

## ДОСЛІДЖЕННЯ КРАЮ ОПТИЧНОГО ПОГЛИНАННЯ В КРИСТАЛАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ТА $\text{SnP}_2\text{S}_6$

І.П.Студеняк, В.В Митровцій., Д.Ш. Ковач,  
О.А.Микайло, М.І.Гурзан, Ю.М. Височанський

Інститут фізики і хімії твердого тіла, Ужгородський університет,  
Ужгород, 88000, вул. Волошина, 54

Вивчено температурні зміни краю оптичного поглинання сегнетоелектрика  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  з “трьохмірною” (3D) кристалічною структурою та кристалу  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  з шаруватою (2D) структурою. Досліджено анізотропію параметрів урбахівського краю поглинання та їх температурну поведінку в області фазового переходу в кристалі  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . Проаналізовано вплив різних типів розупорядкування, в тому числі 3D→2D переходу, на енергетичне положення та форму краю поглинання в кристалах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  та  $\text{SnP}_2\text{S}_6$ .

### Вступ

Кристали  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  належать до власних одновісних сегнетоелектриків [1]. При сегнетоелектричному фазовому переході (ФП) другого роду ( $T_0 \approx 337\text{K}$ ) змінюється просторова група симетрії  $P2_1/c \rightarrow Pc$ . При  $T < T_0$  тільки атоми Sn значно зміщуються в напрямку [100] у порівнянні з їх положенням у центросиметричній фазі. Ці зміщення є фізичною реалізацією параметра порядку сегнетоелектричного ФП. Шаруваті кристали  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  належать до квазидвомерних ромбоєдричних структур з просторовою групою  $R3$  [2]. Особливість кристалічної будови  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  полягає в тому, що одна третина октаєдричних пустот між парами шарів сірки, що чергуються, є зайнятою аніонами  $[P_2S_6]^{4-}$ , друга третина - зайнята іонами  $\text{Sn}^{4+}$  і, нарешті, остання є незайнятою.

Метою даної роботи є вивчення природи краю оптичного поглинання, а також порівняльний аналіз процесів оптичного поглинання у власному одновісному сегнетоелектрику  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  з 3D структурою та в шаруватому (2D) несегнетоелектрику  $\text{SnP}_2\text{S}_6$ . Хоча край поглинання кристалів  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  досліджувався в роботах [3,4], однак окремий інтерес представляли

дослідження параметрів урбахівського краю поглинання кристалу  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  в широкому інтервалі температур і для різних поляризацій падаючого випромінювання. Крім того, вивчався вплив різних типів розупорядкування на енергетичне положення та форму краю поглинання в кристалах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  та  $\text{SnP}_2\text{S}_6$ .

### Методика експерименту

Монокристали  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  та  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  були одержані методом хімічних транспортних реакцій [1,2]. Дослідження проводилися на зразках різної товщини (для кристалу  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$   $d = 30 \div 740$  мкм, а для  $\text{SnP}_2\text{S}_6$   $d = 15 \div 260$  мкм) в широкій області температур (для кристалу  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$   $T = 77 - 473\text{K}$ , а для  $\text{SnP}_2\text{S}_6$   $T = 77 - 523\text{K}$ ). У випадку кристалу  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  падаюче світло було лінійно-поляризованим, причому вектор напруженості електричного поля світлової хвилі коливався у площинах паралельних до кристалографічних осей X (співпадає з кристалографічним напрямком [100]) або Y (співпадає з кристалографічним напрямком [010]). У випадку  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  світловий пучок поширювався вздовж нормалі до площини шарів кристалічної структури (вимірювання проводилися у неполяризованому світлі, оскільки кристал  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  в площині шару є ізотропним). Дослідження спектрів краю

поглинання та ізоабсорбційні вимірювання проводилися з використанням методики та на установці, які описані в [5].

