

УДК 535.42

С.С. Боднар, Т.В. Чутора, І.М. Стойка, О.О. Грабар

Ужгородський національний університет, вул. Підгірна, 46, Ужгород, 88000

e-mail: [al\\_grabar@hotmail.com](mailto:al_grabar@hotmail.com)

## ДИНАМІКА ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ЕФЕКТУ В КРИСТАЛАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$

В роботі досліджено динаміку формування об'ємних голограм на основі фоторефрактивного ефекту в легованих сріблом кристалах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  на довжині світлової хвилі 633 нм. Отриманий характер часових залежностей двохвильової взаємодії свідчить про складний характер формування фотоіндукованого просторового заряду та суттєву динамічну компенсацію, імовірно обумовлену додатковими носіями заряду, пов'язаними з домішковими іонами срібла.

**Ключові слова:** фоторефрактивний ефект, двохвильова взаємодія,  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ .

### Вступ

Фоторефрактивний (ФР) ефект, який полягає в індукованій світлом зміні показника заломлення середовища, знаходить застосування в пристроях динамічної голографії, зокрема у схемах фазового спряження лазерного випромінювання, динамічної інтерферометрії, просторової фільтрації лазерних променів тощо [1]. Особливістю ФР властивостей кристалів  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  є їх фоточутливість у червоній та ближній ІЧ області спектру, а також їх порівняно висока швидкодія (типовий час ФР відклику складає величину порядку  $10^{-2}$  -  $10^{-3}$  с [2-6]), що є важливим для застосувань в таких галузях як телекомунікації та біомедична діагностика.

Покращення ключових ФР параметрів кристалів досягається шляхом їх легування. Результати попередніх досліджень кристалів  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , легованих Те [2-5], Sb [2, 3, 5], Ві [6], свідчать про ефективність такої модифікації та про дещо різний вплив кожного з легуючих елементів на амплітудні, динамічні та спектральні ФР характеристики модифікованих кристалів. Тому подальший пошук нових ефективних домішок та дослідження їх впливу на ФР параметри залишається актуальним.

В даній роботі приводяться результати досліджень динамічних характеристик ФР ефекту в кристалах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , легованих сріблом.

### Методика експерименту

Для вимірювання ФР параметрів кристалів використовувалась стандартна голографічна схема, показана на рис. 1:

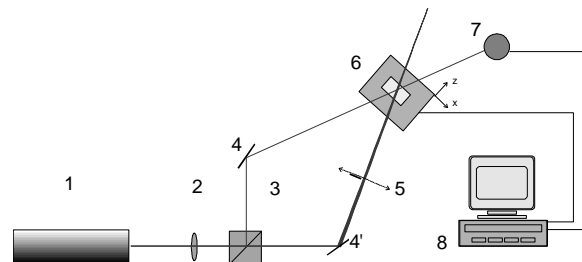


Рис. 1. Експериментальна схема: 1 - He-Ne лазер ЛГН-215, 2 – лінза або телескоп (розширювач пучка), 3-подільник променя, 4 та 4' - дзеркала, 5 - перекривач, 6 - зразок, 7 - фотоприймач, 8 - блок управління та реєстрації, керований комп'ютером.

Два взаємно когерентні промені (сигнальний та опорний), поділені за допомогою розщеплювача з відношенням інтенсивностей 1:100, з довжиною хвилі 633 нм, перетинались в об'ємі зразка. Інтенсивності променів регулювались за допомогою світлофільтрів (не показані на рисунку). Для формування пучка використовувалась лінза або розширювач пучка (телескоп). Інтенсивність сигнального пучка поза кристалом вимірювалась кремнієвим фотодіодом, підключеним до входу аналогово-цифрового перетворювача (АЦП). Реєстрація даних, керування процесом вимірю-

