

К.Ю. Зенкова, О.В. Ангельський, Д.І. Іванський, М.М. Чумак

Геометрична фаза для вивчення наноструктур у підходах поляризаційно чутливої оптичної когерентної томографії

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, м. Чернівці, Україна, k.zenkova@chnu.edu.ua

Представлена робота пропонує останні результати в рамках поляризаційно чутливої низькокогерентної інтерферометрії, пов'язані з новими підходами по використанню геометричної фази для відтворення поляризаційної структури біологічного прозорого анізотропного мікро- (нано-) об'єкта. Було показано, як на базі модифікованого інтерферометра Маха-Цандера, вимірюються поляризаційні параметри анізотропного об'єкта у реальному масштабі часу. Перевагою використання геометричної фази є можливість діагностики поляризаційно-анізотропних поверхневих (підповерхневих) шарів нанорозмірів безконтактним, неінвазивним чином.

Ключові слова: поляризаційно чутлива оптична когерентна томографія, геометрична фаза, динамічна фаза, тонкі шари анізотропних мікро- (нано-) об'єктів, інтерферометр Маха-Цандера.

Подано до редакції 02.08.2023; прийнято до друку 18.12. 2023.

Вступ

90-і роки минулого століття були відзначені новими рішеннями по використанню принципів низькокогерентної інтерферометрії для отримання томографічних зображень біологічних тканин з високою просторовою роздільною здатністю [1, 2]. Цей підхід відомий як оптична когерентна томографія (ОКТ), відкрив додаткові можливості у таких напрямках медичних досліджень, як офтальмологія та дерматологія [1, 2]. Низькокогерентна інтерферометрія передбачає використання ширококуглових джерел, що дозволяє оцінити величину часової когерентності та аксіальну (повздожню) роздільну здатність, провести повздожнє сканування вивчаемого біологічного зразка та отримати топографічну інформацію про структуру відповідних перерізів [3]. Кутові розміри джерела визначають поперечну роздільну здатність системи.

Недоліки ОКТ, що пов'язані з неможливістю напряму розрізняти тканини, окремі наношари об'єктів, особливо в ситуації, коли такі елементи пошкоджені, зруйновані або зсунуті, усуваються

через додатковий набір поляризаційних вимірів, що формує основи поляризаційно-чутливої ОКТ (ПЧ-ОКТ). Суть принципу ПЧ-ОКТ полягає у фазово-поляризаційній діагностиці, завдяки тому, що прозорі (напівпрозорі) біологічні середовища, на прикладі рогівки ока, предмета дослідження ПЧ-ОКТ, є двопротенезаломлюючими, бездисперсійними, малорозсіюючими структурами [4, 5]. Виділяють різні конструкції ПЧ-ОКТ, що працюють з різними станами поляризації, різними схемами детектування. Як правило схеми ПЧ-ОКТ, формуються на базі інтерферометрів Майкельсона чи Маха-Цандера, реалізують відповідний стан поляризації, необхідний для проведення діагностики структур та використовують два детектори, які фіксують вертикальну та горизонтальну поляризаційні компоненти [6].

Значні успіхи останніх років у розвитку ПЧ-ОКТ, комбінації цього підходу з іншими підходами ОКТ, дозволило збільшити чутливість методу, покращити контраст зображення. В той самий час існує ряд обмежень використання підходів ПЧ-ОКТ, пов'язаних з труднощами вивчення неінвазивно поверхневих (підповерхневих) наношарів біологічної тканини у

реальному масштабі часу та відновлення інформації про анізотропну наноструктуру вивчаемого біологічного об'єкта.

Дана робота представляє поляризаційно-інтерференційний підхід, який ґрунтується на безпосередньому вимірюванні геометричної та динамічної фаз у модифікованому інтерферометрі Маха-Цандера при поширенні випромінювання в анізотропній (прозорій, напівпрозорій) біологічній мікро- (нано-) структурі, що дозволяє відтворити геометричні та поляризаційні характеристики вивчаемого об'єкта нанометрових розмірів. Виникає можливість досліджувати тонкі підповерхневі (поверхневі) наночастиці, товщиною 90-100 нм, багаточастинні наноструктурні біологічні об'єкти різних поляризаційних та геометричних властивостей.