**Експериментальні результати та їх обговорення**

Спектри краю оптичного поглинання кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  представлені на рис.1 та 2. При низьких рівнях поглинання  $\alpha < 200 \text{ см}^{-1}$  в області непрямих оптичних переходів не спостерігаються характерні ділянки на залежності  $[\alpha(h\nu) \cdot h\nu]^{1/2} = f(h\nu)$ , а має місце експоненціальна залежність

коефіцієнта поглинання. Це може бути свідченням того, що непрямі оптичні переходи в кристалах  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  або взагалі не реалізуються, або сильно маскуються експоненціальними хвостами поглинання, викликаними впливом різних факторів розупорядкування. Описаний експериментальний факт підтверджує результати теоретичних розрахунків зонної структури кристалу  $Sn_2P_2S_6$ , отримані методами ЛКАО [6] та локального напівемпіричного псевдо потенціалу [7].

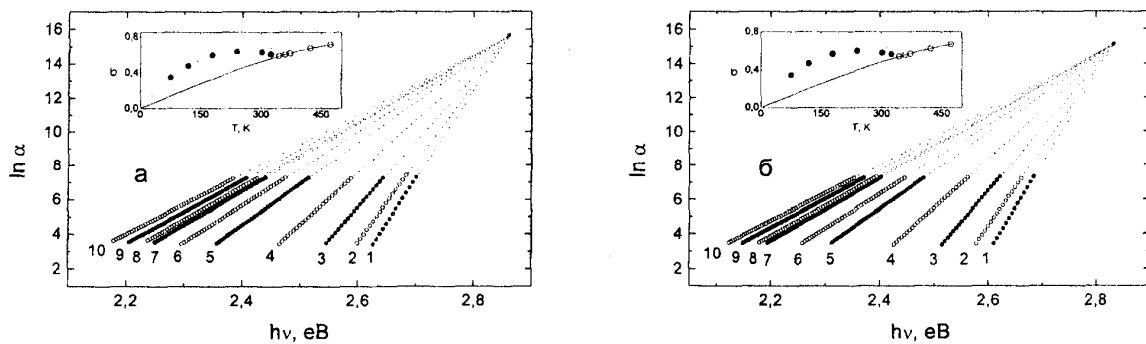


Рис.1. Спектральні залежності логарифма коефіцієнта поглинання кристалу  $Sn_2P_2S_6$  для двох поляризацій падаючого випромінювання  $E \parallel X$  (а) та  $E \parallel Y$  (б) при різних температурах (К): 1—77, 2—120, 3—180, 4—240, 5—303, 6—325, 7—345, 8—373, 9—423, 10—473. На вставках представлені температурні залежності параметра  $\sigma = w/kT$ : експериментальні значення для  $T < T_0$  представлені темними кільцями, а при  $T > T_0$  – світлими кільцями. Розрахункові залежності, одержані за допомогою (2), для  $T < T_0$  представлені штрихованими лініями, а для  $T > T_0$  – суцільними лініями.

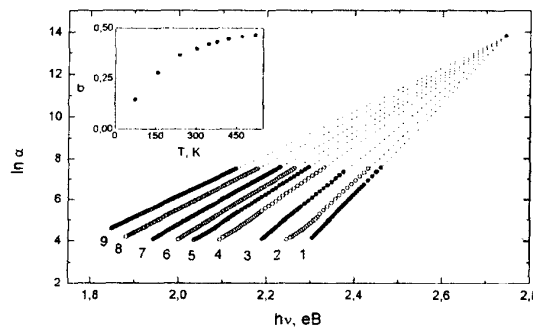


Рис.2. Спектральні залежності логарифма коефіцієнта поглинання кристалу  $SnP_2S_6$  при різних температурах: 1 – 77К, 2 – 160К, 3 – 240К, 4 – 303, 5 – 349К, 6 – 380К, 7 – 423К, 8 – 473К, 9 – 523К. На вставці представлена температурна залежність параметра  $\sigma = w/kT$ : експериментальні значення представлені темними кільцями, а розрахункова залежність, одержана за допомогою (2), - штрихованою лінією.

