

PACS numbers: 42.70.Gi, 42.70.Nq, 61.41.+e, 61.43.Dq, 78.20.Fm, 78.20.hb, 82.35.Ej

## Відмінності анізотропних оптико-механічних ефектів у фоточутливих полімерах та аморфних халькогенідних матеріалах

В. П. Іваницький, В. С. Ковтуненко, В. М. Кришеник, М. Л. Трунов,  
Ю. А. Куницький\*, С. О. Сперкач\*

*Ужгородський національний університет,  
вул. Підгірна, 54,  
88000 Ужгород, Україна  
\*Технічний центр НАН України,  
вул. Покровська, 13,  
04070 Київ, Україна*

Проведено порівняльну аналізу прояву різних оптико-механічних ефектів в аморфних полімерних та халькогенідних матеріалах. Розглядаються можливості практичного використання даних ефектів при створенні нанорушіїв різних типів.

The comparative analysis of various optomechanical effects in amorphous polymeric and chalcogenide materials is carried out. Possibilities of practical application of these effects to design different types of nanoengines are considered.

Проведен сравнительный анализ проявления различных оптико-механических эффектов в аморфных полимерных и халькогенидных материалах. Рассматриваются возможности практического применения данных эффектов при создании нанодвигателей разных типов.

**Ключові слова:** оптико-механічні ефекти, аморфні матеріали, халькогенідні матеріали, фоточутливі полімери.

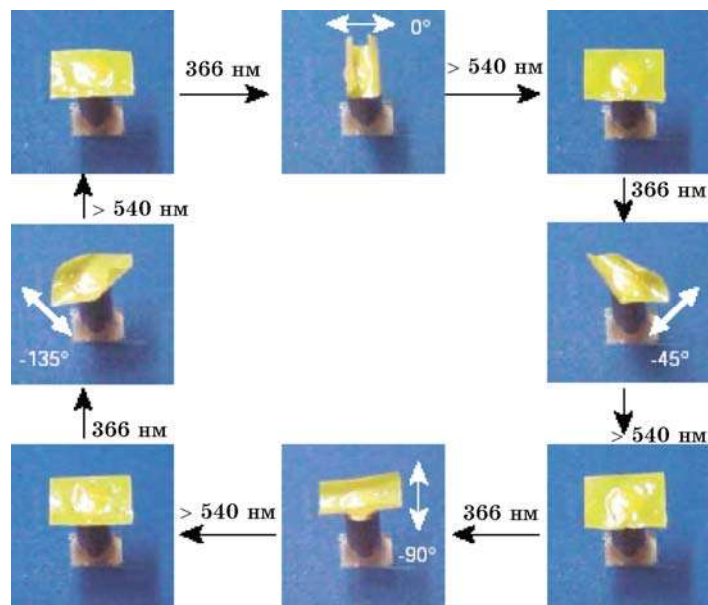
*(Отримано 1 вересня 2009 р.)*

### 1. ВСТУП

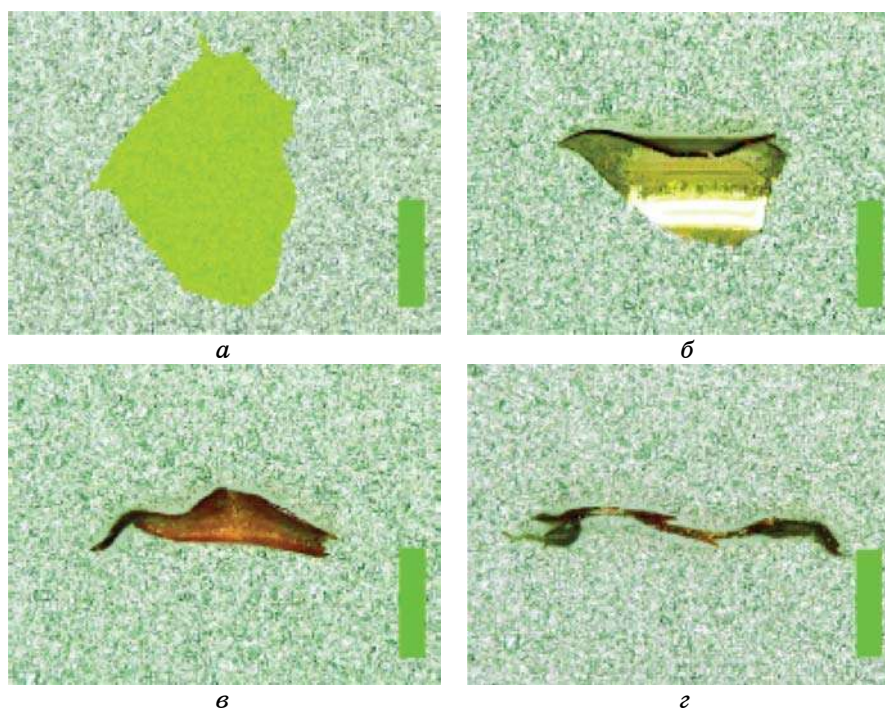
Одним із важливих напрямків розвитку сучасних наносистем є створення ефективних нанорушіїв, тобто пристроїв, здатних здійснюва-

