

УДК 539.143.43;543.422.25

О.Г. Хандожко<sup>1</sup>, В.В. Слинько<sup>2</sup>, Є.І. Слинько<sup>2</sup>

## Зсув Найта та зонна структура PbTe і SnTe

<sup>1</sup>Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича,  
кафедра радіотехніки, вул. Коцюбинського 2, м. Чернівці, 58012,  
тел. (03722) 4-24-36, E-mail: rmd@chnu.cv.ua

<sup>2</sup>Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства НАН України,  
вул. І. Вільде, 5, м. Чернівці, 58001,  
тел. (03722) 2-51-55, E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

Наводяться результати дослідження зсуву Найта ( $\Delta H$ ) на ядрах  $^{207}\text{Pb}$  в PbTe n і p-типу і на  $^{119}\text{Sn}$  в p-SnTe в широкій області концентрацій носіїв струму ( $6 \cdot 10^{16} \div 3,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). В зразках PbTe p-типу в інтервалі  $6 \cdot 10^{16} \leq p < 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  зсув є діамагнітним. При  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$   $\Delta H$  досягає максимального значення, а при  $p \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  має місце інверсія знака  $\Delta H$ . В n-PbTe зсув Найта парамагнітний в усьому інтервалі концентрацій. При цьому при  $n \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  спостерігається стрибок  $\Delta H$  величиною  $\approx 60$  Гс. В SnTe зсув  $\Delta H$  є тільки парамагнітним. Встановлено, що злами на немонотонній залежності  $\Delta H(p)$  на ядрах  $^{119}\text{Sn}$  відповідають критичним точкам в зонному спектрі дірок SnTe. Розглядається придатність існуючих моделей зонного спектра для пояснення зсуву Найта у телуриді свинцю.

**Ключові слова:** зонна структура, зсув Найта, критичні точки, концентрація носіїв заряду, спектри ЯМР.

Стаття поступила до редакції 17.11.2001; прийнята до друку 3.01.2002

### I. Вступ

Вже перші дослідження ЯМР телуриду свинцю показали, що проста двозонна модель (з врахуванням L і  $\Sigma$ -зони) малопритатна для пояснення експериментальних даних, особливо в області високих концентрацій носіїв струму [1]. В останніх теоретичних роботах [2,3] доводиться, що валентна зона сполук  $\text{A}^4\text{B}^6$  в кубічній фазі має складну структуру. Зокрема, передбачено існування п'яти критичних точок в зонному спектрі дірок. Принципова можливість знаходження особливих точок спектра за температурною і концентраційною залежностями магнітної сприйнятливості ( $\chi$ ) [3] підтверджена експериментально на монокристалах SnTe. Встановлено, що три злами, які спостерігаються на залежності  $\chi_{40\text{K}}(p)$  при  $p_1 = 1,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_2 = 2,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і  $p_3 = 4,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , відповідають трьом критичним точкам в зонному спектрі:  $\Sigma$ -екстремуму, вперше виявленій сідловій точці в напрямку  $\Sigma L$  і  $\Delta$ -екстремуму валентної зони SnTe [4].

Зсув Найта ( $\Delta H$ ) у вирождених напівпровідниках, як і  $\chi$ , безпосередньо пов'язаний із густиною станів на рівні Фермі. Тому ми вважаємо, що зміни в густині станів при проходженні рівня Фермі через критичні точки спектра (пов'язані зі зміною топології поверхні Фермі) повинні виявлятися і на концентраційній залежності  $\Delta H(p)$ .

В даній роботі наводяться результати дослідження концентраційних залежностей зсуву Найта і ширини ліній ЯМР на ядрах  $^{207}\text{Pb}$  в PbTe (n і

p-типу) і  $^{119}\text{Sn}$  в SnTe (p-тип) в широкому інтервалі концентрацій носіїв струму  $6 \cdot 10^{16} \div 3,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Розглядається придатність відомих моделей зонного спектра для пояснення концентраційних залежностей зсуву Найта в телуриді свинцю.