Таким чином, спільним для кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  є урбахівська поведінка краю поглинання, тобто температурно-спектральна залежність коефіцієнта поглинання описується співвідношенням

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \cdot \exp\left[\frac{h\nu - E_0}{w}\right], \quad (1)$$

де  $w$  - енергетична ширина експоненціального краю поглинання;  $\alpha_0, E_0$  - емпіричні параметри, що визначаються із експериментальних даних. Координати

точки збіжності урбахівського краю поглинання  $\alpha_0$  та  $E_0$  для кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  приведені в табл.1, причому для  $Sn_2P_2S_6$  вони є однаковими як для параелектричної, так і для сегнетоелектричної фаз. Урбахівську поведінку краю поглинання, в першу чергу, пов'язують з проявом екситон(електрон)-фононої взаємодії (ЕФВ) [8].

Табл.1. Параметри урбахівського краю поглинання кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$ .

Кристал	$Sn_2P_2S_6$				$SnP_2S_6$
	$E \parallel X$		$E \parallel Y$		
Параметри					-
Температурний інтервал	$T < T_0$	$T > T_0$	$T < T_0$	$T > T_0$	77-523K
$\alpha_0$ (см <sup>-1</sup> )	6.23x10 <sup>6</sup>		3.74x10 <sup>6</sup>		9.85x10 <sup>5</sup>
$E_0$ (eV)	2.862		2.833		2.745
$\hbar\omega_p$ (eV)	0.027	0.096	0.024	0.100	0.046
$\omega_p$ (см <sup>-1</sup> )	218	777	197	803	367
$\sigma_0$	0.73	1.03	0.68	0.97	0.50
$\theta_E$ (K)	313	1118	283	1156	528
$w_0$ (meV)	18.4	47.0	18.0	51.2	45.0
$w_1$ (meV)	37.2	94.0	36.5	102.3	98.7
$E_g^*$ (eV) ( $T=373K$ )	2.408		2.372		2.226
$w$ (meV) ( $T=373K$ )	52.0		56.0		74.8
$E_g^*(0)$ (eV)	2.702	2.451	2.689	2.417	2.427
$S_g^*$	12.2	8.5	12.7	9.5	13.7

Оцінити енергію ефективного фонона, який бере участь у формуванні краю поглинання, можна по температурній залежності параметра  $\sigma = w/kT$ , що характеризує нахил краю поглинання, та за відомою формулою

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \left(\frac{2kT}{\hbar\omega_p}\right) \cdot th\left(\frac{\hbar\omega_p}{2kT}\right), \quad (2)$$

де  $\hbar\omega_p$  - енергія ефективного фонона в одноосциляторній моделі, що описує ЕФВ;  $\sigma_0$  - параметр, зв'язаний з постійною ЕФВ  $g$  співвідношенням  $\sigma_0 = 2/3g$  [8]. Температурні залежності

$\sigma(T)$  представлені на вставках до рис.1 та 2, а значення параметрів  $\hbar\omega_p$  та  $\sigma_0$ , за допомогою яких вони добре описується співвідношенням (2), приведені в табл.1. У сегнетофазі кристалів  $Sn_2P_2S_6$  значення параметра  $\sigma_0 < 1$  (див. табл.1), що свідчить про сильну ЕФВ [9]. При переході із сегнетофазу у парафазу відбувається послаблення ЕФВ, тобто значення  $\sigma_0$  збільшується (у парафазі  $\sigma_0 \approx 1$ ). Для кристалу  $SnP_2S_6$  ЕФВ ще сильніша, ніж у сегнетофазі кристалу  $Sn_2P_2S_6$ . Це свідчить про те, що перехід  $3D \rightarrow 2D$  супроводжується посиленням ЕФВ. Значення енергій ефективних фононів  $\hbar\omega_p$  (відповідно значення частот ефективних фононів  $\omega_p$ ), які приймають участь у формуванні краю поглинання, приведені також у табл.1. Порівняння цих значень для сегнето- та парафазу кристалів  $Sn_2P_2S_6$  свідчить про те, що у сегнетофазі відповідальними за формування краю поглинання є однофононні процеси, а у парафазі – двофононні (адже частота найбільш високоенергетичних внутрішніх коливань аніонів  $[P_2S_6]^{4-}$  не перевищує  $600 \text{ cm}^{-1}$  [1]).