I. Формування об'єктного пучка

В якості об'єкта розглядаємо рогівку ока людини. Основним шаром рогівки [7] є її стріма, що містить близько 200 паралельних шарів (ламель), товщиною від 500 нм до 2,5 мкм, в межах яких колагенові волокна орієнтовані певним чином. Згідно з чисельними дослідженнями, можна вважати ламелі, як плоскопаралельні одноосні двоприменезаломлюючі хвильові мікро- (нано-) пластинки [8, 9], що характеризуються певною товщиною та деякою орієнтацією оптичної осі. Орієнтація оптичної осі напрямку пов'язана з орієнтацією колагенових волокон в межах ламелі. Будемо вважати, що вісь ламелі орієнтована під кутом 20° по відношенню до горизонтального напрямку.

Анізотропія показника заломлення ламелі Δn буде визначатись геометричним фактором [10] $\nu = 0,32$, різницею показників заломлення колагенових волокон ($n_{coll} = 1,47$) та базової (інтерстиціальної) речовини ($n_{base} = 1,345$) та складає величину 0,053. Середній показник заломлення рогівки згідно з літературних даних [11]: $\bar{n} = 1,375$. Товщина шару ламелі $d \approx 2$ мкм, поверхневі (підповерхневі) наночастиці мають товщини порядку 90-100 нм. Джерелом опромінення ламелі S у

запропонованому модельному експерименті на базі модифікованого інтерферометра Маха-Цандера (рис. 1) буде горизонтально лінійно поляризований пучок від джерела L - $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$.

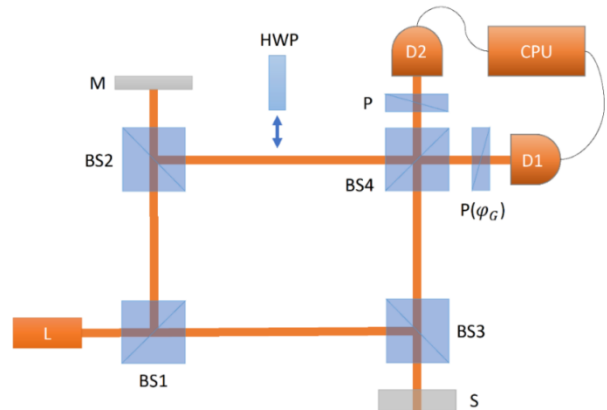


Рис. 1. Модифікований інтерферометр Маха-Цандера для виміру геометричної фази: L - джерело світла, S – досліджуваний зразок, BS1, BS2, BS3, BS4 – світлоподільники (50/50), $P(\varphi_G)$ – поляризатор, що зумовлює можливість виміру геометричної фази, D1, D2 – фотодетектори у горизонтальному, вертикальному каналах інтерферометра, M – дзеркало, HWP – напівхвильова пластинка, P – поляризатор, CPU – комп'ютер.

Робоча довжина хвилі ($\lambda_0 = 850$ нм) вибирається для достатнього проникнення світла крізь пігментний епітелій сітківки [11]. З іншого боку вибір джерела випромінювання обумовлений також і спектральною шириною смуги джерела випромінювання $\Delta\lambda = 170$ нм, що визначає повздовжню $\delta z = l_c \frac{2 \ln 2 \lambda_0^2}{\pi \Delta\lambda}$ та поперечну $\delta x = \sqrt{2 \ln 2} \frac{2\lambda_0}{\pi} \cdot \frac{f}{\bar{n} \cdot d} = \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda_0}{\pi \cdot NA}$ роздільну здатності запропонованої схеми. Тут $l_c = 1.36$ мкм, $NA = 0.18$.