вань та обробка результатів здійснювались за допомогою комп'ютера. Описана схема дозволяє вимірювати часові та амплітудні характеристики стаціонарного енергообміну між лазерними пучками. Інтерферуючи в об'ємі кристалу, два когерентні промені формують інтерференційну картину. Неоднорідний періодичний розподіл інтенсивності світла викликає неоднорідну фотогенерацію носіїв заряду, дифузія яких з областей з більшою інтенсивністю в менш освітлені приводить до виникнення поля просторового заряду, яке за рахунок лінійного електрооптичного ефекту викликає просторово періодичні зміни показника заломлення, тобто фазову голограму. Поле просторового заряду, що формується за рахунок дифузії нерівноважних носіїв, пропорційне градієнту їх концентрації. Тому хвиля цього поля, і відповідно зміна показника заломлення, зміщені на чверть періода відносно інтерференційної картини. Дифракція лазерних променів на цій нелокальній фазовій ґратці приводить до стаціонарного енергообміну між ними, який згідно теорії [1] описується співвідношенням:

$$I_s(d) = I_s(0) \frac{1 + \rho_1}{1 + \rho_1 \exp(-\Gamma d)} \exp(-\alpha d), \quad (1)$$

де  $I_s$  – інтенсивність сигнального променя до (0) та після (d) взаємодії; d – товщина голограми,  $\rho_1$  – відношення інтенсивностей променя накачки до сигнального,  $\Gamma$  – коефіцієнт двохвильової взаємодії,  $\alpha$  – коефіцієнт поглинання. У випадку  $\rho \gg 1$  та малого значення добутку  $\alpha d$  вираз (1) спрощується до виду:

$$I_s(d) = I_s(0) \exp(-\Gamma d), \quad (2)$$

тобто коефіцієнт  $\Gamma$  можна визначити, вимірюючи відношення інтенсивностей сигнального променя при ввімкненому та вимкненому опорному промені. Оскільки формування ФР ґратки відбувається за певний час, то її динамічні характеристики можна дослідити вимірюючи часові залежності інтенсивності сигнального променя після ввімкнення опорного.

## Досліджувані зразки

При виборі легуючого елемента для кристалів, що вирощуються з газової фази, слід приймати до уваги як технологічні особливості методу (зокрема можливість переносу всіх компонент), так і хімічну спорідненість домішки. З цієї точки зору найбільш придатними є хімічні аналоги основних компонент даної сполуки, що і було реалізовано раніше при легуванні такими елементами як Te, Sb, Bi, Ge, Se. Проте введення в процесі росту інших елементів, зокрема металів Ag, Cd, In та ін., також можливе. Зокрема, відомі сполуки  $Ag_2P_2S_6$ , що також кристалізуються в моноклінній сингонії, хоча їх структурний мотив суттєво відрізняється від  $Sn_2P_2S_6$  [7, 8]. Це робить імовірним впровадження атомів срібла в кристалічну ґратку  $Sn_2P_2S_6$  у процесі їх росту.

Монокристали  $Sn_2P_2S_6$  були вирощені методом хімічних транспортних реакцій із стехіометричного складу  $Sn_2P_2S_6$  з додаванням у ростову ампулу 1 мол.% срібла. Отримані зразки мають світло-жовтий колір, який не відрізняється від кольору нелегованих монокристалів (на відміну від зразків легованих Te, Sb, Bi, колір яких змінюється до темно-червоного і залежить від вмісту домішки). Це вказує на відсутність домішкових смуг поглинання, пов'язаних з атомами срібла.

Зразки орієнтувалися рентгенодифракційним методом та вирізалися у виді прямокутних пластинок Z-зрізів. В типовій установці моноклінних кристалів класу *m*, до якого належить  $Sn_2P_2S_6$ , вісь Y є нормаллю до площини симетрії, а напрям X близький до полярного [2]. Така геометрія дозволяє отримати максимальний коефіцієнт двохвильової взаємодії; водночас дана орієнтація забезпечує можливість монодомінізації зразків шляхом прикладення поляризованого електричного поля до X-зрізів, покритих електродами. Досліджуваний зразок мав розміри вхідної грані  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> та товщину d=1,7 мм. Вхідна і вихідна грані зразка полірувалися до оптичної якості. Зразок поляризувався шляхом нагрівання до температури близько 90°C, тобто до переходу в параелектричний стан

(температура переходу  $T_c = 67^\circ\text{C}$ ), та повільного охолодження під електричним полем, прикладеним вздовж напрямку полярної осі.