Згідно роботи [10] урбахівська форма краю поглинання (його енергетичне положення та енергетична ширина) визначається не тільки температурним, але й структурним розупорядкуванням:

$$E_g = E_{g,0} - k_g (W_T^2 + W_S^2), \quad (3)$$

$$w = k_0 (W_T^2 + W_S^2), \quad (4)$$

де  $k_0$  і  $k_g$  - константи,  $E_{g,0}$  - ширина забороненої зони ідеального кристалу при відсутності розупорядкування. У загальному випадку  $W_T^2$  є середньоквадратичним відхиленням від електричного потенціалу ідеально впорядкованої структури, викликаним температурним розупорядкуванням. Середньоквадратичне відхилення  $W_S^2$ , що характеризує структурне розупорядку-

вання, складається із двох частин – динамічного (температурно-залежного) та статичного (температурно-незалежного) [11]:

$$W_S^2 = (W_S^2)_{dyn} + (W_S^2)_{stat}. \quad (5)$$

Слід відмітити, що цей поділ є умовним, оскільки динамічне структурне розупорядкування  $(W_S^2)_{dyn}$  можна віднести як до структурного (див.формулу (5)), так і до температурного

$$W_T^2 = W_{TV}^2 + (W_S^2)_{dyn}, \quad (6)$$

де  $W_{TV}^2$  - відповідає вкладу теплових коливань ґратки. Статичне структурне розупорядкування  $(W_S^2)_{stat}$  в кристалах  $Sn_2P_2S_6$  викликано дефектністю структури, яка приводить до виникнення локальних неоднорідних електричних полів, що проявляються в наявності сильного фоторефрактивного ефекту [12] та домішкової фотопровідності [13]. Існування цих електричних полів приводить до додаткового розмиття країв дозволених зон. Причиною виникнення динамічного структурного розупорядкування  $(W_S^2)_{dyn}$  в кристалах  $Sn_2P_2S_6$  є існування двох позицій (при  $T > T_0$ ) для атомів  $Sn$ , внаслідок чого вони можуть здійснювати стрибковий рух у двоямному потенціалі [14,15]. В кристалах  $SnP_2S_6$  динамічне структурне розупорядкування відсутнє, а форма краю поглинання визначається впливом теплових коливань ґратки та статичного структурного розупорядкування.

З іншого боку відомо [16], що енергетична ширина урбахівського краю поглинання в моделі Ейнштейна описується як:

$$w = w_0 + w_1 \left[ \frac{1}{\exp(\theta_E / T) - 1} \right], \quad (7)$$

де  $\theta_E$  - температура Ейнштейна, яка відповідає усередненій частоті фононних збуджень системи невзаємодіючих осциляторів,  $w_0$  та  $w_1$  - деякі постійні величини. Значення параметрів  $w_0, w_1$  та  $\theta_E$ , отриманих при описі експериментальних температурних залежностей  $w$  (рис.3, 4) співвідношенням (7), приведені в табл.1. Порівнюючи формули (4) і (7) та вважаючи вклади від різних типів розупорядкувань адитивними, енергетичну ширину краю поглинання  $w$  можна записати як