ти переміщення «робочих» органів на нанометрові віддалі. Для деяких fotocутливих некристалічних матеріалів властиво виявляти оптико-механічні (фотомеханічні) ефекти, коли локальні перетворення на молекулярному рівні відображаються в макроскопічних рухах (деформаціях) чи реверсивних змінах розмірних (геометричних) характеристик чутливих до оптичних полів тіл. За певних умов з використанням цих ефектів можливо досягти ефективного перетворення світлової енергії в механічну роботу. Прояв різноманітних оптико-механічних ефектів та спричинених світловою дією макроскопічних зміщень речовини здавна спостерігався в полімерних матеріалах, збагачених чутливими до світла молекулярними утвореннями типу азобензенів. Ще в 1966 р. Меріан повідомляв [1], що полімерні вироби, до структури яких впроваджено азобарвники, стягуються під дією світлового опромінення. Приблизно тоді ж Айзейбахом продемонстровано існування оптико-механічного ефекту в азобензенових хромофорах [2]. Під впливом ініціюючого зміни світла з області резонансного вбирання хромофорів виявляли фотостискування матеріялу на рівні 0,25%.

Розрізняють два основні процеси, які здатні виявити себе в оптико-механічних властивостях азобензенмістячих полімерних сере-



**Рис. 1.** Фотографічні зображення реверсивної за характером фотоіндукованої деформації азобензенмістячих рідкокристалічних полімерних плівок під дією лінійно-поляризованого ультрафіолетового ( $\lambda = 366$  нм, потужність світлового потоку  $P = 3,5$  мВт·см<sup>-2</sup>) та видимого ( $\lambda = 540$  нм,  $P = 24,2$  мВт·см<sup>-2</sup>) випромінювання з різним напрямком поляризації (світла стрілка) [4].



**Рис. 2.** Фотографічні зображення реверсивної фотоіндукованої деформації аморфної плівки  $As_2Se_3$  під дією лінійно-поляризованого видимого ( $\lambda = 540$  нм) випромінювання (риски вказують напрям поляризації ініціюючого світлового потоку) [20].

довищ [3]: а) реорієнтаційні перетворення чи зміна геометрії для певних локальних структурних фрагментів полімерної атомової сітки відносно напрямку, ортогонального до поляризаційного вектору світлових хвиль; б) фотоініційоване зменшення рівня впорядкованості в полімерних рідких кристалах внаслідок досягнення фазового переходу.

Характер стимульованої світловою дією зміни форми вільних некристалічних азобензенмістячих полімерних плівок (АПП) безпосередньо відображений в анізотропії наведених у них механічних напружень. Це особливо виразно виявляється у взаємодіях фоточутливого матеріалу з випромінюванням, що має неоднорідні розподіли характеристик світлового поля у поздовжніх і (або) поперечних напрямках щодо спрямування ініціюючого зміни оптичного потоку [4, 5]. Однак, в [4, 20] було продемонстровано, що у функціоналізованих азобарвниками фоточутливих полімерних середовищах та в аморфних плівках системи As–Se з тривалою дією однорідних зовнішніх світлових потоків поряд з перетвореннями на молекулярно-

му рівні можуть виникати особливо вражаючі анізотропні макродеформації чи зміни форми (рис. 1 та рис. 2). Характер створюваних при цьому деформацій (викривлень та скручувань) матеріалу можливо контролювати вибором (зміною) параметрів поляризації оптичного променя. Водночас найбільш сильні та швидкі фотомеханічні відгуки одержують при взаємодії лінійно-поляризованого лазерного променя з плівками азобензенмістячих полімерних рідких кристалів (АПК) [5]. Як в АПП, так і в АПК відповідні ефекти виявляються інтенсивно навіть при кімнатній температурі. Поведінка цих двох типів полімерних матеріалів при фіксованому поляризаційному стані ініціюючого зміни лазерного випромінення відрізнялась не тільки за величиною, але й знаком фотоіндукованої деформації. В АПК, як правило, спостерігають відчутне фотостискування вздовж поляризаційного напрямку світлових хвиль, тоді як для некристалічних АПП характерним є альтернативний ефект фоторозтягу в тому ж напрямку [6, 7]. У аморфних плівках халькогенідів (АПХ) при аналогічних умовах ініціюються, як правило, стискальні механічні напруження вздовж напрямку коливань електричного вектора оптичних хвиль. Це робить їх поведінку аналогічною до виявленої в АПК.

Надалі основну увагу зосередимо на факті виявлення виразних кореляцій в характері фотомеханічного відклику АПП типу rDR1M та АПХ системи As–Se під впливом поляризованого оптичного випромінення. Умовно розділимо відповідно спостережені векторні явища на первинні оптико-механічні ефекти (ПОМЕ) [6–9] та вторинні оптико-механічні ефекти (ВОМЕ) [10, 11].

