

ОДНОПРОМЕНЕВИЙ ФОТОРЕФРАКТИВНИЙ ФІЛЬТР НОВИН НА ОСНОВІ $Sn_2P_2S_6$

І.В.Кедик, О.О.Грабар, М.І.Гурзан та В.Ю.Сливка

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул.Волошина, 54

Реалізована схема фоторефрактивного однопучкового фільтру новин з використанням модифікованого умовами росту сегнетоелектричного кристалу тіогіподифосфату олова. Дія фільтру базується на ефекті самоіндукованого розсіювання лазерного випромінювання в даному кристалі. Простота схеми та високий контраст дозволяє ефективно здійснювати візуалізацію рухомих фазових та амплітудних об'єктів. Досліджено динаміку ефекту та його залежність

Вступ

Фоторефрактивні (ФР) матеріали знаходять широке застосування в голографічних схемах обробки інформації (ГСОІ). Перевагою таких схем є можливість обробки зображень в реальному часі. Одним з типів ГСОІ є фільтр новин (novelty filter) [1], який дозволяє виділяти в зображенні об'єкта нестационарні (рухомі) фрагменти, в тому числі фазові. Типові схеми ГСОІ являють собою інтерферометр з динамічним голографічним елементом, який може виконувати функцію або фазоузгоджувача дзеркала [2], або голографічного записуючого середовища [3]. В другому випадку об'єктний та опорний промені, інтерферуючи в об'ємі такого елемента, формують динамічну голограму. При дифузійному механізмі ФР нелінійності [4], коли записується голограма зміщена на півперіода відносно інтерференційної картини, має місце енергообмін між взаємодіючими променями, котрий описується співвідношенням:

$$\frac{I_o^{(d)}}{I_r^{(d)}} = \frac{I_o^{(0)}}{I_r^{(0)}} \exp(\Gamma \cdot d), \quad (1)$$

Тут I_o та I_r – інтенсивності відповідно об'єктного та опорного променів до (0) та після (d) взаємодії; d - товщина голограми, Γ - коефіцієнт стаціонарного енергообміну.

Зображення, що переноситься об'єктним променем, можна представити у виді суперпозиції плоских хвиль, кожна з яких приймає участь у формуванні динамічної ФР голограми. Оскільки формування голограми відбувається за час τ , енергообмін реалізується лише при квазі-стаціонарних умовах, тобто при змінах фази променя за час $t \gg \tau$. Збурення когерентності ($t \leq \tau$) одного з променів перешкоджають запису голограми. Якщо зображення, що міститься в об'єктному промені, формується суперпозицією як стаціонарних (за фазою та амплітудою), так і нестационарних плоских хвиль, лише перші будуть приймати участь у формуванні об'ємної голограми та підсилюватись (чи послаблюватись, залежно від знаку коефіцієнта енергообміну). При цьому розподіл амплітуд світлових хвиль в перерізі об'єктного променя буде відображати їх часову когерентність.

Іншим, більш простим типом подібного пристрою може бути фільтр на базі фотоіндукованого розсіювання світла (ФІРС), вперше запропонований в [5]. ФІРС виникає при проходженні лазерного променя крізь ФР кристал, і спостерігається у виді асиметричного попутного розсіювання пучка, котре має динамічну природу. Причина його виникнення така: внаслідок інтерференції основного променя та розсіяних поверхнею і статичними дефекта-

Причина його виникнення така: внаслідок інтерференції основного променя та розсіяних поверхнею і статичними дефектами хвиль в об'ємі ФР кристалу формуються шумові голограми, на яких у випадку достатньо великого значення коефіцієнта Γ відбувається дифракція основного пучка (самодифракція). Аналогічно до описаного вище двопучкового варіанту, лише стаціонарні (відносно часу формування шумової голограми) хвилі з основного пучка будуть зазнавати розсіювання. Таким чином, в зображенні, що переноситься основним променем, нестационарна складова пройде крізь кристал без додаткового динамічного розсіювання, а такий ФР елемент являтиме собою частотний фільтр, що виділяє динамічні компоненти.