$$w = w_X + w_T, \quad (8)$$

де  $w_X$  представляє статичне структурне розупорядкування, а  $w_T$  - температурно-залежні типи розупорядкування (температурне розупорядкування за рахунок теплових коливань ґратки та динамічне структурне розупорядкування в кристалі  $Sn_2P_2S_6$  за рахунок стрибкового руху атомів  $Sn$  у двохявному потенціалі). Розрахунки показують, що при  $T=77K$  енергетична ширина краю поглинання  $w$  в кристалі  $Sn_2P_2S_6$  на 97% (наприклад, для поляризації  $E \parallel X$ ) визначається вкладом статичного структурного розупорядкування. З підвищенням температури у сегнетофазі вклад температурного розупорядкування зростає (наприклад, при  $T=240 K$  вклад  $w_X$  зменшується до 57%). Слід відмітити, що у парафазі  $w_X$  майже в 3 рази більше у порівнянні із сегнетофазою (див. табл.1). У шаруватому кристалі  $SnP_2S_6$  у порівнянні з "трьохмірним"  $Sn_2P_2S_6$  енергетична ширина краю поглинання  $w$  більша (див. табл.1). Наприклад, при  $T=373 K$  величина  $w$  для  $SnP_2S_6$  на  $\approx 23$  меВ більша, ніж величина  $w$  для  $Sn_2P_2S_6$  для поляризації  $E \parallel X$ . Це є свідченням того, що перехід  $3D \rightarrow 2D$  приводить до значного розупорядкування кристалічної структури, очевидно викликаного посиленням ЕФВ. Статичне структурне розупорядкування  $w_X$  у кристалі  $SnP_2S_6$  при  $T=77K$  складає

99.8% від енергетичної ширини краю поглинання  $w$ , а при  $T=523K$  – 44.3%. Воно майже у 3 рази більше, ніж аналогічне значення  $w_X$  у сегнетофазі, та наближається до значення  $w_X$  парафазі кристалу  $Sn_2P_2S_6$ .

Розглянемо вплив температури на зміщення краю поглинання, тобто на температурну залежність ширини оптичної псевдощілини. На рис.3 та 4 представлені температурні залежності  $E_g^*$  кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$ , отримані із аналізу температурної поведінки урбахівського краю поглинання як (див. формулу (1)):

$$E_g^*(T) = E_0 - w(T) \ln(\alpha_0 / \alpha^*), \quad (9)$$

де  $\alpha^* = 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Температурні зміни ширини забороненої зони напівпровідників, як відомо [17], визначаються двома вкладками - тепловим розширенням ґратки та ЕФВ. Розрахунки, проведені в роботі [4], свідчать, що для кристалу  $Sn_2P_2S_6$  вклад теплового розширення майже на порядок менший за вклад ЕФВ. Це значить, що роль ЕФВ у температурній зміні ширини забороненої зони кристалів  $Sn_2P_2S_6$  є визначальною. Температурна поведінка  $E_g^*$  за рахунок ЕФВ може бути описана в моделі Ейнштейна за допомогою співвідношення [18]:

$$E_g^*(T) = E_g^*(0) - S_g^* k \theta_E \left[ \frac{1}{\exp(\theta_E / T) - 1} \right], \quad (10)$$

де  $E_g^*(0)$  - ширина забороненої зони при 0 K,  $S_g^*$  - безрозмірна постійна. Проведені розрахунки показують, що у всьому інтервалі температур для  $SnP_2S_6$ , у низькотемпературній частині сегнетофазі та у парафазі для кристалу  $Sn_2P_2S_6$  експериментальні значення  $E_g^*$  добре описуються за допомогою співвідношення (10).