### II. Експеримент

Відомо, що для послаблення впливу скін-ефекту на форму резонансної лінії спостереження ЯМР в матеріалах з високою провідністю проводять на порошках. Однак механічне подрібнення монокристалічних зразків p-PbTe призводить до появи складних резонансних спектрів [5]. Щоб виключити вплив пластичної деформації на спектри  $^{207}\text{Pb}$  в p-PbTe, виміри ЯМР проведені нами на монокристалічних пластинах товщиною 100-200 мкм. У той же час, подрібнення матеріалу практично не впливає на форму лінії і зсув Найта в PbTe n-типу і SnTe.

Для спостереження сигналів ЯМР використовувалася методика, запропонована в [6]. В якості вхідного пристрою спектрометра було застосовано модифікований індукційний міст [7], в якому за рахунок особливої конструкції досягалися довготривалий стабільний баланс і високий ступінь розв'язки передавача і приймача (до 100 дБ) при достатньо високих рівнях високочастотного поля ( $H_1 = 0,3$  Гс).

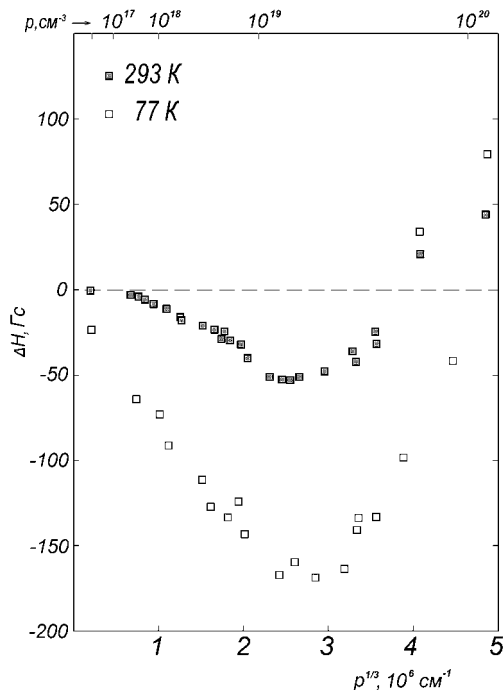
Запис спектрів проводився на постійній частоті 13,495 МГц шляхом швидкого сканування умов резонансу з реєстрацією первісної сигналу. При спостереженні широких спектрів ( $\geq 10$  Гс) використовувалася модуляційна техніка з

повільним проходженням і записом похідних ліній ЯМР. В обох випадках для покращення співвідношення сигнал/шум застосовувалося цифрове накопичення резонансних спектрів. З тією ж метою доцільно використовувати зразки у вигляді блоків, що складаються з 4÷6 монокристалічних пластин.

### III. Експериментальні результати

**Зсув Найта в PbTe p- і n-типу.** Виміри зсуву Найта в p-PbTe були проведені в інтервалі концентрацій дірок  $p = 6 \cdot 10^{16} \div 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Зразки з  $p \leq 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  отримані шляхом відпалу матеріалу в парах металу або халькогена, з більш високими концентраціями – за допомогою легування PbTe домішками Li, Na, Tl.

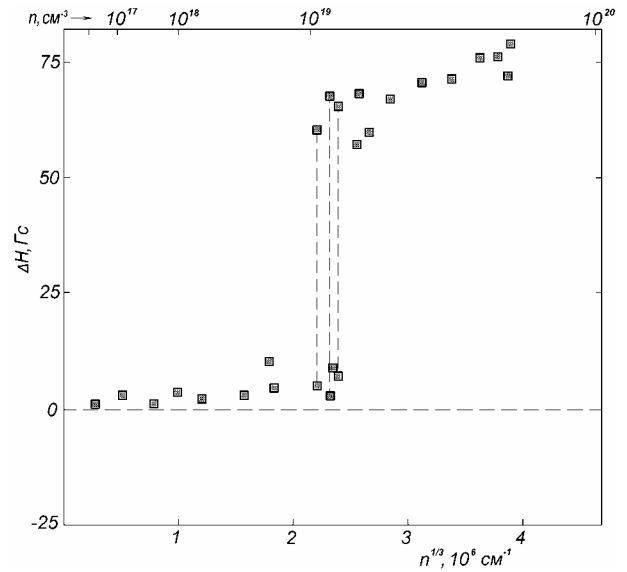
На рис. 1 наведена залежність  $\Delta H(p)$  в p-PbTe.