Особливості процесу поляризації кристала  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$  вказують на помітне збільшення його електропровідності у порівнянні з нелегованими кристалами. Зокрема, при прикладанні електричного поля  $100\text{ В/см}$ , котре значно нижче ніж те, що типово використовується для поляризації нелегованих зразків ( $\sim 500\text{ В/см}$ ), різко зростає струм, що приводить до електричного пробую. Тому для поляризації використовувались поля що не перевищували  $80\text{ В/см}$ . Суттєвий ріст електропровідності, а також зниження порогу пробую, імовірно пов'язаний з додатковими внесками до механізмів переносу заряду, пов'язаними як можливою з міграцією іонів срібла, так і з підвищенням концентрації носіїв заряду (домішкових електронів).

### Двохвильова взаємодія в кристалах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$

Механізм переносу заряду є основним фактором, що впливає на динаміку ФР ефекту. Характерний час формування ФР ґратки пов'язаний з рухливістю носіїв, і пропорційний максвелівському часу релаксації, що визначається відношенням діелектричної проникності до електропровідності. Імовірно, саме механізми провідності обумовлюють зміни характеру динаміки двухвильової взаємодії в цьому кристалі, у порівнянні з нелегованим та легованим іншими елементами  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . Типовий приклад зміни інтенсивності сигнального променя після ввімкнення променя накачки в схемі, показаний на рис. 2.

Як видно з рис. 2, підсилення при двухвильовій взаємодії в даному кристалі включає два етапи: перший, на якому спостерігається відносно швидкий ріст інтенсивності протягом 1-2 мс, та другий, де має місце порівняно повільний спад інтенсивності (за час порядку 20 мс), причому на насиченні ( $t > 0,2\text{ с}$ ) енергообмін спадає до дуже малих значень. З результатів вимірювань таких часових залежностей були оцінені значення максимального значення

коефіцієнта двухвильової взаємодії  $\Gamma$  за піковими значеннями підсилення, тобто такими, що виникають за часи близько 5 мс після ввімкнення пучка накачки. Оцінені таким чином значення  $\Gamma_{\text{п}}$  при різних значеннях кута між взаємодіючими променями  $2\theta$ , що визначає період ФР ґратки  $\Lambda = \lambda/2\sin\theta$ , приведені на рис. 3.

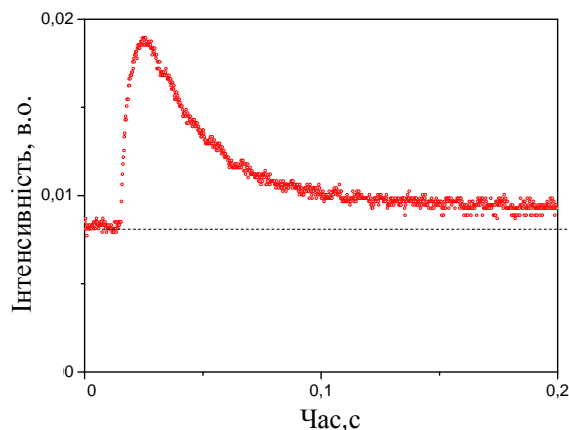


Рис. 2. Крива часової зміни інтенсивності сигнального променя при двухвильовій взаємодії в кристалі  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$