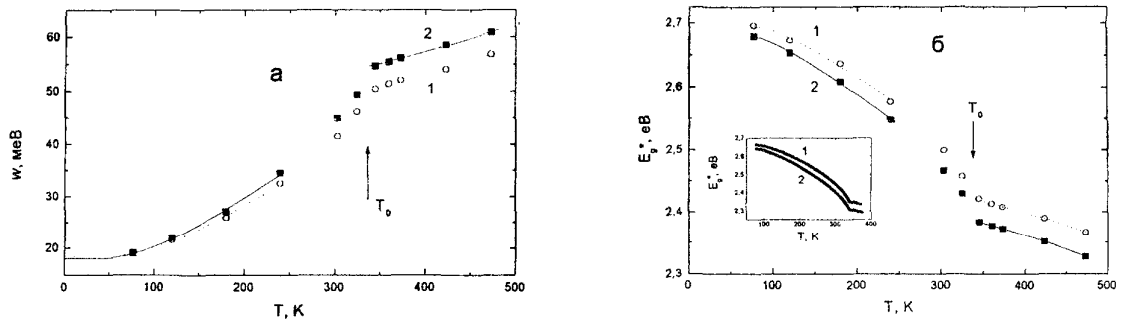


Рис.3. Температурні залежності енергетичної ширини експоненціального краю поглинання  $w$  (а) та ширини оптичної псевдощілини  $E_g^*$  (б) кристалу  $Sn_2P_2S_6$  для двох поляризацій падаючого випромінювання  $E \parallel X$  (1) та  $E \parallel Y$  (2): експериментальні значення для поляризації  $E \parallel X$  представлені світлими кільцями, а для поляризації  $E \parallel Y$  – темними прямокутниками. Розрахункові залежності, одержані за допомогою (7) і (10), для поляризації  $E \parallel X$  представлені штрихованими лініями, а для поляризації  $E \parallel Y$  – суцільними лініями. На вставці представлені температурні залежності енергетичного положення краю поглинання  $E_g^\alpha$  ( $\alpha = 245 \text{ cm}^{-1}$ ) для поляризацій  $E \parallel X$  (1) та  $E \parallel Y$  (2), отримані в результаті ізоабсорбційних досліджень.

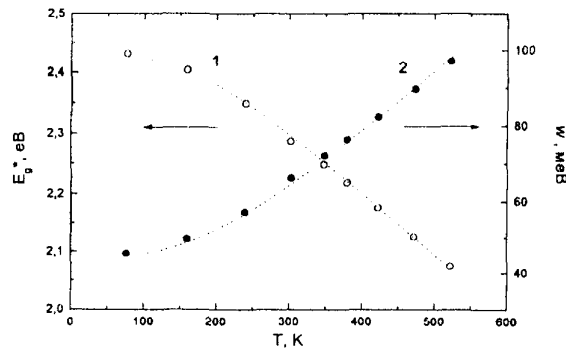


Рис.4. Температурні залежності енергетичної ширини експоненціального краю поглинання  $w$  та ширини оптичної псевдощілини  $E_g^*$  кристалу  $SnP_2S_6$ : експериментальні значення  $w$  представлені темними кільцями, експериментальні значення  $E_g^*$  – світлими кільцями, а розрахункові залежності, одержані за допомогою (7) та (10), – штрихованими лініями.

Отримані при цьому параметри  $E_g^*(0)$  та  $S_g^*$  приведені в табл.1, а розраховані за допомогою (10) температурні залежності ширини оптичної псевдощілини  $E_g^*$  приведені на рис.3 та 4 у вигляді штрихованих та суцільних ліній. На вставці до рис.3 представлені температурні залежності  $E_g^\alpha$  ( $\alpha = 245 \text{ cm}^{-1}$ ) для кристалу  $Sn_2P_2S_6$ , отримані в результаті ізоабсорбційних досліджень.

Нарешті, слід відмітити виявлену для кристалу  $Sn_2P_2S_6$  анізотропію краю поглинання та параметрів ЕФВ (див. табл.1 та рис.1 та 3). Так, при  $T=373 \text{ K}$  край поглинання (на рівні  $\alpha=10^3 \text{ cm}^{-1}$ ) для поляризації  $E \parallel X$  зміщений у високоенергетичну область на  $0.036 \text{ eV}$  у порівнянні з поляризацією  $E \parallel Y$ . При цьому енергетична ширина краю поглинання  $w$  для поляризації  $E \parallel X$  менша на  $4 \text{ meV}$ , чим для  $E \parallel Y$ . Крім того, для різних поляризацій відрізняються

між собою координати точки збіжності експоненціальних ділянок краю поглинання  $\alpha_0$  та  $E_0$ , параметри ЕФВ  $\hbar\omega_p$  (або  $\omega_p$ ) та  $\sigma_0$ , температура Ейнштейна  $\theta_E$  та інші величини  $w_0, w_1, E_g^*(0), S_g^*$ , що описують температурну поведінку параметрів урбахівського краю поглинання (див. табл.1).