**Рис. 1** Залежність зсуву Найта  $^{207}\text{Pb}$  від концентрації дірок у p-PbTe.

Величина зсуву визначалася як різниця між значенням сумарного резонансного поля на ядрі і еталонного магнітного поля ( $H_{\text{et}} = 15135 \text{ Гс} \pm 2 \text{ Гс}$ ). Поле  $H_{\text{et}}$ , що відповідає хімічному зсуву на ядрах  $^{207}\text{Pb}$  в PbTe, отримано шляхом екстраполяції концентраційної залежності резонансного поля до малих значень  $p$  при  $T = 293 \text{ К}$ . Як бачимо, в області концентрацій  $6 \cdot 10^{16} \leq p < 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  зсув є від'ємним, тобто діаманітним. При  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  діаманітний зсув досягає максимального значення, а при  $p \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  спостерігається інверсія знака  $\Delta H$  і він стає парамагнітним. Подібний факт зміни знака  $\Delta H$  спостерігався лише в твердому розчині  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x > 0,6$ ) на ядрах  $^{119}\text{Sn}$  [8].

Зовсім інша картина спостерігається на ядрах



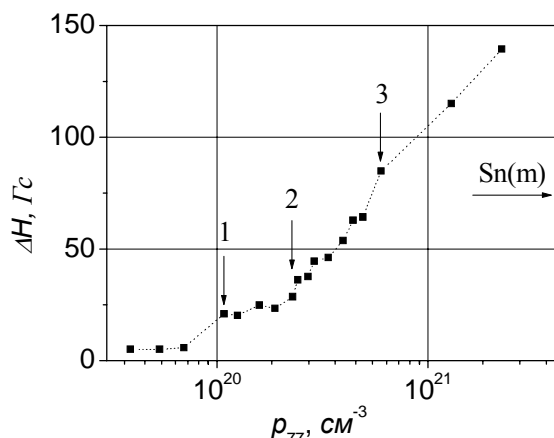
**Рис. 2.** Залежність зсуву Найта  $^{207}\text{Pb}$  від концентрації електронів в n-PbTe при  $T = 293 \text{ К}$ .

$^{207}\text{Pb}$  в n-PbTe (рис. 2). В області  $6 \cdot 10^{16} \leq n < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$   $\Delta H$  слабо залежить від концентрації електронів, однак в околі  $n_c \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  спостерігається різкий стрибок зсуву Найта приблизно на 60 Гс. Характерним для перехідної області є наявність складних спектрів, що складаються здебільшого з двох ліній, які відстоять одна від одної на величину стрибка. Особливо відзначимо, що стрибкоподібне збільшення зсуву Найта в області високих концентрацій супроводжується розширенням резонансних ліній ( $> 10 \text{ Гс}$ ) і різким скороченням спин-граткової релаксації ( $T_1$ ) порівняно з областю низьких концентрацій. Якщо для останньої насичення ЯМР спостерігається вже при рівнях радіочастотного поля  $H_1 \approx 10 \text{ МГц}$ , то вище  $n_c$  насичення сигналів невідчутне навіть при рівнях  $H_1 > 100 \text{ МГц}$ . На відміну від PbTe p-типу  $\Delta H$  в n-PbTe є парамагнітним у всій області концентрацій (рис. 2).