## 2. ПЕРВИННІ ОПТИКО-МЕХАНІЧНІ ЕФЕКТИ

ПОМЕ безпосередньо виявляються в експериментах як швидке й тимчасове стискування або розтягнення мікроконсолі з аморфним покриттям під дією поляризованого світлового опромінення. Таким змінам властиво мати реверсивний характер, якщо забезпечити періодичне змінювання поляризаційних характеристик ініціюючих світлових хвиль у двох ортогональних напрямках, що лежать у площині консолі. Ключовою особливістю ПОМЕ для аналізованих нами матеріалів є близькість динаміки наведення тимчасових деформаційних змін для актуатора-мікроконсолі з кінетикою одночасно створюваної реверсивної складової оптичної анізотропії (двопроменеве заломлення чи фотодихроїзму) [8, 9]. Зокрема, часові залежності характеристичних параметрів як оптико-механічного ефекту, так і явища фотодихроїзму, при опроміненні помірним за інтенсивністю когерентним поляризованим світлом з області власного вбирання, добре описуються квазіекспоненційною залежністю Кольрауша–Вільямса–Вата [9].

Належить наголосити на одній дуже важливій закономірності. Для некристалічних АПП та АПХ виявилася стійка тенденція демонструвати в ПОМЕ протилежний (інверсний) характер поведінки. Це означає, наприклад, що при помірній інтенсивності ініціюючого зміни поляризованого світлового потоку у площині плівок для таких матеріалів фіксується в напрямку поляризації розтяг чи стискування, відповідно. Натомість в аналогічних експериментальних умовах переважна більшість АПРК [13] і АПХ [9] демонструють однотипну поляризаційно залежну поведінку, що виявляється в чітких збігах експериментальних характеристик.

Аналізовану ситуацію істотно прояснили експерименти [11]. Там у якості оптично активованої консолі (актуатора) було використано короткий відрізок оптичного волокна із полімера РММА, однорідно модифікованого барвником DR1 у кількості  $\sim 1\%$  відносної концентрації. Лінійно-поляризоване лазерне випромінювання ( $\lambda = 633$  нм) вводили в закріпленій торець світловода таким чином, щоб не допустити повного суміщення променя з віссю полімерного волокна. За таких умов у процесі фотостимульованих перетворень виявляли тимчасові деформації (вигинання) вільного кінця волокна. Прецизійному контролю підлягали як відносні зміни довжини, так і величини деформаційних відхилень окремого волоконного актуатора.

Найважливіші результати досліджень ПОМЕ в полімерних матеріалах типу рDR1М зводяться до наступного [6, 8].

— Під впливом лінійно-поляризованого світла низької інтенсивності в полімерній матриці наводяться реверсивні (тимчасові) деформації у формі розтягальних механічних напружень вздовж поляризаційного напрямку активуючих світлових хвиль, поєднані з незначними квазістискальними (або слаборозтяжними) механічними напруженнями в ортогональному напрямку.

— При згаданих експериментальних умовах результуючий відносно слабше виражений ПОМЕ вважається результатом фотонаведених змін у фоточутливому середовищі, коли визначальними можуть виявитися виявлені дипольні взаємодії між структурними фрагментами атомової сітки, аніж включення механізму їх інтенсивних кооперативних переміщень.

— Під дією лінійно-поляризованого світла значної інтенсивності (зокрема й під впливом потужних короткочасних лазерних імпульсів) досягали помітно більших реверсивних деформацій полімерної матриці з наведенням стискальних механічних напружень вздовж поляризаційного напрямку ініціюючих зміни оптичних мод. У [8] саме цю особливість ефекту пов'язали з пружними за природою процесами колективних перегрупувань молекул. Їх кінцевим результатом стають динамічні перерозподіли пружних сил та помітні взаємоузгоджені конформаційні перетворення. Тоді можливо виявитися взаємозв'язку між динамічним процесом переорієнтації

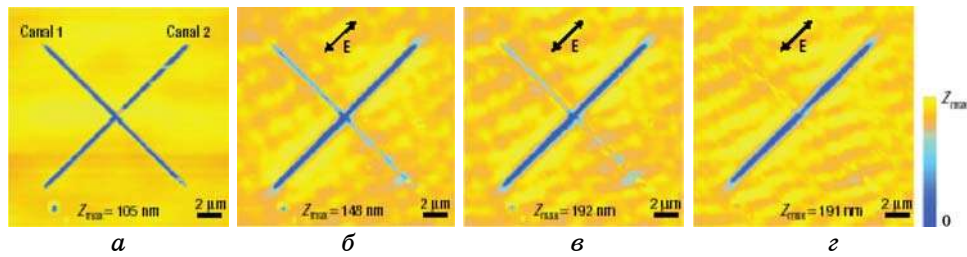
хромофорів та нельокальними пружними взаємодіями в аморфній полімерній матриці.