### Висновки

При дослідженні спектрів краю поглинання кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  встановлено відсутність непрямих оптичних переходів та наявність урбахівської поведінки краю поглинання. У сегнетофазі кристалу  $Sn_2P_2S_6$  ЕФВ є сильною ( $\sigma_0 < 1$ ) і при переході у парафазу вона послаблюється ( $\sigma_0 \approx 1$ ); у кристалі  $SnP_2S_6$  ЕФВ ще сильніша, ніж у сегнетофазі кристалу  $Sn_2P_2S_6$ . Це свідчить про те, що перехід  $3D \rightarrow 2D$  супроводжується посиленням ЕФВ. Урбахівська форма краю поглинання кристалу  $SnP_2S_6$  визначається впливом ЕФВ та статичного структурного розупорядкування, а у кристалі  $Sn_2P_2S_6$  - крім того ще й впливом динамічного структурного розупорядкування, що зумовлено наявністю ФП з складовою "порядок-безпорядок" в критичній динаміці.

Анізотропія краю поглинання кристалу  $Sn_2P_2S_6$  проявляється у поляризаційному зміщенні краю поглинання, відмінності енергетичних ширин  $w$  та координат збіжності  $\alpha_0$  та  $E_0$  урбахівського краю поглинання, параметрів ЕФВ  $\hbar\omega_p$  (або  $\omega_p$ ) та  $\sigma_0$ , а також інших параметрів, що описують температурну поведінку урбахівського краю поглинання.

Енергетична ширина краю поглинання  $w$  у шаруватому кристалі  $SnP_2S_6$  більша у порівнянні з такою для "трьохмірного"  $Sn_2P_2S_6$ . Це є свідченням того, що перехід  $3D \rightarrow 2D$  приводить до значного розупорядкування кристалічної

структури, очевидно викликаного посиленням ЕФВ. Температурні залежності ширини оптичної псевдощілини  $E_g^*$  для кристалів  $Sn_2P_2S_6$  та  $SnP_2S_6$  добре описуються в рамках моделі Ейнштейна, причому особливості цих залежностей визначаються наявністю сегнетоелектричного ФП у  $Sn_2P_2S_6$  і відсутністю такого у  $SnP_2S_6$ .

1. Ю.М.Высочанский, В.Ю.Сливка, Сегнетоэлектрики семейства  $Sn_2P_2S_6$ . Свойства в окрестности точки Лифшица, Львов, (1994) 264с.
2. Z.Wang, R.D.Willet, R.A. Laitinen, D.A.Cleary, Chem. Mater. 7, 856 (1985).
3. V.S.Shusta, E.I.Gerzanich, A.G.Slivka, P.P.Guranich, V.A.Bobela, Ferro-electrics. 145, 61 (1993).
4. А.Г.Сливка, Е.И.Герзанич, В.С.Шуста, П.П.Гуранич, Изв. вузов. Физика. 9, 23 (1999).
5. Ю.М.Височанський, Д.Ш.Ковач, В.В.Митровцій, О.А.Микайло, І.П.Студеняк, Науковий Вісник Ужгородського університету, сер. Фізика. 3, 123 (1998).
6. V.Yu.Fenchak, I.V.Kityk, A.A.Grabar, V.Yu.Slivka, Ferroelectrics. 192, 129 (1997).
7. Д.М.Берча, А.А.Грабар, Л.Ю.Харха-лис, О.Б.Митин, А.И.Берча, ФТТ. 39, 1219 (1997).
8. M.V.Kurik, Phys. Stat. Sol. (a). 8, 9 (1971).
9. H.Sumii, A.Sumii, J. Phys. Soc. Japan. 56, 2211 (1987).
10. G.D.Cody, T.Tiedje, B.Abeles, B.Brooks, Y.Goldstein, Phys. Rev. Letters. 47, 20, 1480 (1981).
11. I.P.Studenyak, M.Kranjces, Gy.Sh.Kovacs, V.V.Panko, I.D.Desnica, A.G.Slivka, P.P.Guranich, J. Phys. Chem. Solids. 60, 1897 (1999).
12. S.G.Odoulou, A.N.Shumelyuk, U.Hellwig, R.A.Rupp, A.A.Grabar, I.M.Stoyka, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2352 (1996).
13. A.A.Grabar, Ferroelectrics. 192, 155 (1997).
14. R.Israel, R.de Gelder, J.M.M.Smits, P.T.Beurskens, S.W.H.Eijt, Th.Rasing, H.van Kempen, M.M.Maior, S.F.Motrija, Z. Kristallogr. 213, 34 (1998).
15. D.Baltrunas, A.A.Grabar, K.Mazeika, Yu.M.Vysochanskii, J.Phys.: Condens. Matter. 11, 2983 (1999).