Матриця Джонса плоскопаралельної одноосної хвильової пластинки, яка є моделлю ламелі, записується як [12]:

$$M = e^{i\delta} \begin{pmatrix} \cos \frac{\gamma}{2} + i \sin \frac{\gamma}{2} \cos 2\alpha & i \sin \frac{\gamma}{2} \sin 2\alpha \\ i \sin \frac{\gamma}{2} \sin 2\alpha & \cos \frac{\gamma}{2} - i \sin \frac{\gamma}{2} \cos 2\alpha \end{pmatrix} \quad (1)$$

Тут $\gamma = k\Delta n d$ – фазова затримка, α – кут орієнтації оптичної осі в площині паралельній поверхням ламелі, $\delta = k\bar{n}d$ – динамічна (середня) фаза, $k = 2\pi/\lambda_0$ – хвильове число.

Взаємодія поляризованого випромінювання з об'єктом у випадку відбивання від внутрішньої його поверхні, буде задаватись, як:

$\vec{E}_{ob} = M \cdot M' \cdot \vec{E}'_0 = \begin{pmatrix} E_{obx} \\ E_{oby} \end{pmatrix}$, де $\vec{E}'_0 = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$ – пучок, утворений після взаємодії пучка від джерела L з світлоподільником BS3.

Отриманий вектор Джонса об'єктного пучка можна представити у вигляді:

$$\vec{E}_{ob} = \begin{pmatrix} A_{obx} e^{i\varphi_{obx}} \\ A_{oby} e^{i\varphi_{oby}} \end{pmatrix},$$

де $A_{obx,y}$, $\varphi_{obx,y}$ – модуль та фаза комплексних амплітудних складових об'єктного поля $E_{obx,y}$.

Тоді параметри еліпса поляризації об'єктного пучка наступні [12]: азимут поляризації:

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 A_{obx} A_{oby}}{A_{obx}^2 - A_{oby}^2} \cos \Delta \varphi_{ob} \right),$$

еліптичність:

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 A_{obx} A_{oby}}{A_{obx}^2 + A_{oby}^2} \cos \Delta \varphi_{ob} \right),$$

де $\Delta \varphi_{ob} = \varphi_{oby} - \varphi_{obx}$.

Напрямок обертання електричного вектора визначається знаком $\sin \Delta \varphi_{ob}$. Велика і мала півосі еліпса поляризації:

$$a^2 = A_{obx}^2 \cos^2 \psi + A_{oby}^2 \sin^2 \psi + 2 A_{obx} A_{oby} \cos \Delta \varphi_{ob} \cos \psi \sin \psi,$$

$$b^2 = A_{obx}^2 \sin^2 \psi + A_{oby}^2 \cos^2 \psi - 2 A_{obx} A_{oby} \cos \Delta \varphi_{ob} \cos \psi \sin \psi.$$

Результат моделювання еліпса поляризації об'єктного пучка для $\alpha = 20^\circ$, $\lambda_0 = 0.85$ мкм наводиться на рис. 2.

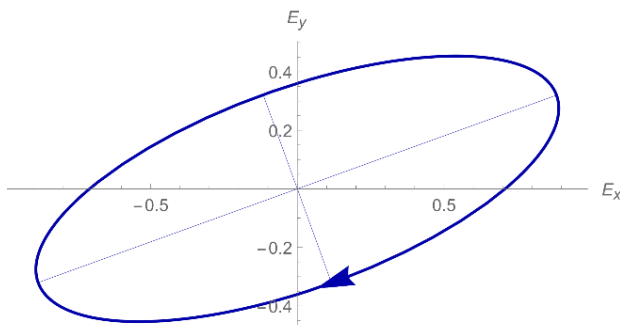


Рис.2. Еліпс поляризації об'єктного пучка.

II. Інтерференційний підхід відтворення геометричної фази

Нами пропонується поляризаційно-інтерференційне рішення, розвинуте в рамках низькокогерентної інтерферометрії, на базі модифікованого інтерферометра Маха-Цандера [13], що дозволяє відтворити геометричну фазу, яка не пов'язана з довжиною оптичного ходу в середовищі. Геометрична фаза, або інакше фаза «Панчаратнама-Бері» виникає при взаємодії падаючого поляризованого пучка з оптично анізотропним об'єктом і може бути виявлена інтерференційним методом. Геометрична фаза задається параметрами оптично анізотропного середовища, а саме орієнтацією оптичної осі, величиною двопронезаломлення. Відтворення цих параметрів дозволяє відновити інформацію про досліджувані поляризаційно неоднорідні анізотропні наночастиці біологічного об'єкту, що може бути загублено класичними схемами ПЧ-ОКТ [14-16].