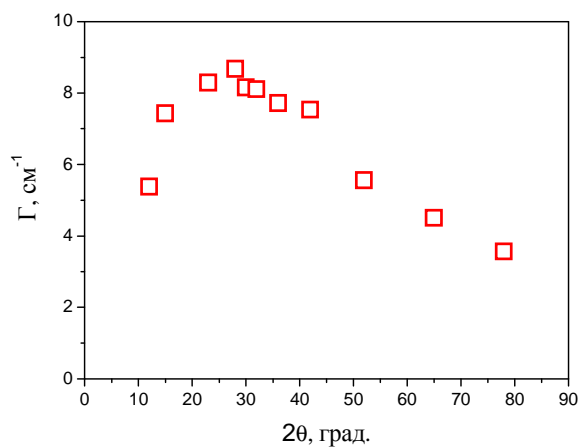


Рис. 3. Залежність експериментально визначеного максимального коефіцієнта двухвильової взаємодії  $\Gamma$  від періода ФР ґратки в кристалі  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}1\%$ , виміряна на довжині хвилі  $\lambda=633\text{ нм}$  при інтенсивності  $0,3\text{ Вт/см}^2$ .

З графіка видно, що максимальний («піковий») коефіцієнт  $\Gamma$  досягає значення близько  $8\text{ см}^{-1}$ , що відповідає максимальним значенням, які спостерігалися в нелегованих зразках  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  при таких же умовах. Однак це значення суттєво нижче, ніж в зразках легованих  $\text{Sb}$  та  $\text{Te}$  [2-6]. Крім того, перехідний характер цього підсилення та його дуже низьке значення на насиченні

ченні не дозволяє використати дані кристали в типових голографічних схемах, де використовується стаціонарний голографічний енергообмін.

При наявності основної (швидкої) та компенсуючої (повільної) ґраток кожна з них характеризується індивідуальними значеннями амплітуди  $A$  та характерного часу формування  $\tau$ . Для оцінки параметрів динаміки двохвильової взаємодії та визначення характерних часів формування кожної з ґраток експериментальні результати вимірювань часових залежностей енергообміну (типу зображеної на рис. 2) апроксимувались виразом:

$$\Gamma(t) = \frac{1}{d} \ln \frac{I_s(t)}{I_s(0)} = A_1 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + A_2 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right]. \quad (3)$$

Результати апроксимації виразом (3) експериментальних кривих, виміряних при різних кутах  $2\theta$ , представлені на рис. 4. Параметри  $A_1$  і  $A_2$  можна розглядати як коефіцієнти двохвильової взаємодії відповідно «швидкої» та «повільної» ґраток. Відповідні значення характерних часів  $\tau_1$  і  $\tau_2$ , отриманих такою апроксимацією, складають величини, що варіюють відповідно в межах 1,5 – 4 мс та 15 – 40 мс.

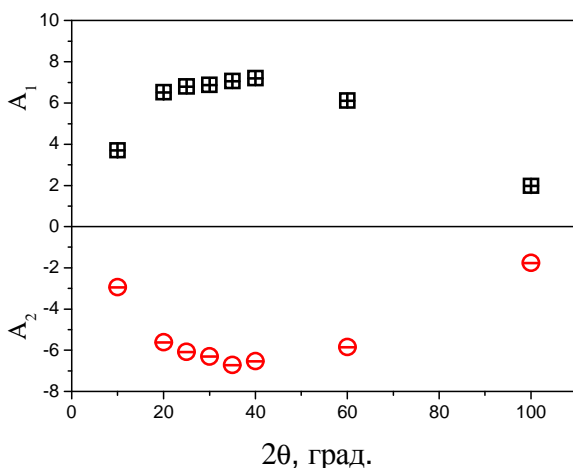


Рис. 4. Залежність параметрів  $A_1$  та  $A_2$  у виразі (3) від кута між взаємодіючими променями.

Проведений аналіз дає змогу порівняти отримані результати з теоретичними співвідношеннями для класичної одноцентрової моделі ФР ефекту [1].

