

УШЕНКО Ю.О., ДУБОЛАЗОВ О.В., СОЛТИС І.В., УШЕНКО О.Г.

**ЛАЗЕРНО-ІНДУКОВАНА ФЛУОРЕСЦЕНТНА ПОЛЯРИМЕТРІЯ ОПТИЧНО
АНІЗОТРОПНИХ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ**

Монографія

Монографія написана за підтримки Національного фонду досліджень України,
грант 2020.02/0061

Чернівці
«Букрек»
2023

УДК 535.361; 535.555

Л 17

Рецензенти:

доктор технічних наук, професор,
завідувач кафедри загальної фізики та фотоніки Вінницького національного
технічного університету (ВНТУ),

С.В. Павлов

доктор фізико-математичних наук, професор,
завідувач кафедри оптики фізичного факультету КНУ ім. Т. Шевченка,

Л.В. Поперенко

доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри фізики
напівпровідників, завідувач відділу НДІ фізики і хімії твердого тіла УжНУ, **О.О.**

О.О. Грабар

Ушенко Ю.О., Дуболазов О.В., Солтис І.В., Ушенко О.Г.

**Л 17 ЛАЗЕРНО-ІНДУКОВАНА ФЛУОРЕСЦЕНТНА ПОЛЯРИМЕТРІЯ
ОПТИЧНО АНІЗОТРОПНИХ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ – Чернівці: , 2023. –
464с.**

У монографії наведені результати фізичного дослідження поляризаційних проявів лазерної автофлуоресценції оптично-анізотропних структур біологічних шарів. Запропоновано мюллер-матрична модель опису комплексу механізмів оптичної анізотропії (лінійне і циркулярне двопроменезаломлення, лінійний і циркулярний дихроїзм) таких біологічних шарів. Визначено взаємозв'язки між параметрами, що описують механізми оптичної анізотропії, та поляризаційними проявами (розподіли азимута та еліптичності поляризації, а також елементів матриці Мюллера) лазерної автофлуоресценції гістологічних зрізів біологічних шарів у різних спектральних областях.

Монографія розрахована для наукових працівників, викладачів ЗВО, аспірантів та лікарів-діагностів.

ISBN 978-966-997-182-1

УДК 535.361; 535.555

© Ушенко Ю.О., Дуболазов О.В., Солтис І.В., Ушенко О.Г., 2023

© Чернівецький національний університет, 2023

© Видавничий дім «Букрек», 2023

ISBN 978-966-997-182-1

ЗМІСТ

ЧАСТИНА 1.

СТАТИСТИЧНА І ЛОКАЛЬНА СТРУКТУРА ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛІВ БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ.....13

ВСТУП.....14

РОЗДІЛ 1. Статистичний і фрактальний підходи в задачах лазерної діагностики поверхневої та об'ємної складових фазово-неоднорідних шарів біологічного походження.....15

1.1. Основні методи оптичної діагностики біологічних об'єктів.....15

1.2. Статистичний та фрактальний підходи в аналізі оптико-геометричної структури фазово-неоднорідних шарів.....15

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ СХЕМИ І МЕТОДИКИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА АНАЛІЗУ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ФАЗОВОЇ СТРУКТУРИ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....28

2.1. Методика вимірювання інтегрального ступеня деполаризації полів розсіяного випромінювання.....28

2.2. Методика експериментального вимірювання ступеня локальної деполаризації полів лазерного випромінювання, розсіяних біологічними тканинами.....29

2.3. Сукупність статистичних, кореляційних і фрактальних критеріїв оцінювання локальної деполаризації лазерних полів, перетворених біологічними шарами.....30

РОЗДІЛ 3. ФІЗИЧНІ МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ. СТАТИСТИЧНИЙ І КОРЕЛЯЦІЙНИЙ ПІДХІД.....33

3.1. Коротка характеристика фазово-неоднорідних шарів.....33

3.2. Статистична оптична модель поверхнево – розсіюючого біологічного шару.....35

3.2.1. Поверхнева складова шорсткої поверхні шкіри.....36

3.2.2. Підповерхнева складова шорсткої поверхні шкіри.....38

3.3. Багатошарові оптико-анізотропні біологічні об'єкти.....39

3.4. Деполаризації полів лазерного випромінювання, розсіяного фазово - неоднорідними шарами, як інтегральний ефект.....42

3.5. Кореляційна природа ступеня деполаризації полів лазерного випромінювання, розсіяного фазово -неоднорідними шарами.....44

РОЗДІЛ 4. ДИФРАКЦІЙНА ТРАНСФОРМАЦІЯ КООРДИНАТНИХ РОЗПОДІЛІВ СТУПЕНЯ ЛОКАЛЬНОЇ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ПЕРЕТВОРЕНОГО МЕРЕЖЕЮ ОПТИКО – АНІЗОТРОПНИХ ЦИЛІНДРИЧНИХ КРИСТАЛІВ.....50

4.1. Характеристика об'єктів дослідження.....50

4.2. Дифракційна трансформація статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів розподілів ступеня локальної деполаризації лазерного поля.....51

4.3. Кількісні параметри статистичної, кореляційної та фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного шаром впорядкованих циліндричних кристалів.....	65
РОЗДІЛ 5. ЛОКАЛЬНА ТА ІНТЕГРАЛЬНА ДЕПОЛЯРИЗАЦІЯ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, РОЗСІЯНОГО ОПТИКО-АНІЗОТРОПНИМ БІОЛОГІЧНИМ ШАРОМ З ШОРСТКОЮ ПОВЕРХНЕЮ.....	
5.1. Характеристика об'єктів дослідження.....	70
5.2. Топологічна структура координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного поля, розсіяного шаром шкіри людини.....	71
5.3. Дифракційна трансформація статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного поля, розсіяного шаром шкіри людини.....	78
5.4. Кількісні параметри статистичної, кореляційної та фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропним шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею.....	84
РОЗДІЛ 6. ДІАГНОСТИЧНІ ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНОГО, КОРЕЛЯЦІЙНОГО І ФРАКТАЛЬНОГО ПІДХОДІВ ДО АНАЛІЗУ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, РОЗСІЯНОГО ШАРАМИ БІОЛОГІЧНИХ РІДИН І ТКАНИН	
6.1. Характеристика об'єктів дослідження.....	88
6.2. Часова трансформація розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, розсіяного шарами рідини скловидного тіла ока людини	89
6.3. Діагностика давності настанні смерті на основі часового моніторингу змін статистичної, кореляційної і фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання.....	96
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ.....	99
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	102

ЧАСТИНА 2. СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЯ ПОЛІВ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ РОЗСІЯНОГО ОПТИКО-АНІЗОТРОПНИМИ ШАРАМИ.....	
ВСТУП.....	112
Розділ 1. МЕТОДИ І ЗАСОБИ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ КОРЕЛОМЕТРІЇ ПОЛІВ РОЗСІЯНОГО БІОЛОГІЧНИМИ ТКАНИНАМИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	
1.1. Поляризаційно-неоднорідні поля та методи їх аналізу.....	114
1.2. Поляризаційне картографування мікроскопічних зображень біологічних тканин.....	116
1.3. Вейвлет-аналіз поляризаційних мап і Мюллер-матричних зображень біологічних тканин.....	117
1.4. Фур'є аналіз поляризаційно-неоднорідних полів.....	120

1.5. Кореляційні підходи до аналізу поляризаційно-неоднорідних полів.....	120
1.6. Комплексний ступінь взаємної поляризації мікроскопічних зображень біологічних тканин.....	121
1.7. Комплексний ступінь взаємної анізотропії біологічних тканин.....	121
1.8. Азимутальні поляризаційні інваріанти.....	123
1.9. Поляризаційна корелометрія авто флуоресцентних зображень.....	123
1.10. Висновки до першого розділу.....	126
Розділ 2. МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ.....	127
2.1. Система поляризаційного картографування.....	127
2.1.1. Оптична схема системи поляризаційного картографування розподілів азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень.....	127
2.1.2. Архітектура системи азимутально-інваріантного поляризаційного картографування.....	129
2.2. Система азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування біологічних шарів.....	131
2.2.1. Оптична схема системи Мюллер-матричного картографування.....	131
2.2.2. Архітектура системи азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування.....	132
2.3. Система КСВП-картографування.....	133
2.3.1. Оптична схема системи КСВП картографування.....	133
2.3.2. Архітектура системи КСВП картографування.....	134
2.4. Система КСВА-картографування.....	136
2.4.1. Оптична схема системи КСВА картографування оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин.....	136
2.4.2. Архітектура системи КСВА картографування.....	137
2.5. Структурно-логічна схема вейвлет-аналізу.....	139
2.6. Структурно-логічна схема фур'є-аналізу.....	141
2.7. Метрологічні параметри систем поляризаційної корелометрії.....	145
2.8. Характеристика об'єктів дослідження.....	147
2.9. Висновки до другого розділу.....	149
Розділ 3. МАСШТАБНО-СЕЛЕКТИВНА ТА ПРОСТОРОВО-ЧАСТОТНА КОРЕЛОМЕТРІЯ	
ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ.....	150
3.1. Структурно-логічна схема дослідження.....	151
3.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних розподілів значень поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень біологічних тканин.....	152
3.2.1. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних поляризаційних мап просторово-впорядкованих оптично анізотропних мереж біологічних тканин.....	152
3.2.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних поляризаційних мап просторово-розупорядкованих оптично анізотропних мереж	

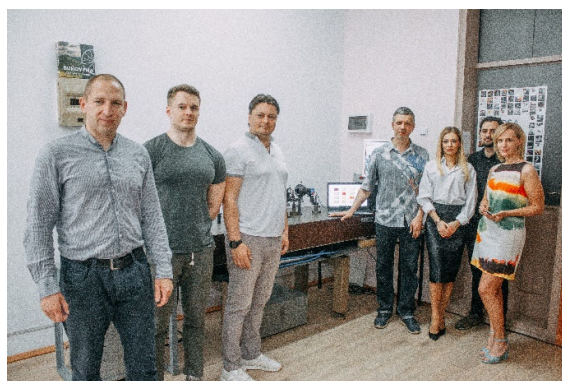
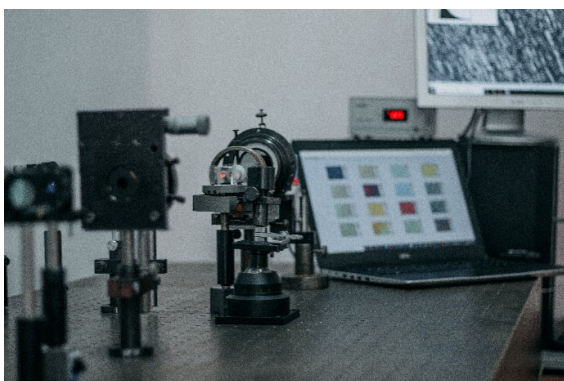
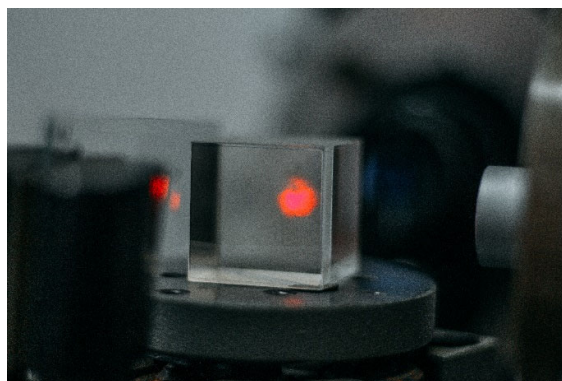
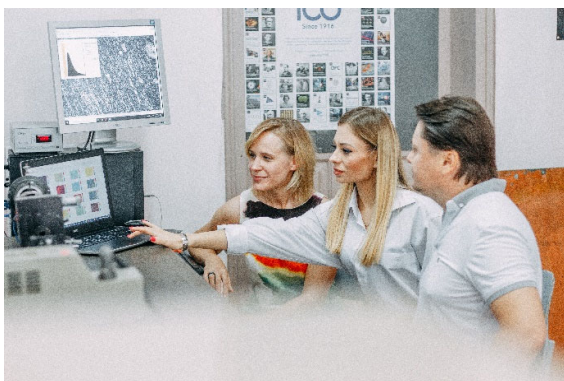
біологічних тканин.....	155
3.2.3. Діагностичне застосування вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап.....	158
3.3. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень біологічних тканин.....	161
3.3.1. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень просторово-впорядкованих оптично анізотропних мереж біологічних тканин.....	161
3.3.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень просторово-розупорядкованих оптично анізотропних мереж біологічних тканин.....	164
3.3.3. Діагностичне застосування вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень.....	167
3.4. Коротка теорія методу просторово-частотної фільтрації поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.....	169
3.5. Фур'є-аналіз азимутально-інваріантних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень біологічних тканин.....	172
3.6. Фур'є-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень біологічних тканин.....	175
3.7. Висновки до третього розділу.....	179
Розділ 4. ПОЛЯРИЗАЦІЙНА КОРЕЛОМЕТРІЯ МІКРОСКОПІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ТА ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ МЕРЕЖ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ.....	181
4.1. Поляризаційна корелометрія мікроскопічних зображень біологічних шарів.....	181
4.1.1. Коротка теорія методу.....	181
4.1.2. КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів з впорядкованою архітектонікою.....	182
4.1.3. КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів з розупорядкованою архітектонікою.....	183
4.1.4. Діагностичні можливості КСВП-картографування.....	185
4.2. Поляризаційна корелометрія оптично-анізотропних мереж біологічних шарів.....	187
4.2.1. КСВА-картографування біологічних шарів з впорядкованою архітектонікою.....	187
4.2.2. КСВА-картографування біологічних шарів з розупорядкованою архітектонікою.....	188
4.2.3. Діагностичні можливості КСВА-картографування.....	190
4.3. Висновки до четвертого розділу.....	192
Розділ 5. БАГАТОФУНКЦІОНАЛЬНА СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЯ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ.....	193
5.1. Структурно-логічна схема дослідження.....	193
5.2. Вейвлет-аналіз КСВП-мап мікроскопічних зображень	

біологічних шарів.....	253
1.5.1. Поляризаційно-інтерференційні прояви оптичної анізотропії гістологічних зрізів біологічних тканин.....	253
1.5.2. Поляризаційно-інтерференційні прояви оптичної анізотропії планарних полікристалічних плівок біологічних рідин.....	255
1.6. Методи і засоби Стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних полів біологічних шарів.....	259
1.6.1. “Одноточкові” методи лазерної поляриметрії.....	259
1.6.2. “Одноточковий” поляризаційно-інтерференційний метод.....	261
1.6.3. Поляризаційно-інтерференційне картографування параметрів вектора Стокса.....	263
1.6.4. Методика вимірювання координатних розподілів модуля і фази СКС об’єктного поля біологічного шару.....	265
1.6.5. Методика вимірювання 3D розподілів модуля і фази СКС об’єктного поля біологічного	266
1.6.6. Методи і засоби просторово-частотної фільтрації поляризаційно-неоднорідних об’єктних полів біологічних шарів.....	267
1.7. Характеристика об’єктів дослідження.....	268
1.8. Методи і засоби аналітичної обробки експериментальних даних.....	271
1.8.1. Статистичний аналіз.....	271
1.8.2. Кореляційний аналіз.....	272
1.8.3. Фрактальний аналіз.....	273
1.8.4. Вейвлет-аналіз структури об’єктних полів біологічних шарів.....	273
1.8.5. Інформаційний аналіз і сила методу.....	273
1.9. Висновки до розділу 1.....	274
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИ І ЗАСОБИ СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЇ ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ РОЗСІЯНОГО БІОЛОГІЧНИМИ ШАРАМИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	275
2.1. Комп’ютерне моделювання координатних розподілів модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток.....	275
2.1.1. Принципи комп’ютерного моделювання.....	275
2.1.2. Координатні розподіли значень модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток А – типу.....	277
2.1.3. Координатні розподіли модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток Б – типу.....	282
2.1.4. Координатні розподіли модуля і фази СКС двошарових полікристалічних сіток В – типу.....	286
2.1.5. Статистична, автокореляційна і масштабно-самоподібна структура координатних розподілів значень модуля і фази СКС	

поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток двопроменезаломлюючих циліндрів А, Б, В – типів.....	289
2.2. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин і рідин.....	292
2.2.1. Коротка характеристика об'єктів дослідження.....	293
2.2.2. Стокс-корелометрія тканини зі структурованими просторово-впорядкованими фібрилярними мережами – передсердя міокарда.....	294
2.2.3. Стокс-корелометрія тканини зі структурованими просторово-розупорядкованими фібрилярними мережами – шлуночок міокарда.....	296
2.2.4. Стокс-корелометрія тканини з “острівковою” структурою оптично- анізотропних утворень – стінка прямої кишки.....	297
2.3. Засоби функціонального аналізу.....	299
2.3.1. Кореляційний аналіз.....	299
2.3.2. Фрактальний аналіз.....	300
2.3.3. Порівняльні характеристики мап модуля і фази СКС поляризаційно- неоднорідних зображень біологічних тканин.....	301
2.4. Стокс-корелометрична диференціація поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин.....	302
2.4.1. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів нирки пацюка.....	303
2.4.2. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів печінки пацюка.....	307
2.4.3. Порівняльна ефективність методів лазерної поляриметрії та стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів структурованих і паренхіматозних тканин.....	311
2.4.4. Порівняльна ефективність методів лазерної поляриметрії та Стокс- корелометрії поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних плівок біологічних рідин.....	312
2.4. Висновки до розділу 2.....	313
РОЗДІЛ 3. ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНЕ КАРТОГРАФУВАННЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ.....	315
3.1. Поляризаційно-інтерференційний підхід до діагностики структури полікристалічних біологічних шарів.....	315
3.2. Поляризаційно-інтерференційні зображення структурованих біологічних тканин з впорядкованою фібрилярною мережею.....	316
3.2.1. Поляризаційні мапи просторово-впорядкованої мережі.....	316
3.2.2. Поляризаційно-інтерференційні мапи міокарда зі структурованою двопроменезаломлюючої мережею.....	319
3.3. Поляризаційно-інтерференційні зображення структурованих біологічних тканин з розупорядкованою фібрилярною мережею.....	320
3.3.1. Поляризаційні мапи двопроменезаломлюючої мережі	

розупорядкованої за напрямками оптичних осей.....	320
3.3.2. Поляризаційно-інтерференційні мапи міокарда зі структурованою двопроменезаломлюючої мережею.....	323
3.4. Мапи локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображення структурованих біологічних тканин.....	323
3.4.1. Статистична структура мап локального контрасту.....	323
3.4.2. Кореляційна і фрактальна структура мап локального контрасту поляризаційно-інтерференційних зображень шарів структурованих біологічних тканин.....	325
3.4.3. Об'єктивні статистичні, кореляційних і фрактальних параметрів мап локального контрасту шарів структурованих біологічних тканин.....	327
3.5. Поляризаційно-інтерференційні зображення паренхіматозних біологічних тканин.....	328
3.5.1. Поляризаційні мапи мікроскопічного зображення полікристалічного паренхіматозного шару - стінки здорової матки.....	328
3.5.2. Поляризаційно-інтерференційні мапи полікристалічного паренхіматозного шару – стінка здорової матки.....	330
3.5.3. Поляризаційні мапи мікроскопічного зображення полікристалічного паренхіматозного шару - фіброміоми матки.....	331
3.5.4. Поляризаційно-інтерференційні мапи полікристалічного паренхіматозного шару – стінка здорової матки.....	333
3.6. Мапи локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображення шарів паренхіматозних оптично-анізотропних біологічних тканин.....	334
3.6.1. Статистична структура мап локального контрасту.....	334
3.6.2. Кореляційна і фрактальна структура мап локального контрасту поляризаційно-інтерференційних зображень шарів паренхіматозних біологічних тканин.....	336
3.6.3. Об'єктивні статистичні, кореляційних і фрактальних параметрів мап локального контрасту шарів паренхіматозних біологічних тканин.....	337
3.7. Поляризаційно-інтерференційні зображення полікристалічних плівок біологічних рідин.....	339
3.7.1. Поляризаційно-інтерференційна структура мікроскопічного зображення плазми крові.....	339
3.8. Диференціальна поляризаційно-інтерференційна діагностика слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок біологічних рідин.....	343
3.8.1. Поляризаційно-інтерференційна диференціальна діагностика слабких змін фазової анізотропії полікристалічних плівок синовіальної рідини.....	343
3.8.2. Об'єктивні параметри фазових розподілів і мап локального контрасту плівок синовіальної рідини.....	346
3.9. Масштабно-селективний аналіз мап локального контрасту інтерференційних розподілів мікроскопічних зображень	

полікристалічних плівок синовіальної рідини.....	349
3.10. Висновки до розділу 3.....	352
РОЗДІЛ 4. 3D ПОЛЯРИЗАЦІЙНЕ КАРТОГРАФУВАННЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК БІОЛОГІЧНИХ РІДИН.....	354
4.1. Тривимірні мапи еліптичності поляризації дендритних полікристалічних мереж плівок ліквору.....	355
4.2. Тривимірні мапи еліптичності поляризації сферолітних полікристалічних мереж плівок жовчі.....	363
4.3. 3D – диференціація поляризаційних мап полікристалічних плівок сечі здорових донорів та хворих на альбумінурію.....	372
4.4. Просторово-частотна фільтрація пошарових мап еліптичності поляризації 3D розподілів об'єктних полів полікристалічних плівок біологічних рідин.....	379
4.4.1. Фур'є – спектри мап еліптичності поляризації фазових перерізів об'єктного поля полікристалічних плівок біологічних рідин.....	380
4.4.2. Просторово-частотна фільтрація поляризаційних мап еліптичності....	386
4.5. Висновки до розділу 4.....	395
РОЗДІЛ 5. ТРИВИМІРНА СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК БІОЛОГІЧНИХ РІДИН.....	397
5.1. 3D розподіли модуля і фази “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної дендритної мережі плівки ліквору.....	397
5.2. 3D розподіли модуля і фази “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної сферолітної мережі плівки жовчі.....	407
5.3. Диференціація полікристалічних плівок сечі із використанням 3D розподілів модуля “двоточкового” вектора Стокса.....	418
5.4. Диференціація полікристалічних плівок сечі із використанням 3D розподілів фази “двоточкового” вектора Стокса.....	425
5.5. Висновки до розділу 5.....	432
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ.....	434
СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	437



Наукова команда проєкту “Новітні методи і системи багатофункціональної мюллер-матричної поляризаційної і флуоресцентної томографії мікро на наноструктури мереж біологічних кристалів” Національного фонду досліджень України 2020.02/0061.

Ушенко Юрій Олександрович – керівник проєкту, ГНС, д. ф.-м.н., зав.кафедри комп’ютерних наук ЧНУ ім. Ю.Федьковича;

Дуболазов Олександр Володимирович – СНС, д. ф.-м.н.;

Горський Михайло Петрович – СНС, канд. ф.-м.н.;

Олар Олександр Валеріувич – СНС, канд. ф.-м.н.;

Солтис Ірина Василівна – СНС, канд. ф.-м.н.

Мотрич Артем Володимирович – СНС, канд. ф.-м.н.;

**СТАТИСТИЧНА І ЛОКАЛЬНА СТРУКТУРА ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-
НЕОДНОРІДНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛІВ БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ**

Частина 1

Мотрич А.В., Ангельський А.-П., Ушенко О.Г.

ВСТУП

Традиційно процеси перетворення оптичного випромінювання з фазово – неоднорідними об'єктами і середовищами розглядаються як правило у статистичному наближенні (теорія переносу випромінювання, моделювання Монте-Карло).

Серед найбільш розповсюджених, традиційних методів дослідження полів розсіяного можна виділити такі незалежні напрямки – “скалярний” (фотометрія та спектрофотометрія) та “векторний” (поляризаційна нефелометрія, Мюллер - матрична оптика).

Паралельно до цих наукових напрямів сформувалися нові методи дослідження оптико-неоднорідних структур - кореляційна оптика та оптика спеклів, які використовують якості зонду когерентне лазерне поляризоване випромінювання.

Когерентність лазерних променів обумовила необхідність розробки інших підходів до аналізу полів розсіяного випромінювання. Так за останні 10 – 15 років сформувалися нові підходи до дослідження полів розсіяного поляризованого когерентного випромінювання – фрактальна оптика, сингулярна оптика.

На їх основі визначено взаємозв'язки між набором статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, функцій автокореляції, фрактальних розмірностей, які характеризують оптично – тонкі однократно розсіюючи фазово – неоднорідних шарів та поляризаційними параметрами (координатні розподіли азимутів і еліптичності поляризації, елементи матриці Мюллера) їх лазерних зображень.

Разом з тим, за умов багаторазового розсіяння поляризаційна інформація про оптико – анізотропну будову об'єкту усереднюється і втрачає діагностичний сенс. Таке явище у межах статичного підходу називають деполяризацією електромагнітного випромінювання.

З іншого боку, для когерентного розсіяного поляризованого випромінювання на перше місце виходить урахування ступеня кореляційних взаємозв'язків між ортогональними складовими амплітуди як основного фактору формування локальної деполяризації. Виходячи з цього виникає логічний розрив між механізмами формування інтегральної (статистичної) і локальної (кореляційної) деполяризації.

Тому актуальним є подальший розвиток нових підходів до аналізу не тільки векторної, але й деполяризаційної структури полів лазерного випромінювання, перетвореного оптико – анізотропними шарами різної оптичної товщини.

Розділ 1. СТАТИСТИЧНИЙ І ФРАКТАЛЬНИЙ ПІДХОДИ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНОЇ ДІАГНОСТИКИ ПОВЕРХНЕВОЇ ТА ОБ'ЄМНОЇ СКЛАДОВИХ ФАЗОВО-НЕОДНОРІДНИХ ШАРІВ БІОЛОГІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ

1.1. Основні методи оптичної діагностики біологічних об'єктів

Методи оптичної діагностики можна поділити на два великі класи – мікродіагностика на рівні атомів і молекул і макродіагностика на рівні клітин і органів. Мікродіагностика використовує всі засоби лінійної й нелінійної атомної й молекулярної лазерної спектроскопії, макродіагностика – методи пружного та квазіпружного розсіювання світла, дифрактометрію, інтерферометрію й голографію.

В основі біомедичної макродіагностики знаходиться використання високої монохроматичності й когерентності лазерного випромінювання, які забезпечують високоточні вимірювання положення, швидкості, малих переміщень і форми різноманітних компонентів біологічних об'єктів [25, 26].

Інтенсивно розробляються методи лазерної томографії біологічних тканин, що засновані на вимірюваннях їх пропускання (відбивання) або флуоресценції під дією неперервного, імпульсного чи модульованого за інтенсивністю лазерного випромінювання з різноманітними довжинами хвиль [27-29]. Візуалізація оптично неоднорідних сильно розсіюючих середовищ потребує використання ефективних методів реєстрації розсіяного світла, а також швидкодіючих алгоритмів для отримання томограм у реальному часі.

Пружне розсіювання світла (нефелометрія) – один з ефективних методів макродіагностики, який давно застосовується в різноманітних галузях біології й медицини. Застосування лазерів, що володіють малою кутовою розбіжністю, високою спектральною густиною, легко керованою поляризацією випромінювання, дозволило суттєво спростити вимірювання й підвищити їх надійність, розширивши тим сферу застосування методу в імунології, вірусології та гематології. Частково лазерна нефелометрія застосовується для визначення ступеню деформованості еритроцитів при прикладанні до них напруг зсуву, функції розподілу еритроцитів за розмірами, вмістом білків у сечі та крові і т.ін. [25, 30-33].

Поляризаційна нефелометрія, що заснована на аналізі повної матриці розсіювання біологічного об'єкта, перспективна для дослідження макроструктури різноманітних біологічних об'єктів (форми й розміру окремих часток, характеристик розподілу за розмірами, оптичних сталих, статистичних характеристик просторового розподілу часток, наявності анізотропії і т.ін.) [25, 34-40]. Знання макроструктури біологічних об'єктів, біологічних тканин дає можливість ранньої діагностики деяких захворювань, пов'язаних зі зміною макроструктури (наприклад, катаракти й глаукоми).

1.2. Статистичний та фрактальний підходи в аналізі оптико-геометричної структури фазово-неоднорідних шарів

Історично фазово-неоднорідні шари (ФНШ), як об'єкти оптичних досліджень, поділялися на дві основні групи:

- поверхнево-розсіюючі (шорсткі поверхні (ШП) органічного та неорганічного походження) [41-43];
- об'ємно-розсіюючі (суспензії частинок різної форми, тверді шари із вкрапленнями оптичнонеоднорідних частинок) [15, 44].

