншу величину спотворення ґратки внаслідок напружень. Цей висновок добре підтверджується результатами F-K-G моделі, де значення параметру F для зразка ПТ-314 суттєво більше ніж для P22 (3.054

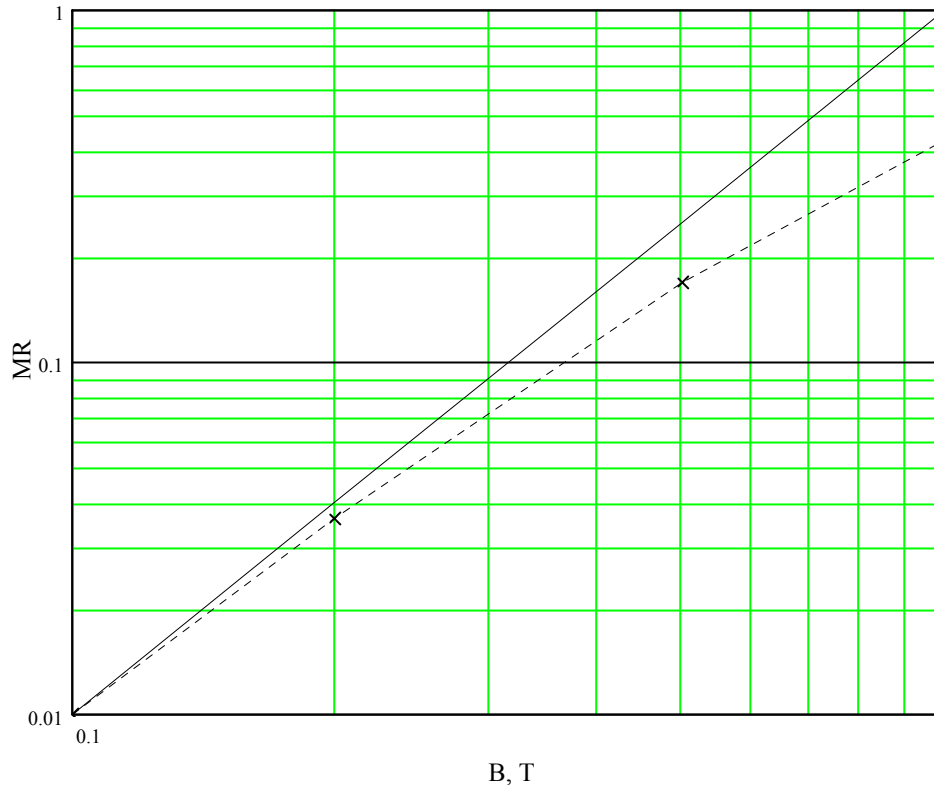


Рис. 2. Типова польова залежність магнетоопору, ПСТ-10612, T=77 К.

при 300 К досить близькі. Концентрація носіїв  $i$ , відповідно, питома провідність в зразку P22 більша ніж в нашому. Суттєвим є те, що відрізняються товщини зразків (2.5 та 4.3 мкм) і метод їх виготовлення. Зразок P22 був виготовлений методом "гарячої стінки", а ПТ-314 – методом миттєвого випаровування.

Якісний вигляд орієнтаційних залежностей для наших зразків та зразків з роботи [3] в цілому збігається. Відмінністю є дещо більше значення коефіцієнтів магнетоопору  $M_{\phi}^0$  для зразка ПТ-314, порівняно з P22. Ми вважаємо, що це може бути пов'язано з геометричними ефектами, меншою товщиною зразка і відмінністю в технології отримання зразків.

Якщо порівнювати параметри чотирьохкоефіцієнтної моделі, то зразу

проти 1.24), що відповідає сильнішому міждолинному зсуву зон і більшому переносу носіїв у виділену  $\langle 111 \rangle$  долину. Дещо незрозуміла різниця параметрів K (9.286 і 5.29) для двох зразків, але параметри G майже точно відповідають один одному (1.207 та 1.18), що свідчить про однакові процеси розсіювання (що й слід було очікувати для зразків одного типу при однаковій температурі).