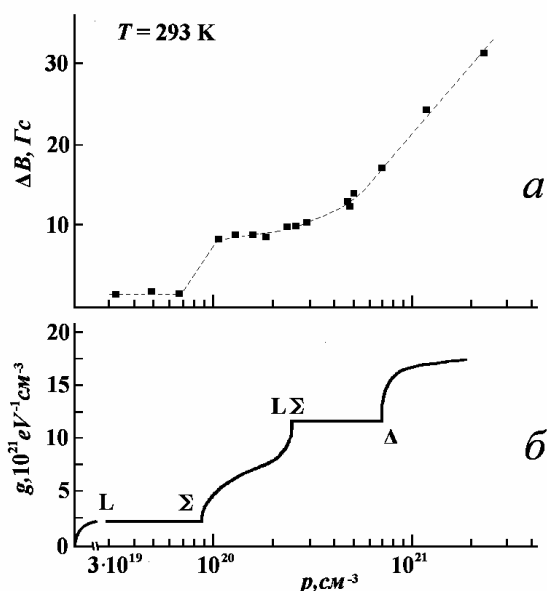
**Зсув Найта і ширина ліній в SnTe.** Вперше дослідження ЯМР на ядрах  $^{119}\text{Sn}$  і  $^{125}\text{Te}$  в SnTe були проведені в роботі [9]. Аномально великі зсуви  $\Delta H$  і ширини резонансних ліній  $\Delta B$ , особливо на  $^{119}\text{Sn}$ , не узгоджувалися із звичайними уявленнями про зонну структуру SnTe. В даній роботі, в зв'язку з інформацією про складну валентну зону SnTe [4], розглядається можливість знаходження критичних точок спектра за концентраційною залежністю зсуву Найта (рис. 3).

Як бачимо, залежність  $\Delta H(p)$  є немонотонною, а з явно вираженими зламами при  $p_{77} = (1,14-1,75) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $3,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і  $1,0 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Як і в n-PbTe, в SnTe зсув  $\Delta H > 0$  для всієї області концентрацій. При  $n > 10^{21} \text{ см}^{-3}$  зсув Найта на ядрах  $^{119}\text{Sn}$  в SnTe перевищує його значення в металічному олові.

Концентраційна залежність ширини ліній ЯМР



**Рис. 3.** Концентраційна залежність зсуву Найта на ядрах  $^{119}\text{Sn}$  в  $\text{SnTe}$  при  $T = 293 \text{ K}$ . Стрілкою позначений зсув Найта в металічному олові.  $H_{\text{ст}} = 8512 \text{ Гс}$ .

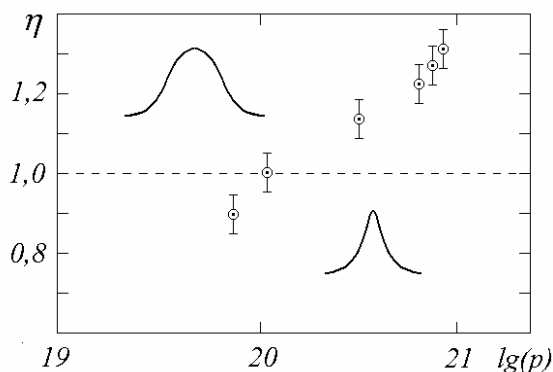


**Рис. 4.** Залежність ширини лінії ЯМР  $^{119}\text{Sn}$  (а) і густини станів  $g(p)$  – (б) від концентрації дірок в  $\text{SnTe}$  [4].

на  $^{119}\text{Sn}$  (рис. 4, а) практично повторює характер залежності  $\Delta H(p)$  (рис. 3). Розрахована залежність густини станів  $g$  від концентрації  $p$ , яка отримана в роботі [4], наведена на рис. 4, б.

Слід зазначити, що в  $\text{SnTe}$  поряд із зміною ширини резонансних ліній відбувається перетворення їхньої форми. Для аналізу форми ліній були проведені розрахунки другого ( $S_2$ ) і четвертого ( $S_4$ ) моментів кривих. На рис. 5 наведена залежність параметра  $\eta = 3(S_2)^2/(S_4)$  від концентрації дірок в  $\text{SnTe}$ , що характеризує ступінь відхилення форми лінії від гаусової.