Запропонований у даній роботі підхід відновлення геометричної фази для тонких наночастинок біологічних об'єктів істотно відрізняється від існуючих на даний момент рішень, перш за все здатністю вивчати нанометрові шари речовини біологічних прозорих (напівпрозорих) об'єктів, а по друге забезпечувати неінвазивні підходи по дослідженню нанооб'єктів у

реальному масштабі часу і одразу відтворювати їх складну поляризаційну структуру.

У горизонтальному плечі модифікованого інтерферометра Маха-Цандера, за поляризатором $P(\varphi_G)$ (рис.1) відновлюється горизонтальна лінійна поляризація $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, що повторює стан поляризації на вході інтерферометра перед світлоподільником BS1. Горизонтальне плече організовано таким чином, що в ньому вимірюється результат інтерференції опорного пучка з х-компонентою еліпса поляризації об'єктного пучка (Рис. 2), отриманого при взаємодії падаючого пучка зі зразком S - E_{obx} . Відповідно вертикальне плече дає інформацію про інтерференцію опорного пучка з у-компонентою E_{oby} об'єктного пучка (Рис.2), яка виділяється введенням напівхвильової пластинки HWP, перед поляризатором P (Рис.1).

Для визначення динамічної (геометричної) фази та наступним відтворенням інформації про об'єкт, використовуємо інтерференційний підхід, запропонований у [13]. Інтерференційні розподіли, отримані накладанням х-компонент та у-компонент, відповідно у горизонтальному та вертикальному плечах інтерферометра, обумовлені когерентною суперпозицією співвісних складових. Некогерентні складові дають додатковий фон інтенсивності, який усувається з використанням додаткових поляризаторів.

У горизонтальному плечі інтерферометра за світлоподільником BS4, накладання трансформованого внаслідок відбивання від цього світлоподільника об'єктного пучка (\vec{E}_{ob}) та початкової горизонтальної поляризації (\vec{E}_0), задає інтерференційний розподіл, який формується як результат накладання співвісних компонентів [17, 18] - E_{0x}, E_{obx} , у-компонента не дає свого внеску до інтерференційного розподілу. Тоді розподіл інтенсивності в горизонтальному каналі з урахуванням коефіцієнту відбивання r_{ix} падаючого пучка з поляризацією $\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$, від першої, другої поверхонь ($i = 1, 2$) досліджуваного об'єкта, може бути записано як:

$$I_{hor} = A_{0x}^2 + \sum_{i=1}^2 A_{0bx_i}^2 + 2A_{0x} \sum_{i=1}^2 (A_{0bx_i} |\gamma(\Delta z_{opt_i})| \cos[\varphi_{hor_i}]), \quad (2)$$

де A_{0bx_i} – x -компонента амплітуди відбитого пучка від i -ї поверхні двопронезаломлюючого об'єкта, A_{0x} – x -складова амплітуди опорного пучка.

$\varphi_{hor} = \arg(E_{0bx} \cdot E_{0x} e^{-i\varphi_0}) = \sum_{i=1}^2 \varphi_{hor_i}$ – повна фаза в горизонтальному каналі. Причому

$$\varphi_{hor_1} = \pi - \varphi_0,$$

$$\varphi_{hor_2} = 2\delta + \arctan(\tan \gamma \cos 2\alpha) - \varphi_0 =$$

$$= \varphi_D + \varphi_G - \varphi_0, \text{ де } \varphi_D = 2\delta - \text{динамічна фаза,}$$

$\varphi_G = \arctan(\tan \gamma \cos 2\alpha)$ – геометрична фаза

(Pancharatnam–Berry phase), з якої можна отримати інформацію про двопронезаломлююче середовище,