Найбільш цікавим є порівняння величин міждолинного зсуву енергії  $\Delta E_c$  та одної з двох рівних компонент внутріплощинних напружень  $\epsilon_{11}$ .  $\Delta E_c$  і  $\epsilon_{11}$  визначались з наступних співвідношень:

$$\Delta E_c = E_c(L) - E_c(T), \quad (11)$$

де індекс T відноситься до долини, що зміщується, а L до інших трьох відповідно. Значення енергії краю зони  $E_c$  отримувались

з рівняння:

$$n_{1,3} = 4 \cdot \pi \cdot \left( 2 \cdot m_t^{2/3} \cdot m_l^{1/3} \cdot k \cdot T / h^2 \right)^{3/2} \cdot F_{1/2} [E_F(T, L) / k \cdot T], \quad (12)$$

де  $m_t$  і  $m_l$  – поперечна і поздовжня ефективні маси,  $F_{1/2}$  – інтеграл Фермі половинного індексу.

Значення компоненти напружень  $\epsilon_{11}$  отримували із співвідношення:

$$\Delta E_c = 1.85 \cdot \Xi_u \cdot \epsilon_{11}, \quad (13)$$

де  $\Xi_u$  – константа деформаційного потенціалу Херрінга-Фогта.

в зразку ПТ-314 ми пов'язуємо в першу чергу з відмінністю товщини цього зразка і Р22 (2.5 проти 4.3 мкм). В роботі [7] розглядалися залежності параметру ґратки і напружень в плівках PbTe/BaF<sub>2</sub> від товщини, виміряні магнітооптичним методом і методом рентгеноструктурного аналізу. За даними [7] значення напружень

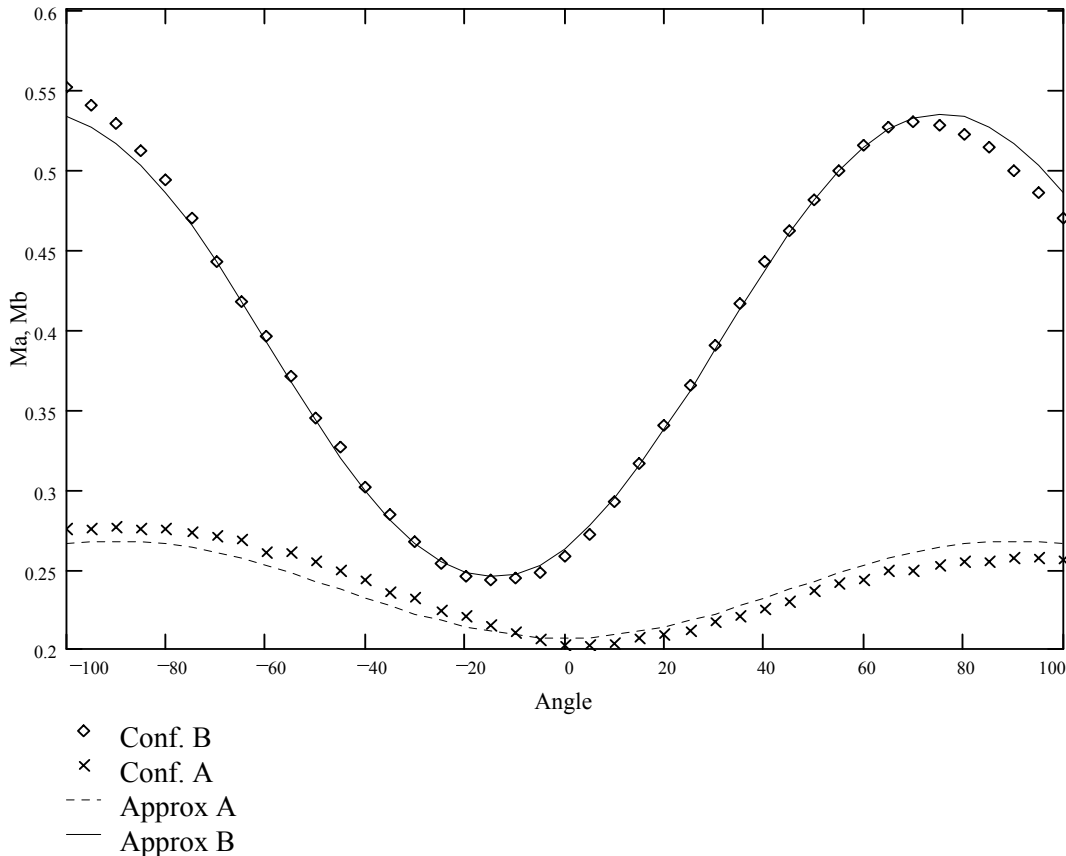


Рис. 3. Типова кутова залежність магнетоопору, ПТ-314, T=300 К, B=1.4 Тл.