Встановлено, що при  $p_{77} \geq 1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  форма



**Рис. 5** Залежність параметра форми лінії  $\eta$  від концентрації дірок в  $\text{SnTe}$ .

резонансних ліній є близькою до гаусової, що типово для твердих ґраток. Однак із зменшенням  $p$  форма ліній поступово наближається до лоренцової і при  $p_{77} = 6,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  стає практично лоренцовою ( $\eta < 1$ ). Останнє є доказом рухливості атомів олова при відносно низьких концентраціях дірок. Поки що не зрозуміло, який механізм руху переважає в даному випадку – тунелювання між нееквівалентними, зміщеними, позиціями олова чи рух по вакансіях олова.

#### IV. Обговорення результатів

Зонна структура телуридів свинцю і олова в області низьких концентрацій носіїв струму добре вивчена. Однак досі не існує теорії, в рамках якої можна би пояснити концентраційні залежності зсуву Найта в широкому інтервалі концентрацій, включаючи і високі ( $10^{20} \div 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ). Перш за все це пов'язано з відсутністю експериментальних результатів. В нашій роботі вперше досліджується зсув Найта в максимально досяжній області концентрацій для даних сполук. У відомих роботах [8,10] аналогічні залежності вивчались в  $\text{PbTe}$  лише при  $n, p \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Для пояснення аномальних концентраційних і температурних залежностей кінетичних коефіцієнтів часто використовується двозонна модель валентної зони  $p\text{-PbTe}$  [2]. В останній передбачається наявність другої валентної  $\Sigma$ -зони, розташованої на 0,05-0,1 eV нижче основної L-зони [11]. Однак існуючі уявлення про  $\Sigma$ -зону в  $p\text{-PbTe}$ , як про ізотропну і параболічну зону важких дірок, непридатні для пояснення зміни знака зсуву Найта на ядрах  $^{207}\text{Pb}$  в  $p\text{-PbTe}$  (рис. 1). Для пояснення інверсії знака  $\Delta H$  в рамках даної моделі необхідно припустити, що надтонкі поля, які створюються дірками  $\Sigma$ - і L-зони, мають протилежний напрямки. З ростом концентрації  $p$  зсув буде визначатися, в основному, параметрами спектра дірок  $\Sigma$ -зони. Але в цьому випадку великі зсуви  $\Delta H$  означають наявність у  $\Sigma$ -зоні носіїв з великими ефективними  $g$ -факторами і, отже, з малими ефективними масами, що не узгоджується з

літературними даними (зсилки [5-8] з роботи [2]).

Великі значення зсуву Найта в області низьких концентрацій дірок можна пояснити на основі простої зонної моделі р-PbTe. Відомо, що хвильові функції  $L^{6+}$ , що описують вершину валентної зони, мають s-складову на вузлах  $^{207}\text{Pb}$  [10]. Тому

$$\Delta N_{\text{cont}} = \frac{4}{3} g_s g_v \mu_b^2 \rho_v(E_f) (\cos^2 \theta^+) < R | \Delta \Gamma | R >, \quad (1)$$

де  $g_s$  – g-фактор вільного електрона,  $g_v$  – ефективний g-фактор носіїв валентної зони,  $\rho_v(E_f)$  – густина станів на рівні Фермі,  $\mu_b$  – магнетон Бора, множник  $(\cos^2 \theta^+) < R | \Delta \Gamma | R >$  – релятивістський еквівалент  $|\psi(0)|^2$ , що визначає імовірність перебування носіїв на ядерних вузлах.

Великі зсуви, що спостерігаються в області низьких концентрацій (рис. 1), вказують на значну s-складову хвильової функції дірок на вузлах свинцю. Формула (1) справедлива лише для носіїв, які знаходяться біля вершини валентної зони. При цьому діаманітний зсув на  $^{207}\text{Pb}$  в р-PbTe обумовлений від'ємним знаком компонентів ефективного g-фактора дірок ( $g_v^{\parallel} = -48 \pm 5$  і  $g_v^{\perp} = -19,6$ ) [10].