$\varphi_0 = kz_0$ – фаза опорного пучка, а $\Delta z_{opt_i} = z_{opt_i} - z_0$

– оптична різниця ходу в плечах інтерферометра, z_0 – довжина ходу опорного плеча, $z_{opt_i} = 2nz_i$ – оптична довжина ходу об'єктного пучка відбитого від i -ї поверхні. Для Гаусівського спектра, функція когерентності може бути записана [5]:

$$\gamma(\Delta z_{opt_i}) = \exp(-\Delta z_{opt_i}^2 \Delta k^2), \text{ де } \Delta k = \frac{\pi}{\sqrt{\ln 2}} \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0^2}, \text{ де}$$

λ_0 – центральна довжина хвилі, $\Delta \lambda$ – спектральна ширина смуги випромінювання джерела.

Визначальний інтерференційний розподіл задається відбиванням від внутрішньої (другої) поверхні об'єкту, індекс i у наступних співвідношеннях будемо опускати.

Тоді з (1) отримуємо

$$\varphi_D + \varphi_G = \varphi_0 \pm \arccos\left(\frac{I_{hor} - A_{0x}^2 - A_{0bx}^2}{2A_{0x}A_{0bx} |\gamma(\Delta z_{opt})|}\right) + 2\pi m, m \in \mathbb{Z} \quad (3)$$

Інформація про y -компоненту об'єктного пучка отримується як результат обробки сигналу у вертикальному каналі інтерферометра детектором D2. Оскільки падаючий пучок є горизонтально поляризованим, то при аналізі результату інтерференції y -компонент, відбитий пучок від

першої поверхні відсутній. Враховуючи той факт, що тут результатом інтерференції буде накладання об'єктного пучка (E_{0by}), отриманого відбиванням від другої поверхні зразка, та зміненого початкового пучка (E_{0y}), то фаза може бути записана:

$$\varphi_{ver} = \arg(E_{0by} \cdot E_{0y} e^{i\pi} e^{-i\varphi_0}) = 2\delta + \frac{\pi}{2} - \varphi_0 = \varphi_D + \pi/2 - \varphi_0, \quad (4)$$

та при спеціально підібраній умові експерименту задається зсувом на $\pi/2$.

Тут і далі також індекс i опускаємо. У вертикальному каналі x -компонента не робить внесок у результат інтерференції. y -компонента об'єктного пучка формується як результат перетворення горизонтальної поляризації $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ напівхвильовою

пластинкою (HWP), що розташована перед світлоподільником BS4. Швидка вісь пластинки орієнтована під кутом 45° відносно горизонтального напрямку. Результатом накладання співвісних y -компонент, з урахуванням відбивання від внутрішньої 2-ї поверхні об'єкта буде:

$$I_{ver} = A_{0y}^2 + A_{0by}^2 + 2A_{0y}A_{0by} |\gamma(\Delta z_{opt})| \cos[\varphi_{ver}], \quad (5)$$

де A_{0y}, A_{0by} – y -компоненти амплітуди опорного та

відбитого пучка від 2-ї поверхні об'єкту.

Тоді динамічна фаза:

$$\varphi_D = \varphi_0 \pm \arccos\left(\frac{I_{ver} - (A_{0y}^2 + A_{0by}^2)}{2A_{0y}A_{0by} |\gamma(\Delta z_{opt})|}\right) + (2m - \frac{1}{2})\pi, m \in \mathbb{Z} \quad (6)$$

Динамічна фаза (5) дозволяє перерахувати геометричну фазу зі співвідношення (2).

Будемо вважати, що $\gamma(\Delta z_{opt}) = 1$, тобто досягається максимум видимості інтерференційного розподілу. Тоді при $\varphi_0 = \varphi_D$, оптична різниця ходу в плечах інтерферометра скомпенсована.

Для визначення геометричної фази, проводимо аналіз інтерференційних розподілів [19], сформованих у горизонтальному та вертикальному

каналах. Оцінюємо зміщення максимуму розподілів щодо початкової (опорної) точки, тобто положення максимуму видимості (огинаючої) інтерференційної картини (рис. 3, область відмічена штрихпунктиром).