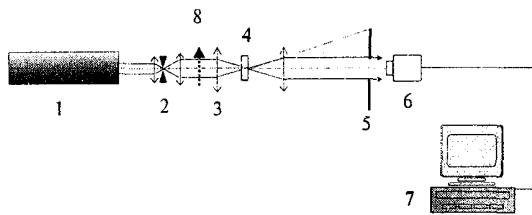


Рис.1 Схема експерименту: 1- He-Ne-лазер (633 нм), 2 - розширювач пучка і просторовий фільтр, 3 - лінза ($f = 0.1$ м), 4 - зразок $Sn_2P_2S_6$, 5 - апертура, 6 - фотодіод або CCD камера, 7 - комп'ютер, 8 - транспарант.

Експеримент

Фільтр був реалізований на основі зразка монокристалу $Sn_2P_2S_6$, ФР властивості якого вивчалися раніше [6,7]. На відміну від попередніх досліджень, використаний в даній роботі зразок був вирощений дещо модифікованим методом хімічних транспортних реакцій, найбільш суттєвим елементом якого була заміна сполуки - транспортера в реакції газотранспортного переносу. Імовірно, що це могло привести до збільшення концентрації власних дефектів кристалу, зокрема, вакансій в катіонній та (або)

аніонній підгратках. Наявних даних поки що недостатньо для однозначного встановлення природи цих дефектів. Відмінністю модифікованого $Sn_2P_2S_6$ є вищий (в порівнянні з номінально чистим кристалом) коефіцієнт поглинання, що досягав значення 5.7 см^{-1} на довжині хвилі випромінювання He-Ne лазера (633 нм), та на порядок нижча в порівнянні з номінально чистими кристалами темнова провідність.

В наших дослідах використовувався зразок у виді паралелепіпеда з розмірами $6.47 \cdot 5.68 \cdot 3.95 \text{ мм}^3$, вздовж кристалофізичних осей відповідно X, Y та Z, де вісь X близька до напрямку спонтанної поляризації, Y є нормаллю до площини симетрії, а промінь поширювався вздовж Z. Така геометрія відповідає найбільшому значенню коефіцієнта Γ і, відповідно, максимальному ФІРС в досліджуваному кристалі.

Оптична схема фільтра представлена на рис.1. Промінь від одномодового гелій-неонового лазера типу ЛГН-215 з вихідною потужністю близько 10 мВт після телескопічної системи лінз проходив крізь монодомінізований зразок $Sn_2P_2S_6$. Розширений лазерний пучок діаметром 2 см проходив крізь транспарант, який міг переміщуватись лінійно поперек променя з контрольованою швидкістю. Зображення транспаранта реєструвалося фото- або CCD-камерою. Додаткові поляризатори (не зображені на схемі) дозволяли контролювати поляризацію променя перед зразком та після нього. Крім того, в експериментах по вивченню динаміки ФІРС промінь блокувався механічним модулятором, керованим з комп'ютера, а його інтенсивність вимірювалась за допомогою фотодіода ФД-22К та комп'ютерного блоку АЦП.

Результати вимірювань

Найбільш важливими характеристиками матеріалу, що використовується в якості фільтра новин на ефекті ФІРС, є характерний час формування шумової го-

лограми, котрий визначає його частотні характеристики, та доля розсіяного випромінювання, тобто максимальний контраст фільтрованої картини. Для визначення цих параметрів вимірювалась часова залежність інтенсивності лазерного променя після проходження крізь зразок. При цьому визначалися як час τ , так і контраст (відношення інтенсивностей променя в початковий момент після ввімкнення та на насиченні) при різних орієнтаціях азимута площини поляризації падаючого лазерного променя відносно полярної осі ОХ. Результати були отримані з неспокосованим лазерним пучком діаметром 1.7 мм при повороті кристалу навколо напрямку поширення світла і представлені на рис.2,3.