Проте великі надтонкі поля у вузькощілинних напівпровідниках не завжди є доказом контактної взаємодії ядер з носіями струму. В роботах [8,10] для пояснення зсуву Найта в р-PbTe в області більш високих концентрацій  $3 \cdot 10^{18} \leq p \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  пропонується враховувати вплив найближчих зон на формування надтонкого поля на ядрах  $^{207}\text{Pb}$ , без залучення  $\Sigma$ -зони. Такий вплив проявляється в змішуванні станів внаслідок сильного спін-орбітального зв'язку, характерного для сполук типу PbTe. Через релятивістські ефекти надтонкі поля на ядрах  $^{207}\text{Pb}$ , викликані спін-орбітальною ( $\Delta N_{\text{orb}}$ ) і диполь-дипольною ( $\Delta N_{\text{dip}}$ ) взаємодіями, можуть перевищити контактне поле  $\Delta N_{\text{cont}}$ .

На валентну зону найбільший вплив має найближча зона провідності, де електрони переважно знаходяться у р-стані. Тоді, згідно з [10], визначальним надтонким полем на  $^{207}\text{Pb}$  буде  $\Delta N_{\text{orb}}$ , приблизно рівне  $\Delta N_{\text{dip}}$ :

$$\Delta N_{\text{orb}} = \frac{8}{3} g_s g_c \mu_b^2 \rho_c(E_f) (f(r) | r^{-3} | f(r)), \quad (2)$$

де  $g_c$  – ефективний g – фактор для електронів у зоні провідності,  $\rho_c(E_f)$  – густина станів на рівні Фермі в зоні провідності,  $(f(r) | r^{-3} | f(r))$  – густина імовірності перебування електронів у р-стані на ядерних вузлах.

Оскільки поверхні постійної енергії в зоні Брілюена представляють собою еліпсоїди, то ефективні g-фактори складаються з лінійної комбінації повздовжньої ( $g_{\parallel}$ ) і перпендикулярної ( $g_{\perp}$ ) компонент. Для валентної зони  $g_{\text{eff}}^v = 1/3(g_v^{\parallel} + 2g_v^{\perp}) < 0$ , причому  $g_v^{\parallel} = -48 \pm 5$  і  $g_v^{\perp} = -19,6$ ; для

додаткове магнітне поле ( $\Delta H$ ), створюване вільними носіями на ядрах  $^{207}\text{Pb}$ , обумовлюється контактною надтонкою взаємодією Фермі. У даному випадку вираз для зсуву Найта має вигляд [10]:

зони провідності  $g_{\text{eff}}^c = 1/3(g_c^{\parallel} - 2g_c^{\perp}) > 0$ , де  $g_c^{\parallel} = 57,5 \pm 2$  і  $g_c^{\perp} = -15$  [10].

Якщо виходити із запропонованої вище моделі [8,10], можна допустити, що із збільшенням концентрації ( $p > 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) значно зростає внесок р-станів зони провідності у валентну зону. Формально це можна розглядати як появу носіїв з додатнім  $g_c$ -фактором ( $g_c^{\parallel} - 2g_c^{\perp}) > 0$ . Тому внесок р-станів у надтонке поле буде протилежним до від'ємного контактного поля. При деяких значеннях  $p$  відбудеться повна компенсація від'ємного зсуву Найта, а далі і перехід його в область додатних значень.

Знак зсуву Найта на  $^{207}\text{Pb}$  в n-PbTe і його величина в інтервалі  $6 \cdot 10^{16} \leq n < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  узгоджується з результатами роботи [8]. Набагато важче пояснити появу стрибка на залежності  $\Delta H(n)$  в околі  $n \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (рис. 2), який виявлений нами вперше. Нам невідомі теоретичні роботи, в яких передбачалося б існування стрибкоподібного збільшення зсуву Найта в n-PbTe. Можна лише припустити, що такий ефект, що супроводжується розширенням ліній ЯМР і різким скороченням часу спін-граткової релаксації  $T_1$ , пов'язаний з критичною зміною параметрів енергетичного спектра в зоні провідності. При цьому ми не спостерігали будь-яких особливостей в кінетичних характеристиках зразків, а рентгенодифрактометричний аналіз показав незмінність параметра кристалічної ґратки (до і після стрибка) у межах похибки  $\delta = \pm 0,0005 \text{ \AA}$ .