На рис.3 наведено інтерферограми, що отримуються в горизонтальному (а) та вертикальному (б) каналах інтерферометра, зі зміною фази опорного пучка φ_0 . Виноскою відмічено ділянка інтерферограми в околі фази опорного пучка, що

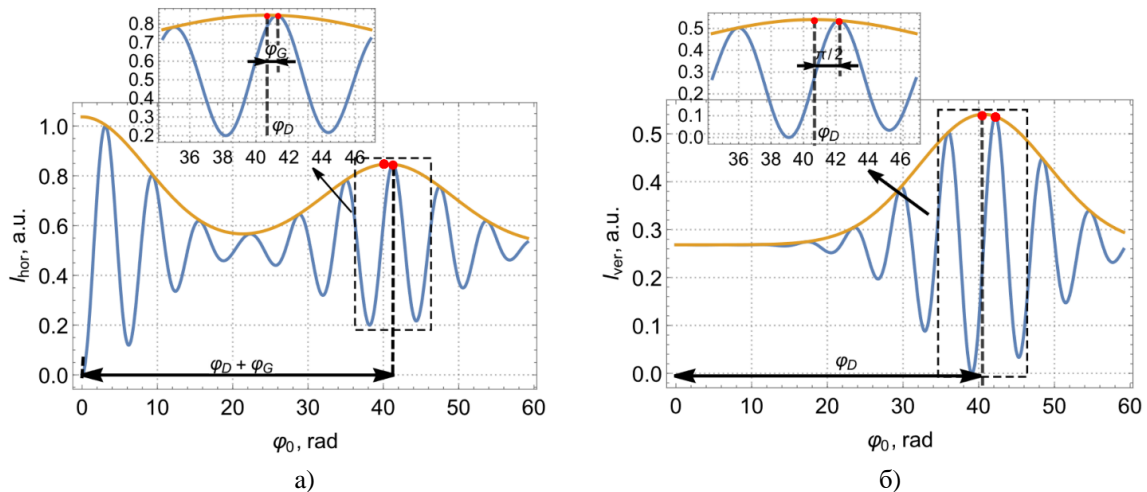


Рис.3. Інтерферограми отримані у горизонтальному (а) та вертикальному (б) каналах інтерферометра зі зміною фази опорного пучка φ_0 . На виносках представлено схематичне рішення визначення геометричної фази, що оцінюється в околі нульової різниці ходу у двох плечах інтерферометра.

відповідає ситуації, коли оптична різниця ходу в двох плечах інтерферометра скомпенсована. Це відповідає значенню фази $\varphi_0 = \varphi_D = 40,65$ рад. Зміщення інтерференційного максимуму в межах максимуму видимості для кореляції х-складових (рис. 4(а)) відбувається, вправо (рис. 4 а, виноска), в положення $\varphi_{hor} = 41,3$ рад. Тоді, значення геометричної фази: $\varphi_G = \varphi_{hor} - \varphi_D = 0,65$ рад = $37,26^\circ$. Аналогічно, аналіз кореляційного розподілу у-компонент (рис. 4(б), виноска) дозволяє отримати значення $\varphi_{ver} = \frac{\pi}{2}$, яке отримане відносно максимуму видимості, що визначається динамічною фазою: $\varphi_0 = \varphi_D$.

Цікаво відмітити, що у вертикальному каналі формується квадратурний сигнал, горизонтальний канал відтворює геометричну фазу вивчаемого мікро- (нано-) об'єкта, що дозволяє відтворити поляризаційні властивості самого об'єкта.