Як видно з таблиці 2 ці значення для двох зразків відрізняються майже на порядок і напруження в зразку ПТ-314 є суттєво більшими, що підтверджується наведеними вище висновками, зробленими з аналізу значень величин  $d'/d$  та F. Можливо з цим же пов'язана відмінність у параметрах K для обох зразків.

Пояснення більшого значення напружень

$\epsilon_{11}$  в залежності від товщини плівки коливались в межах від 3 до  $10 \cdot 10^{-4}$ . Останнє значення є одного порядку зі значенням, отриманим в даній роботі –  $37 \cdot 10^{-4}$ . Остаточну невелику відмінність ми пов'язуємо в першу чергу з відмінністю технологій виготовлення (адже при методі миттєвого випаровування, на відміну від методу "гарячої стінки" яким вирошувались

зразки в роботах [3] та [7], ріст відбувається швидше і в більш нерівноважних умовах, що і спричиняє появу додаткових напружень в плівці, що також підтверджується результатами роботи [8]) і з розбіжністю в літературних джерелах значення деформаційного потенціалу Херінга-Фогта для PbTe, за допомогою якого ми отримували величину напружень з міждолинного зсуву енергії. Значення цього потенціалу взято з роботи [3] і складає 4.15 eV, хоча в цій же роботі є дані про експериментальні значення цієї величини порядку 9.3 eV.

Трохи складнішими для інтерпретації є результати для PbSnTe. Адже в потрійних твердих розчинах величина магнетоопору більша внаслідок розсіювання на неупорядкованостях структури. А модель роботи [3] взагалі кажучи не враховує цих особливостей. Тому ми вважаємо, що потрібне певне вдосконалення даної зонної F-K-G моделі з врахуванням зазначених факторів. Але і в рамках використаної моделі видно, що в шарах n-PbSnTe при кімнатній температурі напруження є трохи більшими, ніж в n-PbTe ( $\epsilon_{11}=46 \cdot 10^{-4}$ ), а решта параметрів в цілому подібні до параметрів бінарного розчину (за винятком коефіцієнту анізотропії K, значення якого зменшується, що добре узгоджується з зонною структурою PbSnTe де із наближенням до безщільного стану анізотропія зон зменшується). Ще більш складна ситуація у випадку p-PbSnTe адже модель в роботі [3] розроблялась для матеріалів n-типу, і вона не може повністю бути застосована до матеріалу p-типу тому що по-перше симетрія зон в деформованому матеріалі p-типу є іншою, крім того, як показано у [9]  $\Delta E_c \neq \Delta E_v$ . Тому ми не можемо з певністю аналізувати адекватність отриманих результатів для матеріалу p-типу, але вважаємо, що значення  $\Delta E_c$  є коректним, а згідно [9]  $\Delta E_c \approx 3 \cdot \Delta E_v$ . Саме тому в матеріалах даного типу більш складний вигляд орієнтаційних залежностей при азотних температурах. В цілому ж для зразка p-типу всі параметри близькі до параметрів зразка n-типу.

Дослідження орієнтаційних залежностей

після одного температурного циклу між кімнатною і азотною температурами показали, що напруження в цьому зразку дещо зросли (з 37 до  $38 \cdot 10^{-4}$ ). Це пов'язано з тим, що при охолодженні до 77K пружні напруження в епітаксійних шарах зростають, а при подальшому поверненні до кімнатної температури вони не повністю релаксують.

Були проведені також дослідження зразків, на які були напилені монокристалічні плівки BaF<sub>2</sub>, які можуть виконувати в приладах функцію захисного покриття. З наших результатів однозначно видно, що покриття BaF<sub>2</sub> збільшує значення напружень в зразку (при кімнатній температурі  $\epsilon_{11}=67 \cdot 10^{-4}$ ). При охолодженні в даному зразку відбуваються сильніші зміни в величині напружень, ніж для зразка без захисного покриття.

Дослідження зразків, покритих шаром анодного окислу різної товщини показали, що даний вид пасивації поверхні не має помітного впливу на величину напружень в основному матеріалі, що добре узгоджується із склоподібною структурою анодного оксиду.