Прийнявши до уваги результати робіт [14–17], можна передбачити, що подібно до плівок АПП, і для АПХ зі зміною режимів світлового випромінення також можливо досягти порогової інверсії в експериментальних характеристиках ПОМЕ, наприклад, через різке зростання інтенсивності ініціюючого світлового поля. У такому випадку очікується заміщення стискальних напружень (слабоінтенсивне випромінення з області власного вбирання матеріялу) на розтягальні механічні напруження вздовж поляризаційного напрямку активуючого зміни світлового потоку (високоінтенсивне випромінення зі спектральної ділянки Тауцових «хвостів» вбирання). На таку можливість вказують результати досліджень оптико-механічних ефектів в аморфних плівках селену [14], де спостерігали розтягальні напруження вздовж поляризаційного напрямку світлового поля. Зважимо, що в умовах експерименту температура цих плівок виявилася доволі наближена до температури розм'якшення.

### 3. ВТОРИННІ ОПТИКО-МЕХАНІЧНІ ЕФЕКТИ

Історично першими демонстраціями ефекту ВОМЕ вважаються виявлені в АПП типу рDR1М далекомасштабні фотостимульовані переміщення матеріялу, кінцево відображені в тій чи іншій формі деформації його поверхні [13, 18, 19]. Виявлене різноманіття конфігурацій виникаючих поверхневих рельєфних структур під впливом когерентного світлового випромінення з періодичною зміною інтенсивності або поляризаційних характеристик вздовж поверхні опроміненого зразка, істотно ускладнює інтерпретацію природи спостереженого ефекту. Схожі за характером неоднорідні анізотропні поверхневі фотодеформації, в яких досягали просторових зміщень структурних частинок матеріялу на майже мікронні віддалі, згодом виявили і в АПХ  $As_2Se_3$  [14–17]. У ВОМЕ кінцево відтворюється все та ж важлива закономірність, що і в ПОМЕ: протилежно альтернативний тип поведінки для аморфних плівок азобензенових некрystalічних полімерів і АПХ (анізотропно виражений розтяг чи стискування відповідно) при однаковому характері для більшості азобензенмістячих АПРК та АПХ (фотостискування).

Досить показовими й зручними для інтерпретації є результати досліджень ВОМЕ, в яких забезпечували взаємодію з оптичними полями однорідних зовнішніх світлових потоків чутливого аморфного матеріялу, де для кращої візуалізації ефекту попередньо створювалися макронеоднорідності поверхневого рельєфу (подряпини). Для аналізованих речовин вперше в такій формі ефект ВОМЕ за вказаних умов світлової дії досліджено незалежно Карагеоргієвим та ін. [10] і

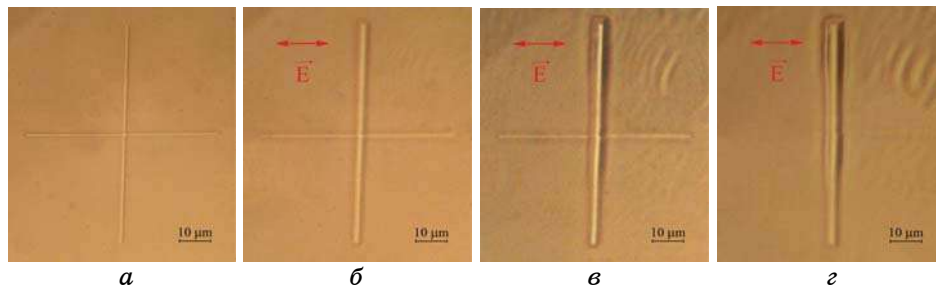


**Рис. 3.** Поляризаційно залежне фотостимульоване перенесення речовини в АПП рDR1М [10]: (а) початковий стан, де дві перпендикулярні канавки створені з використанням можливостей SEM-літографії в попередньо непромінений плівці; вигляд ділянки поверхні плівки після 30 (б), 150 (в) та 195 (г) хвилин опромінення світлом ( $\lambda = 532$  нм,  $P = \text{мВт}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Стрілкою показано орієнтацію Е-вектора оптичного променя,  $Z_{\text{max}}$  вказує максимальний перепад висот на поверхні плівки.

Труновим [11]. В цих експериментах для аморфних плівок на основі полімера рDR1М та халькогенідного матеріалу  $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$  з довготривалою неперервною дією поляризованого когерентного випромінювання вдалося виявити доволі незвичну анізотропну поведінку (рис. 3 та рис. 4). Взаємодія однорідного лінійно-поляризованого випромінювання з матеріалом аморфних плівок вела до великомасштабного поперечного переміщення (фотодеформації) речовини в області подряпини на віддалі в кілька мікрон. Кінетика фотостимульованого переміщення матеріалу, яке невпинно тривало впродовж десятка годин світлового опромінення, суттєво відрізнялася від динаміки швидкого переходу плівки у фотонасичений стан при наведенні/стиранні реверсивної складової оптичної анізотропії.