Відновлення параметрів середовища відбувається наступним чином. За відомими значеннями $n, \Delta n$, та визначеним значенням динамічної фази, оцінюється товщина зразка $d = \frac{\varphi_D}{2k\bar{n}}$ та величина фазової затримки $\gamma = k\Delta nd$. Тут $\gamma = 0,7836$ рад $\approx 45^\circ$. Тоді геометрична фаза дозволяє знайти кут орієнтації швидкої осі двопробенезаломлюючого середовища по відношенню до горизонтального напрямку: $\alpha = \frac{1}{2} \arccos[\tan \varphi_G \cot \gamma] \approx 20^\circ$. Слід зазначити, що вздовж колагенових волокон орієнтована повільна вісь [10], тоді орієнтація волокон буде визначатись, як $\alpha + \frac{\pi}{2}$ відносно горизонтального напрямку, тобто формуватися кутом 110° .

Анізотропно неоднорідні поляризаційні мікро (нано) шари з успіхом діагностуються за допомогою використання підходів геометричної фази. При цьому підвищується точність відновлення інформації про геометрію цих шарів на 12,3%

Висновки

Геометрична фаза є додатковим інструментом вивчення поляризаційних властивостей тонких поляризаційно анізотропних шарів прозорих (напівпрозорих) біологічних мікро- (нано-) об'єктів. На базі модифікованого інтерферометра Маха-Цандера було представлено інтерференційно-поляризаційний підхід, що зробив можливим відтворити поляризаційну геометрію тонких наночарів, безконтактно, у реальному масштабі часу. Дане рішення суттєво розширює підходи низькокогерентної поляризаційно чутливої оптичної томографії зокрема в збільшенні точності відтворення поляризаційної інформації структурно складних поляризаційно анізотропних мікро- (нано-) шарів біологічних об'єктів.

Зенкова К.Ю. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри оптики і видавничо-поліграфічної справи Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича;

Ангельський О.В. – доктор фізико-математичних наук, професор, член-кореспондент НАН України, директор Навчально-наукового інституту фізико-технічних та комп'ютерних наук Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича;

Іванський Д.І. – кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник кафедри кореляційної оптики Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича;

Чумак М.М. – аспірант кафедри оптики і видавничо-поліграфічної справи Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича.

[1] A.Z. de Freitas, M.M. Amaral and M.P. Raele, *Optical Coherence Tomography: Development and Applications*. In: F. J. Duarte (ed.), *Laser Pulse Phenomena and Applications* (InTech, London, 2010); <http://dx.doi.org/10.5772/12899>.