Як видно з рис.2 і 3, найбільш ефективною є геометрія, коли падаючий лазерний промінь поляризований вздовж полярної осі Х. При цих умовах контраст картини перевищує 90%. Цікаво відзначити, що при проміжковій між Х та Y поляризації (30-50°) контраст значно зменшується. Це пояснюється тим, що незалежні шумові голограми, сформовані Х- та Y-поляризованими компонентами світлової хвилі, взаємно "стираються". Більш високий контраст для Х - поляризованого пучка порівняно з Y-поляризованим корелює з вищим значен-

ням ефективного електрооптичного коефіцієнта для світла поляризованого вздовж полярного напрямку Х [8]. Саме така поляризація використовувалась в експериментах по отриманню фільтрованих зображень рухомих об'єктів. В їх якості використовувались транспаранти, зокрема, фотоплівки з чорно-білим зображенням тесту чіткості. На рис.4,а показано зображення такого транспаранта без ФР елемента. Після проходження цього ж зображення крізь ФР елемент, обриси якого видно на рис.4, б-г, за час порядку 1 с встановлюється картина, показана на рис.4,б. Порушення стаціонарності шляхом неперервного лінійного переміщення транспаранта приводить до підвищення контрасту картини та виділення контура в тих точках зображення, де має місце максимальна часова зміна інтенсивності, тобто найбільш яскравими є контури, перпендикулярні до напрямку зміщення транспаранту. Показана на рис.4,в картина була отримана при швидкості переміщення транспаранта 2 см/с. Порушення стаціонарності шляхом механічного коливання з частотою вище оберненого часу формування голограми або малого повороту ФР елемента приводить до синхронного однорідного "просвітлення" кристалу, як це показано на рис.4, г.

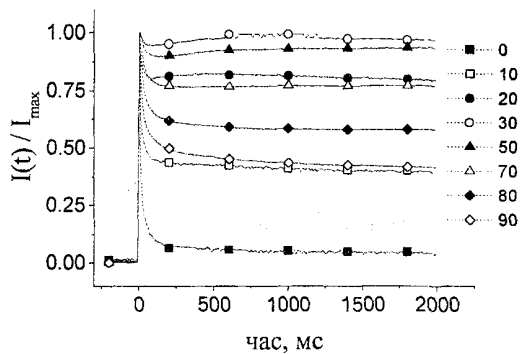


Рис.2 Часова еволюція інтенсивності лазерного променя, що пройшов крізь кристал $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, при різних орієнтаціях азимута площини поляризації відносно осі ОХ (град.).

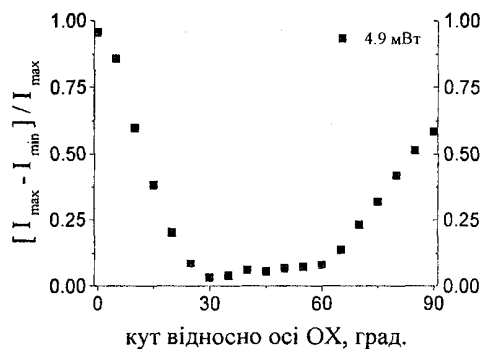


Рис.3 Залежність відносної зміни інтенсивності лазерного променя внаслідок ФРС від азимута площини поляризації.

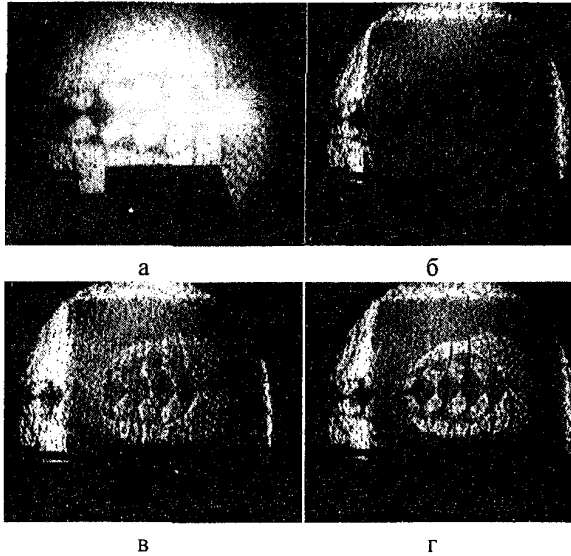


Рис.4 Фільтрація зображення: а - зображення транспаранта без кристалу; б – кристал і транспарант нерухомі; в рухомий транспарант (зміщується справа наліво) г – рухається кристал.