Визначальною для ВОМЕ може вважатися наведена поляризованим світлом у площині плівки стало присутня сила, якою задається анізотропний (векторний) характер виникаючих у структурно неоднорідному аморфному середовищі фотопружних взаємодій. У роботі [10] даний векторний ефект для АПП рDR1М пояснено деформаційним переміщенням аморфної матриці на межі створених неоднорідностей поверхні, через що просторова позиція окремих молекул на межі подряпини (макронеоднорідності) задається тривалістю дії слабоінтенсивного когерентного поляризованого світла. В такому фотоіндукованому переміщенні молекулярних утворень чітко фіксується своєрідна анізотропія масштабного «транспортування маси через фоторозширення» вздовж поляризаційного напрямку світлових хвиль у площині плівки, що належить площині плівки (див. рис. 3).

У шарах АПХ типу  $\text{As}_{0.2}\text{Se}_{0.8}$  за аналогічних умов у векторному молекулярному переміщенні виявляється ефект протилежного характеру (рис. 4) [11].



**Рис. 4.** Фотостимульоване переміщення речовини у свіжоосадженій аморфній плівці  $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$  (товщина  $\sim 2$  мкм) [11]: (а) початковий стан двох перпендикулярних канавок у неопроміненій плівці, вигляд ділянки поверхні після 5 (б), 12 (в) і 16 годин (г) опромінення несфокусованим однорідним лінійно-поляризованим жмутом ( $d \sim 2$  мм) лазера ( $\lambda = 633$  нм і  $P = 60$  мВт·см $^{-2}$ ). Стрілкою показано орієнтацію  $\mathbf{E}$ -вектора оптичного променя.

Звертає на себе увагу, що в АПП rDR1M на краях подряпини під впливом когерентного поляризованого світла з часом формується поверхневий рельєф, орієнтований паралельно до електричного вектору світлових хвиль. Процес створення періодичної структури йде у супровід триваючого розтягнення канавки в ортогональному напрямку (рис. 3, б–г). В АПХ так само з певним часовим запізненням ініціюється формування такого ж характерного поверхневого рельєфу, зорієнтованого перпендикулярно до електричного вектора світлового поля. У цьому випадку подібний рельєф починає формуватися вже після досягнення помітного звуження відповідної канавки (рис. 4, б–г).

#### 4. АНАЛІЗА МЕХАНІЗМІВ, ВІДПОВІДАЛЬНИХ ЗА ПОМЕ ТА ВОМЕ В АМОРФНИХ МАТЕРІЯЛАХ

Аналізовані експериментальні результати вказують на чітку асиметрію (переважаючу просторову спрямованість) інтегрального пружнього відгуку аморфного середовища на дію поляризованого світлового випромінення. Цей відгук є наслідком комплексних трансформацій аморфної матриці у процесі стимульованих поляризованим світловим полем локальних структурних перетворень невпорядкованої атомової сітки. Для пояснення векторного переміщення речовини в АПП на атомовому рівні запропоновано значну кількість теорій та модельних уявлень. Основними із них є такі:

Асиметричний дифузійний модель [12], в основі якого лежать процеси фотоізомеризації хромофорів (рис. 5), чим стимулюється асиметричний рух молекул барвника вздовж їх молекулярних осей. В результаті напрямком переносу речовини задається вихідною



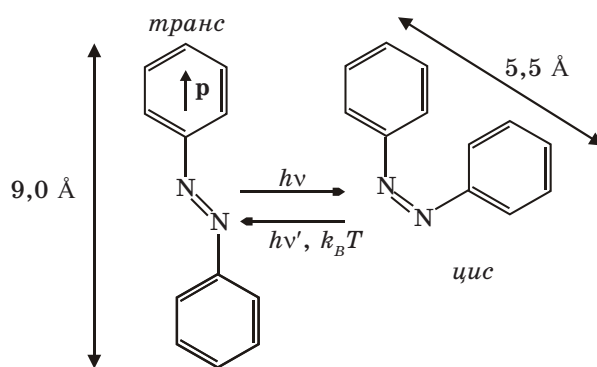


Рис. 5. Структура молекул азобензену та їх ізомерізаційні перетворення.

дипольною орієнтацією молекул та їх статистично розупорядкованим рухом. Недоліком цього моделю є нехтування впливом жорсткого полімерного оточення, яке накладає значні обмеження на молекулярну дифузію.

Моделі міграції речовини, спричиненої ефектами фотодеградації та термічного випаровування на ділянці опромінення [21]. Такі моделі не здатні передбачити появи векторних ефектів.

Модель ізомерізаційного тиску [22], де береться до уваги значна концентрація фрагментованих фоточутливих утворень у полімері, в околі яких з'являються локальні градієнти тиску. При засвічуванні відбувається розростання популяції *цис*-форми хромофорів (рис. 5) та трансформація конфігурацій атомової сітки з утворенням так званого додаткового вільного об'єму при відповідно виникаючих механічних напруженнях у вигляді градієнту тиску. Даний модель не дозволяє однозначно врахувати вплив на ВОМЕ поляризаційного стану світлових хвиль, щоб пояснити виявлені в експериментах характерні особливості масоперенесення (деформації поверхні).

Моделі, які розглядають взаємодії між електричним полем світлових хвиль і поляризаційно чутливими структурними елементами, що формуються у фоточутливому матеріалі [23–26]. Ці моделі коректно описують окремі поляризаційно визначені особливості дифузного переміщення молекул, але не здатні пояснити цілого ряду експериментально спостережуваних особливостей ВОМЕ.

Модель усереднення внутрішніх сил [27], в рамках якого орієнтація і переміщення хромофорів є результатом їх взаємодії та взаємного притягання. Цей модель більш придатний для розгляду фоточутливих полімерів, оскільки передбачає фотостимульоване створення мікрокристалічних утворень. При врахуванні специфічних властивостей азобензенмістячих полімерів даний модель може виявитись зручним для пояснення фотостимульованого впорядку-

вання дипольних хромофорів.

Моделі, які базуються на розгляді в'язко-пружної поведінки азобензенових полімерів через зміну динаміки внутрішньої плинності аморфного середовища під впливом стимулюючого опромінення [28–31]. В результаті, у присутності електромагнетного поля виникає внутрішня сила, яка діє на диполі в полімерній матриці, створюючи поверхневі механічні напруження. Останні розглядають як рушійну силу для фотостимульованого переміщення частинок речовини. Такі моделі надійно описують поляризаційну поведінку азобензенових полімерів. Однак розрахунки показують, що згадана сила є замалою (щонайменше на два порядки величини), щоб забезпечити спостережуване перетворення [32]. Особливо це стосується аналізу можливості оптичного формування поверхневого рельєфу під впливом потужного імпульсного опромінення поляризованими лазерними променями. Цілковитим аналогічним моделю, яким враховується динамічна плинність середовища, запропоновано Танакою [14] для пояснення стимульованих ефектів фоторозширення й макроскопічної анізотропної деформації, виявлених недавно в АПХ. Основний рушійний мотив, яким диктується хід стимульованих перетворень, виводиться Танакою з вивільнення й перерозподілу сил та запасеної енергії в околі шаруватих елементів структур з вираженою орієнтацією, що сприяє зменшенню механічної в'язкості середовища.

Жодний з перерахованих моделей не описує в повній мірі фотостимульоване переміщення матеріалу на локальних рівнях і не виявляє повного узгодження з експериментом.

Звертає на себе увагу запропонована в [33] термодинамічна (ентропійна) теорія, яка враховує зменшення ентропії при фотостимульованій переорієнтації азобензенових хромофорів. У компенсацію такого зменшення ентропії під впливом опромінення у вихідних ізотропних взірцях можуть виникати розтягальні напруження вздовж поляризаційного напрямку діючого світла. Таким чином, в основі ентропійної теорії закладено тісний зв'язок між набутою орієнтацією хромофора та пружною деформацією поверхні плівок аморфних полімерів. Використавши результати досліджень [34], здійснених методами конфокальної мікроскопії комбінаційного розсіяння світла та сканівної оптичної мікроскопії ближнього поля з генерацією другої гармоніки, в роботі [33] обґрунтовано визначаються можливі напрямки переміщення полімерних ланцюжків при реалізації ВОМЕ. Відзначимо, що окрім універсальності запропонованого підходу, ентропійна теорія виявляє добре узгодження з експериментальними даними.

Актуальним завданням є пояснення закономірностей фотомеханічного відгуку також і в АПХ. На жаль, на сьогодні для даних матеріалів відсутні відповідні моделі, які враховували б особливості пружно-пластичних локальних перетворень та специфіку симетрії певних структурних фрагментів в їх атомовій сітці. Окремою причиною

цього є нестача достатньо повних експериментальних структурних даних про природу та будову анізотропних структурних фрагментів в АПХ. Відповідно стає важко скористатися підходами ентропійної теорії для прогнозування найбільш важливих деталей структурних перетворень в АПХ, які зумовлюють векторні ефекти в них.

Відмітимо, що ентропійний модель і у випадку АПП залишає не до кінця з'ясованим ключове питання про природу тієї анізотропної рушійної сили, що стало виявляє себе з тривалим фотозбудженням аморфного середовища у оптико-механічних ефектах. Авторами [33] наголошувалось, що для АПП у стаціонарному стані фотозбудження поява механічної рушійної сили є очікуваною через створений надлишок позитивного вільного об'єму, який може спричинити ефект розширення матеріалу. Структурною основою даного ефекту є той факт, що з кожним елементарним актом ізомеризаційних перетворень полімерної сітки в процесі переходу азобензенових молекул від транс- до цис-форми додається приблизно  $0,12 \text{ нм}^3$  вільного об'єму внаслідок інверсної трансформації азо-зв'язку [35] і  $0,28 \text{ нм}^3$  вільного об'єму через обертові трансформації навколо даного хемічного зв'язку [36]. Тому під впливом когерентного поляризованого світла анізотропне стискування матеріалу вздовж відповідного орієнтаційного напрямку вдається одержати лише в тому випадку, якщо фотоактивні молекулярні фрагменти масово переходитимуть до більш компактною цис-форми. Більше того, така ситуація можлива при існуванні домінуючої просторової орієнтації даних молекулярних фрагментів, створюваної поляризованим світлом. Оскільки почергові фотоізомеризаційні цикли створюють надлишок вільного об'єму, то сам процес оптико-механічних перетворень АПП може оцінюватись як такий, що має супроводжуватись фоторозм'якшенням полімерного матеріалу під резонансним впливом випромінення незначної (помірної) інтенсивності.

У з'ясуванні важливої проблеми, — природи створюваної поляризованим світлом в азобензенових полімерах або АПХ анізотропної механічної сили, — значне просування дають результати роботи Такаки [20], де враховується роль світлового тиску, наведеного неоднорідними світловими полями в некристалічному середовищі [37, 38].

#### 4. ВИСНОВКИ

В аморфних полімерних та халькогенідних матеріалах реалізується цілий спектр фотостимульованих оптико-механічних ефектів, які супроводжуються загальним переміщенням нанозразків або перенесенням речовини зразка в його локальних областях.

Для одних оптико-механічних ефектів характерна однотипність переміщення матеріалу в полімерних і халькогенідних аморфних матеріалах, а для інших ефектів спостерігаються суттєві відміннос-

ті поведінки полімерних та халькогенідних матеріалів.

Використання оптико-механічних ефектів є перспективним для створення нанорушійв поступного і обертового руху різного типу на основі аморфних полімерних та халькогенідних матеріалів.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. E. Merian, *Textile Research Journal*, **36**: 612 (1966).
2. C. D. Eisenbach, *Polymer*, **21**: 1175 (1966).
3. H. Finkelmann, E. Nishikawa, G. G. Pereira, and M. Warner, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 015501 (2001); M. H. Li, P. Keller, B. Li et al., *Adv. Mater.*, **15**: 569 (2003); M. Camacho-Lopez, H. Finkelmann, P. Palfy-Muhoray, and M. Shelley, *Nature Mat.*, **3**: 307 (2004); M. Warner and L. Mahadevan, *Phys. Rev. Lett.*, **92**: 134302 (2004).
4. Y. Yu, M. Nakano, and T. Ikeda, *Nature*, **425**: 145 (2003); T. Ikeda, M. Nakano, Y. Yu et al., *Adv. Mater.*, **15**: 201 (2003); Y. Yu, M. Nakano, T. Maeda et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **436**: 1235 (2005); C. J. Barrett, Jun-ichi Mamiya, K. J. Yager, and T. Ikeda, *Soft Matter*, **3**: 1249 (2007).
5. N. Tabiryan, S. Serak, X.-M. Dai, and T. Bunning, *Optics Express*, **13**, No. 19: 7442 (2005).
6. D. Bublitz, M. Helgert, B. Fleck et al., *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **70**: 863 (2000).
7. H.-F. Ji, Y. Feng, X. H. Xu et al., *Chem. Commun.*, **22**: 2532 (2004).
8. S. Bian, D. Robinson, and M. G. Kuzyk, *J. Opt. Soc. Am.*, **B23**: 697 (2006).
9. P. Krecmer, A. M. Moulin, R. J. Stephenson et al., *Science*, **277**: 1799 (1997); M. Stuchlik, P. Krecmer, and S.R. Elliott, *Photo-Induced Metastability in Amorphous Semiconductors* (Ed. A. V. Kolobov) (Winheim: Wiley-VCH: 2003); M. Stuchlik and S. R. Elliott, *J. Non-Cryst. Solids*, **357**: 1799 (2007).
10. P. Karageorgiev, D. Neher, B. Schulz et al., *Nature Mat.*, **4**: 699 (2005).
11. M. L. Trunov, V. S. Bilanich, and S. N. Dub, *J. Non-Cryst. Solids*, **353**: 1904 (2007).
12. P. Lefin, C. Fiorini, and J.-M. Nunzi, *Pure Appl. Opt.*, **7**: 71 (1998).
13. S. Tripathy, D.-Y. Kim, L. Li, and J. Kumar, *Appl. Chem.*, **70**, No. 6: 1287 (1998); N. K. Viswanathan, D.-Y. Kim, S. Bian et al., *J. Mater. Chem.*, **9**: 1941 (1999); J. A. Delaire and K. Nakatani, *Chem. Rev.*, **100**: 1817 (2000); K. G. Yager and C. J. Barrett, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.*, **5**: 487 (2001); A. L. Natansohn and P. Rochon, *Chem. Rev.*, **102**: 4139 (2002); O. N. Oliveira, Jr., J. Kumar, L. Li, and S. K. Tripathy, *Photoreactive Organic Thin Films* (Eds. Z. Sekkat and W. Knoll) (Amsterdam: Elsevier Science: 2002); Z. Sekkat, *Opt. Commun.*, **229**: 291 (2004); R. H. El Halabieh, O. Mermut, and C. J. Barrett, *Pure Appl. Chem.*, **76**, No. 7–8: 1445 (2004); C. Cojocariu and P. Rochon, *Pure Appl. Chem.*, **76**, No. 7–8: 1479 (2004); K. G. Yager and C. J. Barrett, *J. Photochem. Photobiol.*, **A182**: 250 (2006).
14. K. Tanaka and H. Asao, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, No. 3A: 1668 (2006); H. Asao and K. Tanaka, *J. Appl. Phys.*, **102**: 043508 (2007).
15. A. Saliminia, T. V. Galstian, and A. Villeneuve, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, No. 19: 958 (2000).
16. K. E. Asatryan, S. Frédérick, T. Galstian, and R. Vallée, *Appl. Phys. Lett.*, **84**: 1626 (2004).