- [2] S. Aumann, S. Donner, J. Fischer, and F. Müller, *Optical Coherence Tomography (OCT): Principle and Technical Realization*. In: J. F. Bille (ed.), *High Resolution Imaging in Microscopy and Ophthalmology* (Springer, Cham, 2019); https://doi.org/10.1007/978-3-030-16638-0_3.
- [3] M. Everett, S. Magazzeni, T. Schmoll, M. Kempe, *Optical coherence tomography: From technology to applications in ophthalmology*, *Translational Biophotonics*, 3(1), e20200012 (2021); <https://doi.org/10.1002/tbio.20200012>.
- [4] M. Pircher, C. K. Hitzenberger, U. Schmidt-Erfurth, *Polarization sensitive optical coherence tomography in the human eye*, *Progress in Retinal and Eye Research*, 30(6), 431 (2011); <https://doi.org/10.1016/j.preteyeres.2011.06.003>.
- [5] W. Drexler, Y. Chen, A.D. Aguirre, B. Považay, A. Unterhuber, J.G. Fujimoto, *Ultrahigh Resolution Optical Coherence Tomography*. In: Drexler, W., Fujimoto, J. (eds) *Optical Coherence Tomography* (Springer, Cham, 2015); https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2_10.
- [6] B. Baumann, *Polarization Sensitive Optical Coherence Tomography: A Review of Technology and Applications*, *Appl. Sci.*, 7, 474 (2017); <https://doi.org/10.3390/app7050474>.
- [7] A.J. Bron, *The architecture of the corneal stroma*, *Br. J. Ophthalmol.*, 85, 379 (2001); <http://dx.doi.org/10.1136/bjo.85.4.379>.
- [8] D.J. Donohue, B.J. Stoyanov, R.L. McCally, & R.A. Farrell, *Numerical modeling of the cornea's lamellar structure and birefringence properties*, *Journal of the Optical Society of America A*, 12(7), 1425 (1995); <https://doi.org/10.1364/josaa.12.001425>.
- [9] M. Winkler, G. Shoa, Y. Xie, S. J. Petsche, P. M. Pinsky, T. Juhasz, D. J. Brown, & J. V. Jester, *Three-dimensional distribution of transverse collagen fibers in the anterior human corneal stroma*, *Investigative ophthalmology & visual science*, 54(12), 7293 (2013); <https://doi.org/10.1167/iovs.13-13150>.
- [10] V.V. Tuchin, *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, (SPIE Press, Bellingham, 2015).
- [11] D. A. Atchison, G. Smith, *Chromatic dispersions of the ocular media of human eyes*, *Journal of the Optical Society of America A*, 22(1), 29 (2005); <https://doi.org/10.1364/josaa.22.000029>.
- [12] E. Collett, *Field Guide to Polarization*, (SPIE Press, Bellingham, 2005).
- [13] N. Lippok, S. Coen, R. Leonhardt, P. Nielsen, and F. Vanholsbeeck, *Instantaneous quadrature components or Jones vector retrieval using the Pancharatnam–Berry phase in frequency domain low-coherence interferometry*, *Optics Letters*, 37(15), 3102 (2012); <https://doi.org/10.1364/OL.37.003102>.
- [14] G. Coppola, M. A. Ferrara, *Polarization-Sensitive Digital Holographic Imaging for Characterization of Microscopic Samples: Recent Advances and Perspectives*, *Appl. Sci.*, 10, 4520 (2020); <https://doi.org/10.3390/app10134520>.
- [15] M.C. Pierce, M. Shishkov, B.H. Park, N.A. Nassif, B.E. Bouma, G.J. Tearney, J.F. de Boer, *Effects of sample arm motion in endoscopic polarization-sensitive optical coherence tomography*, *Opt. Express*, 13, 5739 (2005); <https://doi.org/10.1364/OPEX.13.005739>.
- [16] J.N. Van der Sijde, A. Karanasos, M. Villiger, B.E. Bouma, E. Regar, *First-in-man assessment of plaque rupture by polarization-sensitive optical frequency domain imaging in vivo*, *Eur. Heart J.*, 37, 1932 (2016); <https://doi.org/10.1093/eurheartj/ehw179>.
- [17] O.V. Angelsky, C.Yu. Zenkova, M.P. Gorsky, N.V. Gorodyns'ka, *Feasibility of estimating the degree of coherence of waves at the near field*, *Appl. Opt.*, 48(15), 2784 (2009); <https://doi.org/10.1364/AO.48.002784>.
- [18] C. Yu. Zenkova, M. P.Gorsky, N. V. Gorodyns'ka, *The electromagnetic degree of coherence in the near field*, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 12(1), 74 (2010).
- [19] D. Lopez-Mago, A. Canales-Benavides, R. I. Hernandez-Aranda, & J. C. Gutiérrez-Vega, *Geometric phase morphology of Jones matrices*. *Optics Letters*, 42(14), 2667 (2017). <https://doi.org/10.1364/ol.42.002667>.

C.Yu. Zenkova, O.V. Angelsky, D.I. Ivanskyi, M.M. Chumak

Geometric phase for investigation of nanostructures in approaches of polarization-sensitive optical coherence tomography

Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine, k.zenkova@chnu.edu.ua

Proposed paper presents the latest results in the framework of polarization-sensitive low-coherence interferometry related to new approaches for using the geometric phase to reproduce the polarization structure of a biological transparent anisotropic micro (nano) object. The polarization parameters of an anisotropic object are measured in real time on the basis of a modified Mach-Zehnder interferometer. The advantage of using the geometric phase is the diagnostic of polarization anisotropic surface (subsurface) nanosized layers in a non-contact, non-invasive manner

Keywords: polarization-sensitive optical coherence tomography, geometric phase, dynamic phase, thin layers of anisotropic micro (nano) objects, Mach-Zehnder interferometer.