16.Z.Yang, K.P.Homewood, M.S.Finney,  
M.A.Harry, K.J.Reeson, J.Appl.Phys. **78**, 1958  
(1995).  
17.P.B.Allen, M.Cardona, Phys. Rev.B. **23**, 1495  
(1981).

18.M.Beaudoin, A.J.G.DeVries, S.R.Johnson,  
H.Laman, T.Tiedje, Appl. Phys. Lett. **70**, 26, 3540  
(1997).

## OPTICAL ABSORPTION EDGE INVESTIGATIONS IN $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ AND $\text{SnP}_2\text{S}_6$ CRYSTALS

I.P.Studenyak, V.V.Mytrovcij, Gy.Sh.Kovacs, O.A.Mykajlo,  
M.I.Gurzan, Yu.M.Vysochanskii

Institute of Solid State Physics and Chemistry, Uzhhorod State University,  
Uzhgorod 88000, Voloshin st., 54

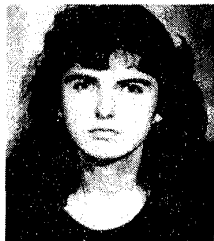
Temperature variation of optical absorption edge of  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  ferroelectric with "three-dimensional" (3D) crystal structure and of  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  crystal with layered (2D) structure, was studied. The anisotropy of Urbach edge parameters and their temperature behaviour in the range of phase transition in  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  crystal, was investigated. The effect of various types of disordering, as well as 3D→2D transition, upon the energy position and shape of absorption edge in  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  and  $\text{SnP}_2\text{S}_6$  crystals, was analyzed.



**Ігор Петрович Студеняк** – **Віктор Васильович Митровцій** –  
доцент УжДУ науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ  
Народився у 1960р. Кандидатську дисертацію захистив у 1986 р.  
Народився у 1973 р.



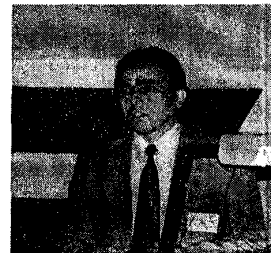
**Дюла Шандорович Ковач** – завідувач  
лабораторії НДІ ФХТТ УжДУ  
Народився у 1937 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1982 р.



**Оксана Андріївна Микайло** – старший науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ  
Народилась у 1963 р. Кандидатську дисертацію захистила у 1994.



**Михайло Іванович Гурзан** – старший науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ  
Народився у 1940 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1984 р.  
Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (2000 р.)



**Юліан Миронович Височанський** – проректор з наукової роботи УжДУ, директор НДІ ФХТТ, професор кафедри фізики напівпровідників  
Народився у 1953 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1980 р., докторську - у 1986 р.  
Член Президії секції "Структура і динаміка твердих тіл" Європейського фізичного товариства.  
Заслужений діяч науки і техніки України (1995 р.)  
Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (2000 р.)