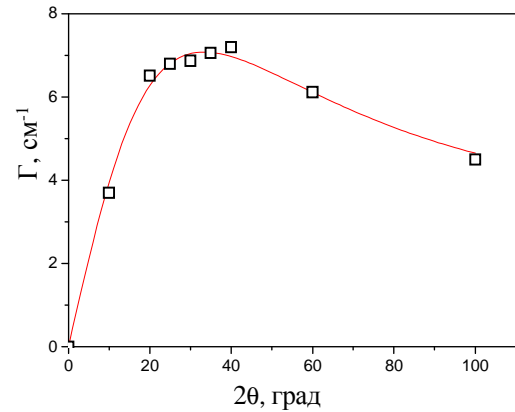


Рис. 5. Апроксимація залежності коефіцієнта двохвильової взаємодії від кута між взаємодіючими променями (лінія). Точки відповідають внеску «швидкої» компоненти, визначеної з апроксимації експериментальних даних виразом (3).

В цій моделі залежність коефіцієнта двохвильової взаємодії  $\Gamma$  від просторового періода ґратки (чи кута між променями) може бути виражена через параметри матеріалу наступними співвідношеннями [9]:

$$\Gamma = \frac{A \cdot \Lambda}{B^{-2} + \Lambda^2} \quad (4)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}; \quad (5)$$

$$A = r_{eff} \xi \frac{16\pi^2 n^3 k_B T}{e \lambda} \quad (6)$$

$$B = \frac{e}{2\pi} \left( \frac{N_R}{\epsilon \epsilon_0 k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Тут  $\Lambda$  – просторовий період ФР ґратки,  $\theta$  – півкут між взаємодіючими променями,  $r_{eff}$  – ефективний електрооптичний коефіцієнт;  $\xi$  – фактор електрон-діркової компенсації;  $n$  – показник заломлення;  $k_B T$  – теплова енергія;  $\lambda$  – довжина світлової хвилі,  $e$  – заряд електрона;  $\epsilon \epsilon_0$  – діелектрична проникність;  $N_R$  – ефективна густина пасток.

Результати апроксимації залежності  $\Gamma(2\theta)$  для гіпотетичного випадку наявності лише «швидкої» компоненти ( $\Gamma=A_1$ ) виразами (4) – (7) представлені на рис. 5. Видно, що дана залежність цілком задовільно описує отримані значення. Звертає на себе увагу те, що максимальне значення  $A_1$  досягає  $7,5 \text{ см}^{-1}$ , і практично не відрізняється

від коефіцієнта двохвильової взаємодії одержаної раніше в нелегованих зразках ( $4-7 \text{ см}^{-1}$ ) [2]. Можна припустити, що невеликий ріст амплітуди «швидкої» ґратки може бути обумовлений певним збільшенням концентрації власних дефектів (вакансій Sn) у легovanому сріблом зразку, що слідує з міркувань електронейтральності в легovanому кристалі. Ці вакансії можуть виступати в ролі додаткових акцепторних центрів, що продукують підвищення кількості фотоіндукованих дірок і формують «швидку» компоненту ФР ґратки в кристалі  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . Однак інші наявні носії заряду, в першу чергу додаткові домішкові електрони та мігруючі іони Ag, обмежують максимально досягну амплітуду коефіцієнта двохвильової взаємодії.

Подібний двохекспоненційний вид залежності  $\Gamma(t)$  спостерігався в окремих зразках нелегованого, а також легovanого Sb і Bi  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  [2-6], а також і в інших ФР кристалах [10], що знаходило пояснення в рамках моделі двох типів носіїв заряду – «швидких» фотоіндукованих дірок та «повільних» компенсуючих носіїв. Ці носії можуть бути фотогенерованими електронами (в цьому випадку має місце процес електрон-діркової компенсації), або нечутливими до фотозбудження (термоіндукованими) носіями, що екранують поле просторового заряду. Відповідні моделі аналізувалися в [11, 12]. Основна відмінність від даного випадку полягає в тому, що компенсація в інших зразках була або незначною, або складала певну долю від максимального значення, яка як правило не перевищувала 50%. Крім того, характер і міра компенсації в моделі [12] повинні суттєво залежати від просторового періода ФР ґратки.