Аналіз концентраційної залежності  $\Delta H(p)$  на  $^{119}\text{Sn}$  в SnTe (рис. 3) становить особливий інтерес. Це пояснюється тим, що саме на SnTe була експериментально підтверджена модель складної структури валентної зони, запропонованої для сполук  $A^4B^6$  в роботах [2,3]. Виявлені особливості у вигляді трьох зламів на концентраційній залежності  $\chi_{40k}(p)$  були ідентифіковані як такі, що відповідають критичним точкам валентної зони SnTe.

Злами, що спостерігаються на залежності  $\Delta H(p)$  на  $^{119}\text{Sn}$  при  $p_{c1} = 1,08 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $p_{c2} = 2,28 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і  $p_{c3} = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3), також вказують на складну структуру валентної зони SnTe і обумовлені проходженням рівня Фермі через критичні точки діркового спектра. Дане твердження впливає з кореляції, яка існує між залежностями  $\chi(p)$  і  $\Delta H(p)$ : злами на кривих відповідають

практично одним і тим же критичним концентраціям. (Як і в роботі [4], на шкалі концентрацій відкладене значення  $p = 0,6 \cdot p_{77}$ ). Крім того, спостерігається взаємозв'язок між концентраційними залежностями  $\Delta V$  і  $g(p)$  (рис. 4, а і б). Це означає, що зміна густини станів, яка пов'язана із зміною топології поверхні Фермі, може проявлятися як на залежності  $\chi(p)$ , так і  $\Delta N(p)$ , і  $\Delta V(p)$ .

Отже, два незалежних методи підтвердили існування особливих точок у спектрі дірок SnTe при  $p_{c1} = (1,08-1,1) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $p_{c2} = (2,28-2,3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і  $p_{c3} = (4,9-6,0) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , що відповідають [4]  $\Sigma$ -екстремуму, сідловій точці в напрямку  $\Sigma L$  і  $\Delta$ -екстремуму валентної зони.

З вище приведеного випливає, що особливості, які проявляються на залежності  $\Delta N(p)$  в p-PbTe (рис. 1), – злам при  $p_{c1} = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , максимум при  $p_{c2} \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  та інверсія знака при  $p_{c3} \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  – п найбільш імовірно, пов'язані із зміною густини станів при проходженні рівня Фермі через критичні точки спектра дірок. В n-PbTe особливою точкою можна вважати  $p_c \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

## V. Висновки

1. На концентраційній залежності зсуву Найта на  $^{207}\text{Pb}$  в p-PbTe виявлено особливості: зміну кутового коефіцієнта на залежності  $\Delta N(p)$  при

$p = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , екстремум при  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  та інверсію знака зсуву при  $p \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , який при  $p > 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  стає парамагнітним.

2. Зсув Найта в n-PbTe в усій області концентрацій є парамагнітним. При  $p_c \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  вперше спостерігається стрибкоподібне збільшення  $\Delta N$  величиною  $\approx 60$  Гс, що супроводжується розширенням резонансних ліній і різким скороченням часу спин-граткової релаксації  $T_1$ .

3. На прикладі SnTe показана принципова можливість знаходження критичних точок спектра, виходячи із концентраційних залежностей зсуву Найта і ширини резонансних ліній. Це дає підставу вважати, що критичним точкам в спектрі дірок p-PbTe відповідають концентрації  $p_{c1} \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_{c2} \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  і  $p_{c3} \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Особлива точка в зонному спектрі n-PbTe проявляється при  $p_c \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