Для дослідження структури таких об'єктів використовуються три основні групи методів:

- спектрофотометричні, що базуються на аналізі просторових (часових) змін інтенсивності оптичного випромінювання розсіяного ФНШ [45-48];
- поляриметричні, що використовують матрицю когерентності світлових коливань [48-51] та базуються на аналізі степеня поляризації як функції кореляції між комплексними ортогональними компонентами світлових коливань в одній точці поля розсіяного випромінювання;
- кореляційні, що базуються на аналізі ступеня кореляції між паралельними компонентами поляризації світлових коливань у різних точках об'єктного поля [48, 52, 53].

У результаті застосування таких методів одержується інформація про ФНШ у вигляді спектральних розподілів інтенсивностей, поляризацій (азимутів та еліптичностей світлових коливань) та фаз їх об'єктних полів. Як правило, сукупність таких характеристик об'єктного поля ФНШ аналізується в рамках статистичного підходу. Для поверхнево-розсіюючих об'єктів такий підхід базується на описі структури об'єкта сукупністю статистичних моментів висот мікронерівностей. Вимірюваними параметрами є сукупність статистичних амплітудно-фазових моментів об'єктного поля й відповідних автокореляційних функцій та спектрів потужності [41].

У результаті циклу експериментальних досліджень слабошорстких поверхонь (дисперсія фази $\sigma^2_{\phi_0} \ll 1$) у межах наближення випадкового фазового екрана (ВФЕ) [54] проілюстрована ефективність статистичного підходу в оцінці статистичних параметрів (середнє, дисперсія, асиметрія та ексцес функції розподілу висот) нерівностей таких поверхонь [41]. Так, знаючи кореляційні моменти фази ВФЕ (до четвертого порядку включно), можна для об'єктів даного типу з достатньою точністю апроксимувати характеристичну функцію, виразивши її через моменти чи кумулянти [55]. За допомогою оберненого фур'є-перетворення можна отримати функцію розподілу висот ШП [56].

Методи оптики спеклів дозволяють отримати інформацію про ШП шляхом вимірювання контрасту відповідної спекл-картини [57]. Аналіз статистичних характеристик плямистого поля базується на методі випадкових незалежних вкладів, запропонованому в [58] і гаусівській статистиці поля. Такий підхід виявився ефективним у діагностиці не тільки середньостатистичних висот мікронерівностей [59], але й у визначенні макропараметрів ШП – її форми, кривизни поверхні [59].

Кроком, який розширив діагностику не тільки геометричних, але й оптичних параметрів ШП, стало врахування, окрім амплітудно-фазової структури, статистики поляризаційної структури їх об'єктного поля.

В [60] було вперше показано, що поле розсіяного лазерного випромінювання поляризаційно структурне, а явище його деполаризації являє ефект статистичного усереднення станів поляризації локальних спеклів. Подальші дослідження в цьому напрямку [61-67] удосконалили модель ШП як „генератора” статистично розподілених типів і форм поляризації когерентного випромінювання. Це дозволило експериментально дослідити статистику розподілів азимутів та еліптичностей поляризації. На основі цього у наближенні гаусового розподілу висот мікронерівностей визначена функція розподілу кутів їх нахилу [68]. Дослідження статистичної структури поляризаційно-неоднорідних об’єктних полів ШП дозволили встановити взаємозв’язки між розподілами азимутів і еліптичностей поляризації спеклів та розподілом величини двопротинезаломлення речовини ШП [69].

Отже, теоретично запропонований та експериментально апробований статистичний підхід виявився ефективним при розробці та реалізації низки методів дистанційної, неруйнівної діагностики висотно-кутової структури мікрорел’єфу ФНШ і вивченні оптичної анізотропії їх речовини. З іншого боку, об’єктами таких досліджень є поверхнево-розсіюючі шари різних типів, але переважно неорганічного походження - шорсткі поверхні діелектриків, металів, напівпровідників і т.ін.

На даний час відома незначна кількість праць, присвячених аналізу процесів світлорозсіювання фазово-неоднорідними поверхнями біологічного походження [70, 71]. Тому можна вважати актуальним подальший розвиток методів оптичної діагностики більш широкого кола об’єктів такого типу із застосуванням статистичного підходу - шорсткі поверхні шкіри, інших біологічних тканин. Основою такого розвитку може стати розширення набору діагностичних параметрів - урахування не тільки сукупності амплітудно-фазових статистичних моментів об’єктного поля, але й сукупності поляризаційних статистичних моментів, які характеризують розподіли азимутів і еліптичностей поляризації світлових коливань. Реалізація такого статистичного підходу об’єктивно потребує розробки більш повних комплексних моделей взаємодії лазерного випромінювання з ФНШ, які враховують не тільки параметри їх геометричної структури, але й оптичні та анізотропні властивості, як їх поверхневої, так і об’ємної складової.

До останнього часу для аналізу процесів взаємодії оптичного випромінювання з об’ємно-розсіюючими біологічними об’єктами переважно застосовують теорію переносу випромінювання (ТПВ) та методи Монте Карло.

ТПВ справедлива для ансамбля достатньо віддалених один від одного розсіювачів і з успіхом застосовується для розв’язку низки практичних завдань з оптики – розрахунок просторового розподілу інтенсивності на різних глибинах ФНШ [2]; визначення за розмірами ансамблів розсіюючих частинок [2]; визначення оптичних параметрів (коефіцієнти розсіювання та поглинання ФНШ, показники заломлення речовини його розсіюючих центрів) ФНШ [2] та ін.

Основне стаціонарне рівняння ТПВ для монохроматичного світла має вигляд [2, 27, 28, 72]

$$\frac{\partial I(\vec{r}, \vec{s})}{\partial s} = -\mu_t I(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') p(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega', \quad (1.1)$$

де $I(\vec{r}, \vec{s})$ - променева інтенсивність у точці $\vec{r}$ у напрямку $\vec{s}$; $p(\vec{s}, \vec{s}')$ - фазова функція розсіювання; $d\Omega'$ - одиничний тілесний кут у напрямку $\vec{s}'$; $\mu_s/\mu_t \equiv \Lambda$ - альбедо одиничного розсіювача.

Прямі розв'язки рівняння (1.1) складні для аналізу особливостей розповсюдження світла в розсіюючих біологічних середовищах. Тому широкого застосування набули більш прості методи його розв'язку: двопотокова модель Кубелки-Мунка, три-, чотири- та семипотокові моделі [73]. Проте простота й можливість дуже швидких розрахунків оптичних параметрів супроводжуються зниженням точності. Для розв'язку таких задач перспективний метод Монте Карло, що широко застосовується для чиселового розв'язання рівняння ТПВ [74, 75] в різноманітних галузях знань (астрофізиці, оптиці атмосфери й океану і т.ін.). Даний метод базується на чисельному моделюванні транспорту фотонів у розсіюючому середовищі. Випадкове блукання фотонів усередині зразка відстежується від точки входу у зразок до їх поглинання або виходу зі зразка. Застосування методу Монте Карло базується на використанні макроскопічних оптичних властивостей середовища, які передбачаються однорідними в межах невеликих об'ємів середовища. Таке моделювання в спектрофотометричному аспекті дозволяє одержати статистичні розподіли інтенсивності розсіяного об'єктом випромінювання.

Більш повну, додаткову інформацію про структуру об'ємнорозсіюючого об'єкта дає врахування векторного характеру лазерного випромінювання. Це суттєво розширило можливості методу Монте Карло в аспекті опису процесів світлорозсіювання оптично анізотропними фібрилами біологічних тканин (БТ) [76, 77]. Був розроблений алгоритм Монте Карло для дослідження й аналізу багатократного розсіювання світла в турбулентному середовищі з двопротенезаломленням [78, 79]. На основі цього отримані просторові розподіли Мюллер-матричних елементів, ступеня поляризації та параметрів Стокса для оптично анізотропних фібрил БТ [80].

Такий підхід дозволив визначити статистичні взаємозв'язки не тільки між параметрами поглинання та розсіювання речовиною ФНШ, але й між поляризаційними характеристиками об'єктного поля й оптичною анізотропією біологічних тканин. Отримані на основі цього дані про двопротенезаломлення речовини БТ, в практичному плані, слугують основою для розробки нового напрямку лазерної поляриметричної діагностики оптико-геометричної будови архітекtonіки БТ [81, 82].

Поряд зі статистичними підходами за останні 5-10 років у оптичній діагностиці геометричної структури ФНШ почали використовуватися методи фрактального аналізу. Історично їх виникнення можна пов'язати з основами фрактальної геометрії, розробленими Мандельбротом у 1975 році [16], який показав, що фрактальний аналіз може бути використаний для опису багатьох

природних явищ [16], включаючи діагностику структури мікрогеометрії фазово-неоднорідних поверхонь.

Інтерес до фрактальних поверхонь, як до таких що мають властивість самоподібності та тонку структуру в доволі малих масштабах, з'явився з виходом статті [83], в якій показано, що квадратичний член шорсткості поверхні, як функція від довжини хвилі в логарифмічних шкалах, утворює пряму лінію. Розвитком цієї роботи стала концептуальна праця [84], присвячена аналізу властивостей двомірних фрактальних структур на прикладі шорстких поверхонь з передфрактальними властивостями. Головним результатом такого підходу стала розробка принципів якісної класифікації таких поверхнево розсіюючих структур. В основу покладено фізичний принцип, згідно з яким спектральна густина відповідної флуктуаційної компоненти розподілу висот мікронерівностей у діапазоні частот, що відповідає прояву в об'єкта фрактальних властивостей, демонструє обернений степеневий характер залежності з ростом частоти f_x

$$S(f_x) = K_n / f_x^n; 1 < n < 3. \quad (1.2)$$

Тут замість традиційних параметрів шорсткості: середньоквадратичного значення висоти σ_h і радіуса кореляції l_h введені фрактальні параметри: спектральна сила K_n та спектральний індекс n [85]. Підставою для такої заміни є експериментальні факти, які показують, що для шорстких поверхонь типу фрактальних зміна роздільної здатності вимірювального інструмента приводить до значної зміни статистичних параметрів, які характеризують їх мікрогеометрію [86]. Так зменшення діаметру скануючого щупа механічного профілометра приводить до збільшення значення вимірюваної дисперсії висоти.

Особливістю фрактальних ШП є те, що спектр потужності неоднорідностей такої поверхні в логарифмічному масштабі має лінійний характер (стабільний нахил). З нахилу спектра потужності, отриманого фур'є-перетворенням кореляційної функції рельєфу поверхні, визначається величина фрактальної розмірності [87]. Звідси впливає критерій фрактальності поверхні (розподілу) – розподіл фрактальний у випадку, якщо спектр потужності його неоднорідностей має стабільний нахил у межах 2-3 декад розмірів його структурних елементів [88].

Для аналізу процесів взаємодії оптичного випромінювання застосовують модель Восса [89]. Фрактальна поверхня будується за допомогою алгоритму послідовних випадкових додавань. Згідно із цим алгоритмом, поверхня будується у вигляді квадратної сітки зі стороною одиничної довжини з кількістю точок на стороні, що дорівнює $2^n + 1$, де n - кількість кроків (циклів) у процедурі моделювання. Далі моделюються висоти як незалежні гаусівські випадкові числа з нульовим середнім і дисперсією, яка зменшується з ростом циклу процедури моделювання

$$\sigma_n^2 = (1/\sqrt{2})^{2nH} \sigma_0^2 \quad (1.3)$$

де σ_0^2 - початкова дисперсія випадкових додавань; H - показник Херста.

З погляду завдань біомедичної оптики, перспективна можливість діагностики та класифікації шорстких поверхонь біологічних об'єктів на фрактальні або статистичні за дослідженням поля дифрагованого випромінювання [19, 90, 91]. Самостійний інтерес представляє дослідження фрактальних властивостей полів, розсіяних такими поверхнями [20, 21].

Зазначимо, що фрактали описують багато фізичних і природних явищ: зазвичай це явища росту, агрегації, кристалізації фазово-неоднорідних речовин, які приводять до формування самоподібних структур [92]. В якості одного з прикладів таких об'єктів можуть слугувати різноманітні об'ємно-розсіюючі біологічні тканини (БТ).

Спільною особливістю морфологічного формування БТ усіх типів є процеси необмеженого росту [24]. В результаті утворюється структурована двокомпонентна структура, що складається з ієрархічної побудованої фібрилярної (ниткоподібної) позаклітинної матриці, яка містить різного роду клітинні утворення. За таким принципом БТ поділяють на три основні групи [24].

Сполучна тканина визначається як тканина, у якій кількість позаклітинної матриці займає більшу частину, ніж клітинний компонент. Сполучні тканини включають хрящі, сухожилля, зв'язки, матрицю кістки, а також це шкіра, кров, лімфа. Шкіра – приклад щільної сполучної тканини, волокна якої можуть вільно переплітатися чи щільно упаковуватись у певній послідовності або хаотично.

Епітеліальна тканина складається з пластових клітин, які знаходяться між зовнішніми та внутрішніми поверхнями тіла (органу). Епітеліальні тканини виконують роль своєрідної покриваючої „шкіри” легень, кишечника, кровоносних судин тощо.

М'язова тканина. Позаклітинна матриця такої БТ являє собою структуровану систему, що складається з сукупності протеїнових пучків, утворених оптично ізотропним актином і анізотропним міозином.

Позаклітинна матриця (архітектоніка) всіх типів БТ утворена ниткоподібними протеїновими (колагени, міозин, еластин і т. ін) ієрархічно побудованими фібрилами. Геометрична структура фібрил дискретна й самоподібна в межах широкого діапазону оптичних розмірів 0,5мкм – 2000мкм (див. Рис.1.1).

Отже, можна припустити, що морфологічна структура розглянутих типів біологічних об'єктів цілком імовірно володіє самоподібною, а можливо, й фрактальною геометрією. Цей факт підтверджують дослідження фрактальної структури сітки трабекул і остеонів, які формують кісткову тканину, а також деяких біологічних систем (кровоносна судинна система мозку, бронхіальне дерево і т.ін.) [22, 23].

З оптичного погляду просторово-кутова геометрія архітектоніки БТ різних типів у багатьох аспектах подібна до „заморожених” оптично - одноосних рідких кристалів [24].

Такий підхід використаний у [71, 93-96] для статистичного моделювання оптичних властивостей структурованих БТ. Запропонована модель розглядає БТ як аморфно-кристалічну матрицю

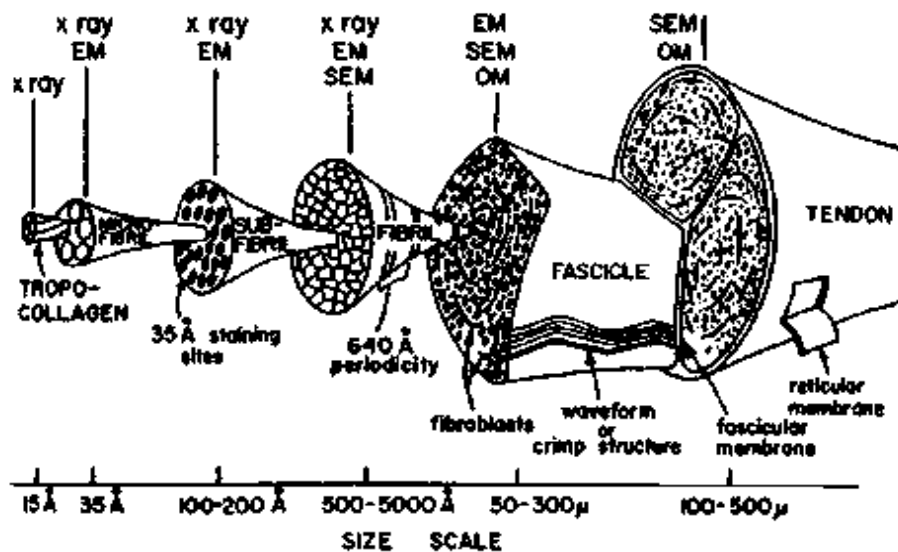


Рис. 1.1. Ієрархічна структура сухожилля [24]

Архітектонічні сітки БТ формуються в результаті плоского та об'ємного твіст-ефектів (рис. 1.2).

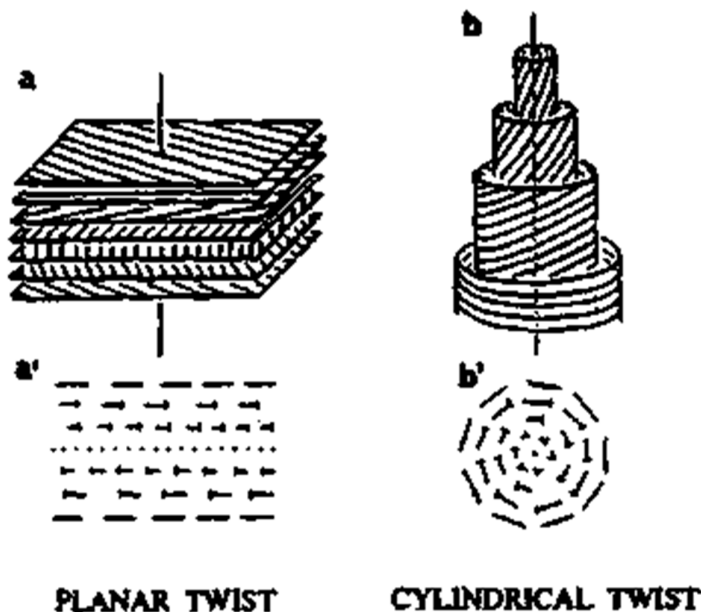


Рис. 1.2. Плоский та об'ємний твіст-ефекти, які формують архітектонічну структуру БТ [24]

. Аморфна компонента БТ (жири, ліпіди, неструктуровані білки) поляризаційно ізотропна (оптично неактивна). Кристалічна компонента БТ утворена просторово зорієнтованими двоприменезаломлюючими протеїновими (колагенові білки, міозин) фібрилами. Властивості кожної окремої фібрили моделюються оптично-одноосним кристалом, напрямком осі якого збігається з напрямком укладання в площині біотканини, а показник двоприменезаломлення визначається її речовиною. Більш високим рівнем організації БТ є архітектонічна

сітка, утворена різноорієнтованими двопронезаломлюючими пучками. Аналітичний опис процесів світлорозсіювання БТ різних типів здійснюється на основі застосування матриці Мюллера для оптично-одноосних структур [97]

$$\{Q\} = \begin{pmatrix} 1; & 0; & 0; & 0; \\ 0; & \left(\sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}\right); & \left(0,5 \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}\right); & (-\sin 2\rho \sin \delta); \\ 0; & \left(0,5 \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}\right); & \left(-\sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}\right); & (\cos 2\rho \sin \delta); \\ 0; & (\sin 2\rho \sin \delta); & (-\cos 2\rho \sin \delta); & \left(2 \cos^2 \frac{\delta}{2} - 1\right); \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Тут ρ - орієнтація оптичної осі, що визначається напрямком укладання фібрил, δ - величина фазового зсуву, що вноситься їх речовиною між ортогональними компонентами амплітуди лазерної хвилі.

У рамках такої моделі вдалося пояснити механізми формування поляризаційної неоднорідності об'єктних полів БТ різних типів (кісткова і м'язова тканини, тканини репродуктивної сфери жінки – міометрій).

Знайдено, за умови одноразового розсіювання, взаємозв'язки між величинами азимутів, еліптичностей поляризації світлових коливань об'єктного поля та напрямком укладання фібрил та їх анізотропією [98-103]. Це дозволило розробити метод візуалізації архітектонічної структури БТ і впровадити статистичний аналіз координатних розподілів поляризаційних параметрів полів розсіяного випромінювання.

Досліджено взаємозв'язок дисперсії азимутів і еліптичностей поляризації об'єктних полів фізіологічно нормальних і паталогічно змінених БТ. Виявлена чутливість другого статистичного моменту до процесів дезорієнтації та втрати оптичної анізотропії речовини структурних елементів архітектоніки [104, 105]. На основі цього запропоновані критерії статистичної поляризаційної диференціації фізіологічних станів структурованих БТ [106-109].

Проаналізовані праці [71-109] складають новий напрямок оптичної діагностики БТ, в основі якої – лазерна поляриметрія розподілів азимутів та еліптичностей поляризації світлових коливань у граничному об'єктному полі або зображенні БТ.

Логічним доповненням і розвитком такого напрямку є сукупність методів поляризаційної нефелометрії, які базуються на визначенні кутових залежностей (індикатрис) статистично усереднених за всією сукупністю оптичних неоднорідностей елементів матриці Мюллера [15], яка несе найбільш повну інформацію про поляризаційні властивості біологічних об'єктів.

У [110-112] розглянуто перетворення стану поляризації будь-якого типу (лінійна, циркулярна або еліптична) в розсіюючому середовищі з типовими для біологічних тканин параметрами на основі застосування вектора Стокса [2]

$$\vec{I}_S = M\vec{I}_i, \quad (1.5)$$

де M - 4x4 матриця розсіювання (або матриця Мюллера); $\vec{I}_i$ - вектор Стокса падаючого випромінювання.

Вектор Стокса визначався як

$$\vec{I} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (1.6)$$

Де

$$\begin{aligned} I, Q &= \langle E_x E_x^* \pm E_y E_y^* \rangle; \\ U, V &= \langle E_x E_y^* \pm E_y E_x^* \rangle, \end{aligned} \quad (1.7)$$

E_x та E_y - ортогональні компоненти вектора електричного поля, операція $\langle \rangle$ - означає усереднення за часом.

Показано, що в результаті розсіювання на частинці світло в загальному випадку стане еліптично поляризованим.

Для сферично симетричних часток з оптично неактивного матеріалу матриця розсіювання набуває вигляду

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{33} \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

Елементи матриці розсіювання світла (МРС) залежать від кута розсіювання θ , довжини хвилі, геометричних і оптичних параметрів розсіювачів.

Степінь лінійної поляризації розсіяного світла через параметри Стокса визначається як

$$P_L = Q_S/I_S, \quad (1.9)$$

а циркулярної як

$$P_C = M_{33}/M_{11}. \quad (1.10)$$

Для ансамбля взаємодіючих часток у наближенні одноразового розсіювання [25, 113] елементи МРС ізольованої частки мають вигляд

$$M_{i,j}(\theta) = M_{i,j}^0(\theta) N F(\theta), \quad (1.11)$$

де $M_{i,j}^0$ - елементи МРС ізольованої частки; N - число розсіювачів; $F(\theta)$ - інтерференційний член, що враховує просторову кореляцію часток.

Установлено, що нормовані елементи МРС ($M_{i,j}/M_{11}$) не залежать від урахування просторової кореляції розсіювачів і збігається з елементами МРС для ізольованих часток (мається на увазі монодисперсна система часток).

На основі припущення, що характер перетворення вектора Стокса відомий при кожному акті розсіювання, визначено стан поляризації світла після його багаторазового розсіювання в об'ємному середовищі, шляхом використання різноманітних наближень теорії багаторазового розсіювання [114, 115] або методу Монте Карло [114, 116].

Вимірювання елементів МРС (матриці Мюллера) достатньо прозорих біологічних рідин і тканин можна здійснити за допомогою лазерного поляризаційного нефелометра (ЛПН), що використовується в багатьох дослідженнях [25, 28, 37, 110, 113, 115, 117].

Вимірювання кутових залежностей елементів матриці Мюллера для кришталіків ока людини, що були проведені за допомогою ЛПН, показують суттєві відмінності для нормальних і каламутних (катарактальних) кришталіків [118]. Ці розбіжності зумовлені появою великих несферичних розсіювачів часток у середовищі каламутного кришталіка (за рахунок формування конгломератів високомолекулярних білків). Прозорий кришталік характеризується монодисперсною системою розсіювачів малого діаметра. Каламутний кришталік містить доволі велику фракцію крупних розсіювачів.

ЛПН може бути використана для досліджень *in-vitro* різноманітних тканин ока – від рогівки до ретини. При збільшенні швидкодії ЛПН, для виключення сенсорно-моторної реакції очного яблука в процесі вимірювань, можливе використання ЛПН *in-vivo* для цілого ока з отриманням інформації про структуру окремих тканин, що дозволить діагностувати не тільки катаракту, але й інші офтальмологічні захворювання, такі як глаукома [119].

На прикладі досліджень МРС ока кролика було показано, що водяниста волога передньої камери ока являє собою прозору ізотропну речовину, що дає невелике розсіювання світла (інтенсивність розсіяного світла не перевищує 1,5 – 2% від інтенсивності падаючого), що викликане розчиненими в ній компонентами органічного походження [120].

Дослідження МРС склоподібного тіла показали, що ця тканина, маючи аморфну структуру, не змінює поляризаційних характеристик світла, що дає можливість досліджувати поляризаційні властивості очного дна. З іншого боку, деякі патології склоподібного тіла призводять до змін елементів МРС. Наприклад, невеликі внутрішні крововиливи легко фіксуються за рахунок сильного розсіювання на еритроцитах [120].

В рамках оптико-кристалічної моделі побудови БТ [70] обґрунтована залежність кутових розподілів індикатрис елементів матриці Мюллера БТ від оптичних параметрів їх архітектонічної сітки. Встановлений взаємозв'язок між розподілами орієнтацій та величини двопронезаломлення речовини БТ і відносними значеннями елементів матриці Мюллера [121-124]. На основі цього розроблений метод стоксполяриметричної диференціації виникнення паталогічних змін архітектоніки структурованих БТ.

Мюллер-матричне моделювання та діагностика оптико-геометричної структури БТ були доповнені та розвинуті шляхом застосуванням матричного оператора Джонса для опису процесів перетворення амплітудно-фазової

структури лазерного когерентного випромінювання [125, 126]. В результаті одержана нова інформація про структуру БТ у вигляді фазових і орієнтаційних томограм їх архітекtonіки [127,128].

Статистичний аналіз розподілів орієнтацій фібрил і фазових зсувів, що вносяться їх речовиною, виявив перспективність вимірювання дисперсії величини орієнтаційних і фазових параметрів для диференціації фізіологічно нормальних і паталогічно змінених станів деяких типів БТ(міометрій [129, 130], кісткова тканина [128]).

Зазначимо, що „спільним знаменником” результатів, одержаних методами лазерної поляриметрії, є точковий аналіз поляризаційних параметрів об’єктного поля та пов’язаний з ним пошук їх взаємозв’язку з точковими орієнтаційними й анізотропними параметрами архітекtonіки БТ. У такій ситуації невизначеною залишається інформація про особливості (статистичні, стохастичні, самоподібні або фрактальні) двовимірних розподілів поляризаційних параметрів поля та орієнтаційно-фазових характеристик об’єкта. Зауважимо, що основна така інформація про побудову та оптичні властивості БТ, як правило, може одержуватися у вигляді 2D-розподілів інтенсивностей (класичне зображення) [2, 27]; поляризаційно-відфільтрованих інтенсивностей (контрастзоване зображення) [103, 108, 109]; поляризаційних мап і Мюллер-матричних зображень (поляризаційні образи БТ) [12, 13, 127, 128]. Відповідно цьому лазерна поляриметрія потребує подальшої розробки методів неруйнівної макродіагностики оптико-геометричної будови БТ шляхом удосконалення існуючих методів їх поляризаційно-інтерференційного картографування та розробки нових методів Мюллер-матричної реконструкції архітекtonіки БТ з використанням комплексного статистичного та фрактального аналізу її поляризаційно-неоднорідних Мюллер-матричних зображень (ММЗ).

З іншого боку, за останнє десятиріччя в біомедичній діагностиці набули широкого використання методи неінвазивного формування зображень біологічних об’єктів. Оптичні методи, що використовують оптичні властивості біологічних тканин, такі як світлорозсіювання, поглинання, поляризацію та флуоресценцію, мають багато переваг над звичайними методами рентгеноскопії, дослідження за допомогою ультразвуку, магніто-резонансної томографії внаслідок безпечності, вартості та високої роздільної здатності. Оптичні методи використовуються для отримання глибоких зображень тканин, що дають необхідну інформацію про стан оксигенації пухлини мозку та інших органів [1, 131, 132], тоді, як методи конфокальної мікроскопії та отримання зображень за допомогою багатофотонного збудження використовуються для отримання клітинної та субклітинної інформації поверхневих живих тканин [1, 133, 134]. Проте більшість біологічних тканин має здатність до сильного розсіювання діагностуючого випромінювання. Багаторазове розсіювання світла погіршує контраст і роздільну здатність при вимірюваннях. Проте деякі клінічні застосування, такі як рання діагностики раку, потребують середніх глибин занурення діагностуючого променя та мікронної роздільної здатності. Оптична когерентна томографія (ОКТ) заповнює цю нішу. Дана методика використовує

низькокогерентну інтерферометрію для отримання внутрішніх зображень тканин на глибині до двох міліметрів з мікронною роздільною здатністю [3, 4]. Найперші застосування ОКТ у медицині були здійснені в останнє десятиліття [135-139], проте початок свій ОКТ бере від передуючих робіт з інтерферометрії білого світла та оптичної когерентної рефлектометрії [140]. ОКТ дозволяє візуалізувати мікроскопічні структури за межами, доступними для конфокальної мікроскопії.