Отримані нами результати для випадку  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$  приведені на рис. 4, де показані амплітуди  $A_1$  для «швидкої», та  $A_2$  для компенсуючої ґратки (які мають протилежний до  $A_1$  знак). Видно, що ці дві залежності практично дзеркальні. Тим не менше, використовуючи в якості міри компенсації відношення  $A_1/A_2$ , можна зробити висновок, що компенсація дещо підсилюється при збільшенні кута між записуючими променями, тобто при зменшенні просто-

рового періода  $\Lambda$  ФР ґратки. Це може пояснюватися тим, що основні компенсуючі носії заряду ефективніше екранують дифузійне поле на просторових періодах  $1-2 \text{ мкм}$ , а при збільшенні періода до  $3-4 \text{ мкм}$  ця ефективність дещо знижується.

Одержані з апроксимації згідно (4)-(6) ефективні параметри дають змогу порівняти значення електрооптичного коефіцієнта та концентрації ФР пасток (в рамках одноцентрної моделі) зразків  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$  з нелегованими [2] (див. табл.).

Таблиця  
**Порівняння ефективних ФР параметрів кристалів  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , нелегованих та легovanних сріблом**

Параметр	Кристал $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$	
	нелегований	Ag 1%
$\Gamma, \text{см}^{-1}$	$4 \div 7$	$7-8$
$\tau, \text{мс}$	$5 \div 19$	$1.5 \div 4$
$r_{\text{eff}}^{\xi}, \text{пм/В}$	28.4	41.3
$N_{\text{eff}}, \times 10^{16} \text{см}^{-3}$	0.71	1.38

Як видно з таблиці, в легovanних сріблом зразках «швидка» компонента ФР ґраток характеризується вищими ефективними концентраціями пасток, що цілком логічно для легovanного кристалу, та порівняно вищим ефективним електрооптичним коефіцієнтом за рахунок зменшення параметра компенсації. Це робить можливим використання даного матеріалу для пристроїв, у яких використовується лише динамічна складова ФР ефекту, і існує потреба мінімізації ефектів, пов'язаних із стаціонарним енергообміном (фотоіндуковане розсіяння світла).

### Висновки

На основі отриманих результатів показано, що легування сріблом приводить до появи складної динаміки фоторефрактивного відгуку, що включає етапи швидкого росту та відносно повільної компенсації, причому величина такої компенсації найбільша серед усіх типів легovanних кристалів  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , що вивчалися раніше. Методом апроксимації кривих часових за-

лежностей коефіцієнта двохвильової взаємодії двохекспоненційним виразом отримано амплітудні і часові параметри двох конкуруючих ґраток, при цьому показано що «швидка» компонента ґратки задовільно описується співвідношеннями для простої одноцентрової моделі ФР ефекту з дифузійним механізмом її формування. В рамках цієї моделі зроблено оцінки окремих ефективних параметрів моделі. Особливос-

ті динаміки ФР ефекту в дослідженому зразку пояснюються імовірним впливом зростання концентрації електронів, а також імовірної міграції іонів срібла, що суттєво підвищує темнову провідність кристалу. Ці додаткові носії екранують поле просторового заряду, що в кристалах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  формується дифузією фотоіндукованих дірок при запису ФР ґраток.