**О.Г. Хандожко** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри радіотехніки;

**В.В. Слинько** – кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник;

**Є.І. Слинько** – доктор фізико-математичних наук, завідувач відділу вузькощілинних напівпровідників.

- [1] B. Sapoval. Knight shifts and band structure in lead telluride by helicon-nuclear spin interaction // *Journal de Physique*. **29**(C4), pp. 133-136 (1968).
- [2] О.Е. Квятковский. Строение валентной зоны соединений  $A^{IV}B^{VI}$  // *ФТТ*, **32**(10), сс. 2862-2868 (1990).
- [3] О.Е. Квятковский. Определение критических точек зонного спектра по концентрационным и температурным зависимостям магнитной восприимчивости в слабом магнитном поле // *ФТТ*. **32**(9), сс. 2533-2542 (1990).
- [4] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, М.А. Квантов, О.Е. Квятковский. Магнитная восприимчивость в слабом магнитном поле и строение валентной зоны теллурида олова // *ФТТ*. **32**(10), сс. 2869-2880 (1990).
- [5] К.Д. Товстюк, Е.И. Слинько, А.Г. Хандожко. Особенности ядерного магнитного резонанса в PbTe р-типа // *УФЖ*. **17**(10), сс. 1745-1747 (1972).
- [6] А.с. 1300354 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 01 No 24/08. Способ исследования полупроводниковых кристаллов методом ЯМР и спектрометр для его осуществления / Е.И. Слинько, А.Г. Хандожко, С.Д. Летюченко. (СССР). - №3930672; заявлено 12.07.85; опубл. 30.03.87, Бюлл. № 12.-175 с.
- [7] О.Г. Хандожко, Є.І. Слинько. Модифікований індукційний давач ядерного магнітного резонансу для спектрометра широких ліній // *Вісник Держ.ун-ту "Львівська політехніка", Електроніка*. **397**, сс. 54-57 (2000).
- [8] C.R. Hewes, M.S. Adler, S.D. Senturia. NMR studies in PbTe and  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ : an experimental determination of k-p band parameters and magnetic hyperfine constants // *Phys.Rev.B*. **7**(12), pp. 5195-5212 (1973).
- [9] В.В. Слинько, Е.И. Слинько, А.Г. Хандожко, Ю.К. Выграненко. Особенности спектров ядерного магнитного резонанса  $^{119}\text{Sn}$  и  $^{125}\text{Te}$  в SnTe и SnTe: Mn // *ФТП*. **31**(10), сс. 1187-1191 (1997).
- [10] B. Sapoval, J.Y. Leloup. Knight shifts in multivalley semiconductors // *Phys.Rev.B.*, **7**(12), pp. 5272 – 5276 (1973).
- [11] R.S. Allgaier. Valence bands in lead telluride // *J. Appl. Phys.* **32**(10), pp. 2185-2189 (1961).

A.G. Khandozhko<sup>1</sup>, V.V. Slynko<sup>2</sup>, E.I. Slynko<sup>2</sup>

## **Knight shift and band structure of PbTe and SnTe**

<sup>1</sup>*Chernivtsi National University, Radiotechn. Dept, 58012, Chernivtsi, 2,  
Kotsyubynskiy Str. tel. (03722) 4-24-36, E-mail: rmd@chnu.cv.ua*

<sup>2</sup>*Chernivtsi Department of Institute of Material Science Problems NAS Ukraine, 58001,  
Chernivtsi, 5, 1. Vilde Str., tel. (03722) 2-51-55, E-mail: chimsp@unicom.cv.ua*

The results of Knight shift investigations on <sup>207</sup>Pb nuclei in both n- and p-type PbTe and on <sup>119</sup>Sn in p-SnTe in the wide region of charge carrier concentrations ( $6 \cdot 10^{16} \leq p \leq 3 \cdot 6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) are presented. In samples of p-PbTe the Knight shift is diamagnetic in the interval  $6 \cdot 10^{16} \leq p < 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . At  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$   $\Delta H$  reaches maximal value, and at  $p \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  an inversion of the  $\Delta H$  sign takes place. In n-PbTe the Knight shift is paramagnetic in all interval of concentrations. And at  $n \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  the leap of  $\Delta H$  is observed ( $\approx 60 \text{ G}$ ). In SnTe the shift  $\Delta H$  is only paramagnetic. It is established, that the breaks on nonmonotonic dependence  $\Delta H(p)$  correspond to critical points in the band spectrum of SnTe. The applicability of existing models of hole spectrum for an explanation of Knight shift in PbTe is considered.