На відміну від звичайної ОКТ, перевага ПЧОКТ [5, 141-146] використовує інформацію, закладену в станах поляризації інтерференційних смуг, для отримання додаткового контрастування зображень досліджуваного зразка. ПЧОКТ забезпечує високу просторову роздільну здатність інформації про стан поляризації відбитого випромінювання, недоступну для відомих оптичних методів.

Перевага у використанні ПЧОКТ полягає у підвищеному контрасті та специфіці ідентифікації структур в ОКТ зображеннях шляхом детектування змін у стані поляризації світла, відбитого від БТ. Крім цього, зміни у двопротенезаломленні можуть бути, наприклад, викликані змінами у структурі, функціональності чи життєздатності БТ.

У 1992 році створена оптична когерентна система, що була здатна вимірювати зміни в стані поляризації, відбитого від зразка, випромінювання [147]. В 1997 році отриманий перший двовимірний розподіл (зображення) двопротенезаломлення сухожилля [148] та міокарда [149].

Іншим розділом ПЧОКТ є вимірювання вектора Стокса як функції від глибини занурення лазерного діагностуючого випромінювання шляхом вимірювання амплітуди й відносної фази інтерференційних смуг [150]. Важливим результатом використання ПЧОКТ є можливість отримання розподілу поляризаційних характеристик об'єкту на різних глибинах, розраховуючи відповідні матриці Мюллера та Джонса для даного зразка [12, 14, 76-79].

Отже, можна констатувати, що сучасна техніка ОКТ, яка дозволяє в безпосередньому режимі *in vivo* неінвазивно одержувати двовимірні класичні та поляризаційні зображення різних шарів БТ з різних глибин, знайшла широке та ефективне використання у клінічній практиці при визначенні існуючих, морфологічно сформованих патологічних утворень (пухлини, гематоми і т.ін.). Водночас актуальне завдання більш ранньої, доклінічної діагностики виникнення та моніторингу перебігу фізіологічних змін БТ як патологічного, так і дегенеративно-дистрофічного характеру. З оптичного погляду, таке завдання взаємопов'язане із розробкою сукупності нових методів діагностики та аналізу оптико-геометричної побудови БТ різної морфологічної побудови та фізіологічного стану. Виходячи з цього, можна виділити ряд наступних завдань для подальшого розвитку лазерної поляриметрії БТ:

- проведення систематичного аналізу статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли параметрів поляризаційно-неоднорідних полів (поляризаційних мап) основних типів ієрархічно подібних БТ, класифікація яких наведена в [24];

- статистичне дослідження 2D-розподілів елементів матриць Мюллера (Мюллер-матричних зображень);
- розробка методу фрактального аналізу ієрархії побудови архітектоніки БТ і 2D-розподілів їх поляризаційних характеристик;
- побудова алгоритмів реконструкції (відновлення) орієнтаційної та двопротенезаломлюючої архітектонічної структури БТ з одночасним її статистичним і фрактальним аналізом.

Розділ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ СХЕМИ І МЕТОДИКИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА АНАЛІЗУ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ФАЗОВОЇ СТРУКТУРИ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Даний розділ містить описи схеми експериментальних розташувань та методик вимірювань інтегрального і локального ступеня деполаризації полів лазерного випромінювання, розсіяного шарами біологічних тканин і рідин людини.

Представлені основні аналітичні алгоритми статистичного, кореляційного і фрактального аналізу лазерних зображень та полів розсіяного випромінювання шарами різних біологічних тканин і рідин людини.

2.1. Методика вимірювання інтегрального ступеня деполаризації полів розсіяного випромінювання

На рис. 2.1 приведена оптична схема експериментального розташування для вимірювання інтегрального ступеня деполаризації лазерного випромінювання, що пройшло крізь шари біологічних тканин або рідин людини

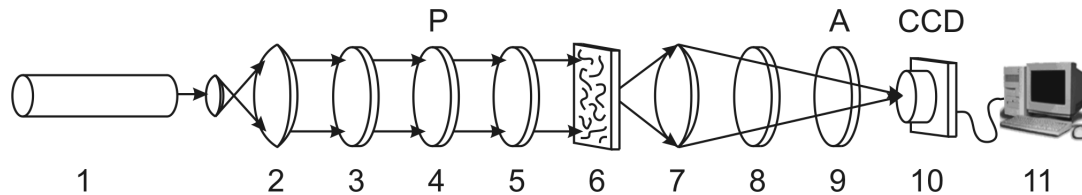


Рис. 2.1. Оптична схема гоніометричного лазерного поляриметра. Пояснення у тексті

Паралельний ($\varnothing = 10^4$ мкм) пучок He – Ne лазера 1 ($\lambda = 0,6328$ мкм, $W = 5,0$ мВт) проходить крізь коліматор 2 і поляризаційний фільтр (чвертьхвильові пластинки 3; 5 і поляризатор 4), який формує плоскополяризоване з азимутом $\alpha_0 = 0^\circ$ випромінювання.

За допомогою приймального об'єктиву 6, розсіяне біологічним шаром 5, під різними кутами лазерне випромінювання збирається телескопічною системою 7 з кутовою апертурою $\Delta\Omega$ і проходить крізь поляризаційний аналізатор 8 на світлочутливу площадку фотодетектора 9.

Вимірювання інтегрального ступеня деполаризації здійснюють за наступною методикою:

- вісь пропускання поляризатора – аналізатора 8 послідовно орієнтують під кутами $\theta = 0^\circ$ і $\theta = 90^\circ$;
- вимірюють інтенсивності пропущеного поляризатором – аналізатором 8 світла $I(\theta = 0^\circ)$ і $I(\theta = 90^\circ)$;
- обчислюють ступінь деполаризації за співвідношенням

$$\nabla = \frac{2I(\theta=90^\circ)}{I(\theta=0^\circ)+I(\theta=90^\circ)}. \quad (2.1)$$

2.2. Методика експериментального вимірювання ступеня локальної деполаризації полів лазерного випромінювання, розсіяних біологічними тканинами

Схема традиційного оптичного розташування для експериментального вимірювання координатних розподілів ступеня локальної деполаризації $\Phi(r)$ полів лазерного випромінювання розсіяного шарами біологічних об'єктів представлена на рис. 2.2.

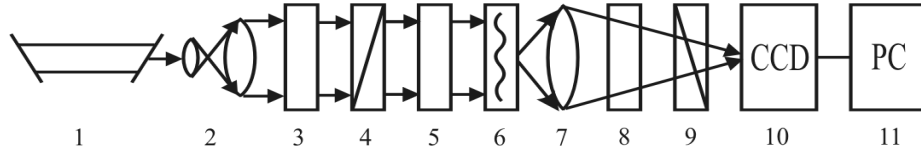


Рис. 2.2. Оптична схема лазерного поляриметра. Пояснення у тексті

Освітлення проводилося паралельним ($\varnothing = 10^4 \mu\text{м}$) пучком He-Ne лазера ($\lambda = 0.6328 \mu\text{м}$, $W = 5.0 \text{ мВт}$).

Поляризаційний освітлювач складається з чвертьхвильових пластинок 3; 5 і поляризатора 4, що забезпечувало формування лазерного пучка з бажаним азимутом $0^\circ \leq \alpha_0 \leq 180^\circ$ або еліптичністю $0^\circ \leq \beta_0 \leq 90^\circ$ поляризації.

Поляризаційні зображення біологічного шару та “перерізи” поля, розсіяного ним лазерного випромінювання у різних зонах дифракції за допомогою мікрооб’єктиву 7 проектувалися в площину світлочутливої площадки (800x600 пікселів) CCD-камери 10, яка забезпечувала діапазон вимірювання структурних елементів від 2 $\mu\text{м}$ до 2000 $\mu\text{м}$.

Аналіз зображень біологічних шарів та, перетворених ними лазерних полів, здійснювався за допомогою поляризатора 9 та чвертьхвильової пластинки 8.

Методика експериментальних вимірювань координатного розподілу ступеня локальної деполаризації $\Phi(r)$ наступна:

1. Вимірюється (без аналізатора 8) координатний розподіл $\begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ інтенсивності зображення біологічної тканини $I \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$, де $m \times n$ - сукупність пікселів цифрової камери 9.

2. Далі встановлюють аналізатор 8, площину пропускання якого послідовно орієнтують під кутами $\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$ та вимірюють відповідні множини значень інтенсивності $I_x \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$; $I_y \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$.

3. Обертанням площини пропускання аналізатора в межах $\theta = 0^\circ \div 180^\circ$ визначають множини значень мінімальної та максимальної інтенсивності $I \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}_{\min}$; $I \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}_{\max}$ лазерного зображення для кожного окремого

пікселя (m,n) CCD-камери та відповідні їм кути повороту $\theta \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right) \left(I \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right) \equiv I_{min} \right) \equiv I_{min} \right)$.

4. Розраховується поляризаційна мапа зображення або об'єктного поля біологічної тканини, використовуючи наступні співвідношення

$$\begin{aligned} \alpha \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right) &= \theta \left(I(r)_{min} \right) \frac{\pi}{2} \\ \beta \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right) &= \arctg \frac{I(r)_{min}}{I(r)_{max}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

5. Розраховуються координатні розподіли фазових зсувів $\delta \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right)$ з використанням співвідношення

$$\delta(r) = \arctg \left[\frac{tg 2\beta(r)}{tg \alpha(r)} \right]. \quad (2.3)$$

6. Розраховують координатний розподіл ступеня локальної деполаризації $\Phi \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right)$

$$\Phi(r) = \arctg \frac{I_x^{0,5}(r) I_y^{0,5}(r) \cos \delta(r)}{I_x(r) + I_y(r)}, \quad (2.4)$$

де $I_x(r); I_y(r)$ - значення інтенсивності об'єктного поля в точках з координатами r для поворотів осі пропускання аналізатора 9 (рис. 2.2) відносно площини падіння на кути 0° і 90° , відповідно.

2.3. Сукупність статистичних, кореляційних і фрактальних критеріїв оцінювання локальної деполаризації лазерних полів, перетворених біологічними шарами

Найбільш повно двохвимірні координатні розподіли $\Phi \left(\begin{matrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{matrix} \right)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного біологічними шарами характеризує сукупність статистичних моментів 1-го – 4-го порядків $R_{i=1;2;3;4}^\Phi$ обчислена за відомими теоретичними співвідношеннями

$$\begin{aligned}
R_1^\Phi &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |(\Phi)_i|; \\
R_2^\Phi &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Phi)_i^2}; \\
R_3^\Phi &= \frac{1}{(R_2^\Phi)^3} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Phi)_i^3; \\
R_4^\Phi &= \frac{1}{(R_2^\Phi)^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Phi)_i^4,
\end{aligned} \tag{2.5}$$

де $N = 800 \times 600$ - повна кількість пікселів CCD-камери 10 (рис. 2.2), яка реєструє поле розсіяного, біологічними шарами, лазерного випромінювання.

В основу аналізу координатної структури $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шарами біологічних тканин покладено метод автокореляції з використанням автокореляційних функцій $W_\Phi(\Delta r)$ [], явний вигляд яких обчислювався за допомогою прикладного програмного пакету "MATLAB"

$$W_\Phi(\Delta r) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \left(\frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} Z_\Phi(r) Z_\Phi(r - \Delta r) \right) \tag{2.6}$$

В якості кореляційних залежностей, які характеризують лазерні зображення біологічних тканин обрано параметри (дисперсію K_2^Φ і ексцес K_4^Φ) розкладу Грама – Шарльє] автокореляційних залежностей $W_\Phi(\Delta r)$

Фрактальний аналіз координатної структури $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шарами біологічних тканин проводився наступним чином:

- розраховувалися спектри потужності $J(\Phi)$ автокореляційних функцій $W(\Delta r)$ і обчислювалися log-log залежності спектрів потужності $\log J(\Phi) - \log(l^{-1})$, де l^{-1} просторові частоти, що визначаються геометричними розмірами (l) структурних елементів лазерних зображень біологічних об'єктів або полів, розсіяних ними когерентного випромінювання;
- залежності $\log J(\Phi) - \log(l^{-1})$ апроксимувалися методом найменших квадратів у криві $V(\gamma)$, для прямих ділянок яких визначалися кути нахилу γ_i і обчислювалися фрактальні розмірності за співвідношенням

$$F_i = 3 - tg\gamma_i. \tag{2.8}$$

Класифікація координатних розподілів ступеня локальної деполаризації $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots \dots \dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ проводилась згідно з критеріями:

- координатні розподіли $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots\dots\dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ - фрактальні за умови постійного значення кута нахилу $\gamma = const$ залежності $V(\gamma)$ для 2-3 декад зміни геометричних розмірів l ;
- координатні розподіли $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots\dots\dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ - мультифрактальні за умови наявності декількох постійних кутів нахилу $V(\gamma)$;
- координатні розподіли $\Phi \begin{pmatrix} r_{11}, \dots, r_{1m} \\ \dots\dots\dots \\ r_{n1}, \dots, r_{nm} \end{pmatrix}$ - випадкові за умови відсутності стабільних кутів нахилу $V(\gamma)$ для всього інтервалу зміни геометричних розмірів l .

Розділ 3. ФІЗИЧНІ МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ. СТАТИСТИЧНИЙ І КОРЕЛЯЦІЙНИЙ ПІДХІД

Даний розділ містить матеріали теоретичного аналізу процесів формування деполаризації полів, розсіяного оптико-неоднорідними біологічними шарами, електромагнітного випромінювання

Розглянуто два випадки явища деполаризації у межах статистично (інтегральний) і кореляційного (локальний) описання полів розсіяного випромінювання.

Проаналізовано формування ступеня деполаризації та його дифракційну еволюцію, як результат статистичного усереднення ймовірно розподілених типів і форм поляризації поля розсіяного випромінювання.

Визначено основні аналітичні взаємозв'язки між ступенем деполаризації та оптико – геометричною будовою поверхнево, підповерхнево та об'ємно розсіюючих шарів біологічного походження.

Введено для характеристики деполаризації точок поля розсіяного когерентного випромінювання новий параметр локальний ступінь деполаризації, що має фізичний зміст фази комплексного ступеня кореляції між ортогональними складовими комплексної амплітуди лазерного випромінювання у цих точках.

Виявлено взаємозв'язок ступеня локальної поляризації та орієнтаціями оптичних осей і показників двопроменезаломлення мереж біологічних кристалів.

Запропоновано алгоритм описання дифракційної трансформації ступеня локальної деполаризації на основі використання інтегралів Релея – Зомерфельда.

3.1. Коротка характеристика фазово-неоднорідних шарів

У аналітичному огляді, наведеному у розділі 1, проведений порівняльний аналіз процесів розсіювання поляризованого випромінювання різноманітними каламутними об'єктами і середовищами із випадково розподіленими оптичними неоднорідностями.

Установлено, що головними причинами “руйнації” (деполаризації) поляризації розсіяного випромінювання є розсіювання електромагнітного випромінювання з різною ступеню кратності наступними “граничними” типами об'єктів.

- поверхнево – розсіюючі шари – шорсткі поверхні;
- розсіюючі фазово-неоднорідні об'єкти з підповерхневим розсіюванням - шари з статистично-нерівною поверхнею з підповерхневим напруженим оптико-анізотропним шаром (шліфовані скла);
- об'ємно розсіюючі шари - каламутні середовища, що містять розсіюючі центри різної форми та концентрації.

При цьому, на наш погляд недостатньо системної уваги приділяється фізичним механізмам поляризаційної трансформації електромагнітних хвиль оптичного діапазону фазово-неоднорідними шарами біологічного походження.

Виходячи з цього, актуальним постає завдання проведення певної класифікації оптико-неоднорідних шарів за типами взаємодії з ними оптичного випромінювання.

У нашій роботі ми пропонуємо наступний підхід у класифікації оптично – неоднорідних біологічних об'єктів:

- шорсткі поверхні біологічних тканин - поверхня епітеліального шару шкіри з підповерхневим розсіянням у дермальному оптико-анізотропному шарі;
- оптично – тонкі об'ємно розсіюючи шари – рідкокристалічні мережі біологічних рідин (плазма крові, жовч, ліквар, синовіальна рідина і т.ін.);
- багатошарові структури – мережі біологічних кристалів (протейнові фібрили) позаклітинної матриці основних типів (м'язова, сполучна, епітеліальна, нервова) тканин людини.

В якості аналітичного підходу до аналізу механізмів перетворення параметрів поляризації z (азимут α і еліптичність β) оптичного випромінювання об'єктами всіх типів проводимо у двох наближеннях.

Перше, - випадковість і статистична незалежність актів взаємодії із локальними оптичними неоднорідностями біологічних шарів. Виходячи з цього, можна адекватно використовувати наступний універсальний математичний алгоритм визначення ймовірнісних розподілів станів поляризації оптичного випромінювання, що перетворене розсіюючими шарами з відомими статистичними розподілами F_q їх оптико (показники заломлення, двоприменезаломлення, поглинання і т.ін.) -геометричних (кути нахилу, висоти і розміри мікронерівностей, напрями оптичних осей кристалічних утворень і т.ін.) параметрів q .

Нехай q - випадкова величина розподілена за законом F_q , а $z = y(q)$ - випадкова величина, що функціонально (y) залежна від q . Тоді алгоритм визначення закону ймовірнісного розподілу R_z значень величини z визначається наступним співвідношенням

$$R_z = \sum_{i=1}^k \left\{ F[y_i^{-1}(z)] \times \left| \frac{dF[y_i^{-1}(z)]}{dz} \right| \right\}. \quad (3.1)$$

Тут $y_i^{-1}(z)$ - функція зворотна до залежності $y(z)$, а i - кількість аналітичних розв'язків.

Друге, - математичні алгоритми описання такої взаємодії базуються на уніфікованому вектор – параметричному і Мюллер – матричному описанні світлових пучків та світлорозсіюючих об'єктів.

Математично це записується у вигляді універсального матричного рівняння

$$S^* = \{M\}S^0. \quad (3.2)$$

Тут S^0 і S^* - вектори Стокса опромінюючого та об'єктного пучків; $\{M\}$ - матриця Мюллера біологічного об'єкту.

3.2. Статистична оптична модель поверхнево – розсіюючого біологічного шару

На рис. 3.1 представлена модель поверхневого і підповерхневого шару біологічної шорсткої поверхні.

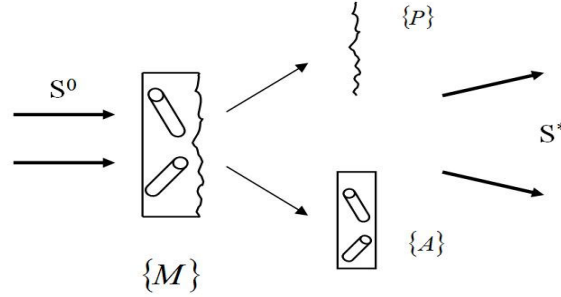


Рис. 3.1. До аналізу оптичної моделі шорсткої поверхні шкіри. Тут S^0 і S^* - вектори Стокса опромінюючого та об'єктного пучків; $\{P\}$ - матриця Мюллера шорсткої поверхні епітеліального шару; $\{A\}$ - матриця підповерхневого анізотропного шару

Неважко бачити, що результуюча матриця Мюллера ($\{M\}$) такого об'єкту визначається як добуток парціальних матричних операторів його поверхневої ($\{P\}$) та підповерхневої ($\{A\}$) складових, які мають відповідну симетрію

$$\{M\} = \{P\}\{A\} = \begin{vmatrix} 1 & p_{12} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{33} & p_{34} \\ 0 & 0 & p_{43} & p_{44} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ 0 & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ 0 & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix}. \quad (3.3)$$

Розглянемо механізми формування ймовірнісного розподілу станів поляризації окремо поверхневим ($\{P\}$) і підповерхневим шарами ($\{A\}$).

Одержані парціальні ймовірнісні розподіли ($F_\alpha^{\{P\}}$ і $F_\beta^{\{P\}}$) та ($F_\alpha^{\{A\}}$ і $F_\beta^{\{A\}}$) характеризують статистично незалежні процеси взаємодії електромагнітного випромінювання із сукупністю оптичних неоднорідностей поверхневої (пластинки зроговілого епітелія) і підповерхневої (оптико – анізотропні колагенові фібрили) складових поверхні шкіри. Тому результуючі розподіли випадкових значень азимутів $F_\alpha^{\{M\}}$ і еліптичності $F_\beta^{\{M\}}$ поляризації визначаються наступними співвідношеннями

$$\begin{cases} F_\alpha^{\{M\}} = F_\alpha^{\{P\}} \times F_\alpha^{\{A\}}; \\ F_\beta^{\{M\}} = F_\beta^{\{P\}} \times F_\beta^{\{A\}}. \end{cases} \quad (3.4)$$

3.2.1. Поверхнева складова шорсткої поверхні шкіри

Розглядаємо таку поверхню як сукупність випадково нахилених (ξ) відносно нормалі oY квазіпласких площинок оптично – ізотропного зроговілого шару епітелію. Кожній мікронерівності такого шару ставимо у відповідність парціальний матричний оператор $\{P_\xi\}$, який вичерпно повно описує процеси перетворення поляризаційних параметрів електромагнітної хвилі

$$\{P_\xi\} = (p_x^2 + p_y^2)^{-1} \times \begin{vmatrix} (p_x^2 + p_y^2); & (p_x^2 - p_y^2); & 0 & 0 \\ (p_x^2 - p_y^2); & (p_x^2 + p_y^2); & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (2p_x p_y \cos \varphi_{xy}); & (-2p_x p_y \sin \varphi_{xy}); \\ 0 & 0 & (-2p_x p_y \sin \varphi_{xy}); & (2p_x p_y \cos \varphi_{xy}). \end{vmatrix}. \quad (3.5)$$

Тут p_x, p_y - амплітудні коефіцієнти пропускання ортогональних E_x, E_y складових амплітуди електромагнітної хвилі; φ_{xy} - фазовий зсув між ними.

Поляризаційні параметри опромінюючого шорстку поверхню шару епітелію описуємо вектором Стокса наступного вигляду

$$S^0 = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 \\ \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 \\ \sin 2\beta_0 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Запишемо універсальне матричне рівняння (3.2) з урахуванням явного вигляду виразів (3.5) і (3.6) та визначимо взаємозв'язки між параметрами поляризації (α, β) та оптичними властивостями (p_x, p_y) локальної мікроплощинки шару епітелію

$$\alpha = 0,5 \arctg \left[\frac{2p_x p_y \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0}{p_x^2(1 + \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0) + p_y^2(1 - \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0)} \right]; \quad (3.7)$$

$$\beta = 0,5 \arcsin \left[\frac{2p_x p_y \sin 2\beta_0}{p_x^2(1 + \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0) + p_y^2(1 - \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0)} \right]. \quad (3.8)$$

Для знаходження ймовірнісних розподілів $F_\alpha^{\{P\}}$ і $F_\beta^{\{P\}}$ по всій сукупності випадково нахилених мікронерівностей епітеліального шару скористаємось співвідношенням (3.1). З метою установлення явного вигляду обернених функцій $y^{-1}(z)$ запишемо вирази амплітудних коефіцієнтів пропускання у розгорнутому вигляді

$$\begin{cases} p_x = \frac{2 \cos \theta \sin \Omega}{\sin(\theta + \Omega)}; \\ p_y = \frac{\operatorname{tg}(\theta + \Omega) - \operatorname{tg}(\theta - \Omega)}{\operatorname{tg}(\theta + \Omega)}; \\ \sin \theta = n \sin \Omega. \end{cases} \quad (3.9)$$

Тут θ - кут опромінювання мікроплощинки; Ω - кут заломлення; n - показник заломлення речовини епітелію.

Розв'язуючи систему рівнянь (3.9) відносно змінної θ , одержимо наступний вигляд обернених функцій θ_x^{-1} і θ_y^{-1}

$$\theta_x^{-1} = \arcsin \left[\frac{(2-p_x)^2 - n^2 p_x^2}{4(1-p_x)} \right]^{0,5}; \quad (3.10)$$

$$\theta_y^{-1} = \arcsin \left[\frac{(2-p_y)^2 - n^2 p_y^2}{(2-p_y)^2 - n^4 p_y^2} \right]^{0,5}. \quad (3.11)$$

Припустимо, як і у випадку класичних досліджень шорстких поверхонь, випадкові значення кутів нахилу їх мікронерівностей розподілені за нормальним законом

$$F_\theta = \left(\text{ctg} \bar{\theta} / \sqrt{\pi} \cos^2 \theta \right) \exp \left(-t g^2 \bar{\theta} / t g^2 \theta \right), \quad (3.12)$$

де $\bar{\theta}$ - середнє значення кута нахилу.

Розв'язком (3.1) з урахуванням співвідношень (3.9) – (3.12) є наступні вирази для розподілів випадкових значень амплітудних коефіцієнтів пропускання

$$Q(p_x) = \frac{\text{ctg} \bar{\theta}}{(1 - \sin^2 \theta_x^{-1}) \sqrt{\pi n^2 \frac{p_x^2 - n^2(2-p_x)^2}{p_x^2 - n^4(2-p_x)^2} \left(1 - n^2 \frac{p_x^2 - n^2(2-p_x)^2}{p_x^2 - n^4(2-p_x)^2} \right)}} \times \\ \times \frac{2n^4(n^2-1)p_x^2}{[p_x^2 - n^4(2-p_x)^2]^2} \times \exp \left[-\frac{t g^2 \theta_x^{-1}}{t g^2 \bar{\theta}} \right]; \quad (3.13)$$

$$Q(p_y) = \frac{\text{ctg} \bar{\theta}}{(1 - \sin^2 \theta_y^{-1}) \sqrt{\pi \frac{(2-p_y)^2 - n^2 p_y^2}{(2-p_y)^2 - p_y^2} \left(1 - \frac{(2-p_y)^2 - n^2 p_y^2}{(2-p_y)^2 - p_y^2} \right)}} \times \\ \times \frac{(2-p_y)^3 + p_y^3}{4p_y^2} \times \exp \left[-\frac{t g^2 \theta_y^{-1}}{t g^2 \bar{\theta}} \right]. \quad (3.14)$$

Оскільки ортогональні складові амплітуди E_x, E_y електромагнітної хвилі, при її проходженні крізь випадкову нахилену ($\xi = \theta$) мікронерівність шару епітелію, перетворюються незалежно, то можна вважати статистично незалежними розподіли $Q(p_x)$ і $Q(p_y)$ випадкових значень амплітудних коефіцієнтів пропускання p_x і p_y . Іншими словами, спільна густина ймовірності їх випадкового розподілу може бути записана у вигляді простого добутку парціальних залежностей

$$Q(p_x, p_y) = Q(p_x) \times Q(p_y). \quad (3.15)$$

Вираз (3.15) є базовим для визначення спільного ймовірнісного розподілу значень азимута α і еліптичності β поляризації на основі використання перетворення випадкових змінних наступного вигляду

$$G(\alpha, \beta) = K(\alpha, \beta) Q[P_x(\alpha, \beta); P_y(\alpha, \beta)]. \quad (3.16)$$

Тут $[P_x(\alpha, \beta); P_y(\alpha, \beta)]$ - обернені функції, що визначаються співвідношеннями

$$P_x(\alpha, \beta) = \frac{(1 - \cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0) \sin 2\beta \operatorname{tg} 2\alpha}{\cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0 (\operatorname{tg} 2\alpha + \sin 2\beta)}; \quad (3.17)$$

$$P_y(\alpha, \beta) = \frac{(1 \cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0) \sin 2\beta \operatorname{tg} 2\alpha}{\cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0 (\operatorname{tg} 2\alpha + \sin 2\beta)}, \quad (3.18)$$

а оператор $K(\alpha, \beta)$ має наступний вигляд

$$K(\alpha, \beta) = \det \begin{bmatrix} \frac{dP_x}{d\beta} & \frac{dP_x}{d\alpha} \\ \frac{dP_y}{d\beta} & \frac{dP_y}{d\alpha} \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

З урахуванням (3.17) - (3.19) вираз (3.16) для спільного розподілу випадкових значень параметрів поляризації перепишеться наступним чином

$$G(\alpha, \beta) = \frac{2(1 - \cos^2 2\beta_0 \cos 2\alpha_0) \operatorname{tg} 2\alpha \cos 2\beta \sin^2 2\beta}{\cos^2 2\beta_0 \sin^2 2\beta_0 \cos^2 2\alpha (\operatorname{tg} 2\alpha - \sin 2\beta)(\operatorname{tg} 2\alpha + \sin 2\beta)^2} \times \\ \times Q_x[P_x(\alpha, \beta)] Q_y[P_y(\alpha, \beta)]. \quad (3.20)$$

Нарешті, для визначення ймовірнісних розподілів азимута $A^{(p)}(\alpha)$ і еліптичності $B^{(p)}(\beta)$ поляризації оптично поля, розсіяного шаром епітелію, використовуємо співвідношення

$$A^{(p)}(\alpha) = \int_0^\pi G(\alpha, \beta) d\beta; \quad (3.21)$$

$$B^{(p)}(\beta) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} G(\alpha, \beta) d\alpha. \quad (3.22)$$

3.2.2. Підповерхнева складова шорсткої поверхні шкіри

Оптичні властивості протеїнових фібрил, що формують підповерхневий шар шкіри, подібні до властивостей оптико – анізотропних рідкокристалічних структур (рис. 3.2).