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Solyman L., Webb D.J., and Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Applications of Photorefractive Materials* (Clarendon, 1996).
2. Grabar A.A., Jazbinsek M., Shumelyuk A.N., Vysochanskii Yu. M., Montemezzani G., and Gunter P., *Photorefractive Effects in  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$* . In: *Photorefractive Materials and Their Applications. V.2 – Materials*, Springer Science + Business Media LCC, New York, USA, P. 327-362 (2007).
3. Bach T., Jazbisek M., Montemezzani G., Gunter P., Grabar A., Vysochanskii Yu. *Tailoring on infrared photorefractive properties of  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  crystals by Te and Sb doping*. *J. Opt. Soc. Amer. B*, V. 24, 1535 (2007).
4. Mosimann R., Marty P., Bach T., Juvault F., Jazbinsek M., Gunter P., Grabar A. *High-speed photorefractive an telecommunication wavelength 1.55  $\mu\text{m}$   $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Te}$* . - *Opt. Lett.*, Vol.32, № 22, 3230 (2007).
5. Kedyk I., Matthey P., Gadret G., Bidault O., Grabar A., Fedyo K., Stoika I., Prits I., Vysochanskii Yu. *Investigation of the dielectric, optical and photorefractive properties of Sb-doped  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  crystals*. – *Appl. Phys B: Lasers and Optics*, V. 92, №4, 549 (2008).
6. Kedyk I., Matthey P., Gadret G., Bidault O., Grabar A., Stoika I., Vysochanskii Yu. *Enhanced photorefractive properties of Bi-doped  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$* . – *J. Opt. Soc. Amer. B*. Vol.25, № 2, 180 (2008).
7. Toffoli P., Khodadad P., Rodier N. *Structure cristalline de l'hexathiodimétaphosphate d'argent  $\text{Ag}_2\text{P}_2\text{S}_6$* . *Acta Cryst.*, B34, 3561-3564 (1978).
8. Menzel F., Brockner W., Ystenes M. *Vibrational spectra and quantum chemical investigations of stoichiometric anions in the series  $\text{Tl}_2\text{P}_2\text{S}_{6-x}\text{Se}_x$  and  $\text{Ag}_2\text{P}_2\text{S}_{6-x}\text{Se}_x$  with  $x=0-6$ . Evidence of the hexasele-nidometadiphosphate anion,  $\text{P}_2\text{Se}_{62-}$* . *Vibrational Spectroscopy*, V. 14, P. 59–70 (1997).
9. Vazquez R. A., Neurgaonkar R. R., Ewbank M. D. *Photorefractive properties of SBN:60 systematically doped with rhodium*. *J. Opt. Soc. Amer. B*, V.9, P. 1416-1427 (1992).
10. Donnermeyer A., Vogt H., and Krätzig E. *Complementary gratings due to electron and hole conductivity in aluminium-doped bismuth titanium oxide crystals*. *Phys.Status Solidi (a)*, V.200, P. 451–456 (2003).
11. Shumelyuk A., Odoulov S. and Brost G. *Nearly degenerate two-beam coupling in photorefractive crystals with two species of movable carriers*. *J. Opt. Soc. Amer. B*, V. 15, P. 2125–2131 (1998).
12. Sturman B., Matthey P., Jauslin H.-R., Odoulov S., Shumelyuk A. *Modeling of the photorefractive nonlinear response in  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  crystals*. *J. Opt. Soc. Amer. B*, V. 24, P. 1303-1309 (2007).

S. Bodnar, T. Chutora, I. Stoika, A. Grabar  
Uzhhorod National University, Pidgirna Str., 46, Uzhhorod, 88000

## **DYNAMICS OF THE PHOTOREFRACTIVE EFFECT IN $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$ CRYSTALS**

In the work the dynamics of the volume holograms on the base of the photorefractive effect in the silver-doped  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  crystals on the 633 nm light wavelength. Obtained character of the time dependences of the two-wave mixing indicates on the complex character of the space charge formation and substantial dynamic compensation, probably connected by additional charge carriers provided by silver ion dopants.

**Keywords:** photorefractive effect, two-wave mixing,  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ .

С.С. Боднар, Т.В. Чутора, И.М. Стойка, А.А. Грабар  
Ужгородский национальный университет, ул. Пидгирна, 46, Ужгород, 88000

## **ДИНАМИКА ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Ag}$**

В работе исследована динамика формирования объемных голограмм на основе фоторефрактивного эффекта в легированных серебром кристаллах  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  на длине световой волны 633 нм. Полученный характер временных зависимостей двухволнового взаимодействия свидетельствует о сложном характере формирования фотоиндуцированного заряда и существенную динамическую компенсацию, вероятно обусловленную дополнительными носителями заряда, связанными с примесными ионами серебра.

**Ключевые слова:** фоторефрактивный эффект, двухволновое взаимодействие,  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ .