

PACS numbers: 07.79.Lh, 42.50.Wk, 47.61.Fg, 61.43.Fs, 61.82.Rx, 73.50.-h, 78.66.-w

Формування періодичних наноструктур і механізм утворення геометричного рельєфу на поверхні шарів аморфних молекулярних напівпровідників

М. Ю. Барабаш^{1,2,5}, О. І. Ховавко², Є. М. Бобошко¹, Д. О. Гринько¹,
М. А. Заболотний³, А. А. Колесніченко¹, Д. С. Леонов¹,
Р. В. Литвин^{1,4}, С. О. Руденький⁵, А. Ю. Сезоненко¹

¹Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна

²Інститут газу НАН України,
вул. Дегтярівська, 39,
03113 Київ, Україна

³Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64,
01033 Київ, Україна

⁴Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України,
вул. Кржижановського, 3,
03142 Київ, Україна

⁵Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Перемоги, 37,
03056 Київ, Україна

Розглянуто самоорганізацію острівцевого осаду на поверхні плівки на основі аморфних молекулярних напівпровідників (АМН) з потенціально-ним рельєфом порядку 10^8 В/м, що приводить до формування топології, яка збігається із топологією експонувального світлового поля. Ефект реалізовано у темплатній методі виготовлення двовимірних діелектричних і метал-діелектричних структур. Проаналізовано формування геометричного рельєфу темплату на термопластичній підкладинці. Описано деформування вільної поверхні нагрітого до в'язкоплинного стану шару темплату під дією тангенційних сил, встановлено топологічні особливості траєкторії руху частинок деформованого середовища. Показано, що у багатьох системах рельєфного запису рельєф поля сил, яких прикладено до деформованого шару, трансформується у геометричний рельєф його поверхні. Цей процес може відбуватися як при постійній температурі, так і при зміні її за деяким законом. При теоре-

тичному дослідженні ізотермічного процесу аналіза може бути проведеною аналітичними методами, а у випадку експериментального вивчення його — полегшується визначенням впливу параметрів деформованого шару на величину геометричного рельєфу поверхні.

The self-organization of island sediment on the film surface based on amorphous molecular semiconductors (AMS) with a potential relief of about 10^8 V/m, which leads to the formation of a topology that coincides with the topology of the exposing light field, is considered. The effect is realized in the template method of fabrication of two-dimensional dielectric and metal–dielectric structures. The formation of the geometric relief of the template on a thermoplastic substrate is analysed. The deformation of free surface of the layer of the template heated to viscous-flow state under the action of tangential forces is described; the topological features of the trajectory of the deformed-medium particles are established. As shown, in many relief recording systems, the relief of force field, which is applied to the deformed layer, is transformed into the geometric relief of its surface. This process can occur at a constant temperature as well as at a temperature varying according to some law. In the theoretical study of the isothermal process, the analysis can be performed by analytical methods, and, in the case of experimental study, it is facilitated by determining the influence on the magnitude of the geometric relief of the deformed-layer surface parameters.

Ключові слова: самоорганізація, періодична структура, геометричний рельєф, метал–діелектричні структури, темплат, рельєфний запис, температура склування, в'язкість.

Key words: self-organization, periodic structure, geometric relief, metal–dielectric structures, template, relief record, glass-transition temperature, viscosity.

(Отримано 20 січня 2022 р.; після доопрацювання — 10 лютого 2022 р.)

1. ВСТУП

Сильні просторово-неоднорідні електричні поля поблизу поверхні темплату можуть бути сформовані електрофотографічною методою [1]. Програмування топології поля можна здійснювати інтенсивністю світлового поля. В електростатичних темплатах джерелом неоднорідного електричного поля може бути рельєф поверхні (за однорідної поверхневої густини заряду), модульована поверхнева густина заряду або модульований об'ємний заряд. Останній тип темплату є електретним. Такі темплати довше зберігають свої властивості та можуть використовуватися багаторазово. Отже, тонкі плівки фотопровідних матеріалів можна розглядати як середовище, а електрофотографічний процес — як інструмент

для формування темплатів. Рельєфна та польова топології поверхні темплату формуються в електрофотографічному процесі за допомогою експозиції світловим полем [1–3]. Розмір темплату становить кілька квадратних сантиметрів. Характерна просторова протяжність сформованих таким чином структур лежить у субмікронному діапазоні. Напруженість електричного поля на поверхні темплату — порядку 120 МВ/м. Локальні поля поверхні плівки компенсуються шляхом нанесення органічних молекулярних сполук, наночастинок, композитів органіка–неорганіка та біологічних об'єктів [4]. Топологічний мотив темплату викликає просторову організацію нанооб'єктів на його поверхні, яка контролюється сучасними оптичними методами [5, 6].

Наноструктуровані поверхневі шари, організовані за допомогою темплатів, є двовимірними періодичними структурами у вигляді острівцевих структур з металів, напівпровідників, нанокластерів різноманітної природи на діелектричній поверхні із періодичним рельєфом. Симетрія та період структур задаються топологією оптичного поля, яким експонують темплат [1, 7]. Двовимірне оптичне поле може ефективно формуватися голографічними методами, переноситися на структуру темплату електрофотографічними методами [1, 7–11] та формувати топологію наноструктур.

У багатьох системах запису інформації рельєф поля сил, яких прикладено до деформованого шару, трансформується у геометричний рельєф його поверхні. Цей процес може відбуватися як за постійної температури, так і зі зміною її за деяким законом. У теоретичному дослідженні ізотермічного процесу аналіза може бути проведеною аналітичними методами, а у випадку експериментального вивчення його — полегшується визначенням впливу параметрів деформованого шару на величину геометричного рельєфу поверхні [12, 13].

Мета даної роботи — формування просторово періодичних структур і визначення механізмів утворення геометричного рельєфу на поверхні шарів на основі шляхетних металів та аморфних молекулярних напівпровідників.

2. ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Розглянемо методики виготовлення та використання темплатів в електрофотографічному процесі на основі фоточутливих наноконпозиційних органічних молекулярних матеріалів [14, 15].

Карбазолвмісні органічні молекулярні наноконпозиції є ефективними фотопровідниками в електричних полях у 30–100 МВ/м, тоді як із пониженням напруженості електричного поля їхні фото- й електропровідність зменшуються експоненційно [1], і

матеріали набувають діелектричних властивостей. В нашому експерименті висока фотопровідність тонкоплівкового матеріалу потрібна для формування просторового розподілу фотоструму у відповідності з інтенсивністю експонувального світлового поля, яке задає топологію та розміри темплату. Разом із цим важливим параметром є й час діелектричної релаксації захопленого в пастки заряду. Він визначає максимальний термін між формуванням електретного стану плівки й осадженням функціоналізувальних сполук на поверхню темплату.

Фотопровідний шар одержували спільною конденсацією на підкладинці у вакуумі молекулярних пучків CdSe та 2,4,7-тринітрофлуоренону, одержаних випаровуванням із Кнудсенових комірок, і продуктів випаровування мономеру *N*-вінілкарбазолу, додатково збуджених електронним променем енергією у 400 еВ струмом у 0,7 мА/см², наведених у працях [11, 16, 17]. У якості підкладки використовували скло із шаром електропровідного оксиду Стануму з електричним опором у 20 Ом/кв. Склад наноконполитів оцінювали методом кварцового резонатора шляхом порівняння зміни резонансної частоти датчиків, розміщених у молекулярних пучках трьох компонентів. Було одержано композит з наступним складом: 1,5% (мас.) CdSe і 0,3% (мас.) 2,4,7-тринітрофлуоренону. Одержаний фотопровідник мав область спектральної чутливості у 300–850 нм; голографічна чутливість за дифракційної ефективності в 1% складала 100 м²/Дж; стрічка просторових частот 300–1000 лін/мм — за товщини плівки у 820 нм.

Формування локалізованого заряду в плівці наноконполиту здійснювали електрофотографічною метою [1, 8, 9] із експозицією зразка голограмою за трипроменевою схемою. Реєстрація голограм на плівці наноконполиту включає три основні стадії. Зразок із плівкою наноконполиту розміщували поблизу аноди коронувального пристрою в повітряній атмосфері. В результаті осадження йонів на поверхні плівки в темряві формували однорідно розподілений позитивний поверхневий заряд. Потенціал поверхні плівки при цьому становив 120 В. Розподіл інтенсивності у експонувальному світловому полі формує топологію темплату. Формування найпростішого світлового поля у вигляді двовимірної ґратниці здійснюють за допомогою двох інтерферувальних лазерних променів. Кут між променями визначає фазовий зсув і, отже, просторову частоту ґратниці. Змінюючи кількість лазерних променів, їхнє взаємне розташування у просторі та додатково модулюючи амплітудними або фазовими транспарантами, можна створити світлове поле певного класу симетрії із наперед заданим розподілом інтенсивності. В наших експериментах для експозиції темплату використовували три лазерних промені, спрямовані на підкладинку вздовж бічної поверхні правильного конуса із ку-

том при вершині у 25° .

За експозиції світлом плівки нанокompозиту в електричному полі плаского конденсатора, утвореного електропровідною підкладкою та поверхневим зарядом, відбувається фотогенерація носіїв струму та виникає фотопровідність [8]. Густина струму фотопровідності виявляється модульованою інтенсивністю світлового поля, яким експонують поверхню плівки. В результаті протікання фотострумів відповідно зменшується потенціал поверхні плівки. Після завершення експозиції на поверхні формується неоднорідний розподіл поверхневого заряду. Густина поверхневого заряду промодульовано експонувальним світловим полем. Модульоване у просторі поле поверхневих зарядів здатне деформувати поверхню плівки за її розм'якшення.

Час формування рельєфу поверхні складав кілька секунд. Відтворюваність характеристик забезпечувалась автоматизацією процесу реєстрації голограми за допомогою керувального модуля [18]. При протіканні фотострумів через плівку може відбуватися також захоплення носіїв заряду на глибокі пастки та формування об'ємного локалізованого заряду, промодульованого експонувальним світловим полем. Ймовірність захоплення носія визначається густиною й енергетичними характеристиками глибоких пасток, які в наших експериментах формувалися, певно, за осадження нанокompозиту співконденсацією у вакуумі. Отже, в місцях опромінення плівки можливе формування не тільки рельєфу (рельєфного темплату), а й захопленого заряду (електретного темплату) за схемою рис. 1. Густина локалізованого електричного заряду виявляється модульованою пропорційно інтенсивності світлового поля у експонувальній голограмі та, отже, має ту саму топологію.

3. РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

Результати дослідження морфології поверхні одержаних острівцевих поверхневих структур наведено на рис. 2. Поверхня темплату являє собою двовимірну періодичну структуру із гексагональною ґратницею з висотою рельєфу біля 200 нм (рис. 2, *в*). Конденсація золота на полімерну плівку висотою до 150 нм відбувається селективно на гребнях рельєфу темплату. В результаті формується двовимірна гексагональна періодична металдіелектрична структура (рис. 2, *а*, *б*, *г*) із складною морфологією.

Поверхня полімерного темплату має періодичний рельєф висотою біля 350 нм (рис. 2), тоді як рельєф темплату із шаром золота — 500 нм (рис. 2). Таким чином, можна приблизно визначити середні розміри золотих острівців: діаметер становить 400–600 нм, висота — 150 нм. Механізми самовпорядкування золота під

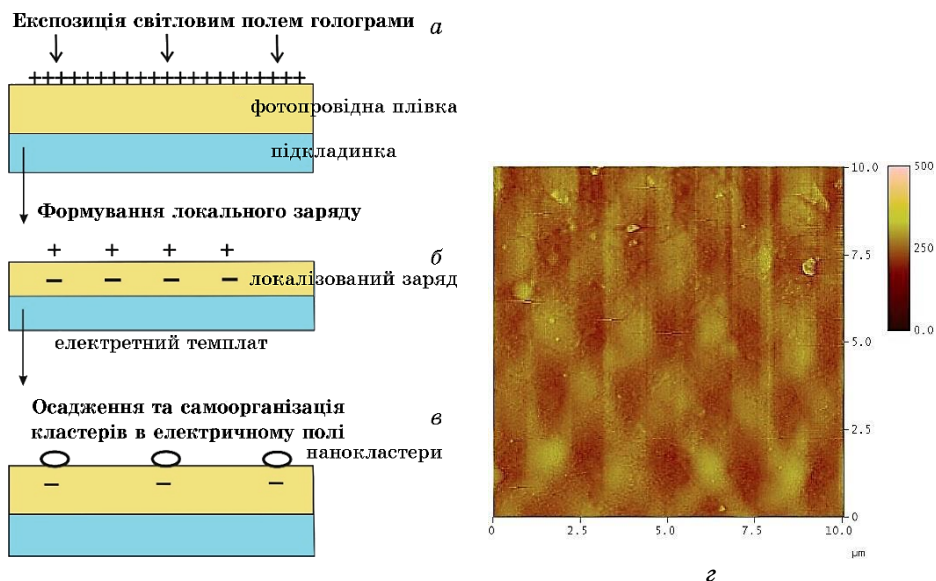


Рис. 1. Схема формування на поверхні темплату системи впорядковано розташованих золотих кластерів: *a* — експозиція світлом зарядженої плівки фотопровідника; *б* — утворення захоплених зарядів за експозиції; *в* — адсорбція золота в зосередженнях електричного поля за напорошення золота у вакуумі й утворення золотих кластерів; *г* — морфологія поверхні фотопровідного АМН, зафіксована за допомогою сканувальної атомно-силової мікроскопії.¹

час термічного напорошення у вакуумі на поверхню темплату є такими: транспорт заряджених або поляризованих наноб'єктів і фазоутворення на поверхні у неоднорідному електричному полі. Транспорт атомів і кластерів молекулярного пучка золота в локальному електричному полі поблизу поверхні створює електрокінетичний ефект [19]. Виникнення у атомів Ауруму дипольних моментів і відповідних сил, які втягують атоми та наночастинки в області градієнту електричного поля темплату, під час напорошення може приводити до транспорту атомів Ауруму до областей поверхні, де локалізований заряд, в яких і відбуваються явища формування твердої фази із пари.

У наведеному технологічному експерименті об'єм і розміри осаджених золотих нанокластерів визначалися кількістю конденсованого на поверхні темплату золота, яка може варіюватися в межах від адсорбованого шару до кількох мікронів. Цей факт свідчить про істотну селективність фазоутворення на поверхні темплату, оскільки за товщини золотого осаду у кілька десятків нанометрів неоднорідне електричне поле екранується, і транспорт

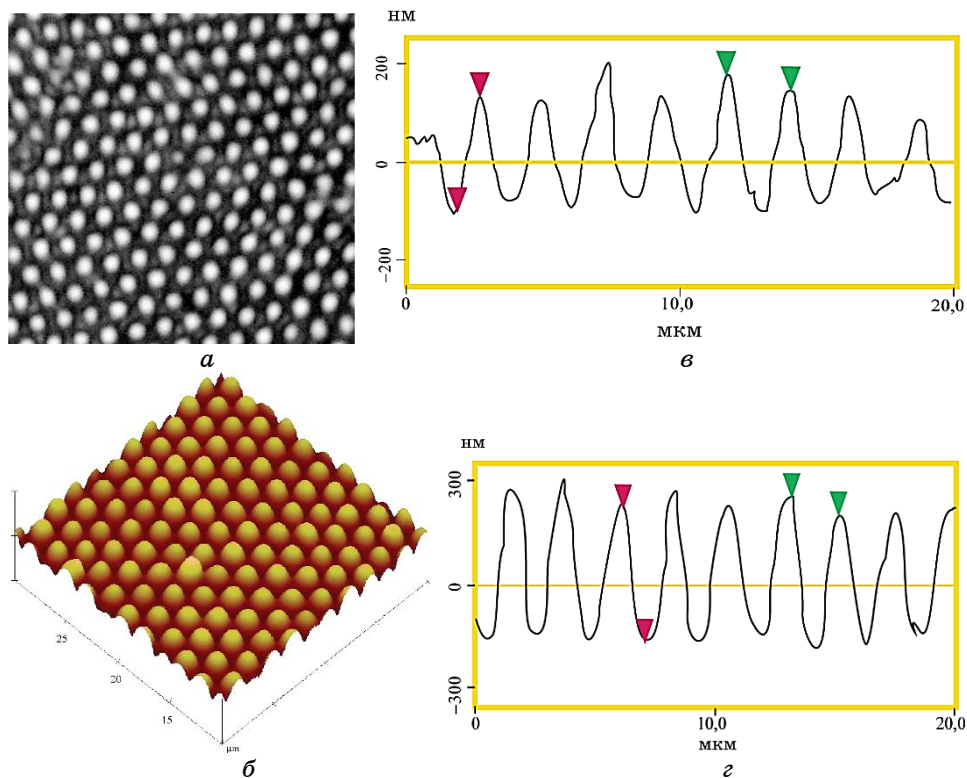


Рис. 2. Селективна конденсація золота на поверхні електричного тепллату: *a* — двовимірна періодична структура золотих острівців (оптична мікроскопія на просвічування, період близько 2 мкм); *б* — атомно-силова морфометрія метал-діелектричної структури; *в* — профілограма початкової поверхні тепллату; *г* — профілограма поверхні після селективної конденсації золота.²

стає просторово однорідним.

Найменший період сформованої голографічною методом структури становить чверть довжини хвилі за зустрічного поширення лазерних променів. Отже, у випадку використання лазерів, що випромінюють у короткохвильовій видимій і близькій ультрафіолетовій областях, можливо одержати на поверхні тепллату структури із періодом $y \cong 100$ нм. Напруженість електричного поля зростатиме пропорційно, що може викликати необхідність проводити процес осадження функціоналізуючої речовини виключно у вакуумі. Істотна просторова нелінійність явищ формування локалізованого заряду й електрокінетичного транспорту може дати змогу ще на порядок зменшити характерний розмір функціоналізованих областей на поверхні тепллату за умови достатнього

розвитку методик виготовлення.

Таким чином, запропоновано новий підхід до формування електронних темплатів у електрофотографічному процесі та сформовано такий темплат площею у 1 см^2 , періодом біля 2 мкм електрофотографічною методою за експозиції плівки нанокондитивного фотопровідника голограмою.

Механізм деформування вільної поверхні нагрітого до в'язкоплинного стану шару темплату. Нагрітий вище температури склування шар темплату розглядається як в'язка [8, 12, 20] нестиснена Ньютонова рідина. У цьому випадку процес утворення рельєфу на вільній поверхні шару, нанесеного на пласку недеформовану основу, описується системою рівнянь Нав'є–Стокса (1), (2) та нестисненої Ньютонової рідини (3) [21]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial t} + \mathbf{v}_x \frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial x} + \mathbf{v}_y \frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v}_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial t} + \mathbf{v}_x \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial x} + \mathbf{v}_y \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v}_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y} = \mathbf{0}, \quad (3)$$

$$\mathbf{v}_x(x, y, t = 0) = \mathbf{v}_y(x, y, t = 0) = \mathbf{0}, \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_x(x, y = -d, t) = \mathbf{v}_y(x, y = -d, t) = \mathbf{0}, \quad (5)$$

$$\eta \left(\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial x} \Big|_{y=h(x,t)} \right) = P_T(x, t), \quad (6)$$

$$P \Big|_{y=h(x,t)} - 2\eta \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + T_M \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{h(x, t)}{\sqrt{1 + (\partial(h(x, t)/\partial x)^2)}} = P_n(x, t). \quad (7)$$

Початкові умови (4) відповідають статичному стану деформованого середовища темплату до моменту накладення до нього пондеромоторних сил; умови «прилипання» (5) описують нерухомість шарів деформованого середовища, яке знаходиться безпосередньо на цупкій основі темплату; вирази (6), (7) є формою запису 3-го Ньютонового закону для вільної межі Ньютонової рідини. Тут $\mathbf{v}_x(x, y, t)$, $\mathbf{v}_y(x, y, t)$ — компоненти поля вектора швидкості рідини; P — гідродинамічний тиск; η — динамічна в'язкість; ρ — густина; T_M — коефіцієнт поверхневого напруження; h — величина утворюваного на поверхні рідини рельєфу; вісь OY направлено за нормаллю до вільної поверхні деформованого середовища товщиною d .

Можна показати [21], що у випадку малих і положистих дефо-

рмацій $h \ll 2\pi/k$ внеском нелінійних членів у системі рівнянь (1)–(7) можна знехтувати, а лінеаризовану задачу представити у наступному вигляді:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{p}(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v}_x(x, y, t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_y(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{p}(x, y, t)}{\partial y} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v}_y(x, y, t), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}_y(x, y, t)}{\partial y} = \mathbf{0}, \quad (10)$$

$$\mathbf{v}_x(x, y, t = 0) = \mathbf{v}_y(x, y, t = 0) = \mathbf{0}, \quad (11)$$

$$\eta \left(\frac{\partial \mathbf{v}_x(x, y, t)}{\partial \mathbf{v}_y} \Big|_{y=h(x,t)} + \frac{\partial \mathbf{v}_y(x, y, t)}{\partial \mathbf{v}_x} \Big|_{y=h(x,t)} \right) = \mathbf{0}, \quad (12)$$

$$\mathbf{P}(x, y, t) \Big|_{y=h(x,t)} - 2\eta \frac{\partial \mathbf{v}_y(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=h(x,t)} + T_M \frac{\partial^2 h(x, t)}{\partial x^2} = P_n(x, t), \quad (13)$$

$$h(x, t) = \int_0^t \mathbf{v}_y(x, y = 0, t) dt. \quad (14)$$

З використанням лінеаризованої постановки задачі величину рельєфу, який утворюється на поверхні деформованого середовища, представлено у вигляді суми двох доданків, кожний з яких залежить від тангенційних або нормальних компонент зовнішніх сил. У даному наближенні будемо враховувати тільки нормальні поверхневі сили.

За виконання умов лінеаризації гармоніки $\mathbf{v}(x, y, t)$ з різною просторовою довжиною хвилі можна рахувати невзаємодійними одна з одною. У цьому випадку $P_n^{(0)}$ можна не враховувати (вона приведе до перевизначення тиску та не викличе утворення рельєфу).

Припускаючи нерозривний характер часової залежності зовнішньої сили, рівність її нулю у нескінченно віддалений і початковий моменти часу (що узгоджується з умовою (11)), наявність одного максимуму, параметеризацію $P_n(x, t)$ можна записати у наступному вигляді [20]:

$$P_n(x, t) = P_n^{(1)} \cos(kx) \left\{ A \left[\exp(\zeta_1 t) - \exp(-\zeta_2 t) \right] + \exp(-\zeta_2 t) - \exp(-\zeta_3 t) \right\}, \quad (15)$$

де $P_n^{(1)}$, ζ_i ($i = 1, 2, 3$) — параметри, що визначають амплітуду та кінетику зовнішньої сили,

$$A = \frac{\xi_3 \exp(-\zeta_3 t_1) - \xi_2 \exp(-\zeta_2 t_1)}{\xi_1 \exp(-\zeta_1 t_1) - \xi_3 \exp(-\zeta_3 t_1)}, \quad (16)$$

де t_1 — момент часу, у який сила сягає свого найбільшого значення.

Сформульована задача вирішується за допомогою відомої методи, яка використовує розбивання вектора поля швидкості рідини на потенційну й обертальну частини. Для цього використовується наступна параметризація [21]:

$$\mathbf{P}(x, y, t) = - \frac{\partial (x, y, t)}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\mathbf{v}_x(x, y, t) = \frac{\partial (x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial (x, y, t)}{\partial y}, \quad (18)$$

$$\mathbf{v}_y(x, y, t) = \frac{\partial (x, y, t)}{\partial y} - \frac{\partial (x, y, t)}{\partial x}. \quad (19)$$

Похідні функції (x, y, t) і (x, y, t) мають задовольняти рівнянням

$$\Delta \varphi(x, y, t) = 0 \text{ і } \frac{\partial \psi(x, y, t)}{\partial t} = v \Delta \psi(x, y, t), \quad (20)$$

де $v = \eta/\rho$ — кінематична в'язкість деформованого середовища. У цьому випадку рівняння (8)–(14) задовольняються автоматично.

Розв'язки рівнянь (20) допускають представлення [21]:

$$\begin{aligned} (x, y, t) &= \cos(kx) \sum_i \left\{ A_1^{(i)} \operatorname{ch} k(y-d) + A_2^{(i)} \operatorname{sh} k(y-d) \right\} \exp(-\beta_i t) \\ &+ \sin(kx) \sum_i \left\{ A_3^{(i)} \operatorname{ch} k(y-d) + A_4^{(i)} \operatorname{sh} k(y-d) \right\} \exp(-\beta_i t), \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (x, y, t) &= \cos(kx) \sum_i \left\{ C_1^{(i)} \operatorname{ch} [\beta_i k(y+d)] + C_2^{(i)} \operatorname{sh} [\beta_i k(y+d)] \right\} \exp(-\beta_i t) + \\ &+ \sin(kx) \sum_i \left\{ C_3^{(i)} \operatorname{ch} [\beta_i k(y+d)] + C_4^{(i)} \operatorname{sh} [\beta_i k(y+d)] \right\} \exp(-\beta_i t). \quad (22) \end{aligned}$$

Тут підгінні параметри $A_j^{(i)}$, $C_j^{(i)}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) — деякі незалежні від x , y , t величини, конкретний вид яких визначається крайовими та початковими умовами задачі; $\beta_i = \sqrt{1 + \zeta_i/(vk^2)}$.

Використавши формули (18), (19), (21), (22), одержимо наступні представлення для полів тиску та швидкостей [21, 22]:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(x, y, t) = & -\rho \cos(kx) \sum_i \zeta_i A_2^{(i)} \exp(\zeta_i t) \left[\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \times \\ & \times \frac{(\beta_i^2 + 1) \operatorname{ch}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{ch}(kd)}{(\beta_i + \beta_i^{-1}) \operatorname{sh}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{sh}(kd)} \operatorname{ch}[k(d+y)] \Big]; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_x(x, y, t) = & \sin(kx) k \sum_i A_2^{(i)} \exp(\zeta_i t) \left[-\operatorname{sh}[k(d+y)] + \right. \\ & \left. + \beta_i \operatorname{sh}[k\beta_i(y+d)] \right] - \sin(kx) k \sum_i A^{(i)} \left[\operatorname{ch}[k\beta_i(y+d)] - \right. \\ & \left. - \operatorname{ch}[k(y+d)] \right] \exp(\zeta_i t) \frac{(\beta_i^2 + 1) \operatorname{ch}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{ch}(kd)}{(\beta_i + \beta_i^{-1}) \operatorname{sh}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{sh}(kd)}; \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_y(x, y, t) = & \cos(kx) k \sum_i A_2^{(i)} \exp(\zeta_i t) \left[\operatorname{ch}[k(d+y)] - \beta_i \operatorname{ch}[k\beta_i(y+d)] \right] - \\ & - \cos(kx) k \sum_i A_2^{(i)} \left[\operatorname{sh}[k(y+d)] - \beta_i^{-1} \operatorname{sh}[k\beta_i(y+d)] \right] \times \\ & \times \exp(\zeta_i t) \frac{(\beta_i^2 + 1) \operatorname{ch}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{ch}(kd)}{(\beta_i + \beta_i^{-1}) \operatorname{sh}(k\beta_i d) - 2 \operatorname{sh}(kd)}. \end{aligned} \quad (25)$$

Подальша аналіза проводиться за припущення, що деформоване середовище є достатньо в'язкою рідиною:

$$\frac{\zeta_i}{\nu k^2} \ll 1, \quad \frac{\zeta_i d}{\nu k} \ll 1, \quad (26)$$

тобто за припущення, що деформоване середовище є вельми в'язкою рідиною. У цьому випадку слухним є наближене співвідношення

$$\beta_i \approx 1 + \frac{\zeta_i}{2\nu k^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\zeta_i}{2\nu k^2} \right)^2 + \dots \quad (27)$$

Використання (23)–(27), (9), (12), (13) уможливило одержувати дисперсійне рівняння, яке визначає зв'язок між просторовою частотою k та характерним часом руху рідини $\tau_p = \zeta_p$:

$$\begin{aligned} -\frac{\zeta_p^2}{2\nu k^2} \left[kd \operatorname{ch}(kd) + (kd)^2 \operatorname{sh}(kd) - \operatorname{sh}(kd) - \frac{kd \operatorname{sh}(kd) + \operatorname{ch}(kd)}{kd \operatorname{ch}(kd)} \right] \times \\ \times \left[(kd)^2 \operatorname{ch}(kd) - kd \operatorname{sh}(kd) \right] + \\ + \zeta_p \left[-kd \operatorname{ch}(kd) + [kd \operatorname{ch}(kd) - \operatorname{ch}(kd)] \right] \frac{kd \operatorname{sh}(kd) + \operatorname{ch}(kd)}{kd \operatorname{ch}(kd)} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{T_M k}{8\rho v^2 k} \left[(kd)^2 \operatorname{ch}(kd) - kd \operatorname{sh}(kd) - \frac{kd \operatorname{sh}(kd) + \operatorname{ch}(kd)}{kd \operatorname{ch}(kd)} \times \right. \\
& \quad \left. \times [3 \operatorname{sh}(kd) - 3kd \operatorname{ch}(kd) + (kd)^2 \operatorname{sh}(kd)] \right] - \\
& -\frac{T_M k}{8v\rho} \left[kd \operatorname{sh}(kd) - \frac{kd \operatorname{sh}(kd) + \operatorname{ch}(kd)}{kd \operatorname{ch}(kd)} [kd \operatorname{ch}(kd) - \operatorname{sh}(kd)] \right] = 0.
\end{aligned} \quad (28)$$

Розв'язком рівняння (28) є

$$\zeta_p = \frac{T_M k}{2\eta} \frac{\operatorname{sh}(kd) \operatorname{ch}(kd) - kd}{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)^2} \quad (29)$$

i

$$\zeta'_p = 2vk^2 \frac{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)^2}{(kd)^2 \operatorname{sh}^2(kd)}. \quad (30)$$

Фізично цікаві допущення одержано за нехтування внеском членів, які залежать від ζ'_p у виразі, що визначає величину утвореного на поверхні деформованого середовища рельєфу. Цей висновок впливає з того, що для всіх термопластичних середовищ, яких використовують у фотопластичних процесах, виконується співвідношення:

$$\zeta'_p \gg \zeta_p. \quad (31)$$

Встановивши малі величини (26) (з $i = 1, 2, 3$) та маючи на увазі використання їх для розв'язання задачі (8)–(14) за допомогою теорії збурень, визначимо, який порядок малости, розрахований з (26), необхідно враховувати, та з'ясуємо роль кожного доданка. Необхідність такого дослідження викликано тим, що відносний внесок доданків різного порядку малости у виразі для амплітуди утвореного на поверхні деформівного середовища рельєфу залежить від часу.

Є область часу, де доданки, пропорційні більш високим степеням

$$\frac{\rho \zeta_i}{2\eta k^2},$$

дають внесок у рельєф (компоненту вектора швидкості) більший, аніж доданки більш низького порядку малости. Для ілюстрації цієї проблеми та її розв'язання наведемо вираз для $v_y(x, y, t)$ з урахуванням другого порядку малости та порівняємо його з відповідним виразом, що враховує члени тільки першого порядку:

$$\begin{aligned}
 v_y(x, y, t) = & -\frac{\cos(kx)}{2\eta k} \frac{kdch(kd)}{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)} \frac{P_n^{(1)}}{\zeta_1 - \zeta_p} \left[k(y+d)\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] - \\
 & -\frac{kdsh(kd) + \operatorname{ch}(kd) + \zeta_1\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{ch}(kd + kdch(kd)) \right]}{kdch(kd) + \zeta_1\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{sh}(kd) - \operatorname{sh}(kd) - kdch(kd) \right]} \times \\
 & \times \left[k(y+d)\operatorname{ch}[k(y+d)] - \operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \zeta_1 \left(\exp(-\zeta_1 t) - \exp(-\zeta_p t) \right) + \\
 & + \frac{\cos(kx)}{2\eta k} \frac{kdch(kd)}{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)} \frac{P_n^{(1)}}{\zeta_2 - \zeta_p} \left[k(y+d)\operatorname{sh}(y+d) \right] - \\
 & -\frac{kdsh(kd) + \operatorname{ch}(kd) + \zeta_2\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{ch}(kd) + kdch(kd) \right]}{kdch(kd) + \zeta_2\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{sh}(kd) - \operatorname{sh}(kd) - kdch(kd) \right]} \times \\
 & \times \left[k(y+d)\operatorname{ch}[k(y+d)] - \operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \zeta_2 \left(\exp(-\zeta_2 t) - \exp(-\zeta_p t) \right) - \\
 & -\frac{\cos(kx)}{2\eta k} \frac{kdch(kd)}{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)} \frac{P_n^{(1)}}{\zeta_3 - \zeta_p} \left[k(y+d)\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] - \\
 & -\frac{kdsh(kd) + \operatorname{ch}(kd) + \zeta_3\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{ch}((kd) + kdch(kd)) \right]}{kdch(kd) + \zeta_3\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{sh}(kd) - \operatorname{sh}(kd) - kdch(kd) \right]} \times \\
 & \times \left[k(y+d)\operatorname{ch}[k(y+d)] - \operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \zeta_2 \left(\exp(-\zeta_2 t) - \exp(-\zeta_p t) \right) - \\
 & -\frac{\cos(kx)}{2\eta k} \frac{kdch(kd)}{\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)} \frac{P_n^{(1)}}{\zeta_3 - \zeta_p} \left[k(y+d)\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] - \\
 & -\frac{kdsh(kd) + \operatorname{ch}(kd) + \zeta_3\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{ch}(kd) + kdch(kd) \right]}{kdch(kd) + \zeta_3\rho(2\eta k^2)^{-1} \left[(kd)^2 \operatorname{sh}(kd) - \operatorname{sh}(kd) - kdch(kd) \right]} \times \\
 & \times \left[k(y+d)\operatorname{ch}[k(y+d)] - \operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \zeta_3 \left(\exp(-\zeta_3 t) - \exp(-\zeta_p t) \right). \quad (32)
 \end{aligned}$$

Розвиваючи (32) у ряд по степенях $\zeta_i\rho/(\eta k^2)$ (використавши вираз для суми геометричної прогресії), враховуючи тільки перший порядок малости та порівнюючи одержаний результат із вихідною формулою (32) за різного часу, одержимо критерій можливості використання членів тільки першого порядку малости для розв'язання задачі (8)–(12).

Результат такого дослідження ілюструють рис. 3–6, на яких наведено частотну залежність $h(k)$, яка визначається за часу $t = 10^{-9}$ с, 10^{-8} с, 10^{-7} с, 10^{-6} с відповідно з урахуванням першого та другого порядків малости. Графіки показують, що для $t > 10^{-7}$ с роллю членів другого порядку малости у розподілі швидкостей (див. вираз для амплітуди рельєфу) в теоретичному описі

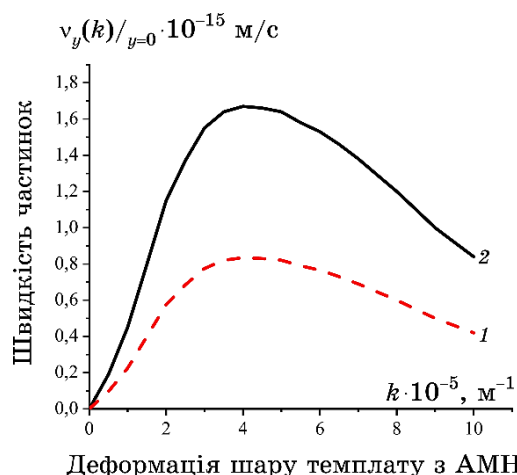


Рис. 3. Залежність нормальної компоненти швидкості частинок вільної поверхні деформованого шару темплату для $t = 10^{-9}$ с, $\rho = 10$ кг/м³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ Н/м із врахуванням першого $O(\alpha_i/(vk^2))$ (крива 1) і другого $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (крива 2) порядків малости.³

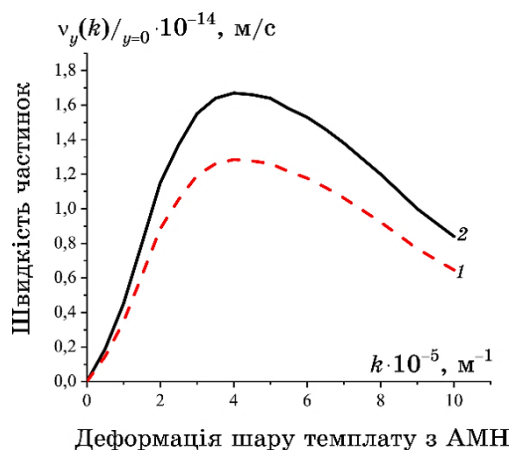


Рис. 4. Залежність нормальної компоненти швидкості частинок вільної поверхні деформованого шару темплату для $t = 10^{-8}$ с, $\rho = 10$ кг/м³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ Н/м із врахуванням першого $O(\alpha_i/(vk^2))$ (крива 1) і другого $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (крива 2) порядків малости.⁴

процесу утворення рельєфу на поверхні деформівного середовища можна нехтувати, і можуть враховуватися члени тільки першого порядку малости (тобто $\zeta_i \rho / (\eta k^2)$).

У цьому наближенні задача (8)–(12) має такі розв'язки [20, 23]:

$$v_x(x, y, t) = \frac{\sin(kx)P_H^{(1)}}{2\eta k [\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)^2]} [\operatorname{sh}[k(y+d)] - k(y+d) \times \operatorname{ch}[k(y+d)] - \frac{\operatorname{ch}(kd) + kd\operatorname{sh}(kd)}{kd\operatorname{ch}(kd)} k(y+d)\operatorname{sh}[k(y+d)]] R(t), \quad (33)$$

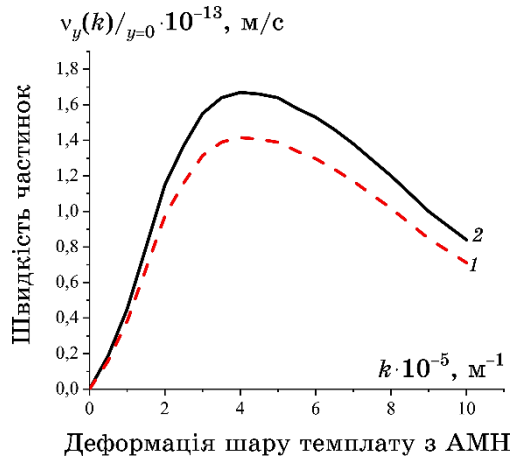


Рис. 5. Залежність нормальної компоненти швидкості частинок вільної поверхні деформованого шару темплату для $t = 10^{-7}$ с, $\rho = 10$ кг/м³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ Н/м із врахуванням першого $O(\alpha_i/(\nu k^2))$ (крива 1) і другого $O(\alpha_i/(\nu k^2))^2$ (крива 2) порядків малости.⁵

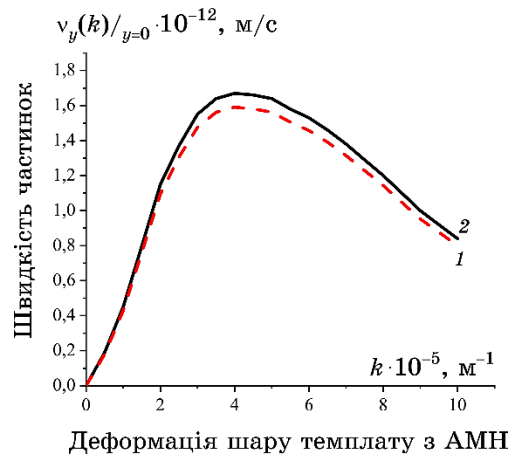


Рис. 6. Залежність нормальної компоненти швидкості частинок вільної поверхні деформованого шару темплату для $t = 10^{-6}$ с, $\rho = 10$ кг/м³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ Н/м із врахуванням першого $O(\alpha_i/(\nu k^2))$ (крива 1) і другого $O(\alpha_i/(\nu k^2))^2$ (крива 2) порядків малости.⁶

$$\begin{aligned} v_y(x, y, t) = & \frac{\cos(kx)P_H^{(1)}}{2\eta k [\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)^2]} \left[-k(y+d)\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] + \\ & + \frac{\operatorname{ch}(kd) + kd\operatorname{sh}(kd)}{kd\operatorname{ch}(kd)} \left[k(y+d)\operatorname{ch}[k(y+d)] - \operatorname{sh}[k(y+d)] \right] \Big) R(t), \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} p(x, y, t) = & \frac{\cos(kx)P_H^{(1)}}{[\operatorname{ch}^2(kd) + (kd)^2]} \left[-\operatorname{sh}[k(y+d)] \right] + \\ & + \frac{\operatorname{ch}(kd) + kd\operatorname{sh}(kd)}{kd\operatorname{ch}(kd)} \operatorname{ch}[k(y+d)] R(t), \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} R(t) = & \zeta_1 \left[\exp(-\zeta_1 t) - \exp(-\zeta_p t) \right] \frac{kd\operatorname{ch}(kd)}{\zeta_1 - \zeta_p} - \\ & - 2\zeta_1 \zeta_2 \left[\exp(-\zeta_2 t) - \exp(-\zeta_p t) \right] \frac{kd\operatorname{ch}(kd)}{\zeta_2 - \zeta_p} + \\ & + \zeta_3 \left[\exp(-\zeta_3 t) - \exp(-\zeta_p t) \right] \frac{kd\operatorname{ch}(kd)}{\zeta_3 - \zeta_p}, \end{aligned} \quad (36)$$

які повністю визначають кінетику поля швидкостей рідини та тим самим передатну (частотну) характеристику такого шару.

Проаналізуємо властивості передатної характеристики та пов'язаної з нею нормальної компоненти швидкості $V_{y/y=0}(t)$, яка впливає з виразу (34). Видно, що амплітуда геометричного рельєфу збільшується зі зростанням зовнішньої поверхневої сили. Після досягнення функцією $P_n(t)$ максимуму та наступного її зменшення узгоджено з нею зменшується і $V_{y/y=0}$. З досягненням $P_n(t)$ деякого значення величина $V_{y/y=0}$ змінює свій знак, і починається процес «заліковування» геометричного рельєфу під дією сил поверхневого натягу. Відмітимо, що для $t \ll \tau_i$ величини $V_{y/y=0}(t)$, $h(t)$, як впливає з (34), не залежать від величини поверхневого натягу, а амплітуда рельєфу визначається наступним співвідношенням:

$$h(k, t) \simeq \frac{t^2}{4\eta k} \frac{\exp(-4kd) + 4kd \exp(-2kd)}{1 - \exp(-4kd) + 2 \exp(-2kd) + 4kd \exp(-kd)} f(\tau_i) \quad (37)$$

де $f(\tau_i)$ — деяка функція тільки параметрів τ_i .

Аналіза наведених кривих підтверджує висновок про слабку залежність v_y , h від T_M для малих значень t . Із збільшенням часу дії сил прихованого зображення ($t \geq t_1$, τ_p) передатна характеристика деформованого шару істотно залежить від T_M . З тривалим проявом прихованого зображення $k_{\text{отт}}$ зміщується в область більш

низьких просторових частот. Цей процес зміщення відбувається тим швидше, чим більше величина T_M .

Практичний інтерес представляє також залежність амплітуди утвореного на поверхні деформованої рідини геометричного рельєфу від в'язкості середовища. Проведена числова аналіза (34), (35) уможливило зробити висновок про залежність точки максимуму передатної характеристики від значення в'язкості середовища. З цього випливає, що для низької тривалості прояву прихованого зображення деформаційні властивості шару сильно залежать від в'язкості середовища (що свідчить про сильну залежність від температури) деформованого шару. Для тривалішого прояву прихованого зображення значення $k_{\text{опт}}$ від величини в'язкості майже не залежить, і тому роздільча здатність деформованого шару темплату практично не залежить від цього параметра. Необхідно відмітити сильну залежність $k_{\text{опт}}(t)$ від значення густини поверхневого електричного заряду, яка проявляється за більших тривалостей прояву прихованого зображення (що перевищують характерні часі деформування нагрітого шару).

Цікавою задачею є з'ясування природи фізичних процесів, які визначають таку поведінку амплітуди просторового рельєфу, що утворюється на вільній поверхні деформованого шару. З такою метою дослідимо кінетику ліній струму рідини, переміщення у процесі деформації вільної поверхні та проаналізуємо рішення (33), (34) з використанням рівняння балансу енергії, яке відображає закон збереження енергії при деформуванні плівки нормальними силами:

$$W_{\text{повн}} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} P_H^{(1)} \cos^2(kx) h(k, t) dt = W_{\tau} + W_k + W_h, \quad (38)$$

де $\lambda = 2\pi/k$, W_{τ} — густина дисипації енергії, зумовлена внутрішнім тертям шарів рідини під час її течії за час деформування сторонніми силами вільної поверхні шару темплату і яка визначається за допомогою співвідношення:

$$W_{\tau} = \frac{\eta}{\lambda} \int_0^{\lambda} dx \int_{-d}^0 dy \int_0^t dt \left[4 \left(\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial x} \right)^2 + 4 \left(\frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (39)$$

Величина W_k — густина кінетичної енергії, яка визначається з виразу

$$W_k = \frac{\rho}{2\lambda} \int_0^{\lambda} dx \int_{-d}^0 dy [v_x^2 + v_y^2]. \quad (40)$$

Зміну густини вільної енергії поверхні деформованого середо-

вища W_h зумовлено зміною площини вільної поверхні шару за утворення на ній просторового рельєфу:

$$W_h \approx \frac{T_M k^2 h^2}{4}. \quad (41)$$

Використання параметризації виду (33), (34) та виразів (39)–(41) дає змогу встановити, що, в залежності від часу дії сил прихованого зображення, у правій частині рівняння (38) відносний внесок доданків змінюється. Так, для $t = 10^{-4}$ с $\ll \tau_p$ виконуються

співвідношення: $\frac{W_{\text{повн}}(k)}{W_{\text{повн}}(k_{\text{опт}})} \approx \frac{W_{\tau}(k)}{W_{\tau}(k_{\text{опт}})}$, $W_{\tau}(k) \gg W_h(k), W_k(k)$. Для

$t = 10^{-3}$ с $\approx \tau_p$ нехтувати у правій частині (24) можна вже тільки внеском W_k ; у цьому випадку виконується співвідношення

$\frac{W_{\text{повн}}(k)}{W_{\text{повн}}(k_{\text{опт}})} \approx \frac{W_{\tau}(k) + W_h(k)}{W_{\tau}(k_{\text{опт}}) + W_h(k_{\text{опт}})}$. Відмітимо, що частотна залеж-

ність нормованої амплітуди рельєфу повторює залежність $W_{\text{повн}}(k)$. На підставі проведеної аналізи з використанням (33), (34) та рівнянь (39)–(41) можна зробити висновок, що чим більше довжина хвилі поверхневої деформації, тим більше час її релаксації.

У області $t \ll \tau_p$ під дією нормальних складових сил рідина перетікає з ділянок, де змінна складова більше нуля, до ділянок, де вона менше нуля (рис. 3–6). Робота утворення рельєфу на поверхні рідини дорівнює дисипації енергії; відносні залежності $h(k, t)$ і $W_{\tau}(k, t)$ збігаються.

Основні особливості течії реалізуються у межах просторового періоду λ в області $d \geq 0,63\lambda$, де величина d не впливає на розподіл швидкостей. Рідина переміщується у двох напівциліндрах, осі яких лежать на поверхні у точках, де змінна складова зовнішньої сили дорівнює нулю. Швидкість шарів рідини як функція віддалі від осі напівциліндра розподілена за квазігармонічним законом і сягає максимального значення на віддалі $\lambda/4$ від осі.

Із збільшенням просторової частоти зменшується товщина шару, в якому відбувається переміщення рідини, що бере участь у формуванні рельєфу. Цим пояснюється спад $h(k)$ зі збільшенням k (рис. 4).

За фіксованого k зменшення d (в області $d < 0,63\lambda$) приводить до зменшення h внаслідок того, що шар рідини з максимальним значенням швидкості зміщується до вільної поверхні шару. Тоді відбувається зменшення характерного розміру руху рідини, товщина якого визначає градієнти швидкостей і силу тертя.

У області $t \approx \tau_p$ зберігаються основні особливості гідродинамічної течії, зазначені раніше. Зміщення $k_{\text{опт}}$ у область більш низь-

ких просторових частот, більш швидкий спад $h(k)$ зі збільшенням k у області $k \geq k_{\text{отт}}$ визначається впливом сил поверхневого натягу та релаксацією зовнішньої сили $P_H^{(1)}$.

Таким чином в області $t \ll \tau_p$:

— основні особливості гідродинамічної течії нагрітого вище температури склування АМН реалізуються у межах просторового періоду сторонніх поверхневих сил прихованого зображення; рух деформованого середовища відбувається внаслідок захоплення поверхневими шарами нижче розташованих шарів;

— у межах періоду потоки шару рідини рухаються назустріч один одному та із зіткненням їх вислідний рух відбувається як у бік вільної поверхні, так і у бік недеформованої основи; це приводить до утворення вихрового руху у тих випадках, коли товщина шару задовольняє умові $1,2/k < d < 4/k$;

— в області $d > 4/k$ розвивається тільки вихровий рух; значення $d = 4/k$ є межею дрібного басейну.

В області часу $0,1\tau_p < t \leq \tau_p$ основними закономірностями, що визначають деформування нагрітого вище температури склування шару темплату є:

— основні особливості гідродинамічної течії Ньютонової рідини зберігаються для шару термопластичного темплату; зміну особливостей течії зумовлено зростанням впливу сил поверхневого натягу та релаксацією P_n ;

— зі зниженням P_n визначним стає рух, який залежить від капілярних сил, що приводить до поступового зникнення вихрового руху в області $d > 1,2/k$;

— значення просторової частоти, за якої передатна характеристика сягає максимуму, зменшується.

4. ВИСНОВКИ

Запропоновано новий підхід до формування електретних темплатів у електрофотографічному процесі. Сформовано темплат площею $\cong 1 \text{ см}^2$ із періодом біля 2 мкм електрофотографічною методою з експозицією плівки нанокompatитного фотопровідника голограмою.

Експериментально показано, що розташування та симетрія осаджених на поверхню електретного темплату нанокластерів золота, одержаних напорошенням у вакуумі, задаються топологією світлового поля голограми, яке було використане для формування темплату. Запропоновано механізм самовпорядкування під час термічного напорошення у вакуумі на поверхню темплату, що полягає у русі адсорбованих на поверхні атомів або кластерів у локальному електричному полі поблизу поверхні та конденсації їх на поверхні плівки із утворенням твердої фази. Напруженість

електричного поля в областях осадження на поверхні темплату оцінено у 120 МВ/м.

Розглянуто формування електричного та геометричного рельєфів темплату на термопластичній підкладинці. Проаналізовано деформування вільної поверхні нагрітого до в'язкоплинного стану поверхні шару темплату під дією тензентційних сил і встановлено топологічні особливості траєкторії руху частинок деформованого середовища.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. М. Ю. Барабаш, Д. О. Гринько, С. О. Сперкач, *Формування наноструктур на темплатах випромінюванням із видимого діапазону* (Київ: Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України: 2015).
2. M. Yu. Barabash, D. O. Grynko, S. O. Sperkach, O. I. Khovavko, A. V. Minitskiy, I. Yu. Trosnikova, E. V. Strativnov, and D. S. Filonenko, *Directed Self-Organization of Nanostructures* (Vinnytsia: Publishing House 'Tvory': 2021).
3. М. Ю. Барабаш, О. І. Ховавко, Я. В. Башинський, А. А. Колесніченко, А. Ю. Сезоненко, Р. В. Литвин, Є. Г. Биба, *Школа-конференція молодих вчених «Сучасне матеріалознавство: фізика, хімія, технології» (СМФХТ-2021) (4–8 жовтня 2021 р., Ужгород–Водограй)*, с. 109.
4. A. V. Goncharenko, D. A. Grynko, K. P. Grytsenko, and V. Z. Lozovsky, *J. of Nanosci. and Nanotechnol.*, **5**: 1 (2005).
5. E. G. Bortchagovsky, *J. Appl. Phys.*, **95**, Iss. 9: 5192 (2004); <https://doi.org/10.1063/1.1691185>
6. E. G. Bortchagovsky, J. Heimeel, H. Fuchs, and U. C. Fischer, *J. Korean Phys. Soc.*, **47**: S48 (2005).
7. Pierre-Marie Coulon, Benjamin Damilano, Blandine Alloing, Pierre Chausse, Sebastian Walde, Johannes Enslin, Robert Armstrong, Stéphane Vézian, Sylvia Hagedorn, Tim Wernicke, Jean Massies, Jesus Zúñiga-Pérez, Markus Weyers, Michael Kneissl, and Philip A. Shields, *Microsystems & Nanoengineering*, **52**, No. 5: 1 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41378-019-0101-2>
8. Ю. П. Гуцко, *Фазовая рельефография* (Москва: Энергия: 1974).
9. С. Г. Гренишин, *Электрофотографический процесс* (Москва: Наука: 1970).
10. Д. А. Гринько, *Сб. трудов конференции 'Physical and Chemical Principles of Formation and Modification of Micro- and Nanostructures'* (Харьков: 2008), т. 2, с. 287.
11. Д. О. Гринько, В. В. Курдюков, О. О. Мужичок, *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника* (Київ: Наукова думка: 2005), т. 40, с. 195.
12. А. Н. Малов, А. В. Неупокоева, *Голографические регистрирующие среды на основе дихромированного желатина: супрамолекулярный дизайн и динамика записи* (Иркутск: ИВВАИУ(ВИ): 2006).
13. В. И. Колесниченко, А. Н. Шарифулин, *Введение в механику несжимаемой жидкости: учеб. пособие* (Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та: 2019).
14. М. А. Заболотний, Ю. М. Барабаш, Д. О. Гринько, М. Ю. Барабаш,

- М. П. Куліш, Ю. І. Прилуцький, *Електрографічний метод створення двовимірної надґратки з упорядкованих нанокластерів на поверхні фотопровідного шару* (Патент на корисну модель № 55127 Україна. Опубл. 10.12.2010. Бюл. № 23).
15. М. А. Заболотний, Е. Л. Мартинчук, Д. О. Гринько, М. Ю. Барабаш, М. П. Куліш, О. П. Дмитренко та ін., *Спосіб створення двовимірної надґратки з упорядкованих нанокластерів на поверхні фотопровідного термопластичного шару* (Патент на корисну модель № 58732 Україна. Опубл. 26.04.2011. Бюл. № 8).
 16. А. Л. Кукла, Д. А. Гринько, А. С. Павлюченко, В. А. Котляр, Ю. М. Барабаш, *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника* (Київ: Наукова думка: 2005), т. 40, с. 127.
 17. D. O. Grynko, V. V. Kislyuk, P. S. Smertenko, and O. P. Dimitriev, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**: No. 19: 195104 (2009); doi:10.1088/0022-3727/42/19/195104
 18. Yu. Barabash, M. Zabolotny, V. Kharkianen, and N. Sokolov, *Semiconductors Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **5**, No. 3: 307 (2002); <https://doi.org/10.15407/spqe05.03.307>
 19. *Физический энциклопедический словарь* (Ред. А. М. Прохоров) (Москва: Советская энциклопедия: 1984).
 20. М. А. Заболотный, М. Ю. Барабаш, Д. А. Гринько, Ю. М. Барабаш, О. П. Дмитренко, Н. П. Кулиш, *Полімерний журнал*, **33**, № 4: 361 (2011).
 21. М. А. Заболотный, М. Ю. Барабаш, Д. А. Гринько, Ю. М. Барабаш, О. П. Дмитренко, Н. П. Кулиш, *Полімерний журнал*, **34**, № 3: 298 (2012).
 22. В. Г. Левич, *Физико-химическая гидродинамика* (Москва: Изд. АН СССР: 1952).
 23. М. А. Заболотный, М. Ю. Барабаш, Д. А. Гринько, Ю. М. Барабаш, Н. П. Кулиш, О. П. Дмитренко, *Нанотехника*, **4**: 3 (2012).

REFERENCES

1. M. Yu. Barabash, D. O. Hrynko, and S. O. Sperkach, *Formuvannya Nanostruktur na Templatakh Vyprominyuvannyam iz Vydymoho Diapazonu* [Formation of Nanostructures on Templates by Radiation of the Visible Range] (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the N.A.S. of Ukraine: 2015) (in Ukrainian).
2. M. Yu. Barabash, D. O. Grynko, S. O. Sperkach, O. I. Khovavko, A. V. Minitskiy, I. Yu. Trosnikova, E. V. Strativnov, and D. S. Filonenko, *Directed Self-Organization of Nanostructures* (Vinnytsia: Publishing House ‘Tvory’: 2021).
3. M. Yu. Barabash, O. I. Khovavko, Ya. V. Bashynskiy, A. A. Kolesnichenko, A. Yu. Sezonenko, R. V. Lytvyn, and Ye. H. Byba, *Shkola-Konferentsiya Molodykh Vchenykh ‘Suchasne Materialoznavstvo: Fizyka, Khimiya, Tekhnolohii’ (SMFKhT-2021) (4–8 October, 2021, Uzhhorod–Vodohrai)*, p. 109 (in Ukrainian).
4. A. V. Goncharenko, D. A. Grynko, K. P. Grytsenko, and V. Z. Lozovsky, *J. of Nanosci. and Nanotechnol.*, **5**: 1 (2005).

5. E. G. Bortchagovsky, *J. Appl. Phys.*, **95**, Iss. 9: 5192 (2004); <https://doi.org/10.1063/1.1691185>
6. E. G. Bortchagovsky, J. Heimel, H. Fuchs, and U. C. Fischer, *J. Korean Phys. Soc.*, **47**: S48 (2005).
7. Pierre-Marie Coulon, Benjamin Damilano, Blandine Alloing, Pierre Chausse, Sebastian Walde, Johannes Enslin, Robert Armstrong, Stéphane Vézian, Sylvia Hagedorn, Tim Wernicke, Jean Massies, Jesus Zúñiga-Pérez, Markus Weyers, Michael Kneissl, and Philip A. Shields, *Microsystems & Nanoengineering*, **52**, No. 5: 1 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41378-019-0101-2>
8. Yu. P. Gushcho, *Fazovaya Rel'efografiya* [Phase Reliefography] (Moscow: Ehnergiya: 1974) (in Russian).
9. S. G. Grenishin, *Ehlektrofotograficheskiy Protsess* [Electrophotographic Process] (Moscow: Nauka: 1970) (in Russian).
10. D. A. Grin'ko, *Sb. Trudov Konferentsii 'Physical and Chemical Principles of Formation and Modification of Micro- and Nanostructures'* (Kharkov: 2008), vol. 2, p. 287 (in Russian).
11. D. O. Hryenko, V. V. Kurdyukov, and O. O. Muzhychok, *Optoelektronika i Poluprovodnikovaya Tekhnika* [Optoelectronics and Semiconductor Technology] (Kiev: Naukova Dumka: 2005), vol. 40, p. 195 (in Russian).
12. A. N. Malov and A. V. Neupokoeva, *Golograficheskie Registriruyushchie Sredy na Osnove Dikhromirovannogo Zhelatina: Supramolekulyarnyy Dizayn i Dinamika Zapisi* [Holographic Recording Media Based on Dichromic Gelatine: Supramolecular Design and Dynamics of Recording] (Irkutsk: IVVAIU(VI): 2006) (in Russian).
13. V. I. Kolesnichenko and A. N. Sharifulin, *Vvedenie v Mekhaniku Neszhimayemy Zhidkosti: Ucheb. Posobie* [Introduction to the Mechanics of an Incompressible Fluid: Textbook] (Perm': Izd-vo Perm. Nats. Issled. Politekh. Unta: 2019) (in Russian).
14. M. A. Zabolotnyi, Yu. M. Barabash, D. O. Hryenko, M. Yu. Barabash, M. P. Kulish, and Yu. I. Prylutskiy, *Ehlektrografichnyy Metod Stvorenniya Dvovymirnoyi Nadgratky z Uporyadkovanykh Nanoklasteriv na Poverkhni Fotoprovodnogo Sharu* [Electrographic Method for Creating a Two-Dimensional Superlattice of Ordered Nanoclusters on the Surface of a Photoconductive Layer] (Patent No. 55127 Ukraine. Published December 10, 2010. Bull. No. 23) (in Ukrainian).
15. M. A. Zabolotnyi, E. L. Martynchuk, D. O. Hryenko, M. Yu. Barabash, M. P. Kulish, O. P. Dmytrenko et al., *Sposib Stvorenniya Dvovymirnoyi Nadhratky z Uporyadkovanykh Nanoklasteriv na Poverkhni Fotoprovodnogo Termoplastychnoho Sharu* [Method of Creating a Two-Dimensional Superlattice of Ordered Nanoclusters on the Surface of a Photoconductive Thermoplastic Layer] (Patent No. 58732. Ukraine. Published April 26, 2011. Bull. No. 8) (in Ukrainian).
16. A. L. Kukla, D. A. Grin'ko, A. S. Pavlyuchenko, V. A. Kotlyar, and Yu. M. Barabash, *Optoelektronika i Poluprovodnikovaya Tekhnika* [Optoelectronics and Semiconductor Technology] (Kiev: Naukova Dumka: 2005), vol. 40, p. 127 (in Russian).
17. D. O. Grynko, V. V. Kislyuk, P. S. Smertenko, and O. P. Dimitriev, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**: No. 19: 195104 (2009); [doi:10.1088/0022-3727/42/19/195104](https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/19/195104)

18. Yu. Barabash, M. Zabolotny, V. Kharkianen, and N. Sokolov, *Semiconductors Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **5**, No. 3: 307 (2002); <https://doi.org/10.15407/spqe05.03.307>
19. *Fizicheskiy Ehntsiklopedicheskiy Slovar'* [Physical Encyclopaedic Dictionary] (Ed. A. M. Prokhorov) (Moscow: Sovetskaya Ehntsiklopediya: 1984) (in Russian).
20. M. A. Zabolotnyi, M. Yu. Barabash, D. A. Grynko, Yu. M. Barabash, O. P. Dmitrenko, and N. P. Kulish, *Polimernyi Zhurnal*, **33**, No. 4: 361 (2011) (in Russian).
21. M. A. Zabolotnyi, M. Yu. Barabash, D. A. Hrynko, Yu. M. Barabash, O. P. Dmitrenko, and N. P. Kulish, *Polimernyi Zhurnal*, **34**, No. 3: 298 (2012) (in Russian).
22. V. G. Levich, *Fiziko-Khimicheskaya Gidrodinamika* [Physical-Chemical Hydrodynamics] (Moscow: Izd AN SSSR: 1952) (in Russian).
23. M. A. Zabolotnyi, M. Yu. Barabash, D. A. Grin'ko, Yu. M. Barabash, N. P. Kulish, and O. P. Dmitrenko, *Nanotekhnika* [Nanotechnics], **4**: 3 (2012) (in Russian).

¹Technical Centre, N.A.S. of Ukraine,
13, Pokrovs'ka Str.,
UA-04070 Kyiv, Ukraine

²Taras Shevchenko National University of Kyiv,
64, Volodymyrska Str.,
UA-01033 Kyiv, Ukraine

³The Gas Institute, N.A.S. of Ukraine,
39, Dehtiarivska Str.,
UA-03113 Kyiv, Ukraine

⁴I. M. Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, N.A.S. of Ukraine,
3, Krzhizhanovsky Str.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine

⁵National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
35, Politekhnichna Str., Housing 9,
UA-03056 Kyiv, Ukraine

¹ Fig. 1. Scheme of formation of gold clusters regularly arranged on template surface in accordance with exposing light field: *a*—exposure of charged photoconductor film to light; *b*—formation of trapped charges during exposure; *c*—gold adsorption in antinodes of electric field during vacuum deposition, and formation of gold clusters; *d*—surface morphology of photoconductive AMS obtained by scanning atomic force microscopy.

² Fig. 2. Selective gold condensation on the electret template surface: *a*—two-dimensional periodic structure of gold islands (optical microscopy for transmission, period of about 2 μm); *b*—atomic force morphometry of metal–dielectric structure; *c*—profile of the initial surface of the template; *d*—profilogram of the surface after selective condensation of gold.

³ Fig. 3. The dependence of the normal velocity component of free surface deformed layer of the template at: $t = 10^{-9}$ s, $\rho = 10$ kg/m³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ N/m when calculating the first order of smallness $O(\alpha_i/(vk^2))$ (curve 1) and the second one $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (curve 2).

⁴ Fig. 4. The dependence of the normal velocity component of the particles of free surface deformed layer of the template at: $t = 10^{-8}$ s, $\rho = 10$ kg/m³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ N/m when calculating the first order of smallness $O(\alpha_i/(vk^2))$ (curve 1) and the second one $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (curve 2).

⁵ Fig. 5. The dependence of the normal velocity component of the particles of free surface deformed layer of the template at: $t = 10^{-7}$ s, $\rho = 10$ kg/m³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ N/m when calculating the first order of smallness $O(\alpha_i/(vk^2))$ (curve 1) and the second one $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (curve 2).

⁶ Fig. 6. The dependence of the normal velocity component of the particles of free surface deformed layer of the template at: $t = 10^{-6}$ s, $\rho = 10$ kg/m³, $T = 2 \cdot 10^{-2}$ N/m when calculating the first order of smallness $O(\alpha_i/(vk^2))$ (curve 1) and the second one $O(\alpha_i/(vk^2))^2$ (curve 2).