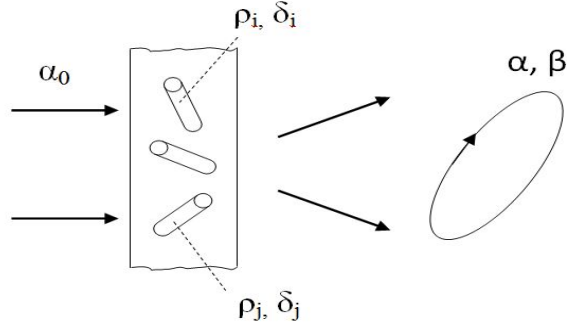


Рис. 3.2. До аналізу оптичної моделі підповерхневої кристалічної фазово-неоднорідного шару з шорсткою поверхнею.

Виходячи з цього, для такого оптично одноосного двопротенезаломлюючого біологічного кристалу його матричний оператор $\{A\}$ можна записати у вигляді

$$\{A\} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ 0 & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ 0 & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (\cos^2 2\rho + \sin^2 2\rho \cdot \cos \delta) & (\cos 2\rho \sin 2\rho (1 - \cos \delta)) & (\sin 2\rho \sin \delta) \\ 0 & -(\cos 2\rho \sin 2\rho (1 - \cos \delta)) & (\sin^2 2\rho + \cos^2 2\rho \cos \delta) & (\cos 2\rho \sin \delta) \\ 0 & -(\sin 2\rho \sin \delta) & -(\cos 2\rho \sin \delta) & (\cos \delta) \end{vmatrix}. \quad (3.23)$$

Тут ρ - орієнтація оптичної осі протеїнової фібрили, $\delta = 2\pi\Delta n d/\lambda$ - величина фазового зсуву, що вноситься оптико-анізотропною з показником двопротенеломлення Δn і поперечним розміром d фібрилою між ортогональними складовими E_x, E_y амплітуди електромагнітної хвилі довжиною λ .

З використанням співвідношень (3.2), (3.6) і (3.23) можна визначити взаємозв'язки між поляризаційними (α, β) характеристиками, перетвореної електромагнітної хвилі, біологічним рідким кристалом з орієнтаційно-фазовими (ρ, δ) параметрами

$$\alpha = 0,5 \arctg \left[\frac{\cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{32}) + \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{33}) + \sin 2\beta_0 (a_{34})}{\cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{22}) + \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{23}) + \sin 2\beta_0 (a_{24})} \right]; \quad (3.24)$$

$$\beta = 0,5 \arcsin [\cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{42}) + \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (a_{43}) + \sin 2\beta_0 (a_{44})]. \quad (3.25)$$

Використовуючи алгоритм (3.1) з урахуванням співвідношень (3.24) і (3.25), можна визначити явний вигляд ймовірнісних розподілів $A^{(\rho, \delta)}(\alpha)$ азимутів і $B^{(\rho, \delta)}(\beta)$ еліптичності поляризації поля оптичного випромінювання, розсіяного шаром рідких біологічних кристалів.

$$A^{(\rho, \delta)}(\alpha) = \sum_{i=1}^k \left\{ F[\rho_i^{-1}(\alpha)] \times \left| \frac{dF[\rho_i^{-1}(\alpha)]}{d\alpha} \right| \right\}; \quad (3.26)$$

$$B^{(\rho, \delta)}(\beta) = \sum_{i=1}^k \left\{ F[\delta_i^{-1}(\beta)] \times \left| \frac{dF[\delta_i^{-1}(\beta)]}{d\beta} \right| \right\}. \quad (3.27)$$

Тут $\rho^{-1}(\alpha)$ і $\delta^{-1}(\beta)$ - зворотні функції, що визначаються з (3.24) і (3.25); F - тип або закон ймовірнісного розподілу.

Слід зазначити, що явний вигляд математичних виразів (3.26) і (3.27) достатньо громіздкий і, тому важкий для фізичного аналізу.

З метою їх спрощення (без зниження повноти аналізу) розглядався випадок опромінення оптико і анізотропного шару біологічних кристалів циркулярно поляризованою хвилею.

У такому випадку вектор Стокса опромінюючого пучка (3.6) набуває простого математичного вигляду

$$S^0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

а вирази (3.24) і (3.25) перепишуться наступним чином

$$\alpha = 0,5 \arctg \left[\frac{a_{34}}{a_{23}} \right] = 0,5 \arctg \left[\frac{\cos 2\rho \sin \delta}{\sin 2\rho \sin \delta} \right] = 0,5 \arctg(\ctg 2\rho); \quad (3.29)$$

$$\beta = 0,5 \arcsin(a_{44}) = 0,5 \arcsin(\cos \delta). \quad (3.30)$$

Скористаємось припущеннями про нормальний розподіл орієнтацій F_ρ оптичних осей і фазових зсувів F_δ речовини мережі біологічних кристалів

$$F_\rho = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\rho^2}\right); \quad (3.31)$$

$$F_\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta}} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\delta^2}\right), \quad (3.32)$$

де $\bar{\rho}$ і $\bar{\delta}$ - середні значення орієнтацій і фазових зсувів, відповідно.

На основі (3.31) і (3.32) можна одержати наступні розподіли ймовірностей $A^{(\rho, \delta)}(\alpha)$ азимутів і $B^{(\rho, \delta)}(\beta)$ еліптичності поляризації поля оптичного випромінювання, що розсіяне мережею біологічних кристалів підповерхневого шару дерми шкіри із шорсткою поверхнею епітелію

$$A^{(\rho, \delta)}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}[\arctg(\ctg \bar{\alpha})]} \exp\left\{ -\frac{[\arctg(\ctg \alpha)]^2}{2[\arctg(\ctg \bar{\alpha})]^2} \right\} \times \left| \frac{d[\arctg(\ctg \alpha)]}{d\alpha} \right|; \quad (3.33)$$

$$B^{(\rho, \delta)}(\beta) = \frac{2}{\sqrt{\pi} [\arcsin(2 \cos \beta)]} \exp \left\{ -\frac{[\arcsin(2 \cos \beta)]^2}{2 [\arcsin(2 \cos \beta)]^2} \right\} \times \left| \frac{d[\arcsin(2 \cos \beta)]}{d\beta} \right|. \quad (3.34)$$

Таким чином, володіючи інформацією про випадкові розподіли станів поляризації (співвідношення (3.21); (3.22) і (3.33); (3.34)), парціальних складових поля оптичного випромінювання, розсіяного підповерхневим і поверхневим шарами шкіри із статистично незалежними параметрами, можна визначити результуючу його поляризаційну структуру у вигляді наступних виразів

$$A^*(\alpha) = A^{(\rho, \delta)}(\alpha) A^{(p)}(\alpha); \quad (3.35)$$

$$B^*(\beta) = B^{(\rho, \delta)}(\beta) B^{(p)}(\beta). \quad (3.36)$$

3.3. Багат шарові оптико-анізотропні біологічні об'єкти

Більшість тканин реальних органів людини характеризується багат шаровою структурою, що складається із суперпозиції парціальних шарів основних типів біологічних тканин.

На рис. 3.3 приведена модель такого фазово-неоднорідного об'єкту, сформованого послідовно розташованими шарами оптико-анізотропних мереж біологічних кристалів

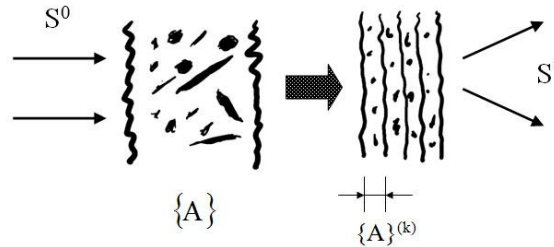


Рис. 3.3. До аналізу оптичної моделі багат шарового оптико-анізотропного шару. Тут $k = 1; 2; \dots N$ - кількість шарів; $\{A\}^{(k)}$ - матриця Мюллера парціального k -го шару

Якщо припустити, що матричні оператори $\{A\}^{(k)}$ парціальних мереж біологічних кристалів незалежні, то їх "сумарний" вплив на зміну статистичних розподілів станів поляризації можна визначити наступним чином

$$\{A\} = \prod_{k=1}^N \{A\}^{(k)} = \{A\}^{(N)} \{A\}^{(N-1)} \dots \{A\}^{(2)} \{A\}^{(1)}. \quad (3.37)$$

Визначаючи для кожного окремого парціального шару $\{A\}^{(k)}$ явний вигляд співвідношень (3.24); (3.25) та, застосовуючи алгоритм (3.1), запишемо вирази для визначення ймовірнісних розподілів випадкових значень $\alpha^{(k)}$ і $\beta^{(k)}$

$$A^{(k)}(\alpha) = A^{(N)}(\alpha)A^{(N-1)}(\alpha)\dots A^{(2)}(\alpha)A^{(1)}(\alpha); \quad (3.38)$$

$$B^{(k)}(\beta) = B^{(N)}(\beta)B^{(N-1)}(\beta)\dots B^{(2)}(\beta)B^{(1)}(\beta). \quad (3.39)$$

3.4. Деполяризації полів лазерного випромінювання, розсіяного фазово-неоднорідними шарами, як інтегральний ефект

Проведений аналіз виявив основні закономірності формування ймовірнісної поляризаційної структури, перетвореного поляризованого випромінювання різними типами об'єктів біологічного походження.

З іншого боку, за рахунок наявності певної кутової апертури $\Delta\Omega$ фотодетектора, що реєструє таке поле, завжди має місце усереднення результуючого значення азимуту і еліптичності поляризації за рахунок накладання (суперпозиції) певної сукупності електромагнітних хвиль (рис. 3.4а).

З іншого боку, при розповсюдженні розсіяних хвиль у вільному просторі, для різних його ділянок, має місце різний масив (кількість парціальних хвиль) усереднення станів поляризації.

Так, у зоні дифракції Френеля (рис. 3.4б) у формуванні стану поляризації різних точок поля розсіяного випромінювання приймає участь обмежена і різна кількість парціальних хвиль. Масив усереднення визначається відстанню від фазово-неоднорідного шару Z та його лінійним розміром L

$$\Delta\Omega^* = \arctg\left(\frac{L}{Z}\right). \quad (3.40)$$

З останнього виразу випливає, що у зоні дифракції Френеля (незначні відстані Z) учать у формуванні станів поляризації точок поля розсіяного випромінювання бере не вся кількість оптичних неоднорідностей, які визначають ймовірнісні розподіли (3.21); (3.22); (3.33); (3.34); (3.38) і (3.39), а лише певні їх вибірки.

Традиційно у класичній оптиці світлорозсіяння [], ступінь такого усереднення стану поляризації або деполяризації експериментально оцінюють співвідношенням наступного вигляду

$$\nabla = \frac{2I(0^0 - 90^0)}{I(0^0 - 0^0) + I(0^0 - 90^0)}. \quad (3.41)$$

Тут $I(0^0 - 0^0)$ і $I(0^0 - 90^0)$ - значення інтенсивності випромінювання, зареєстрованого у співвісних $(0^0 - 0^0)$ і схрещених $(0^0 - 90^0)$ поляризаторі та аналізаторі.

Проаналізуємо вираз (3.41) більш детально. Нехай у деякій точці (x, y) поля розсіяного випромінювання сформувався еліптично поляризований стан електромагнітної хвилі з параметрами $\alpha(x, y)$ і $\beta(x, y)$.

Згідно закону Малюса вираз (3.41) перепишеться наступним чином

$$\nabla = \frac{2[\cos \alpha(x, y) + \tg \beta(x, y) \sin \alpha(x, y)]}{[\cos \alpha(x, y) + \sin \alpha(x, y)][1 + \tg \beta(x, y)]}. \quad (3.42)$$

Аналіз останнього виразу показує, що величина деполаризації ∇ визначається наявністю “ортогональної” складової у розкладі результуючої траєкторії поляризації по напрямках $0x$ і $0y$.

$$0,0 \leq \nabla \leq 1,0 \Leftrightarrow \begin{cases} \nabla = 1,0 \Leftrightarrow \beta = \pm \pi/4; \\ \nabla = \frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + \sin \alpha} \Leftrightarrow \beta = 0; \\ \nabla = 0,0 \Leftrightarrow \beta = 0; \alpha = 0; \pi/2. \end{cases} \quad (3.43)$$

Як видно, максимального значення параметр ∇ досягає для циркулярно поляризованого випромінювання ($\beta = \pm \pi/4$) або лінійно – поляризованого з азимутом $\alpha = \pm \pi/4$. Навпаки, мінімальний рівень параметр ∇ має для лінійно поляризованих станів з азимутами $\alpha = 0$ або $\alpha = \pi/2$.

Аналіз розподілів (співвідношення (3.21) і (3.22)) ймовірнісних станів поляризації поля випромінювання, перетвореного шорсткою поверхнею ізотропного ($\delta_{xy} \rightarrow 0; \beta \rightarrow 0$) шару, показує, що у граничній зоні дифракції для них практично відсутні еліптично поляризовані стани. Іншими словами, таке поле поляризаційно однорідне і практично не деполаризоване.

Фазова модуляція ($\delta_{xy} \neq 0; \beta \neq 0$), що вноситься оптичною анізотропією підповерхневого кристалічного шару протейнових фібрил виявляється з зростання ступеня деполаризації граничного поля за рахунок зростання дисперсії розподілів випадкових значень азимута (співвідношення (3.33)) і еліптичності (3.34) поляризації.

У ситуації одночасної реєстрації у межах кутової апертури $\Delta\Omega$ багатьох але обмежених за кількістю (N) різнополяризованих точок (α_i і β_i) поля розсіяного випромінювання вираз (3.42) набуває наступного вигляду

$$\nabla = \frac{2 \left[\cos \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \alpha_i}{N} \right) + tg \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \beta_i}{N} \right) \sin \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \alpha_i}{N} \right) \right]}{\left[\cos \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \alpha_i}{N} \right) + \sin \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \alpha_i}{N} \right) \right] \left[1 + tg \left(\frac{\sum_{i=1}^N \cos \beta_i}{N} \right) \right]}. \quad (3.44)$$

Аналогічна ситуація має місце і для близької зони дифракції Френеля, де у кожній точці поля має місце суперпозиція обмеженої у межах кутового конусу $\Delta\Omega^*$ кількості (M) парціальних фронтів

$$\nabla = \frac{2 \left[\cos \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \alpha_i}{N+M} \right) + tg \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \beta_i}{N+M} \right) \sin \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \alpha_i}{N+M} \right) \right]}{\left[\cos \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \alpha_i}{N+M} \right) + \sin \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \alpha_i}{N+M} \right) \right] \left[1 + tg \left(\frac{\sum_{i=1}^{N+M} \cos \beta_i}{N+M} \right) \right]}. \quad (3.45)$$

Для далекої зони дифракції Фраунгофера вираз (3.45) трансформується у відповідності із специфікою ймовірнісних розподілів ((3.21); (3.22); (3.33); (3.34); (3.38) і (3.39)) станів поляризації поля розсіяного випромінювання

$$\nabla = \frac{2[(\int_0^\pi A(\alpha) \cos \alpha d\alpha) + (\int_0^{0,5\pi} B(\beta) \operatorname{tg}(\beta) d\beta)(\int_0^\pi A(\alpha) \sin \alpha d\alpha)]}{[(\int_0^\pi A(\alpha) \cos \alpha d\alpha) + (\int_0^\pi A(\alpha) \sin \alpha d\alpha)][1 + (\int_0^{0,5\pi} B(\beta) \operatorname{tg}(\beta) d\beta)]}. \quad (3.46)$$

Порівняльний аналіз останніх співвідношень (3.44) – (3.46), які характеризують формування стану поляризації або деполіризації у точці поля розсіяного випромінювання, виявив:

- для окремої електромагнітної хвилі стан деполіризації є чисто аналітичним поняттям, пов'язаним із наявністю та величиною ортогональної складової амплітуди (співвідношення (3.42), (3.43));
- у граничній зоні та зоні дифракції Френеля кількість електромагнітних хвиль, які накладаються у кожній точці є обмеженої, але зростаючою по мірі віддалення від об'єкту у відповідності до співвідношення (3.40);
- для ситуації суперпозиції певної (обмеженої (3.44); (3.45) або необмеженої (3.46)) кількості поляризованих електромагнітних хвиль ступінь деполіризації визначається ефектом усереднення у межах розподілів випадкових величин їх азимутів та еліптичностей поляризації.

Таким чином, нами у межах статистичного підходу проаналізовано поняття деполіризації полів розсіяного випромінювання та установлені взаємозв'язки між ступенем деполіризації та оптико – геометричною структурою різних типів об'єктів біологічного походження.

З іншого боку, поза увагою такого підходу лишаються такі важливі, фундаментальні поняття як когерентність, локальні та топологічні характеристики полів розсіяного випромінювання.

3.5. Кореляційна природа ступеня деполіризації полів лазерного випромінювання, розсіяного фазово-неоднорідними шарами

Для характеристики полів розсіяного когерентного випромінювання застосовують інший, кореляційний підхід, який базується на використанні в якості основних аналітичних параметрів – співвідношень між ортогональними складовими E_x, E_y комплексної амплітуди лазерної хвилі.

За таких умов кожна точка такого поля характеризується матрицею когерентності $\{J\}$ наступного вигляду

$$\{J\} = \begin{vmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} E_x E_x^* & E_x E_y^* \\ E_y E_x^* & E_y E_y^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} (U_x)^2 & U_x U_y \exp(-i\delta_{xy}) \\ U_x U_y \exp(i\delta_{xy}) & (U_y)^2 \end{vmatrix}. \quad (3.47)$$

Тут δ_{xy} – фазовий зсув між дійсними величинами U_x, U_y ортогональних складових E_x, E_y лазерної хвилі.

Процеси перетворення амплітуди і фази когерентного випромінювання фазово-неоднорідним шаром, розглянутим у попередніх параграфах 3.1 - 3.3 даного розділу 3, описують матричним рівнянням вигляду

$$(E) = \{D\}(E^{(0)}) \leftrightarrow \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{(0)} \\ E_y^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (3.48)$$

де $(E^{(0)})$ і (E) - вектори Джонса опромінюючого і перетвореного об'єктом лазерного пучка;

$$\begin{pmatrix} E_x^{(0)} \\ E_y^{(0)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_x^{(0)} \\ U_y^{(0)} \exp(-i\delta_{xy}^{(0)}) \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \exp(-i\delta_{xy}) \end{pmatrix};$$

$$\delta_{xy}^{(0)} = \delta_x^{(0)} - \delta_y^{(0)}; \delta_{xy} = \delta_x - \delta_y; \quad (3.49)$$

Явний вигляд матриці Джонса фазово - неоднорідного шару шорсткої поверхні шкіри $\{D\}$ визначаємо як і у (3.) добутком парціальних матричних операторів, які характеризують властивості шорсткої поверхні ($\{P\}$) і підповерхневого шару ($\{A\}$) оптично одноосних двоприменезаломлюючих протейінових фібрил

$$\{D\} = \{P\}\{A\} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (p_{11}a_{11} + p_{12}a_{21}) & (p_{11}a_{12} + p_{12}a_{22}) \\ (p_{21}a_{11} + p_{22}a_{21}) & (p_{21}a_{12} + p_{22}a_{22}) \end{pmatrix}. \quad (3.50)$$

Тут

$$\{P\} = \begin{pmatrix} p_x/p_y & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (3.51)$$

$$\{A\} = \begin{pmatrix} (\cos^2 \rho + \sin^2 \rho \exp(-i\varphi_{xy})) & (\cos \rho \sin \rho [1 - \exp(-i\varphi_{xy})]) \\ (\cos \rho \sin \rho [1 - \exp(-i\varphi_{xy})]) & (\sin^2 \rho + \cos^2 \rho \exp(-i\varphi_{xy})) \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

Таким чином, використовуючи алгоритм (3.48) – (3.52), можна визначити у кожній точці (r) поля когерентного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропним шаром з шорсткою поверхнею, відповідну матрицю когерентності (співвідношення (3.47)) $\{J(r)\}$.

На основі даного оператора $\{J(r)\}$ введено поняття ступеня поляризації $T(r)$ поля електромагнітного випромінювання наступного вигляду

$$T(r) = \sqrt{1 - \frac{4 \left| \langle E_x(r, \tau) E_x^*(r, \tau) \rangle \langle E_y(r, \tau) E_y^*(r, \tau) \rangle - \langle E_x(r, \tau) E_y^*(r, \tau) \rangle \langle E_y(r, \tau) E_x^*(r, \tau) \rangle \right|^2}{[\langle E_x(r, \tau) E_x^*(r, \tau) \rangle + \langle E_y(r, \tau) E_y^*(r, \tau) \rangle]^2}}. \quad (3.53)$$

Тут $\langle \rangle$ - означає операцію усереднення по часу.

Вираз (3.53) характеризує перевагу скорельованих в часі ($\delta_{xy}(\tau) = const$) ортогональних складових амплітуди E_x і E_y над нескорельованими ($\delta_{xy}(\tau) \neq const$) або перевагу повністю поляризованої частини над повністю неполяризованою.

У випадку когерентного поля стаціонарних у часі амплітуд ($\langle E \rangle = E$) і фаз ($\langle \delta_{xy} \rangle = \delta_{xy}$) лазерного випромінювання вираз (3.53) трансформується у константу

$$T(r) = \sqrt{1 - \frac{4|[E_x(r)E_x^*(r)E_y(r)E_y^*(r) - E_x(r)E_y^*(r)E_y(r)E_x^*(r)]|}{[E_x(r)E_x^*(r) + E_y(r)E_y^*(r)]^2}} = 1,0. \quad (3.54)$$

Отже, з точки зору класичного підходу, всі точки поля розсіяного лазерного випромінювання, незалежно від стану їх поляризації, характеризуються максимальним ступенем поляризації $T(r) = 1,0$.

Для описання поляризаційно – неоднорідних полів когерентного випромінювання запропоновано інший, кореляційний підхід до визначення стану їх локальної деполіризації.

Головна ідея зазначеного підходу полягає у визначенні комплексного ступеня когерентності, який характеризує кореляційну подібність між ортогональними складовими амплітуди у точках r_1 і r_2 поля розсіяного випромінювання.

Величина даного комплексного параметру визначається наступним виразом

$$\mu(r_1, r_2) = \left[\frac{Tr(W^\circ(r_1, r_2)W(r_1, r_2))}{TrW(r_1, r_1) \cdot TrW(r_2, r_2)} \right]. \quad (3.55)$$

Тут $W(r_1, r_2)$ - поперечно спектральна матриця густини, що визначається згідно наступної формули

$$W(r_1, r_2) = \begin{bmatrix} E_x^*(r_1)E_x(r_2) & E_x^*(r_1)E_y(r_2) \\ E_y^*(r_1)E_x(r_2) & E_y^*(r_1)E_y(r_2) \end{bmatrix}, \quad (3.56)$$

де $W^\circ(r_1, r_2)$ - ермітово-спряжена матриця до $W(r_1, r_2)$; Tr - шпур (слід) матриці

З аналізу виразів (3.55) і (3.56) випливає, що інтервал зміни комплексного ступеня когерентності $0 \leq \mu(r_1, r_2) \leq 1$

З фізичної точки зору КСК $\mu(r_1, r_2)$ містить інформацію про кореляцію між ортогональними компонентами поля лазерного випромінювання та дорівнює одиниці тільки у випадку повної кореляції між всіма компонентами поля в точках r_1 та r_2 .

Розглянемо можливість застосування даного кореляційного підходу до описання поляризаційно – неоднорідного поля, перетвореного шаром оптико – анізотропного біологічної тканини з шорсткою поверхнею (§3.1) у кожній його точці окремо.

З цією метою запишемо вираз для поперечно-спектральної матриця густини поширюваного поля після взаємодії у одній точці з біологічною тканиною наступним чином

$$W_{out}(r) = D^\circ(r) \cdot W_{in}(r) \cdot D(r). \quad (3.57)$$

Тут $D(r)$ - матриця Джонса (співвідношення (3.50)) біологічного шару в точці з координатою r ; $D^\circ(r)$ - ермітово спряжена матриця Джонса; $W_{in}(r)$ - поперечно-спектральна матриця густини зондуєного лазерного пучка, що визначається наступним чином

$$W_{in}(r) = \begin{bmatrix} E_x^{(0)*}(r)E_x^{(0)}(r) & E_x^{(0)*}(r)E_y^{(0)}(r) \\ E_y^{(0)*}(r)E_x^{(0)}(r) & E_y^{(0)*}(r)E_y^{(0)}(r) \end{bmatrix}. \quad (3.58)$$

Аналіз виразу комплексного ступеня когерентності μ_{12} (співвідношення (3.55)) з урахуванням співвідношень (3.47) – (3.52) і (3.56) – (3.58) виявив наступне.

По-перше, модуль комплексного ступеня когерентності $|\mu(r)|$ у кожній точці r поля розсіяного когерентного випромінювання незалежно від стану її поляризації є сталою величиною, що співпадає із значенням ступеня поляризації $T(r)$ (співвідношення (3.53) і (3.54))

$$|\mu(r)| = T(r) = 1,0. \quad (3.59)$$

З фізичної точки зору, умова (3.59) означає, що ортогональні складові дійсної частини амплітуди ($U_x(r), U_y(r)$) лазерного випромінювання у кожній точці r поля розсіяного когерентного випромінювання формують повністю поляризоване світло.

По-друге, вирази $|\mu(r)|$ і $T(r)$ не містять інформацію про величину фазового зсуву $\delta_{xy}(r)$ між ортогональними складовими амплітуди $U_x(r), U_y(r)$.

Таку, нову додаткову інформацію можна одержати шляхом визначення фази $\Phi(\mu(r)) \equiv \Phi(r)$ комплексного ступеня когерентності

$$\Phi(r) = \frac{2U_x(r)U_y(r) \cos \delta_{xy}(r)}{U_x^2(r) + U_y^2(r)}. \quad (3.60)$$

У загальному випадку вираз для визначення величини фазового зсуву $\delta_{xy}(r)$ між ортогональними складовими амплітуди $E_x(r), E_y(r)$ у точці r можна записати у наступному вигляді

$$\delta_{xy}(r) = \arctg \left\{ \frac{\text{Im}[d_{11}(r)E_x^{(0)} + d_{12}(r)E_y^{(0)}]}{\text{Re}[d_{11}(r)E_x^{(0)} + d_{12}(r)E_y^{(0)}]} \right\} - \arctg \left\{ \frac{\text{Im}[d_{21}(r)E_x^{(0)} + d_{22}(r)E_y^{(0)}]}{\text{Re}[d_{21}(r)E_x^{(0)} + d_{22}(r)E_y^{(0)}]} \right\}. \quad (3.61)$$

Запишемо вираз (3.61) у більш простому (без зниження повноти аналізу) вигляді для ситуації опромінення оптико – анізотропного шару ($\{A\}$) із шорсткою поверхнею ($\{P\}$) лінійно поляризованою з азимутом 0^0 лазерною хвилею ($E_x^{(0)} \equiv 1,0; E_y^{(0)} = 0$)

$$\begin{aligned}
\delta_{xy}(r) &= \arctg \left\{ \frac{\operatorname{Im}(p_{11}a_{11})}{\operatorname{Re}(p_{11}a_{11})} \right\} - \arctg \left\{ \frac{\operatorname{Im}(a_{21})}{\operatorname{Re}(a_{21})} \right\} = \\
&= \arctg \left\{ \frac{\operatorname{Im}(\cos^2 \rho - \sin^2 \rho \exp(-i\delta_x))}{\operatorname{Re}(\cos^2 \rho - \sin^2 \rho \exp(-i\delta_x))} \right\} - \\
&- \arctg \left\{ \frac{\operatorname{Im}(\cos \rho \sin \rho (1 - \exp(-i\delta_y)))}{\operatorname{Re}(\cos \rho \sin \rho (1 - \exp(-i\delta_y)))} \right\} = \\
&= \arctg \left\{ \frac{\sin^2 \rho \sin \delta_x}{1 - \sin^2 \rho (1 - \cos \delta_x)} \right\} - \arctg \left\{ \frac{\sin \delta_y}{1 + \cos \delta_y} \right\}. \quad (3.62)
\end{aligned}$$

З аналізу виразу (3.62) випливає, що фазову модуляцію у точках r поля, розсіяного лазерного випромінювання шорсткою поверхнею шкіри, здійснює виключно підповерхневий оптико анізотропний шар колагенових фібрил.

Діапазон зміни фазових зсувів $\delta_{xy}(r)$, а відповідно станів поляризації $\alpha(r); \beta(r)$ максимально великий

$$\begin{cases} \delta_{xy} = 0 \rightarrow \delta_x = \delta_y = 0; 0 \leq \rho \leq \pi \rightarrow \alpha = \alpha_0; \beta = 0; \\ \delta_{xy} = 0,5\pi \rightarrow \delta_x = 0; 0,5\pi; \delta_y = 0,5\pi; 0; \rho = 0,25\pi + \alpha_0 \rightarrow \beta = 0,25\pi; \\ \delta_{xy} = \pi \rightarrow \delta_x = 0; \pi; \delta_y = \pi; 0; 0 \leq \rho \leq \pi \rightarrow \alpha = 0,5\pi + \alpha_0; \beta = 0. \end{cases} \quad (3.63)$$

Виходячи з (3.63) діапазон зміни фази комплексного ступеня когерентності лежить у межах

$$0,0 \leq \Phi(r) \leq 1,0. \quad (3.64)$$

Таким чином, використання фази комплексного ступеня когерентності $\Phi(r)$ точок r поля розсіяного лазерного випромінювання ефективно для визначення міри кореляції між ортогональними складовими $E_x(r); E_y(r)$ комплексної амплітуди. У цьому сенсі параметр $\Phi(r)$ будемо називати ступенем локальної деполаризації у точці поля розсіяного когерентного випромінювання.

Подальшу дифракційну еволюцію параметру $\Phi(r)$ можна визначити наступним чином.

Амплітуда E та фаза поля ϕ , що отримується в результаті дифракції плоскої хвилі $U(r) \exp(-i\delta(r))$ у вільному просторі, можна визначити, використовуючи подвійний дифракційний інтеграл Релея - Зомерфельда, окремо для ортогональних складових E_x та E_y

$$E_x(\xi, \zeta) = \frac{z}{i\lambda} \int \int \frac{B_x(r)}{R^3} \times \exp\{-i[kR + \phi(r)]\} dx dy; \quad (3.65)$$

$$E_y(\xi, \zeta) = \frac{z}{i\lambda} \int \int \frac{B_y(r)}{R^3} \times \exp\{-i[kR + \phi(r) + \delta(r)]\} dx dy, \quad (3.66)$$

де $B_x(r = x, y)$ та $B_y(r = x, y)$ - апертурні вхідні функції оптико - анізотропного шару; $R = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \zeta)^2}$ - це відстань від точки на об'єкті до точки на

площині спостереження; z – відстань від площини об'єкту до площини спостереження; $\phi(x, y)$ – фаза хвилі; $\delta(x, y)$ – різниця фаз між ортогональними компонентами.

Отримавши дійсну та уявну частини комплексної амплітуди $E_i(\xi, \zeta)$, ми можемо розрахувати модуль амплітуди $E(x, y)$, фазу $\phi_i(x, y)$ ($i = x, y$) та різницю фаз $\phi(x, y) = \phi_y(x, y) - \phi_x(x, y)$.

Розрахунок вхідних функцій $B_i(x, y)$, $\delta(x, y)$ та $\phi(x, y)$ проводився відповідно до рис. 3.4 за наступними формулами

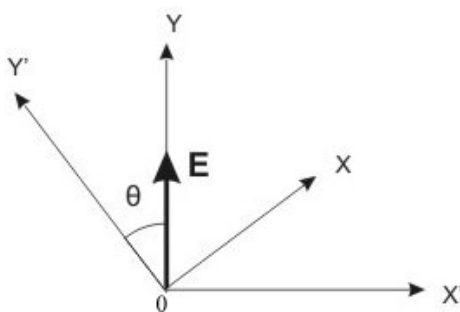


Рис. 3.4. До модельного аналізу застосування дифракційних інтегралів

$$B(x, y) = [|U| \cos \theta \sin \theta (\cos \phi_2 - \cos \phi_1)]^2 + [|U| \cos \theta \sin \theta (\sin \phi_1 - \sin \phi_2)]^2; \quad (3.67)$$

$$B_y(x, y) = [|U|(\cos^2 \theta \cos \phi_2 + \sin^2 \theta \cos \phi_1)]^2 + [|U|(\cos^2 \theta \sin \phi_2 + \sin^2 \theta \sin \phi_1)]^2; \quad (3.68)$$

$$\phi(x, y) = \arctg \left[\frac{\sin \phi_1 - \sin \phi_2}{\cos \phi_2 - \cos \phi_1} \right]; \quad (3.69)$$

$$\delta(x, y) = \arctg \left[\frac{\cos^2 \theta \sin \phi_2 + \sin^2 \theta \sin \phi_1}{\cos^2 \theta \cos \phi_2 + \sin^2 \theta \cos \phi_1} \right] - \arctg \left[\frac{\sin \phi_1 - \sin \phi_2}{\cos \phi_2 - \cos \phi_1} \right], \quad (3.70)$$

де $\theta \equiv \theta(x, y)$ кут між віссю OY (з якою співпадає напрям поляризації падаючого пучка) та OY' – оптичною віссю кристала, а $\delta_i \equiv \delta_i(x, y)$ – різниця фаз звичайного ($i=1$) та незвичайного променя ($i=2$), яка розраховувалася відповідно до рис. 3.5.

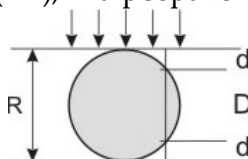


Рис. 3.5. До аналізу розрахунку різниці фаз між звичайним і незвичайним променями

Таким чином, використання алгоритму (3.65) – (3.70) дозволяє обчислити еволюцію фазових розподілів лазерного випромінювання, а відповідно і ступеня

локальної деполяризації, перетвореного шаром оптико – анізотропних кристалів, у різних зонах дифракції.

Розділ 4. ДИФРАКЦІЙНА ТРАНСФОРМАЦІЯ КООРДИНАТНИХ РОЗПОДІЛІВ СТУПЕНЯ ЛОКАЛЬНОЇ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ПЕРЕТВОРЕНОГО МЕРЕЖЕЮ ОПТИКО – АНІЗОТРОПНИХ ЦИЛІНДРИЧНИХ КРИСТАЛІВ

У даному розділі наведено результати комп'ютерного моделювання процесів формування розподілів локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного мережами двопронезаломлюючих кристалів циліндричної форми у різних зонах дифракції.

Досліджено трансформацію статистичних моментів 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^{\Phi}$) координатних розподілів ступеня локальної деполаризації ($\Phi(x, y)$) у вільному просторі розповсюдження дифрагованих парціальних когерентних хвиль.

Установлені закономірності дифракційної зміни кореляційних (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків ($K_{i=1-4}^{\Phi}$) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій ($W(\Delta r)$) параметрів, які характеризують координатні розподіли $\Phi(x, y)$.

Виявлені фрактальні (фрактальні розмірності (F_k) і дисперсія (D_f) логарифмічних залежностей спектрів потужності ($J(\Phi)$)) параметри, які характеризують самоподібність розподілів $\Phi(x, y)$ поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції.

Визначено взаємозв'язки між змінами сукупності статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів розподілів ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання у всіх зонах дифракції та змінами величини двопронезаломлення кристалічної мережі.

4.1. Характеристика об'єктів дослідження

Об'єктом для комп'ютерного моделювання та аналізу процесів перетворення амплітудно-фазових параметрів лазерного випромінювання і формування локального ступеня деполаризації було обрано мережу двопронезаломлюючих циліндрів із впорядкованими у одній площині напрямками оптичних осей.

Вибір об'єкту для комп'ютерного моделювання обумовлений наступними міркуваннями - такі кристалічні структури є одними з найбільш поширених у широкому колі реальних біологічних об'єктів, - рідкі кристали біологічних рідин, позаклітинні матриці рослинних і тваринних тканин.

З іншого боку, актуальним є визначення впливу величини двопронезаломлення Δn речовини парціальних кристалів на формування координатних розподілів локального ступеня деполаризації лазерного випромінювання у граничній зоні дифракції та подальшої їх трансформації у зоні Френеля і Фраунгофера.

Розглядалися два типи мереж. Перший, - всі циліндри володіють однаковим показником двопронезаломлення $\Delta n = 10^{-3}$, - А – тип. Другий, - центральні циліндри ($N^* = 10$) характеризуються більшим показником двопронезаломлення $\Delta n^* = 10^{-2}$, - Б – тип.

4.2. Дифракційна трансформація статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного поля

Результати обчислень координатних (верхні фрагменти) і ймовірнісних (нижні фрагменти) залежностей координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$, лазерного випромінювання, перетвореного віртуальними об'єктами у різних зонах дифракції ($z = 100\mu m; 5000\mu m; 20000\mu m$), для масиву $m \times n = 800 \times 600$ пікселів CCD – камери ілюструють рис. 4.2; рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10 і рис. 4.12.

На серії рис. 4.3, рис. 4.5, рис. 4.7, рис. 4.9, рис. 4.11 і рис. 4.13 представлені автокореляційні функції (верхні фрагменти) $W(\Delta x)$ і логарифмічні залежності (нижні фрагменти) $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності розподілів $\Phi(m \times n)$.

Аналіз даних комп'ютерного моделювання дифракційної трансформації координатних розподілів локального ступеня деполяризації поля лазерного випромінювання, що пройшло крізь впорядковану мережу циліндричних кристалів та їх статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, виявив наступні особливості.

Координатні розподіли величини ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання в усіх зонах дифракції (рис. 4.4, рис. 4.6 і рис. 4.8) являють собою складні топологічні мапи, що утворенні сукупністю “доменів” різної форми і розмірів у межах яких значення $\Phi(m, n)$ квазістаціонарні $\Phi(m \pm \Delta m, n \pm \Delta n) \approx const$.

У граничній зоні дифракції (рис. 4.2 і рис. 4.4, верхній фрагмент) топологічна структура $\Phi(m \times n)$ високочастотна, що пов'язане із переважним впливом на формування величину ступеня деполяризації локальних фазових зсувів ($\delta(x, y)$, розділ 3, §3.4, співвідношення (3.60) – (3.65)) між ортогональними складовими лазерного випромінювання, що вносяться оптико – анізотропною речовиною окремих кристалічних циліндрів.

$$\Phi(x) = \frac{\sqrt{I_x I_y}}{I_x + I_y} \cos \left[\left(2\pi / \lambda \right) \Delta n (\sqrt{4R^2 - x^2}) \right]. \quad (4.1)$$

Аналіз процесу подальшої трансформації фази за рахунок інтерференції трьох парціальних хвильових фронти – один центральний ($\delta_{max}^{*(d=2R)}$) і два “бокові” ($\delta_{min}^{*(d=0,1R)}$) виявив наступний координатний розподіл фазових зсувів ϕ_{ik} на відстані $z = 2R$, що відповідає граничній зоні дифракції

$$\phi_{12} = \frac{2\pi R(4 - \sqrt{5})}{\lambda}; \phi_{13} \rightarrow 0; \quad \delta_{max}^{*8\pi R \Delta n / \lambda; min^{*0,2\pi R \Delta n / \lambda}} \quad (4.2)$$

Аналіз співвідношення (4.2) виявив суттєву перевагу “об'єктної” фазової модуляції ($\delta^*(x)$) над “польовою” ($\phi_{ik}(x)$).

По мірі віддалення від площини шару анізотропних циліндрів зростає вплив низькочастотної фазової модуляції $\Delta\phi_{ik}(x)$ за рахунок збільшення кількості хвильових фронтів, які сформовані різними парціальними циліндрами (розділ 3, 3.2, 3.4, співвідношення (3.21); (3.22); (3.33); (3.34); (3.38) - (3.45)). За рахунок даного ефекту зростають масштаби відповідних топологічних ділянок у координатних розподілах ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання у зоні дифракції Френеля (рис. 4.6 і рис. 4.8, верхні фрагменти).

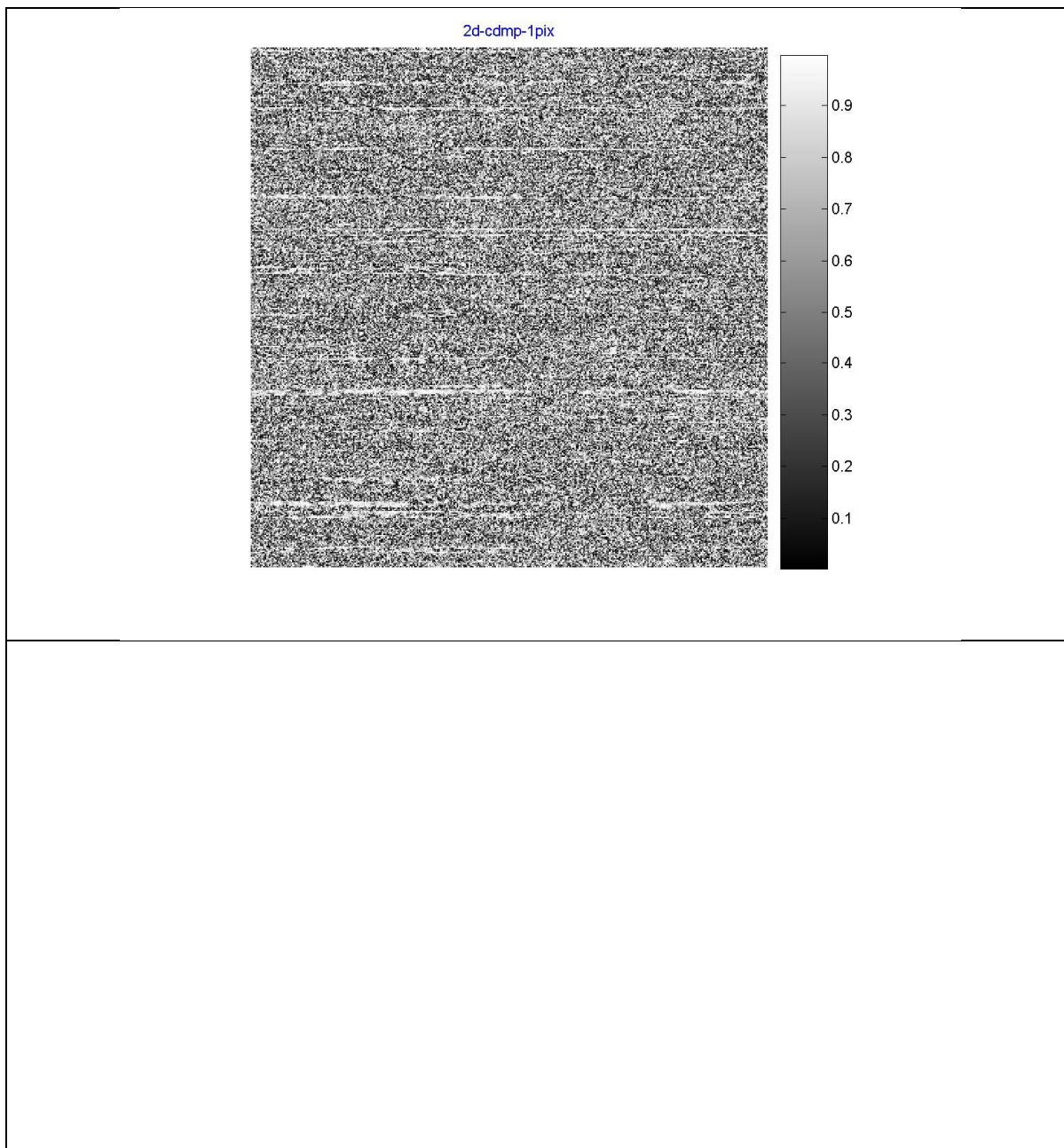


Рис. 4.2. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у граничній зоні дифракції ($z = 100\mu m$).

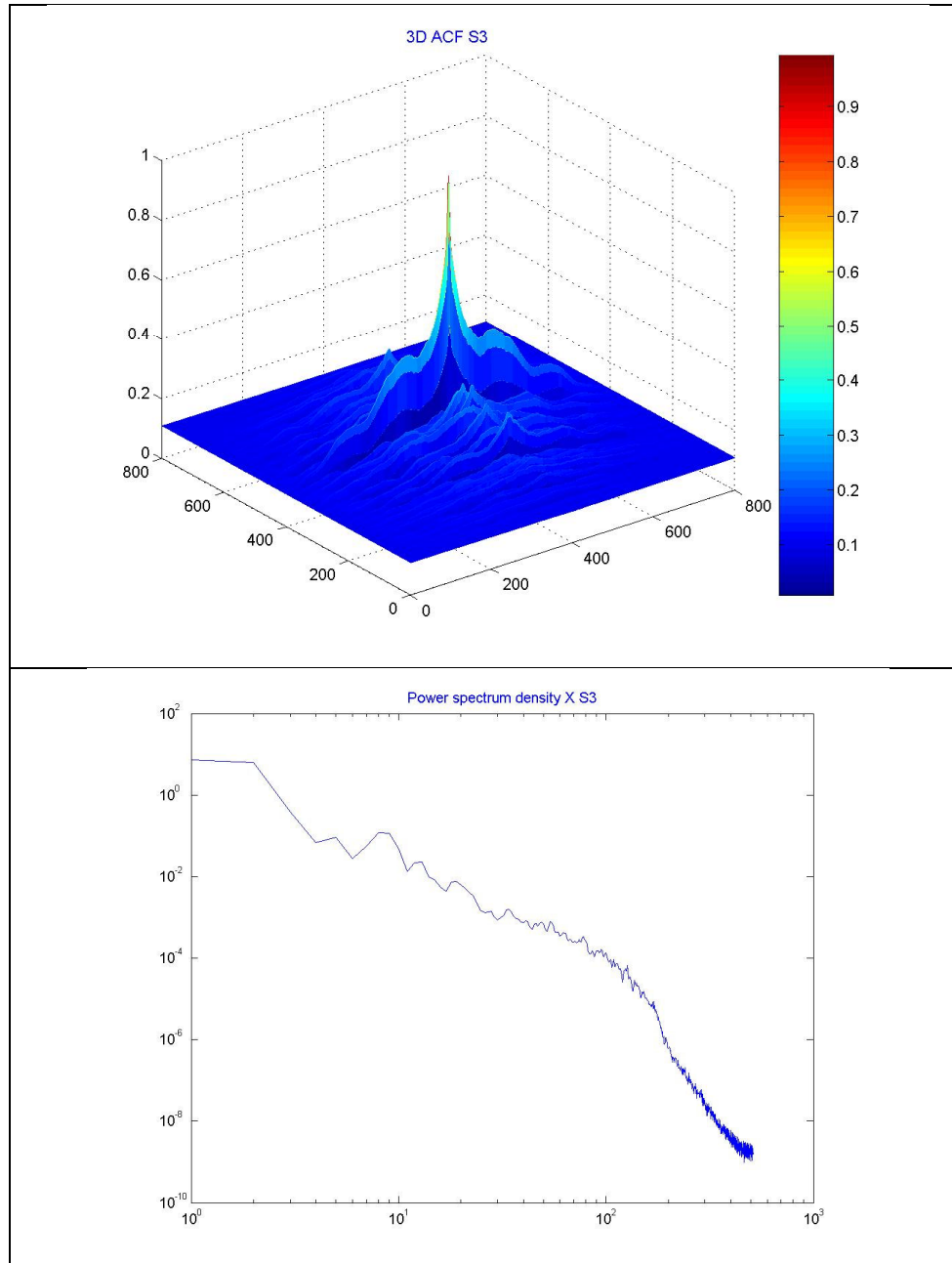


Рис. 4.3. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у граничній зоні дифракції ($z = 100\mu\text{m}$)

У граничній зоні дифракції у межах окремого кристалічного циліндру у поперечному координатному напрямку Ox за рахунок зміни геометричних розмірів $d(x) = \sqrt{4R^2 - x^2}$ і відповідних до цього фазових зсувів між ортогональними складовими амплітуди лазерної хвилі, реалізується наступний закон координатної зміни локального ступеня деполяризації

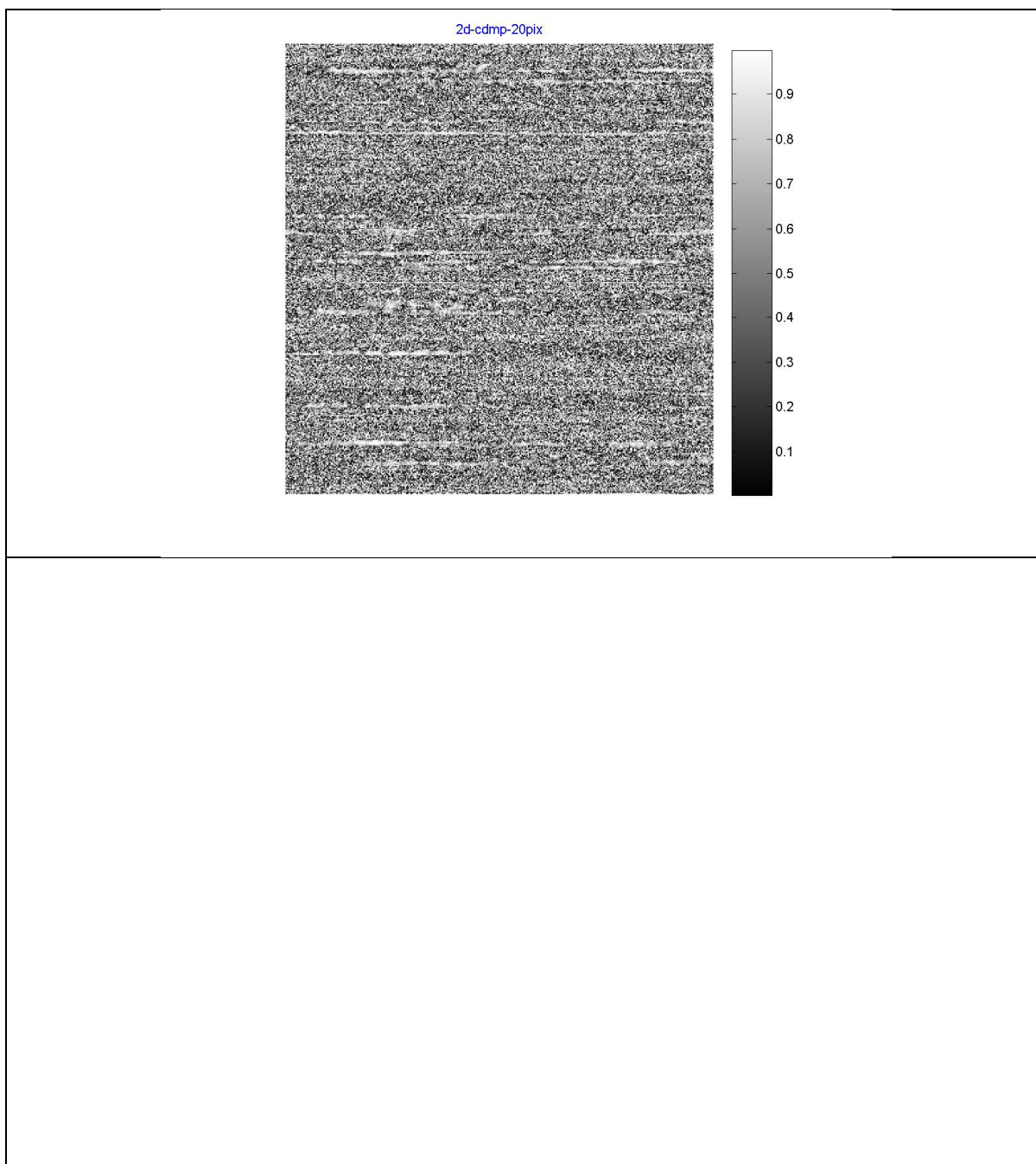


Рис. 4.4. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у граничній зоні дифракції ($z = 100\mu m$)

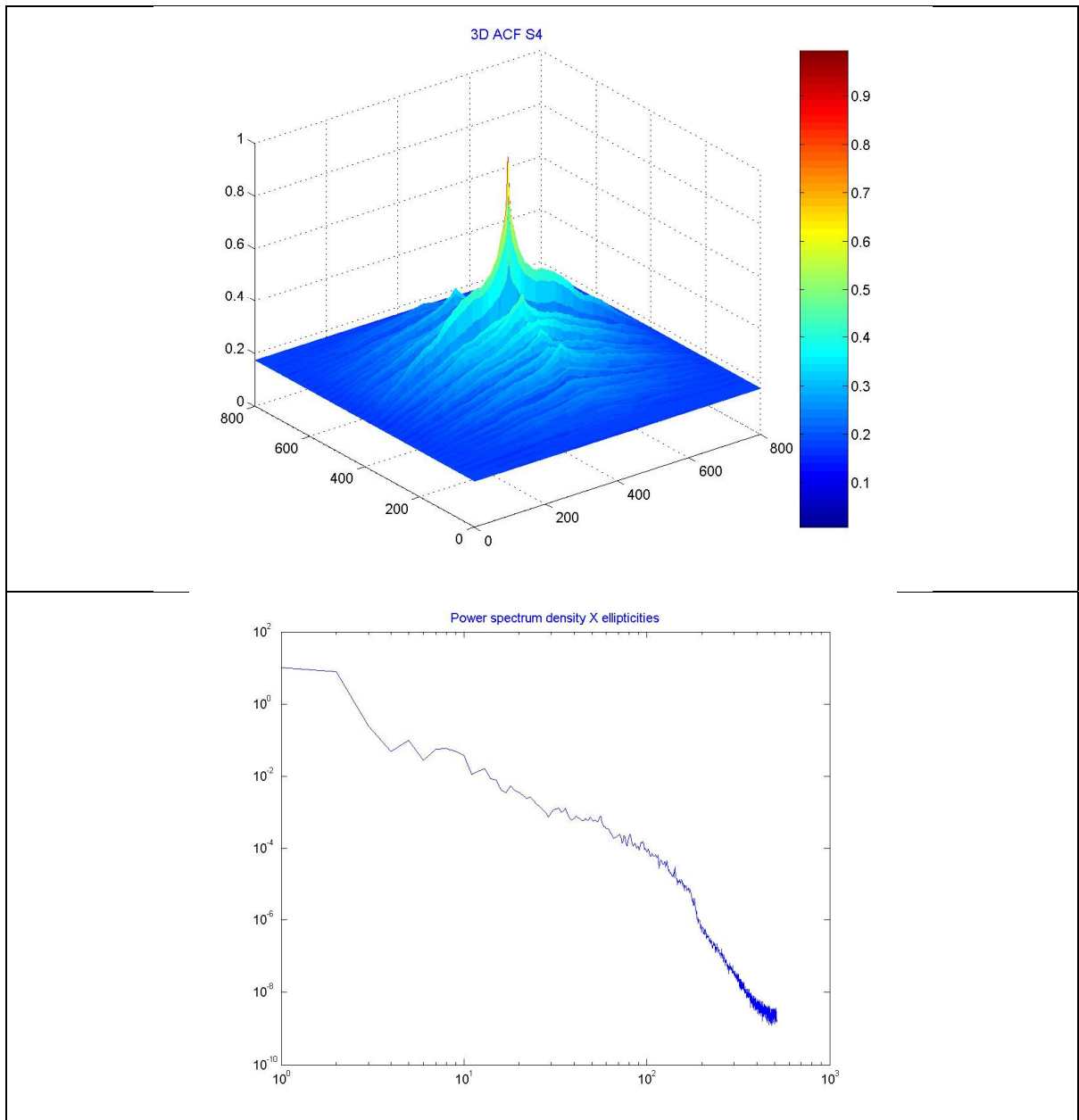


Рис. 4.5. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у граничній зоні дифракції ($z = 100\mu m$)

У зоні дифракції Фраунгофера (рис. 4.10 і рис. 4.12) розподіл фаз формується виключно інтерференційними ефектами ($\Delta\phi_{ik}(x) \gg \Delta\delta^*(x)$), що виявляється у координатній “стабілізації” топологічної структури координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання (розділ 3, 3.2, 3.4, співвідношення (3.46), (3.65), (3.66)).

Аналіз гістограм розподілів $H(\Phi)$ поля лазерного випромінювання у всіх зонах дифракції для обох типів кристалічних сіток виявив максимально широкий діапазон зміни від 0,0 до 1,0 значень ступеня локальної деполяризації Φ . Причому, виразно простежується кореляція одержаних розподілів із даними теоретичного

аналізу процесу дифракційної трансформації деполяризації полів розсіяного електромагнітного випромінювання - співвідношення (3.40) – (3.46).

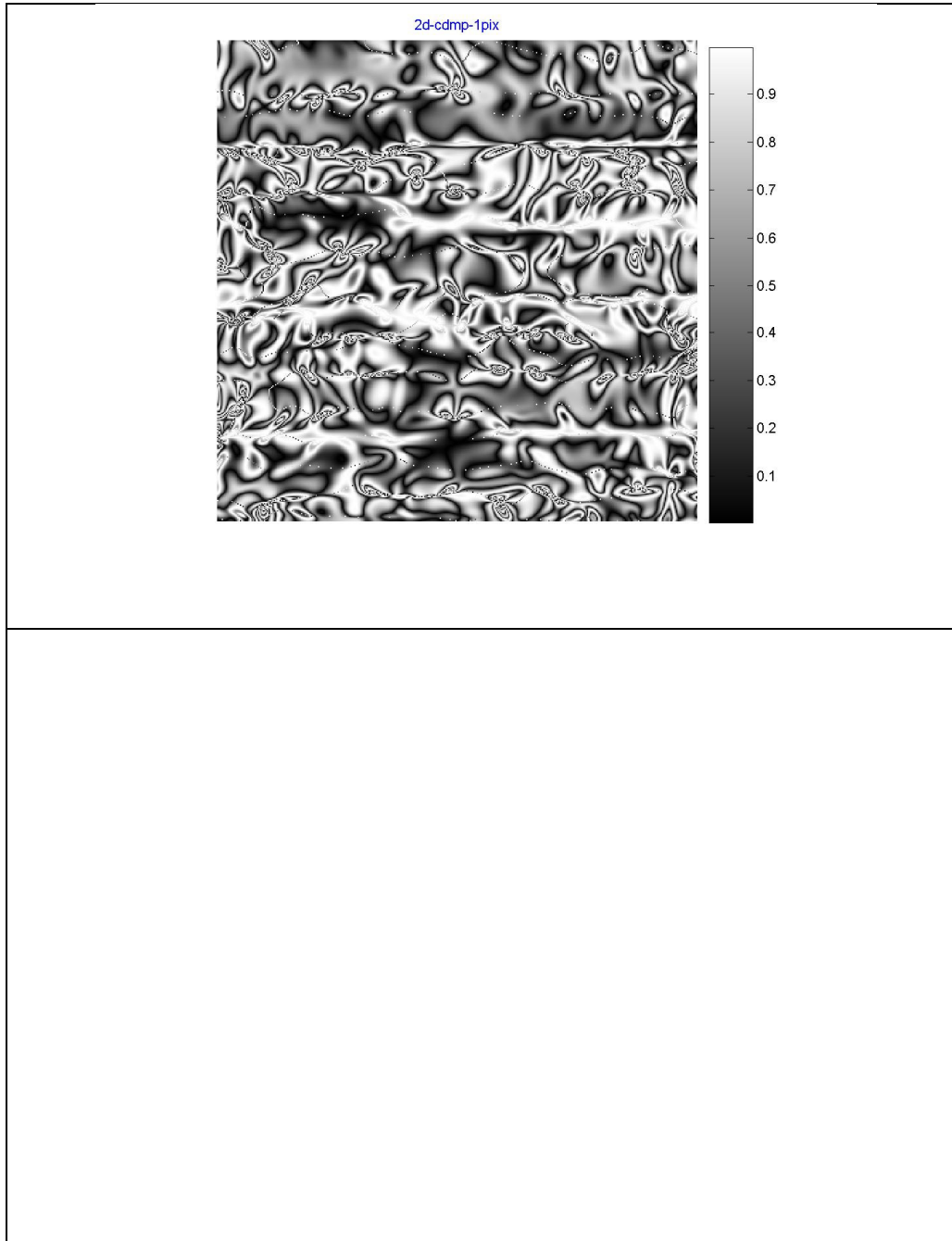


Рис. 4.6. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у зоні дифракції Френеля ($z = 5000\mu m$)

Так, у граничній зоні дифракції розподіли величини локального ступеня деполяризації близькі до рівноймовірних (рис. 4.2, рис. 4.4, нижні фрагменти) за рахунок рівної ймовірності максимально широкого діапазону зміни фази $\delta(m \times n)$

(співвідношення (4.1)) між ортогональними складовими амплітуди сукупністю впорядкованих циліндричних двопронезаломлюючих кристалів.

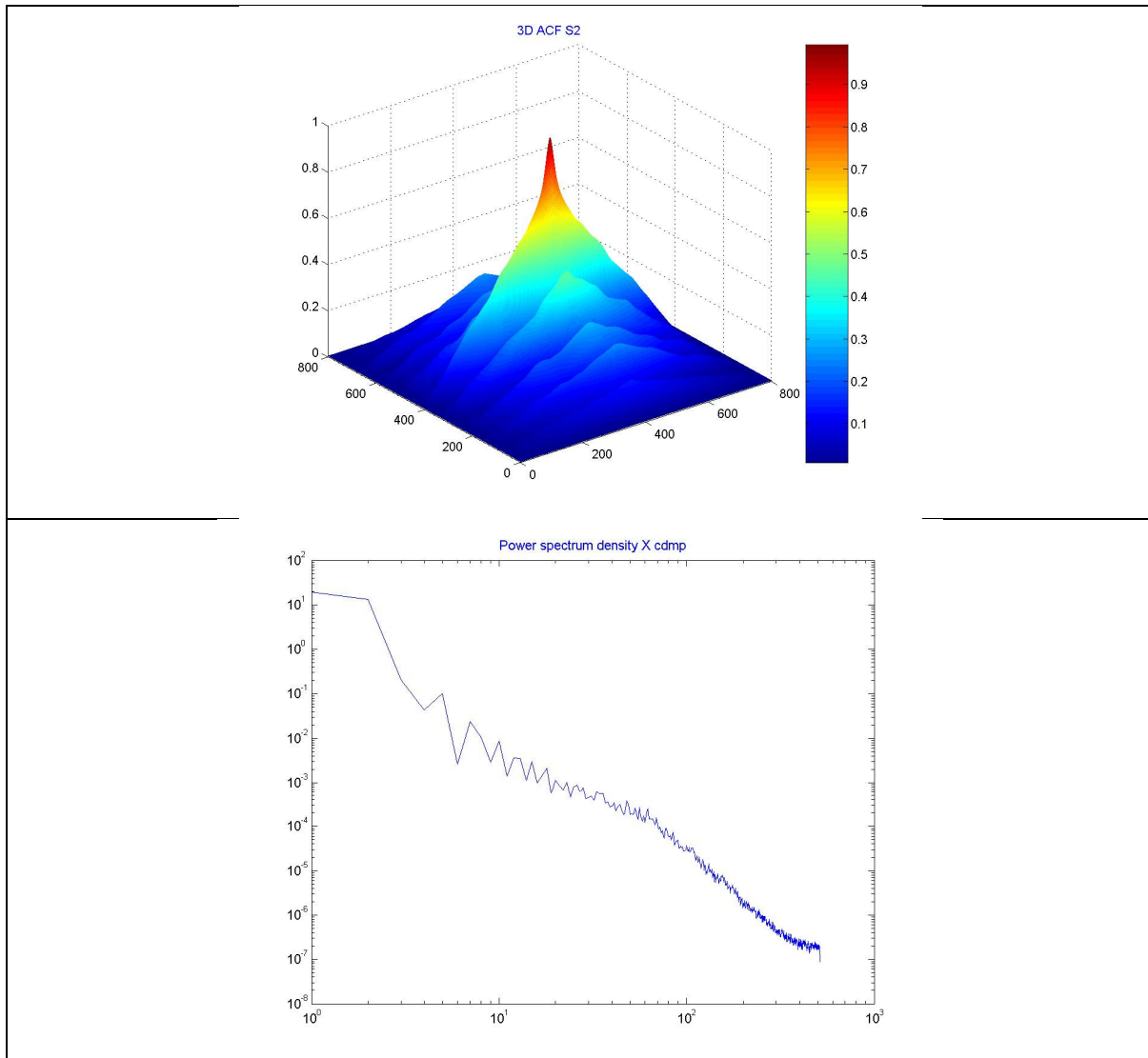


Рис. 4.7. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполаризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у зоні дифракції Френеля ($z = 5000\mu m$)

У зоні дифракції Фраунгофера (рис. 4.6, рис. 4.8, нижні фрагменти) спостерігається певна асиметрія гістограм $H(\Phi)$, - більшими ймовірностями характеризуються менші значення ступеня локальної деполаризації Φ . Даний ефект відповідає модельним уявленням про збільшення кутової апертури $\Delta\Omega^*$ у межах якої відбувається усереднення станів поляризації за рахунок інтерференції певної (N) кількості парціальних лазерних хвиль (співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)).

У зоні дифракції Фраунгофера більшість екстремумів гістограм $H(\Phi)$ зосереджено в околі малих значень ступеня локальної деполаризації $0,0 \leq \Phi \leq 0,3$,

що чітко корелює із уявленнями про формування поляризаційно-однорідної компоненти поля розсіяного випромінювання за рахунок інтерференційного додавання максимальної кількості парціальних хвильових фронтів від всіх точок кристалічної мережі (співвідношення (3.46) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)).)

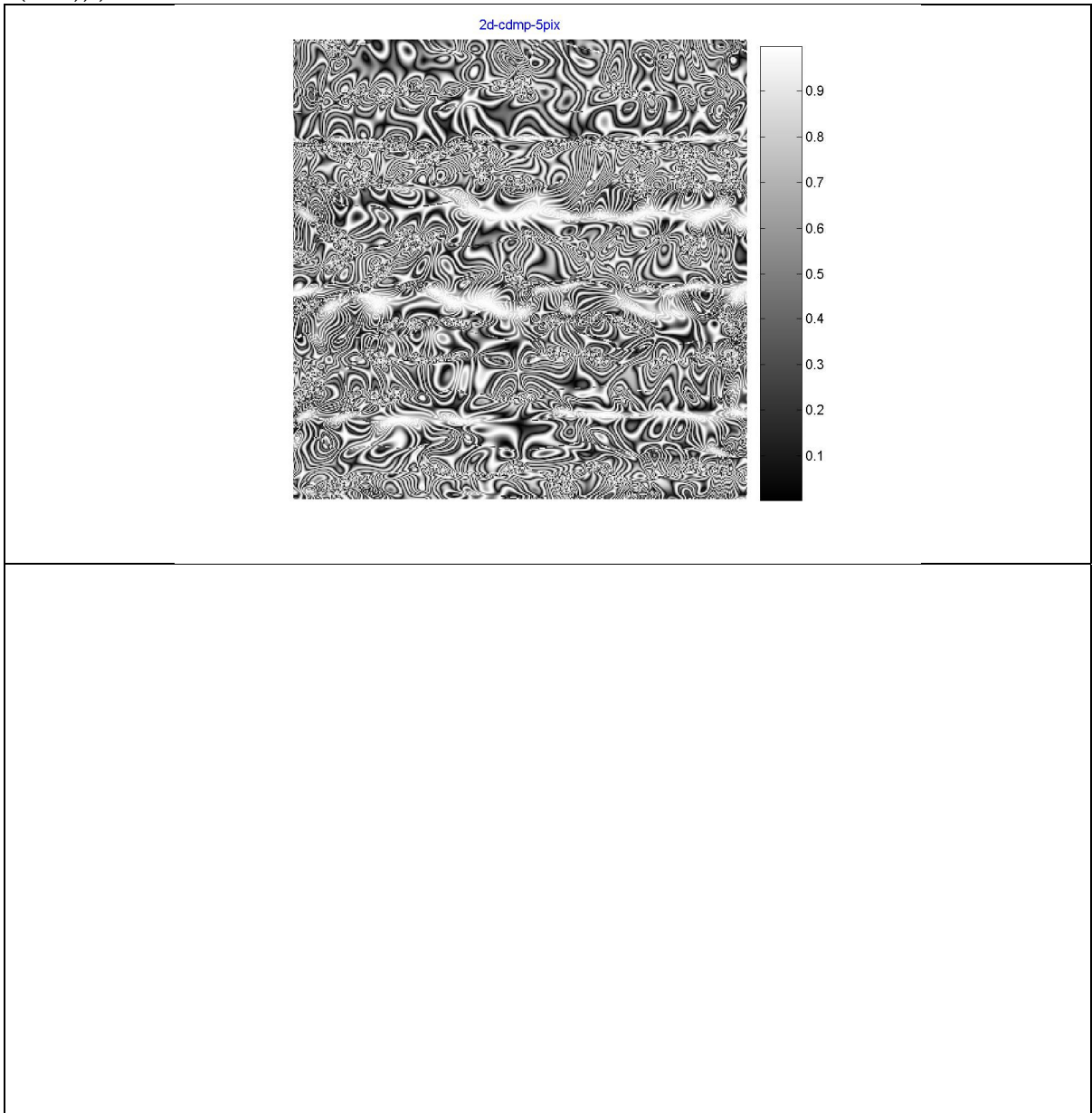


Рис. 4.8. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполаризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у зоні дифракції Френеля ($z = 5000\mu m$)

Співставлення гістограм розподілів $H(\Phi)$ для полів лазерного випромінювання, сформованого кристалічними сітками А- і Б- типів, виявило більш рівномірну (за рахунок додаткової локальної об'єктної фазової модуляції δ^* , - 4.1) структуру останніх. Кореляційні функції, що характеризують

координатні розподіли ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного кристалічною мережею, тісно пов'язана з вище проаналізованими особливостями топологічної структури $\Phi(t \times n)$ у різних зонах дифракції.

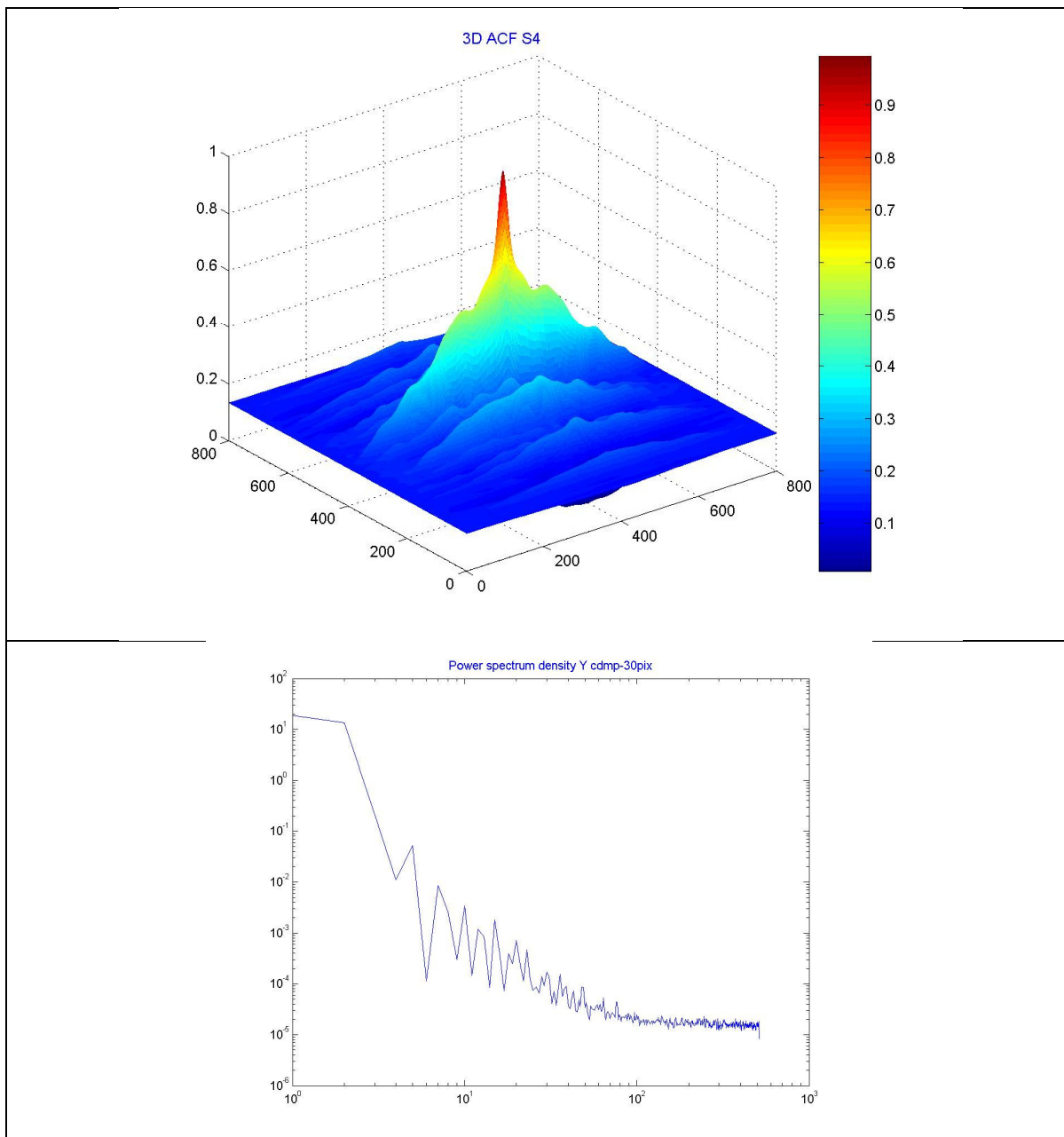


Рис. 4.9. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(t \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у зоні дифракції Френеля ($z = 5000\mu m$)

Так, у граничній зоні дифракції автокореляційні функції $W(\Phi)$ (рис.4.3, рис. 4.5, верхні фрагменти) являють собою швидко спадаючі залежності із наявністю періодичних флуктуацій ΔW .

У зоні дифракції Френеля (рис. 4.7, рис. 4.9, верхні фрагменти) зростає півширина залежностей $W(\Phi)$ і зменшення їх власних значень дещо уповільнюється. Флуктуації автокореляційних функцій ΔW зберігаються.

Для зони дифракції Фраунгофера (рис. 4.11, рис. 4.13, верхні фрагменти) характерним є зростання півширини L при практично повному зменшенні амплітуди осциляцій власних значень функцій автокореляції розподілів ступеня локальної деполяризації.

Виявлені особливості автокореляційних залежностей $W(\Phi)$ можна пов'язати з наступними фізичними механізмами формування поля розсіяного лазерного випромінювання у різних зонах дифракції.

У граничній зоні дифракції координатна модуляція фазових зсувів, а відповідно і значень ступеня локальної деполяризації, високочастотна і визначається переважно оптико (Δn) – геометричними ($d(x)$) параметрами кристалічних циліндрів. Тому, при координатних зсувах на величину $\Delta m^*, \Delta n^* = R$ реалізується швидка декореляція $\Phi(m \times n)$, - $W(\Delta m^*, \Delta n^*) \rightarrow 0$. При подальшому координатному зсуві на кроки $\Delta m^*, \Delta n^* = kR$ має місце відновлення кореляційного співпадання розподілів $\Phi(m \times n)$, сформованих однаковими, але різними за порядком слідування, циліндрами кристалічної мережі, що виявляється у періодичному зростанні (флуктуації) значень функцій автокореляції.

У зоні дифракції Френеля частота координатної модуляції розподілу ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання за рахунок інтерференційної низькочастотної фазової модуляції $\Delta \phi_{ik}(x)$ зменшується (співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)). Тому, зростає півширина функцій автокореляції (рис. 4.7, рис. 4.9, нижні фрагменти) і збільшується відстань між сусідніми флуктаціями значень $W(\Phi)$.

У зоні дифракції Фраунгофера, основний внесок у формування результуючого значення (співвідношення (3.46) і §3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)) розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ у кожній точці поля, вносить перехресна інтерференція парціальних фронтів, “сформованих” всією сукупністю двопротиназалмлюючих циліндрів. У результаті функції автокореляції таких розподілів (рис. 4.11, рис. 4.13, нижні фрагменти) характеризуються значно більш плавним (статистичним) падінням власних значень.

Порівняльний аналіз автокореляційних залежностей $W(\Phi)$, які характеризують координатні розподіли $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного кристалічними мережами А- і Б- типів, виявив наступне. Для поляризаційної структури лазерного поля, що сформоване об'єктом Б – типу характерна менша півширина і амплітуда флуктуацій автокореляційних функцій (рис. 4.5, рис. 4.9, рис. 4.13, нижні фрагменти).

З фізичної точки зору, таку трансформацію кореляційної структури координатних розподілів ступеня локальної деполяризації можна пов'язати із впливом збільшення частоти $\vartheta(\delta^*)$ і глибини $\Delta \delta^*$ модуляції фазових зсувів між ортогональними компонентами (U_x, U_y) амплітуди лазерного випромінювання у

граничній зоні за рахунок збільшення показника двопронизаломлення Δn^* речовини сукупності ($N^* = 10$) центральних циліндрів.

Фрактальний аналіз виявив наступні особливості координатних розподілів ступеня локальної деполаризації полів лазерного випромінювання, перетвореного кристалічними мережами, у різних зонах дифракції.

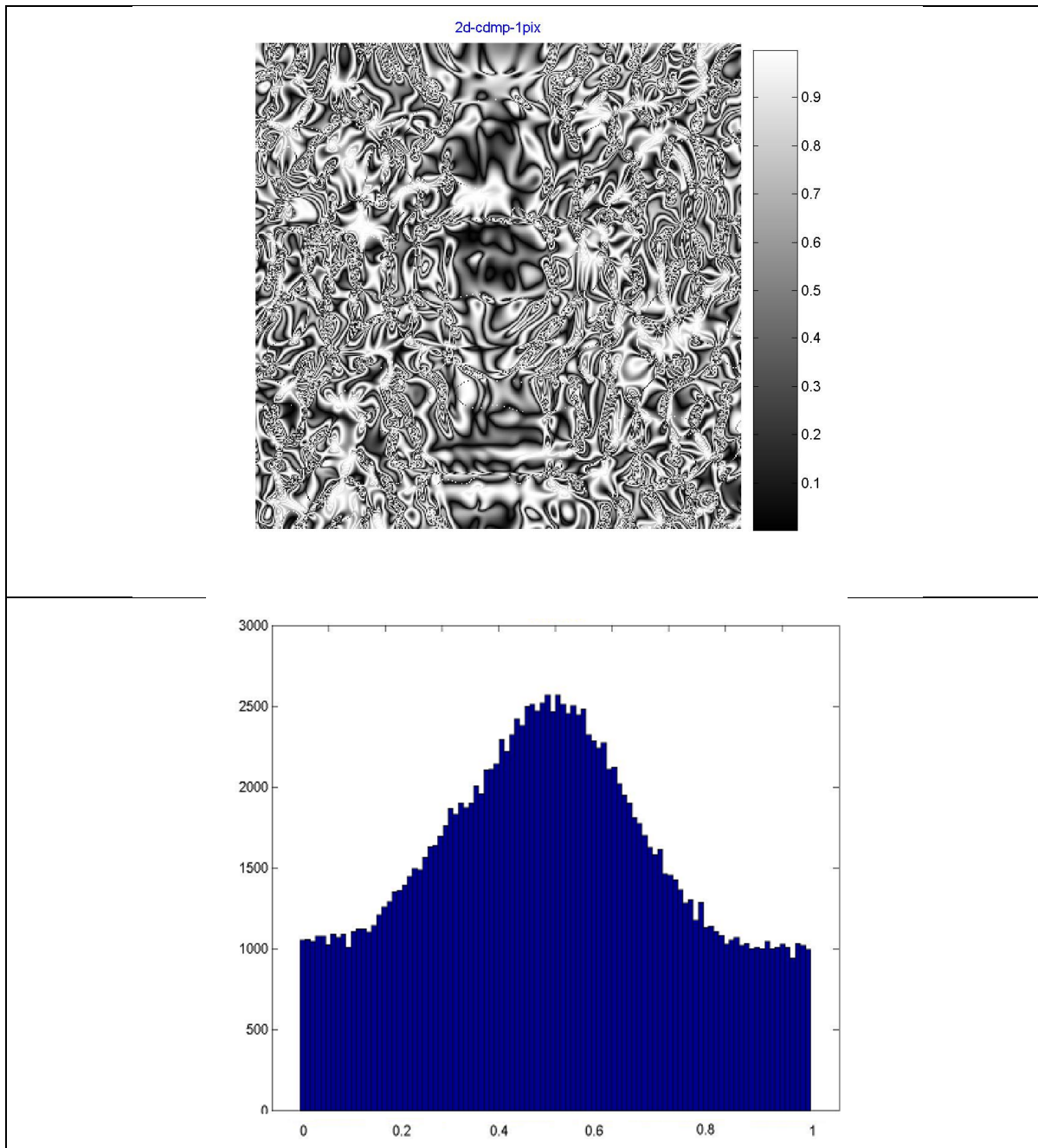


Рис. 4.10. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполаризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у зоні дифракції Фраунгофера ($z = 20000\mu m$)

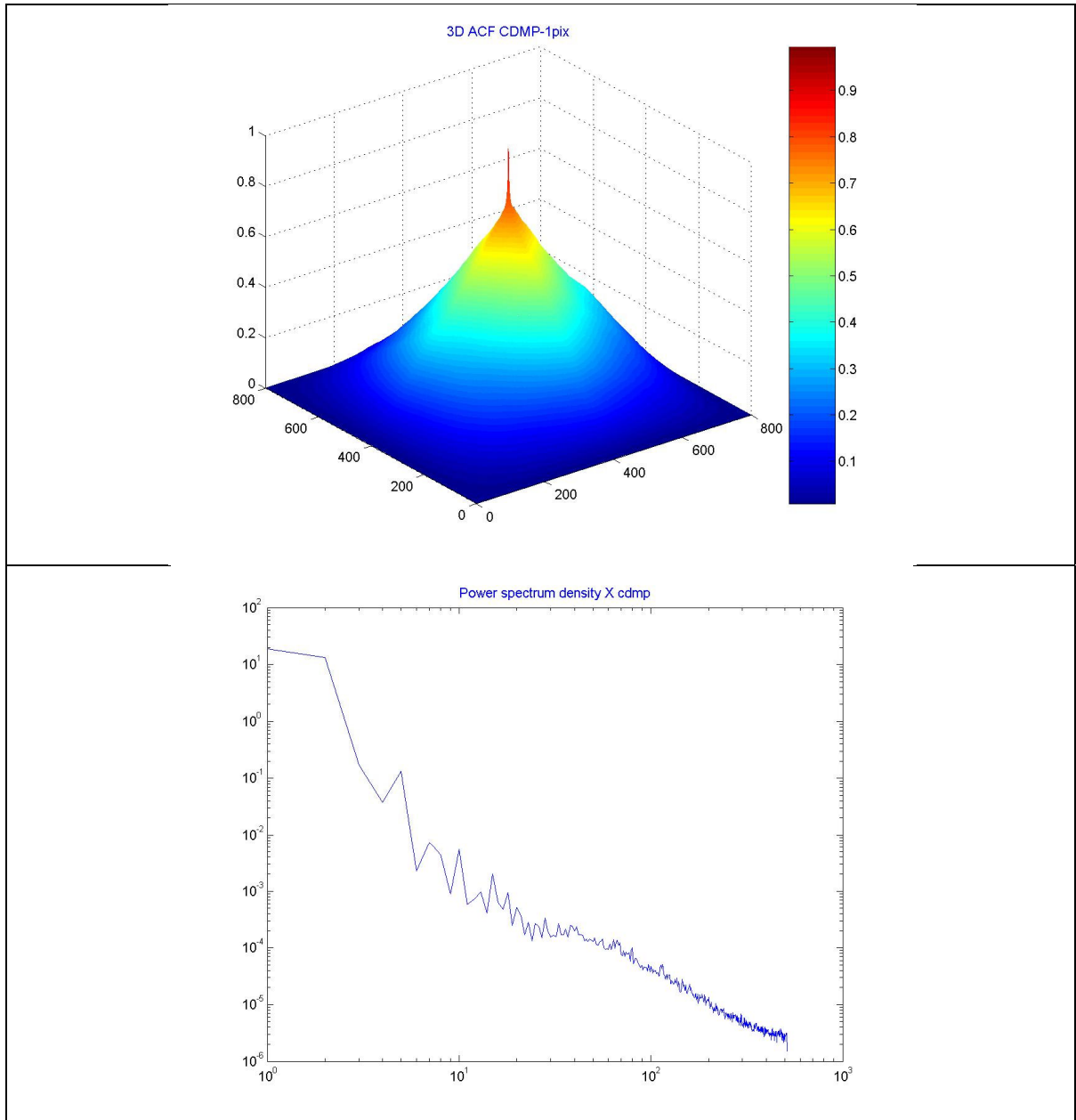


Рис. 4.11. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою А – типу, у зоні дифракції Фраунгофера ($z = 20000\mu m$)

У граничній зоні дифракції для логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності розподілу $\Phi(m \times n)$ відсутній стабільний нахил апроксимуючої, визначеної методом найменших квадратів, кривої $V(\gamma)$ (рис. 4.3, рис. 4.5, нижні фрагменти). Тому можна стверджувати про статистичну структуру координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерних полів, сформованих кристалічними сітками А- і Б- типів.

У зоні дифракції Френеля логарифмічні залежності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ трансформуються, - апроксимуючі криві являють собою ломані з двома кутами нахилу.

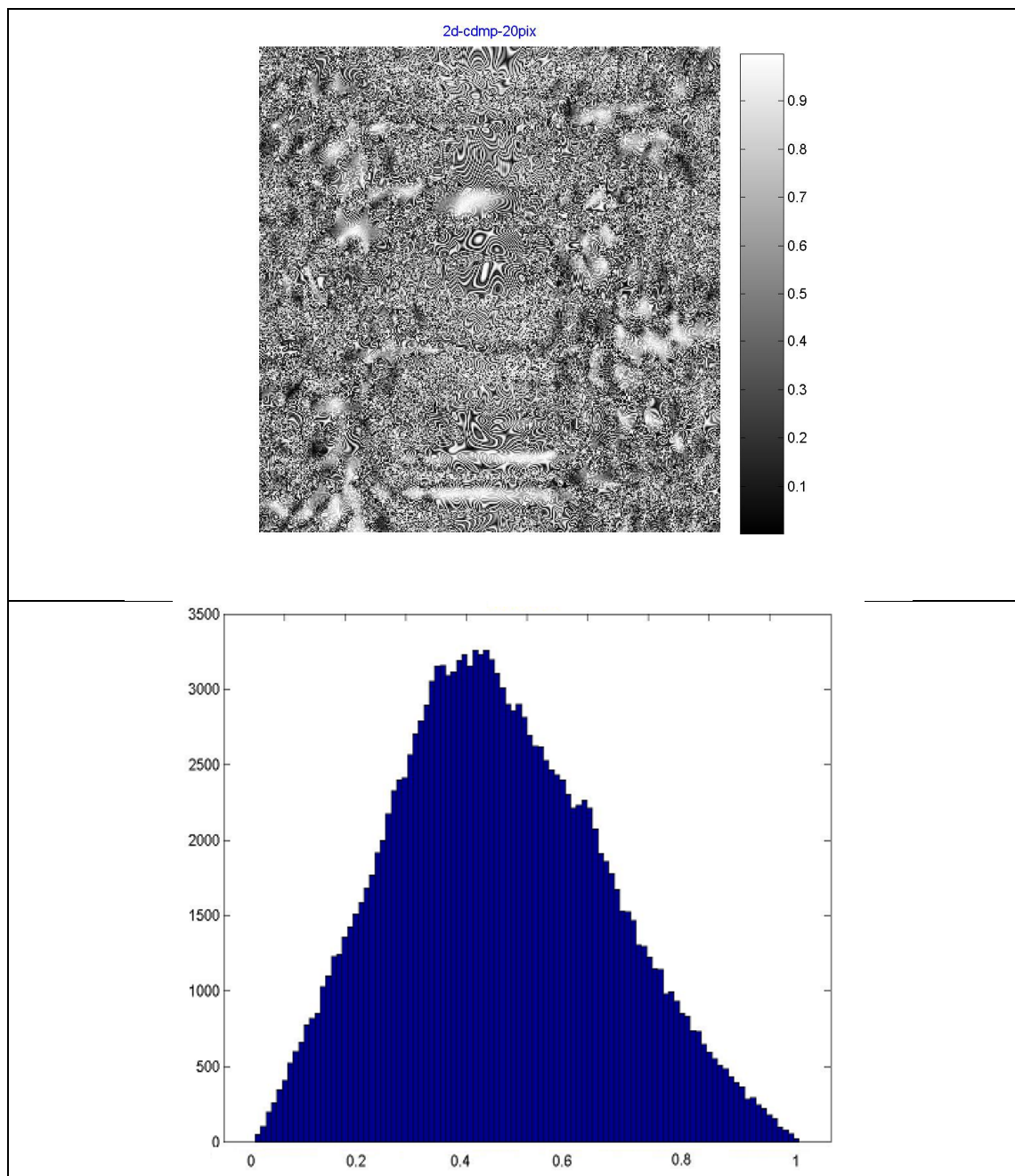


Рис. 4.12. Координатний (верхній фрагмент) та ймовірнісний (нижній фрагмент) розподіл ступеня локальної деполаризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у зоні дифракції Фраунгофера ($z = 20000\mu m$).

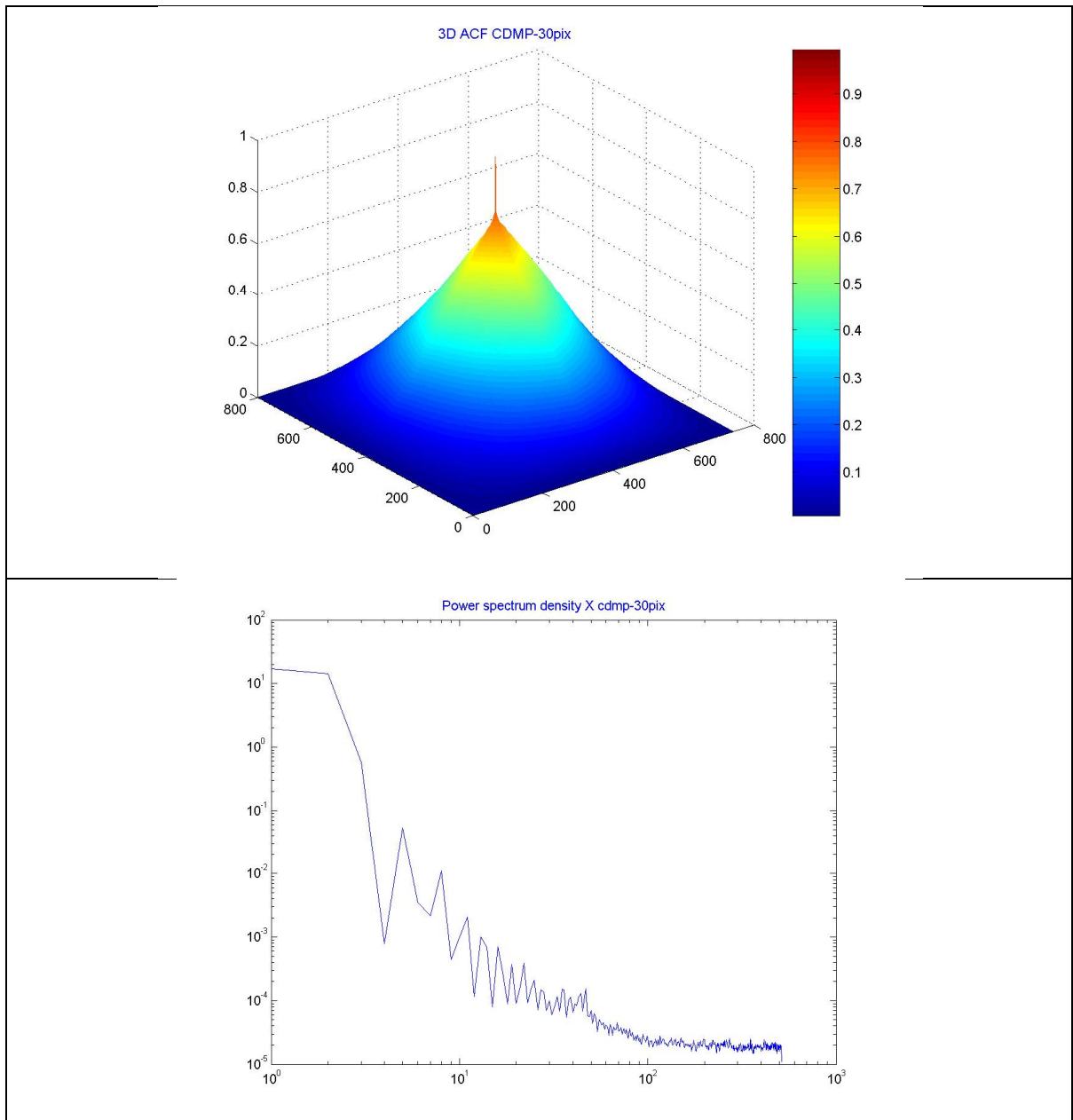


Рис. 4.13. 3D – автокореляційна функція $W(\Phi)$ (верхній фрагмент) та логарифмічна залежність спектру потужності $J(\Phi)$ (нижній фрагмент) розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного поля, перетвореного кристалічною сіткою Б – типу, у зоні дифракції Фраунгофера ($z = 20000\mu m$)

Таку зміну можна пов'язати із наступними фізичними механізмами. За рахунок низькочастотної гармонічної модуляції розподілу ступеня локальної деполяризації, пов'язаного з перехресною інтерференцією парціальних хвильових фронтів (співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)), формуються додаткові до діапазону високих частот ($l \sim 1\mu m \div 100\mu m$) самоподібні множини значень $\Phi(m \times n)$ у області середніх ($l \sim 100\mu m \div 500\mu m$) та малих ($l \sim 500\mu m \div 1000\mu m$) просторих частот (рис. 4.7, рис. 4.9, нижні фрагменти).

У зоні дифракції Фраунгофера апроксимуючі криві до логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання характеризуються трьома ділянками зі стабільними значеннями кутів нахилу (рис. 4.11, рис. 4.13, нижні фрагменти).

Аналітично виявлену мультифрактальність розподілу $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у далекій зоні дифракції можна пов'язати з інтерференційної суперпозиції когерентних хвиль із розподіленими за гармонічними законами фазовими зсувами, сформованих всією сукупністю точок просторово впорядкованих кристалічних мереж.

Так, поряд із високочастотними регулярними розподілами фаз $\delta(x)$ зростає глибина низькочастотної фазової модуляції $\Delta\phi_{ik}(x)$ за рахунок збільшення кількості хвильових фронтів від різних, але симетрично розташованих парціальних циліндрів. Тому, поряд із самоподібним розподілом локального ступеня деполяризації, який сформований у високочастотній ділянці просторових частот ($l = 1\mu m \div 100\mu m$), формуються і гармонічно розподілені множини $\Phi(m \times n)$, які виникають внаслідок просторової низькочастотної модуляції ($l = 100\mu m \div 1000\mu m$) фазових зсувів парціальних когерентних хвиль (співвідношення (3.65), (3.66)).

Порівняльний аналіз логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання у всіх зонах дифракції виявив менший діапазон зміни величин екстремумів $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ для кристалічних сіток Б-типу. Фізично, такі відмінності спектрів потужності можна пояснити тим, що за рахунок зростання двопроменезаломлення (Δn^*) вибірки циліндрів (N^*) зростає просторова частота зміни "об'єктних" фазових зсувів (δ^*). Тому збільшується кількість екстремумів залежностей $J(\Phi)$ у ділянках середніх і малих просторових частот l^{-1} . Математично це виявляється у збільшенні середнього значення залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$, а відповідно у зменшенні розкиду величин їх екстремумів.

4.3. Кількісні параметри статистичної, кореляційної та фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного шаром впорядкованих циліндричних кристалів

Даний параграф містить результати дослідження дифракційної трансформації:

- величин статистичних моментів 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^{\Phi}$) координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 4.1 і таблиця 4.2);
- кореляційних статистичних моментів ($K_{i=1-4}^{\Phi}$) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій ($W(\Phi)$) координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 4.3 і таблиця 4.4);

- фрактальної розмірності (F_k) і дисперсії (D_f) логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 4.5 і таблиця 4.6).

Таблиця 4.1. Статистичні моменти $R_{i=1-4}^\Phi$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів А-типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
R_1^Φ	0,62	0,54	0,43
R_2^Φ	0,11	0,16	0,23
R_3^Φ	0,52	0,34	0,19
R_4^Φ	0,88	0,72	0,58

Таблиця 4.2. Статистичні моменти $R_{i=1-4}^\Phi$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів Б-типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
R_1^Φ	0,66	0,57	0,49
R_2^Φ	0,09	0,14	0,18
R_3^Φ	0,58	0,41	0,26
R_4^Φ	0,93	0,81	0,64

З аналізу одержаних даних про статистичну структуру координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шарами впорядкованих циліндричних кристалів обох типів, випливає:

- У всіх зонах дифракції сукупність всіх статистичних моментів $R_{i=1-4}^\Phi$ відмінна від нуля, що свідчить про відмінну від відомих класичних розподілів (співвідношення (3.31), (3.32)), складну структуру розподілів $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання.
- Із збільшенням відстані z від об'єкту дисперсія R_2^Φ зростає (у 2 – 2,3 рази). Статистичні моменти вищих порядків $R_{i=3,4}^\Phi$ зменшуються (R_3^Φ у 2,8 рази; R_4^Φ у 1,55 разів), що ілюструє тенденцію до “нормалізації” (співвідношення (3.31), (3.32)) розподілів $\Phi(m \times n)$ за рахунок зростаючого впливу у їх формування парціальних хвиль від усіх точок об'єкту.
- Наявність локальних ділянок підвищеної анізотропії (сітка Б-типу) не виявляється у значних розбіжностях значень дисперсії R_2^Φ (15% - 20%), асиметрії R_3^Φ (15% - 25%) та ексцесу R_4^Φ (10% - 25%) відповідного розподілу ступеня локальної деполяризації із аналогічними статистичними параметрами $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропним шаром А-типу.

Більш виразно локальна ділянка підвищеної анізотропії (Δn^*) сітки кристалічних циліндрів Б-типу виявляється у зміні топологічної структури

розподілів локального ступеня деполяризації полів лазерного випромінювання, яка оцінювалися методом Грама – Шарльє.

У таблиці 4.3 і таблиці 4.4 приведені результати обчислення статистичних моментів $K_{i=1-4}^{\Phi}$ розкладу автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів А– і Б- типів у різних зонах дифракції.

Аналіз статистичних моментів, які характеризують кореляційну структуру координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного сітками впорядкованих циліндричних кристалів обох типів, виявив високу чутливість дисперсії K_2^{Φ} та ексцесу K_4^{Φ} до диференціації їх оптико-анізотропних властивостей в усіх зонах дифракції. Так, наявність локальних ділянок підвищеної анізотропії (сітка Б- типу) виявляється у значних розбіжностях значень дисперсії K_2^{Φ} (у 1,9 – 2,2 рази) та ексцесу K_4^{Φ} (у 2,1 – 2,7 рази) відповідного розподілу $\Phi(m \times n)$ із аналогічними кореляційними моментами, що характеризують поля лазерного випромінювання, перетворені шаром А- типу.

Таблиця 4.3. Статистичні моменти $K_{i=1-4}^{\Phi}$ автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів А – типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
K_1^{Φ}	0,0	0,0	0,0
K_2^{Φ}	0,12	0,053	0,023
K_3^{Φ}	0,0	0,0	0,0
K_4^{Φ}	9,49	7,31	5,16

Таблиця 4.4. Статистичні моменти $K_{i=1-4}^{\Phi}$ автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів Б – типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
K_1^{Φ}	0,0	0,0	0,0
K_2^{Φ}	0,064	0,089	0,14
K_3^{Φ}	0,0	0,0	0,0
K_4^{Φ}	5,29	3,31	1,96

Результати фрактального аналізу множин $\Phi(m \times n)$ приведені у таблиці 4.5 і таблиці 4.6.

Таблиця 4.5. Фрактальні розмірності F_k та дисперсія D_f спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів А – типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
F_1^Φ	Стат.	2,02	2,35
F_2^Φ	Стат.	1,87	2,09; 1,83
D_f	0,34	0,21	0,1

Таблиця 4.6. Фрактальні розмірності F_k та дисперсія D_f спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром циліндричних кристалів Б – типу у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
F_1^Φ	Стат.	2,11	2,31
F_2^Φ	Стат.	1,94	2,03; 1,91
D_f	0,27	0,15	0,065

Порівняльний аналіз особливостей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання у різних зонах дифракції виявив наступне:

- Статистичні у граничній зоні дифракції координатні розподіли $\Phi(m \times n)$ (відсутній стабільний нахил апроксимуючих кривих $V(\gamma)$), трансформуються у мультифрактальні (наявні два - три кута $\gamma_{1;2;3} = const$) відповідно для зони дифракції Френеля і Фраунгофера.
- Відмінності між значеннями дисперсія D_f логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ розподілів $\Phi(m \times n)$ ступеня локальної деполяризації, які сформовані сітками А- і Б- типу, лежать від 15% (гранична зона дифракції) до 50% (зона дифракції Фраунгофера).

Таким чином, проведене комп'ютерне моделювання виявило основні сценарії дифракційної трансформації координатних розподілів локального ступеня деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного мережами оптико – анізотропних кристалів:

1. Зі збільшенням відстані від площини віртуального оптико-анізотропного шару розподіли $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання мають тенденцію до нормалізації.
2. Статистичні моменти 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^\Phi$) координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання зазнають наступних змін. Дисперсія зростає, середнє, асиметрія та ексцес, які характеризують розподіли ступеня локальної деполяризації відповідних фазово-неоднорідних полів лазерного випромінювання, навпаки, зменшуються.
3. Кореляційні моменти ($K_{i=1-4}^\Phi$) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій $W(\Delta r)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ більш чутливі до змін зони реєстрації та величини двопроменезаломлення речовини кристалів.

4. Фрактальні розмірності (F_k) і дисперсія (D_f) розподілу значень логарифмічних залежностей спектрів потужності (J) розподілів $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції взаємопов'язані зі змінами зони реєстрації та двопроменезаломлення кристалів
5. Зі збільшенням відстані від об'єкту статистичні у граничній зоні дифракції множини значень $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання трансформуються у мультифрактальні. При цьому величина дисперсії розподілу значень логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ зменшується як зі збільшенням відстані z , так і величини двопроменезаломлення Δn речовини кристалічних структур.

Визначені взаємозв'язки у різних зонах дифракції між змінами сукупності статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання та змінами величини двопроменезаломлення сіток кристалів були покладені в основу аналізу параметрів деполяризації полів лазерного випромінювання, розсіяного реальними оптико-анізотропними шарами.

Розділ 5. ЛОКАЛЬНА ТА ІНТЕГРАЛЬНА ДЕПОЛЯРИЗАЦІЯ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, РОЗСІЯНОГО ОПТИКО-АНІЗОТРОПНИМ БІОЛОГІЧНИМ ШАРОМ З ШОРСТКОЮ ПОВЕРХНЕЮ

У даному розділі наведено результати експериментального дослідження трансформації у різних зонах дифракції розподілів ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею епітелію.

Проаналізована топологічна структура координатних розподілів ступеня локальної деполаризації поля розсіяного когерентного випромінювання та обґрунтована її дифракційна трансформація.

Визначено діапазони зміни статистичних моментів 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^{\Phi}$) координатних розподілів ступеня локальної деполаризації ($\Phi(x, y)$) у граничній зоні дифракції та у зонах Френеля і Фраунгофера, відповідно.

Установлені закономірності дифракційної зміни кореляційних (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків ($K_{i=1-4}^{\Phi}$) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій ($W(\Delta r)$) параметрів, які характеризують координатні розподіли $\Phi(x, y)$.

Виявлені сценарії зміни логарифмічних залежностей спектрів потужності $J(\Phi)$ координатних розподілів ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання у різних зонах дифракції.

Визначено взаємозв'язки між розподілами $\Phi(x, y)$ та інтегральним ступенем деполаризації поля лазерного випромінювання.

5.1. Характеристика об'єктів дослідження

Об'єктом для експериментальних досліджень процесів перетворення лазерного випромінювання і формування локального ступеня деполаризації було обрано гістологічний зріз шару дерми шкіри людини з шорсткою зовнішньою поверхнею розділу двох середовищ, - рис. 5.1.

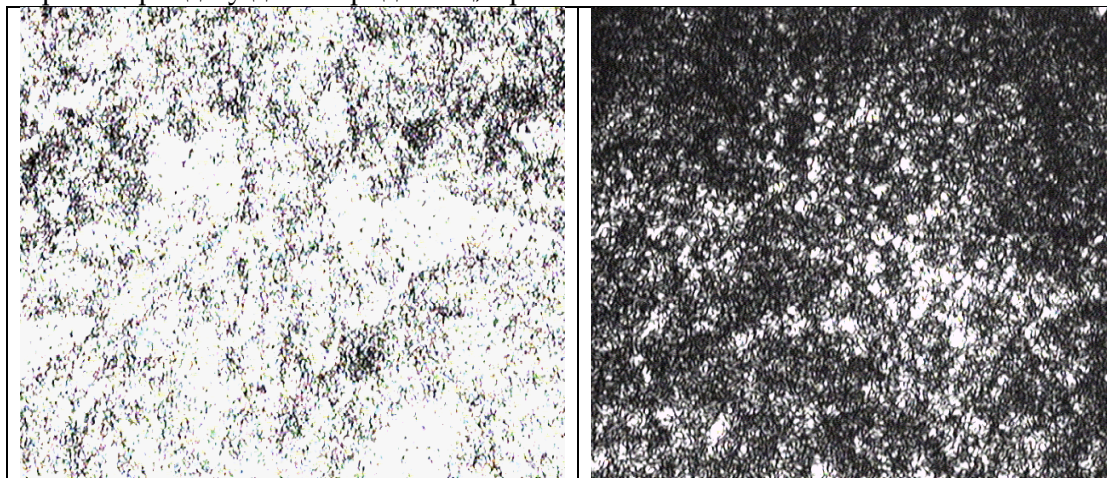


Рис. 5.1. Лазерні зображення гістологічного зрізу шару дерми шкіри з шорсткою поверхнею епітелію, одержані у співвісних (ліва частина) і перехрещених (права частина) площинах пропускання поляризатора і аналізатора.

Вибір даного об'єкту для аналізу процесів формування і сценаріїв перетворення деполяризації полів розсіяного когерентного випромінювання пов'язаний як з фундаментальними, так і прикладними міркуваннями.

Фундаментальні, - зразок шкіри з шорсткою поверхнею являє собою класичний приклад біологічного об'єкту, де одночасно реалізується взаємодія когерентного лазерного випромінювання з об'ємно розташованою мережею оптично одноосних двопротинезаломлюючих кристалів (рис. 5.1, права частина) та поверхневим шаром (рис. 5.1, ліва частина) хаотично орієнтованих плоских пластинок епітелію.

Прикладні, - такі фазово-неоднорідні шари є одними з найбільш поширених у широкому колі реальних біологічних об'єктів, - рідкі кристали біологічних рідин, позаклітинні матриці рослинних і тваринних тканин.

З іншого боку, даний об'єкт експериментального дослідження близький за оптико (показник двопротинезаломлення колагенових фібрил $\Delta n = 1,5 \times 10^{-3}$) – геометричною (сукупність хаотично орієнтованих мікронерівностей епітелію) структурою до віртуальних мереж кристалів, поляризаційні властивості яких були детально проаналізовані, щодо визначення впливу форми і величини двопротинезаломлення Δn на формування координатних розподілів локального ступеня деполяризації лазерного випромінювання у граничній зоні дифракції та подальшої їх трансформації у зоні Френеля і Фраунгофера.

5.2. Топологічна структура координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного поля, розсіяного шаром шкіри людини

Результати вимірювань ступеня локальної деполяризації у різних зонах дифракції ($z = 100\mu m; 5000\mu m; 20000\mu m$) лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею, ілюструють рис. 5.2; рис. 5.5, рис. 5.8, де приведені двох- (ліва частина) і трьохвимірні (права частина) розподіли $\Phi(m \times n)$ для масиву $m \times n = 800 \times 600$ пікселів CCD – камери.

На рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9 представлені масштабовані ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) координатні розподіли $\Phi(m \times n)$ у граничній зоні (рис. 5.3), зоні дифракції Френеля (рис. 5.6) і Фраунгофера (рис. 5.9).

Серія рис. 5.4, рис. 5.7, рис. 5.10 ілюструє двохвимірні ($100\text{pix} \times 100\text{pix}$) дискретні вибірки ($\Phi = 0,0; 0,5; 1,0$) координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у різних зонах дифракції.

Аналіз результатів експериментального дослідження явища деполяризації лазерного випромінювання, що пройшло крізь оптико-анізотропний шар дерми шкіри із шорсткою поверхнею, підтвердив аналітичну передбачену (розділ 3, рис. 3.4, рис. 3.6 і рис. 3.8) домену топологічну структуру координатних розподілів локального ступеня деполяризації $\Phi(m, n)$ поля розсіяного випромінювання у всіх зонах дифракції, - рис. 5.2 – рис. 5.10.

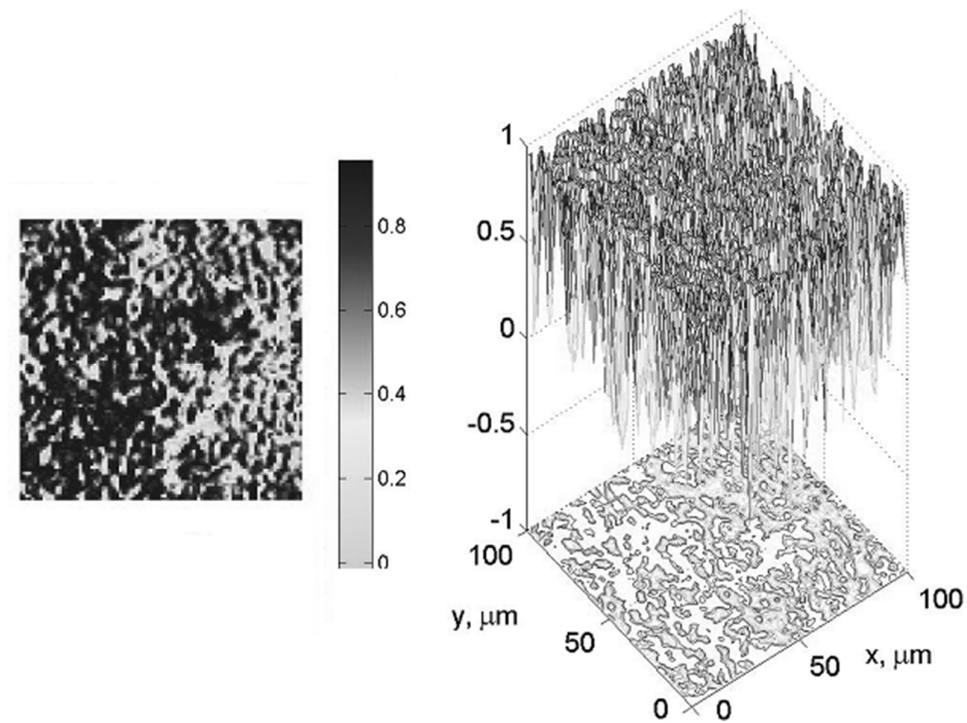


Рис. 5.2. Двох- (ліва частина) і трьохвимірні (права частина) розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у граничній зоні дифракції.

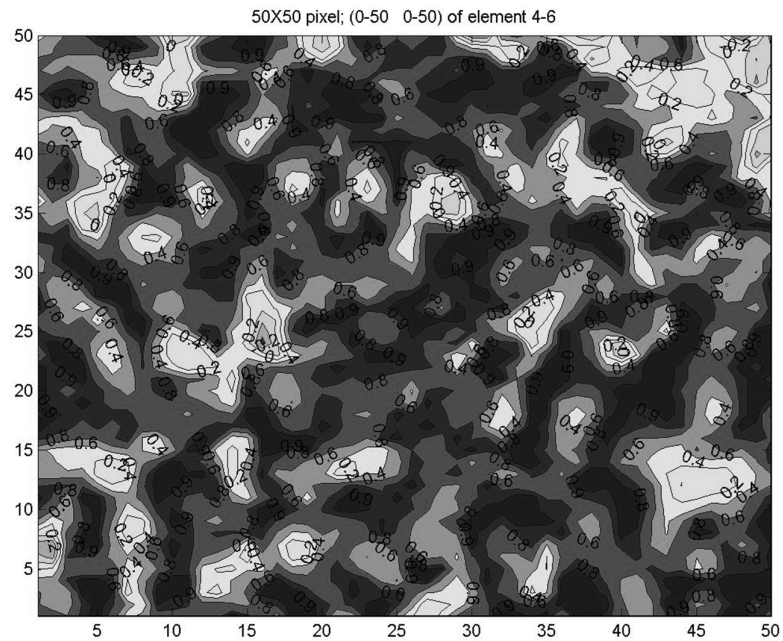


Рис. 5.3. Двохвимірна (50pixel × 50pixel) топологічна структура координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у граничній зоні дифракції.