Частотні характеристики даного фільтра можна оцінити з вимірювань характерного часу τ формування шумових голограм, тобто по часових залежностях еволюції інтенсивності лазерного променя після ФР елемента, представлених на рис.2. Вказані експериментальні криві екстраполювалися двокекспонентною залежністю виду

$$y(t) = y_0 + A_1 \cdot \exp\{-t/\tau_1\} + A_2 \cdot \exp\{-t/\tau_2\}, \quad (2)$$

де y_0 - рівень фону, t - час. В результаті апроксимації експериментальних кривих функцією (2) методом найменших квадратів було встановлено, що типове співвідношення між постійними часу складає $\tau_1/\tau_2 \cong 0.1$ при відношенні амплітуд $A_1/A_2 \cong 5$, і, отже, другий доданок у (2) набагато менший від першого. Таким чином, динаміка ФІРС в основному визначається сталою часу τ_1 , що відповідає швидкій компоненті. Слід зауважити, що апроксимація (2) застосовна лише для кривих, що відповідають 0° - 10° та 70° - 90° орієнтаціям азимута поляризації, а проміжкові орієн-

тації площини поляризації по відношенню до головних осей кристалу, що відповідають співіснуванню Х- та Y-поляризованих складових світлової хвилі, характеризуються як значним зменшенням фотоіндукованого розсіювання, так і неекспоненціальним характером динаміки (рис. 2). Відзначимо, що в межах інтенсивності променя $0.5 \div 6.0$ мВт отримані значення τ_1 не змінювались і становили $\tau_1 = 9 \pm 1$ мс для Х-поляризації та 23 ± 2 мс для Y-поляризації.

Таким чином, запропонований фільтр новин на основі ефекту ФІРС в кристалі $Sn_2P_2S_6$ може бути застосований для виділення динамічної компоненти зображення (як амплітудної, так і фазової) при низьких інтенсивностях збуджуючого когерентного випромінювання в червоній області спектру з характерним часом порядку десятків мілісекунд. Описаний ефект ФІРС можна використати в інших ФР пристроях, що базуються на формуванні та (або) стиранні шумових голограм, наприклад, для трансформування зображення з некогерентного світла в когерентне [9,10]. Модифікований умовами росту $Sn_2P_2S_6$ може бути запропонований в якості ефективного фоторефрактивного матеріалу для дешевих низькопотужних напівпровідникових лазерів.

1. J.-P.Huignard, P.Günter. In: Photorefractive Materials and Their Applications II. Berlin, Springer-Verlag, 1988. P. 205-274.
2. D.Z. Anderson, D.M.Lininger, and J.Feinberg, *Opt. Lett.*, **12**, 123 (1987).
3. J.E.Ford, Y.Fainman, and S.H.Lee, *Opt. Lett.*, **13** 10, pp.857 (1988).
4. N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov and M.T.Soskin, *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
5. J.Feinberg, *J.Opt.Soc.Am.*, **72** 46 (1982).

6. A.A.Grabar, *Ferroelectrics*, **170** 133 (1995).
7. S.G.Odoulov, A.N.Shumelyuk, U.Hellwig, R.Rupp and A.A.Grabar, *Opt. Lett.* **21**, 752 (1996).
8. А.А.Грабар, Ю.М.Высочанский, С.И.Перечинский, Л.А.Сало, М.И.Гурзан и В.Ю.Сливка, *Физ. тверд. тела*, **26**, 3469 (1984).
9. J.W.Yu, D.Psaltis, A.Marrkchi, A.R.Tanguay, Jr., and R.V.Johnson, In: Photorefractive Materials and Their Applications II. Berlin, Springer-Verlag, 1988. P. 275-324.
10. J.Zhang, H.Wang, Sh.Yoshikado and T.Aruga, *Opt. Lett.*, **22**, 1612 (1997).

ONE-BEAM PHOTOREFRACTIVE NOVELTY FILTER BASED ON $Sn_2P_2S_6$

I.V.Kedyk, A.A.Grabar, M.I.Gurzan and V.Yu.Slivka

A scheme of the one-beam photorefractive novelty filter is realized using the tin tihypodiphosphate crystal modified by growth conditions. The functioning of the filter is based on the self-induced scattering (beam fanning) of laser light in this crystal. The simplicity of the scheme and high contrast permits to realize the visualization of the moving phase and amplitude objects. A dynamic of the fanning effect and its dependence on the azimuth of the light polarization relative to crystallographic axes is studied.