## V. Висновки

1. На основі вивчення орієнтаційних залежностей магнетоопору для епітаксійних шарів n- та p-Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te (x=0.213 та x=0), вирощених методом миттєвого випаровування на підкладках BaF<sub>2</sub>, визначені зміни зонної структури та відповідні їм напруження, які виникають внаслідок різниці сталих ґраток та коефіцієнтів термічного розширення шару і підкладки.
2. Встановлено, що епітаксійні шари n-PbTe, отримані методом миттєвого випаровування порівняно із зразками, отриманими методом "гарячої стінки" мають більшу величину механічних напружень, що пов'язано з більш нерівноважними умовами росту шарів у цьому методі.
3. Показано, що для кількісного опису напружень, які виникають у шарах твердого розчину необхідне певне вдосконалення антивісмутової моделі зонної структури, яка

добре описує деформаційні ефекти в n-PbTe.  
 4. Показано, що дана методика ефективно фіксує зміни напружень в епітаксійних шарах внаслідок нанесення пасивуючого покриття у вигляді тонких монокристалічних плівок BaF<sub>2</sub>.

5. Встановлено, що пасивація поверхні твердих розчинів Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te (x=0.213 та x=0) анодним оксидом, на відміну від захисту шаром BaF<sub>2</sub>, практично не вносить змін в стан деформації матеріалу.

- [1] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS*. - М.: Наука, (1968).
- [2] А.Ф. Кравченко, В.В. Митин, Э.М. Скок. *Явления переноса в полупроводниковых пленках*. - Новосибирск: Наука, (1979).
- [3] R.S. Allgaier. Weak-field magnetoresistance and substrate-induced strain in (111)-oriented PbTe films // *Phys. Rev. B*, **31(6)**, pp. 3822-3845 (1985).
- [4] R.S. Allgaier, J.B. Restorff, and Bland Houston. Unified weak-field magnetoresistance phenomenology for (111)-oriented thin films and surface layers with cubic, trigonal, and hexagonal symmetries // *Phys. Rev. B*, **19(12)**, pp. 6155-6162 (1979).
- [5] R.S. Allgaier, J.B. Restorff, and Bland Houston. Weak- and strong-field magnetoresistance in (111)-oriented n-type PbTe epitaxial films between 1.8 and 300 K // *J. Appl. Phys.* **53(4)**, pp. 3110-3116 (1982).
- [6] J.B. Restorff, R.S. Allgaier, and Bland Houston. Thermal cycling-induced changes in the electrical transport properties of (111) epitaxial, n-type PbTe films // *J. Appl. Phys.* **52(10)**, pp. 6185-6189 (1981).
- [7] E.J. Fantner, V. Ortner, W. Ruhs, A. Lopez-Otero. Misfit strain in epitaxial IV-VI semiconductor films // *Lect. Notes. Phys.* **152**, pp. 59-63 (1982).
- [8] Фреїк Д.М., Шепетюк В.А., Добровольська Г.М., Ліщинський І.М., Кирста С.Д., Мельник В.М. Вплив технологічних факторів вирощування на властивості тонких плівок PbTe та фотоелементів на їх основі // *Оптоелектроніка і напівпровідникова техніка*, **31**.- сс. 173-179 (1996).
- [9] Д.В. Шамшур, Р.В. Парфеньев, Д.В. Машовец, А.В. Матвеев, В.В. Косарев, К.И. Гейман. Зонная структура гетероэпитаксиальных слоев PbTe n- и p-типа // *Физика и техника полупроводников*, **16(7)**, сс. 1249-1255 (1982).

## Investigation of deformation effects in IV-VI on BaF<sub>2</sub> epitaxial layers: influence on band structure

V.S. Yakovyna

*State University "Lvivska Polytehnika", 79005, Lviv, Bandera str., 12  
 yakovyna@polynet.lviv.ua*

On the example of the PbTe and Pb<sub>0.787</sub>Sn<sub>0.213</sub>Te on BaF<sub>2</sub> the possibility of using the weak magnetic field resistance technique for the evaluation of mismatch-thermally induced strains and corresponding changes of band structure in multivalley semiconductors is discussed. Strain value and strain relaxation dynamics after many temperature cycles between room temperature and 77K have been investigated for n- and p- PbTe and PbSnTe epitaxial layers on BaF<sub>2</sub> substrates.