17. K. E. Asatryan, T. Galstian, and R. Vallee, *Phys. Rev. Lett.*, **94**: 087401 (2005).
18. N. K. Vishwanathan, D.-Y. Kim, S. Bian et al., *J. Mater. Chem.*, **9**: 1941 (1999).
19. P. Rochon, E. Batalla, and A. Natansohn, *Appl. Phys. Lett.*, **66**: 136 (1995); D. Kim, S. Tripathy, L. Lian, and J. Kumar, *Appl. Phys. Lett.*, **66**: 1166 (1995); N. C. R. Holme, L. Nikolova, S. Hvilsted et al., *Appl. Phys. Lett.*, **74**: 519 (1999); M. Helgert, L. Wenke, S. Hvilsted, and P. S. Ramanujam, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **72**: 429 (2001); O. Yaroshchuk, T. Sergan, J. Lindau et al., *J. Chem. Phys.*, **114**, No. 12: 5330 (2001); F. Lagugné-Labarthe, T. Buffeteau, and C. Sourisseau, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **4**: 4020 (2002).
20. K. Tanaka, *Appl. Phys. Express*, **1**: 012006 (2008).
21. C. J. L. Constantino, R. F. Aroca, J. A. He et al., *Appl. Spectrosc.*, **56**: 187 (2002); K. G. Yager and C. J. Barrett, *J. Chem. Phys.*, **120**: 1089 (2004).
22. C. Barrett, A. Natansohn, and P. Rochon, *J. Phys. Chem.*, **100**: 8836 (1996); C. Barrett, P. Rochon, and A. Natansohn, *J. Chem. Phys.*, **109**: 1505 (1998).
23. J. Kumar, L. Li, X. Jiang et al., *Appl. Phys. Lett.*, **72**: 2096 (1998).
24. N. K. Viswanathan, S. Balasubramanian, L. Li et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**: 5928 (1999).
25. S. Bian, J. M. Williams, D. Y. Kim, L. Li et al., *J. Appl. Phys.*, **86**, No. 8: 4498 (1999).
26. O. Baldus and S. J. Zilker, *Appl. Phys.: Laser Opt.*, **B72**, No. 4: 425 (2001).
27. T. Pedersen, P. Johansen, N. Holme et al., *Phys. Rev. Lett.*, **80**: 89 (1998); I. Naydenova, L. Nikolova, T. Todorov et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **15**: 1257 (1998).
28. K. Sumaru, T. Yamanaka, T. Fukuda, and H. Matsuda, *Appl. Phys. Lett.*, **75**: 1878 (1999).
29. D. Lublitz, B. Fleck, and L. Wenke, *Appl. Phys.: Laser Opt.*, **B72**: 931 (2001).
30. K. Yang, S. Yang, and J. Kumar, *Phys. Rev. B*, **73**: 165204 (2006).
31. D. Barada, T. Fukuda, M. Itoh, and T. Yatagai, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**: No. 1B: 465 (2006).
32. M. Saphiannikova, T. Geue, O. Henneberg et al., *J. Chem. Phys.*, **120**, No. 8: 4039 (2004).
33. M. Saphiannikova and D. Neher, *J. Phys. Chem.*, **B109**: 19428 (2005).
34. F. Lagugné-Labarthe, J.-L. Bruneel, T. Buffeteau et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **2**: 5154 (2000); F. Lagugné-Labarthe, J.-L. Bruneel, V. Rodriguez, and C. Sourisseau, *J. Phys. Chem.*, **B108**: 1267 (2004); F. Lagugné-Labarthe, J.-L. Bruneel, T. Buffeteau, and C. Sourisseau, *J. Phys. Chem.*, **B108**: 6949 (2004); F. Lagugné-Labarthe, C. Sourisseau, R. D. Schaller et al., *J. Phys. Chem.*, **B108**: 17059 (2004).
35. T. Naito, K. Horie, and I. Mita, *Macromolecules*, **24**: 2907 (1991).
36. L. Lamarre and C. S. P. Sung, *Macromolecules*, **16**: 1729 (1983).
37. A. Ashkin and J. Dziedzic, *Phys. Rev. Lett.*, **30**: 139 (1973).
38. M. Mansuripir, *Optics Express*, **12**: 5375 (2004); S. M. Barnett and R. Loudon, *J. Phys.: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**: S671 (2006).