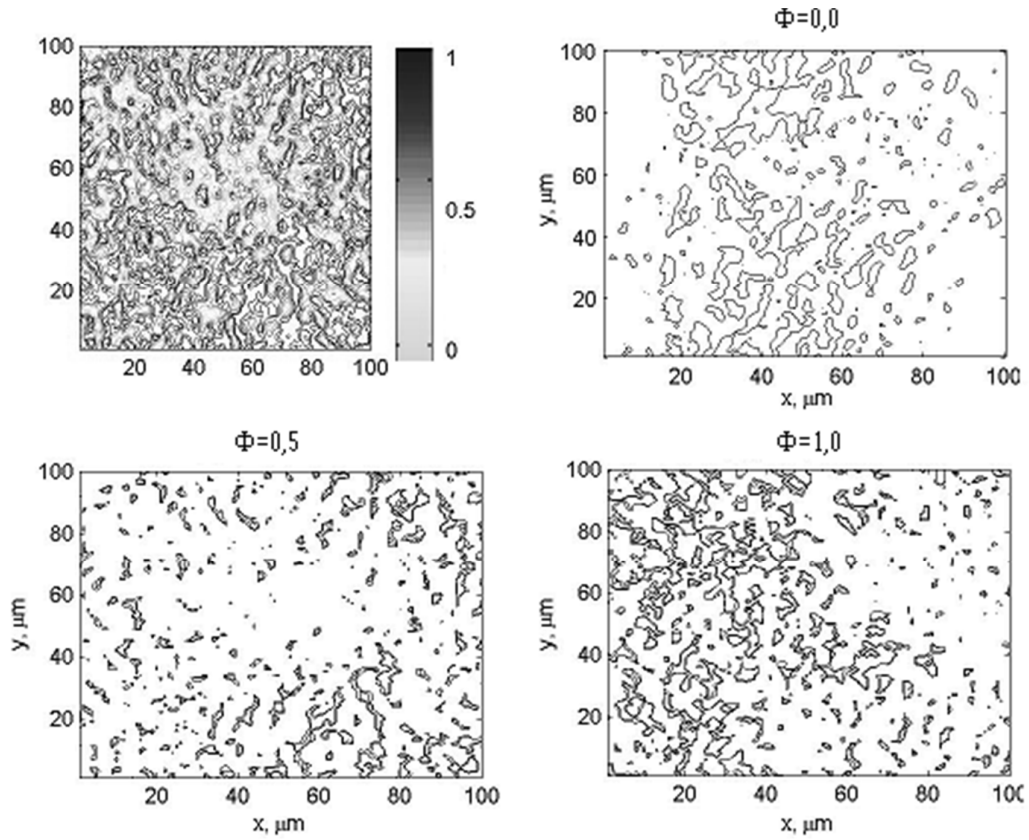


Рис. 5.4. Двохвимірні ($100\text{pix} \times 100\text{pix}$) дискретні вибірки ($\Phi = 0,0; 0,5; 1,0$) координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у граничній зоні дифракції.

У граничній зоні дифракції (рис. 5.2 - рис. 5.4) розміри окремих доменів $\Phi(m \pm \Delta m, n \pm \Delta n) \approx \text{const}$ незначні і лежать у межах від $1\mu\text{m}$ до $20\mu\text{m}$. Такі масштаби топологічних структур у координатному розподілі $\Phi(m \times n)$ відповідають діапазону зміни поперечних геометричних розмірів колагенових фібрил, які формують позаклітинну матрицю, що обумовлює формування локальних фазових зсувів (розділ 3, 3.4, співвідношення (3.60) – (3.65)) між ортогональними складовими лазерного випромінювання з максимально великим діапазоном зміни значень $0,0 \leq \delta(x, y) \leq \pi$. Тому у топологічних вибірках $\Phi(x, y) = 0,0; 0,5; 1,0$ відповідних значень ступеня локальної деполяризації наявні достатньо рівномірно розподілені домени (рис. 5.4).

Аналіз процесу подальшої трансформації розподілів ступеня локальної деполяризації підтвердив адекватність аналітичного моделювання про вплив на їх топологічну структуру інтерференції парціальних хвильових фронтів із фазовими зсувами $\delta(x, y)$.

Так у зоні дифракції Френеля (рис. 5.5) спостерігається масштабування топологічних доменів за рахунок впливу низькочастотної фазової модуляції $\phi(x, y)$, пов'язаної з інтерференційною суперпозицією обмеженої (розділ 3, співвідношення (3.40)) різнополяризованих лазерних хвиль.

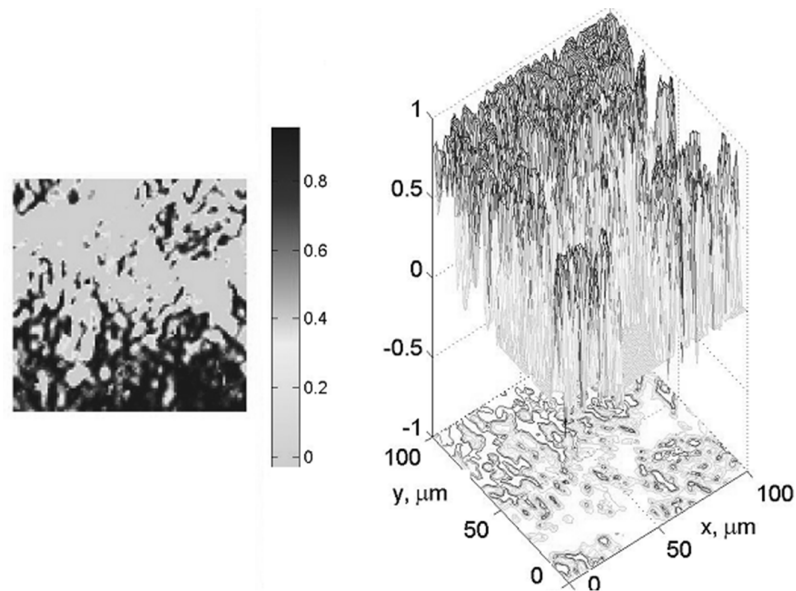


Рис. 5.5. Двох- (ліва частина) і трьохвимірні (права частина) розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Френеля

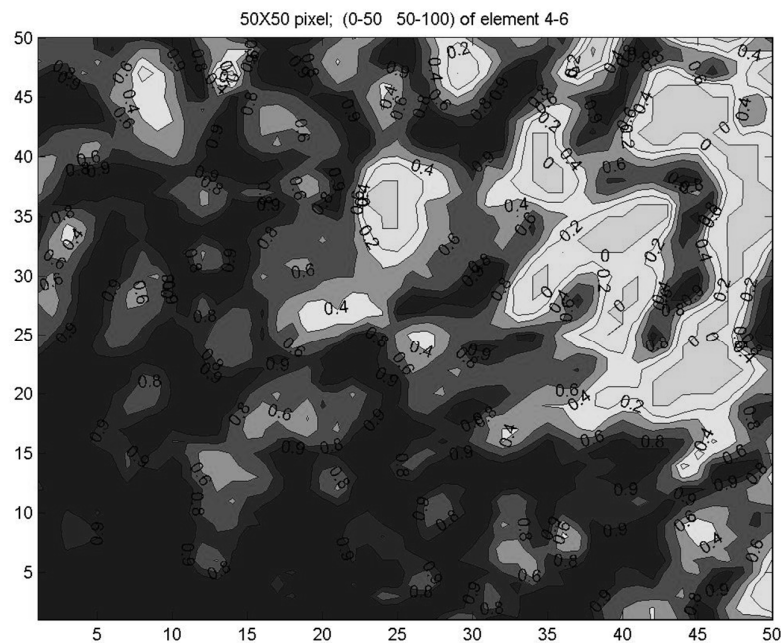


Рис. 5.6. Двохвимірна (50pixel × 50pixel) топологічна структура координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Френеля

По мірі віддалення від дермального шару шкіри зростає вплив низькочастотної фазової модуляції $\Delta\phi_{ik}(x,y)$ за рахунок збільшення кількості хвильових фронтів, які сформовані різними парціальними циліндрами За

рахунок даного ефекту збільшуються у 1,5 – 2,5 рази масштаби відповідних топологічних ділянок у координатних розподілах ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання у зоні дифракції Френеля (рис. 5.5). При цьому змінюється структура поляризофот топологічних мап вибірок дискретних значень $\Phi = 0,0; 0,5; 1,0$. Як видно (рис. 5.6), найбільш “щільні” топологічні структури відповідають меншим дискретним рівням ($\Phi(x, y) = 0,0$ і $\Phi(x, y) = 0,5$) ступеня локальної деполаризації у порівнянні із полем лазерного випромінювання у граничній зоні (рис. 5.4). Такі зміни, можна пов’язати із зростанням масиву усереднення визначається відстанню від фазово-неоднорідного шару Z та його лінійним розміром L . За рахунок такого інтегрального ефекту величина локальної деполаризації зменшується, що ілюструє топологічна мапа $\Phi(x, y) = 1,0$.

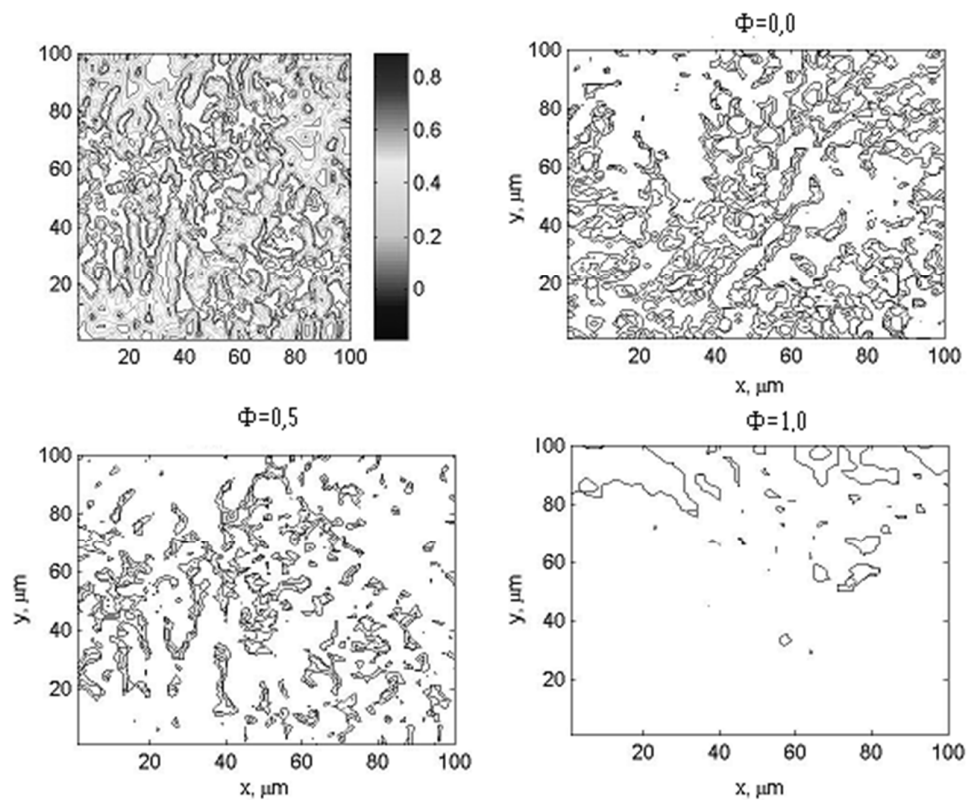


Рис. 5.7. Двохвимірні ($100\text{ріх} \times 100\text{ріх}$) дискретні вибірки ($\Phi = 0,0; 0,5; 1,0$) координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Френеля

У зоні дифракції Фраунгофера (рис. 5.8 - рис. 5.10) розподіли локального ступеня деполаризації формуються виключно за рахунок інтерференційної природи формування апмпітудно – фазових параметрів кожної точки поля. У результаті формуються координатно стаціонарні фазові розподіли ($\Delta\phi_{ik}(x) \gg \Delta\delta^*(x)$), що виявляється у координатній “стабілізації” і подальшій “масштабізації” топологічної структури ступеня локальної деполаризації лазерного випромінювання (розділ 3, 3.2, 3.4, співвідношення (3.46), (3.65), (3.66)).

На рис. 5.8 представлений приклад такого координатного розподілу ступеня локальної поляризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею епітелію у далекій зоні дифракції Фраунгофера.

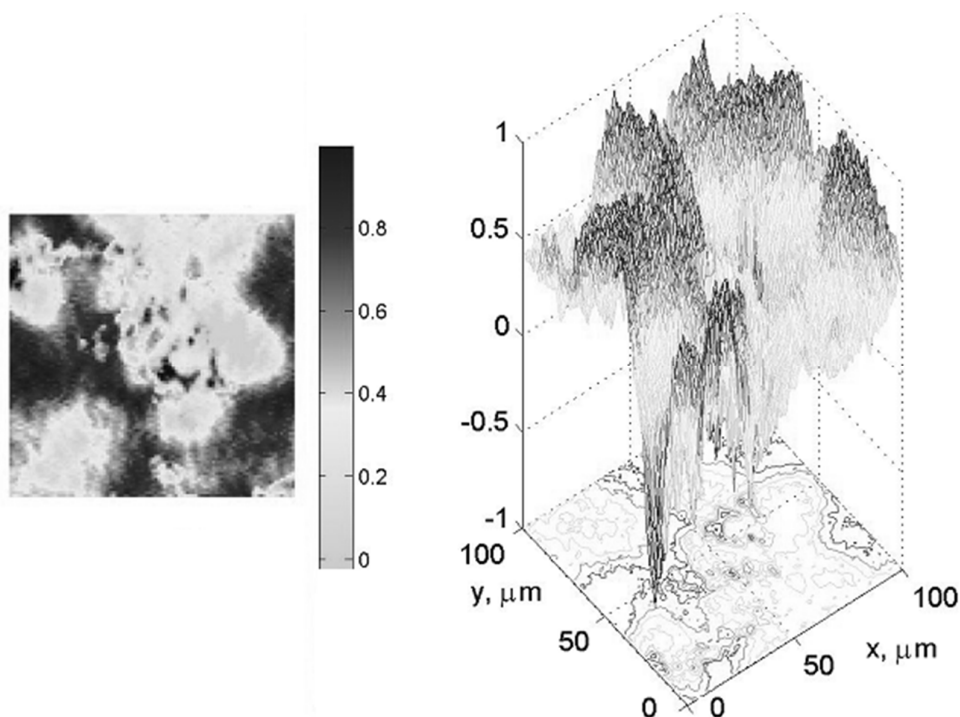


Рис. 5.8. Двох- (ліва частина) і трьохвимірні (права частина) розподіли ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Фраунгофера

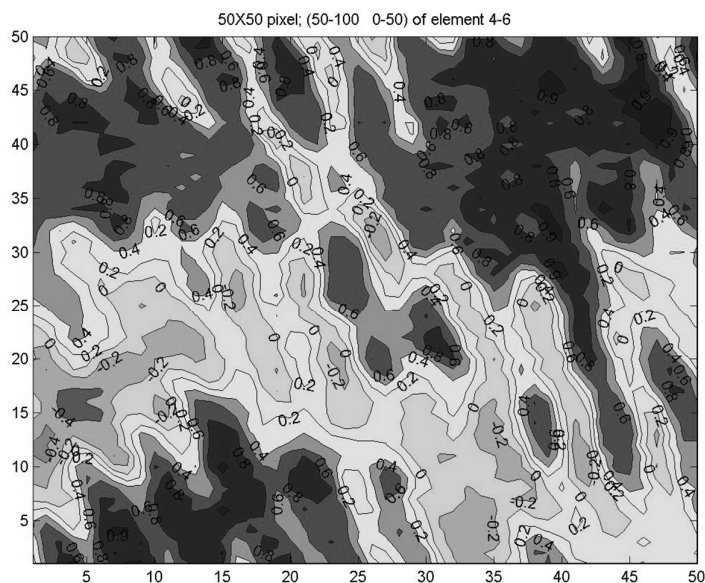


Рис. 5.9. Двохвимірна (50pixel × 50pixel) топологічна структура координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Фраунгофера

Аналіз одержаних даних свідчить про подальшу тенденцію формування значно більш, у порівнянні з граничною зоною (рис. 5.2 – рис. 5.4) та зоною дифракції Френеля (рис. 5.5 – рис. 5.7), поляризаційно-однорідного поля розсіяного випромінювання у зоні дифракції Фраунгофера.

Даний факт ілюструє збільшення у 3 – 5 разів розмірів топологічних доменів (рис. 5.8 і рис. 5.9), а також значна перевага топологічних структур (“поляризотопів”) дискретної вибірки $\Phi(x,y) = 0,0$ координатного розподілу локального ступеня деполаризації у порівнянні із аналогічними вибірками $\Phi(x,y) = 0,5$ і $\Phi(x,y) = 1,0$ (рис. 5.10).

Такий результат добре корелює з даними комп’ютерного моделювання (рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10, рис. 4.12), згідно яких у зоні дифракції Фраунгофера спостерігається певна асиметрія координатних розподілів $\Phi(x,y)$, - більшими ймовірностями характеризуються менші значення ступеня локальної деполаризації.

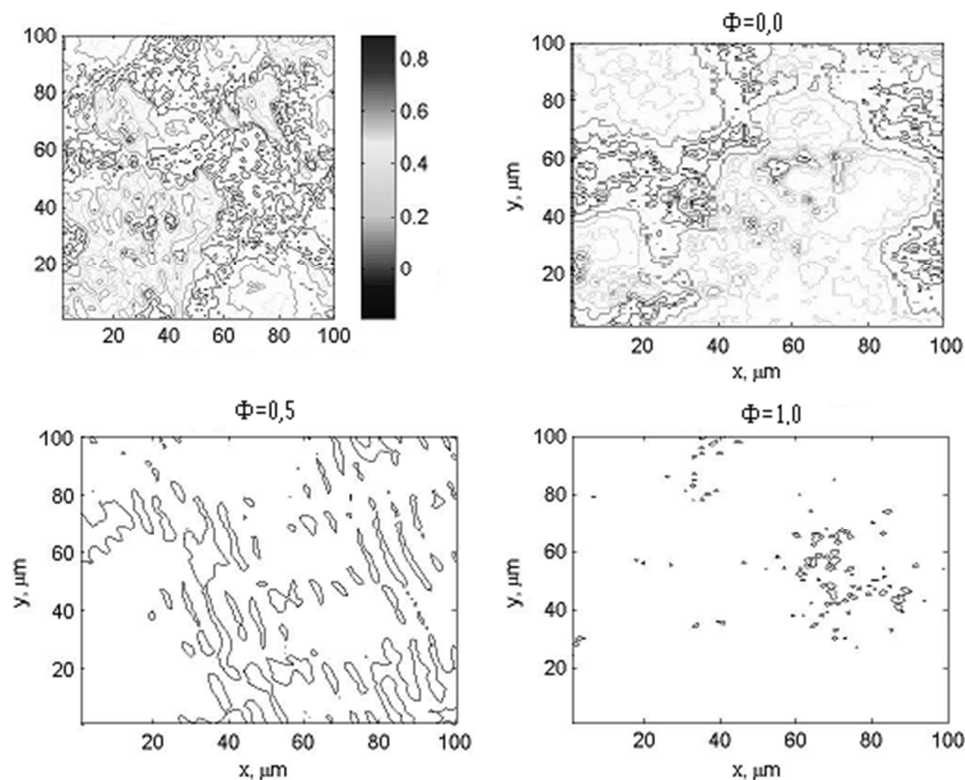


Рис. 5.10. Двохвимірні ($100\text{ріх} \times 100\text{ріх}$) дискретні вибірки ($\Phi = 0,0; 0,5; 1,0$) координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шаром шкіри, у зоні дифракції Фраунгофера

Даний ефект відповідає модельним уявленням про збільшення кутової апертури $\Delta\Omega^*$ у межах якої відбувається усереднення станів поляризації за рахунок інтерференції певної (N) кількості парціальних лазерних хвиль.

5.3. Дифракційна трансформація статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного поля, розсіяного шаром шкіри людини

Результати експериментальних вимірювань (розділ 2, 2.2, рис. 2.2 співвідношення (2.2) - (2.4)) координатних (ліві фрагменти) і обчислення ймовірнісних (праві фрагменти) залежностей координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром дерми шкіри із шорстким поверхневим шаром епітелію у різних зонах дифракції ($z = 100\mu m; 5000\mu m; 20000\mu m$), для масиву $m \times n = 800 \times 600$ пікселів CCD – камери ілюструють рис. 5.11 - рис. 5.13.

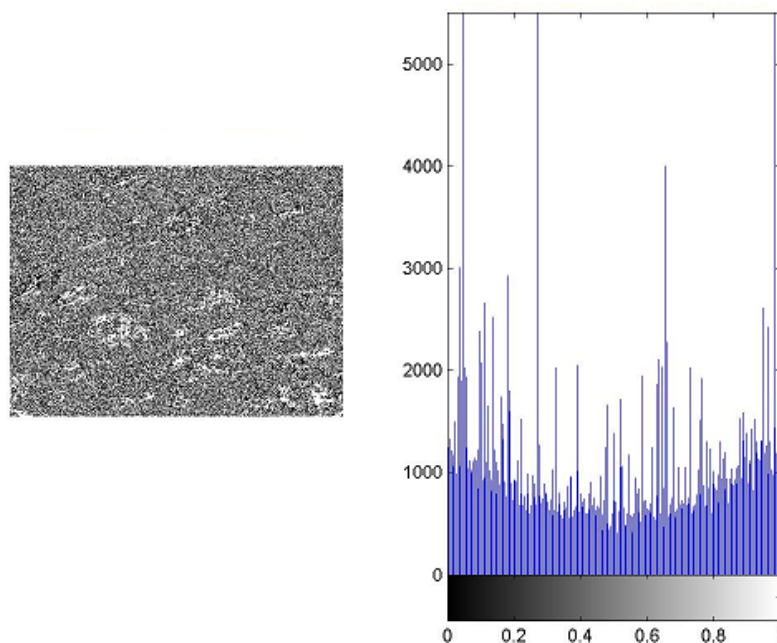


Рис. 5.11. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у граничній зоні дифракції

Аналіз гістограм розподілів $H(\Phi)$ ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного оптико-анізотропним шаром дерми, шкіри у всіх зонах дифракції (рис. 5.11 – рис. 5.13) виявив максимально широкий діапазон зміни від 0,0 до 1,0 значень даного параметру $\Phi(x, y)$.

Порівняльний аналіз з даними теоретичного моделювання процесу дифракційної трансформації деполяризації полів розсіяного електромагнітного випромінювання, виявив кореляцію між ними та експериментально одержаними розподілами $\Phi(x, y)$ і $H(\Phi)$.

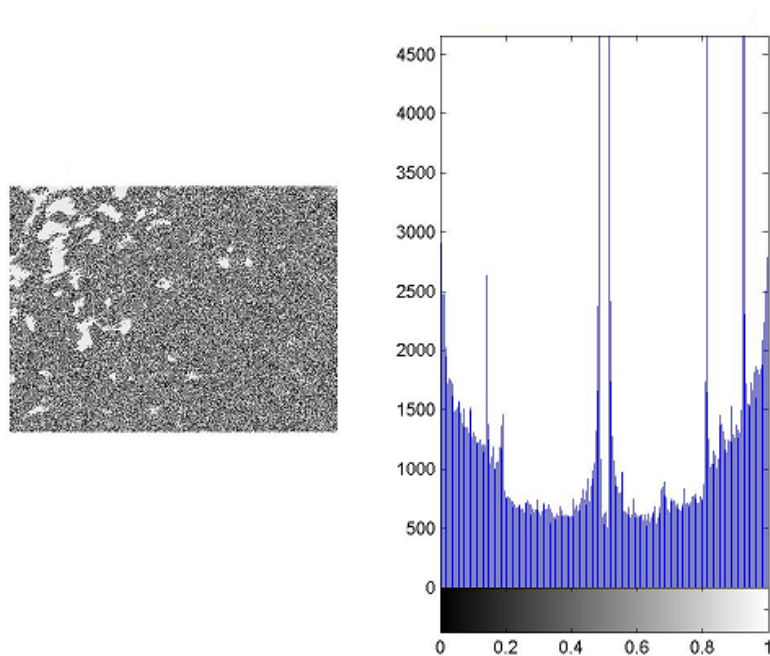


Рис. 5.12. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у зоні дифракції Френеля

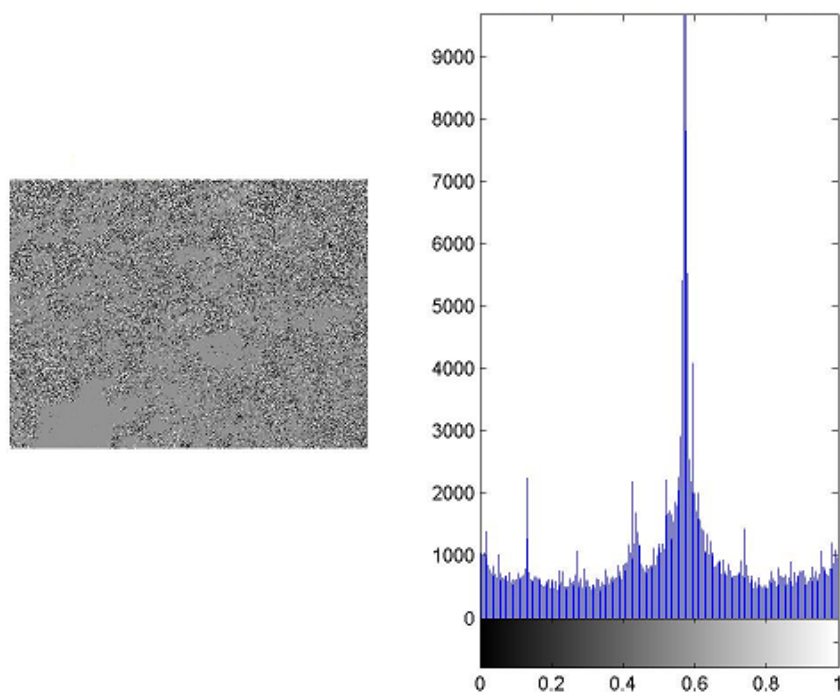


Рис. 5.13. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у зоні дифракції Фраунгофера

Так, у граничній зоні дифракції характерним для розподілів величини локального ступеня деполяризації є приблизна однакова ймовірність випадкових значень $\Phi(x, y)$ (рис. 5.11, правий фрагмент) за рахунок максимально широкого діапазону зміни фази $\delta(m \times n)$ між ортогональними складовими амплітуди сукупністю двопротиназаломлюючих колагенових фібрил (рис. 5.1).

На відміну від теоретичних розподілів для експериментально виміряних гістограм спостерігається серія локальних екстремумів ймовірних значень ступеня локальної деполяризації.

На нашу думку це пов'язане із наявністю певних превалюючих поперечних розмірів у фібрилярній сітці біологічних кристалів, які формують статистично більш або менш ймовірні фазові зсуви та відповідні до них значення ступеня локальної деполяризації.

У зоні дифракції Френеля (рис. 5.12, лівий фрагмент) спостерігається певний перерозподіл екстремумів гістограми $H(\Phi)$, - більшими ймовірностями характеризуються значення ступеня локальної деполяризації $\Phi = 0,4 \div 0,7$.

Даний ефект відповідає модельним уявленням про збільшення кутової апертури $\Delta\Omega^*$ приймальної системи у межах якої відбувається усереднення станів поляризації за рахунок інтерференції певної (N) кількості парціальних лазерних хвиль.

У зоні дифракції Фраунгофера для гістограми $H(\Phi)$ характерний основний екстремум ($\Phi = 0,6$), величина якого практично на один порядок переважає інші локальні екстремуми.

Така структура ймовірного розподілу значень локального ступеня деполяризації корелює із уявленнями про формування поляризаційно-однорідної компоненти поля розсіяного випромінювання за рахунок інтерференційного додавання максимальної кількості парціальних хвильових фронтів від всіх точок кристалічної мережі.

На серії рис. 5.14 - рис. 5.16 представлені автокореляційні функції (верхні фрагменти) $W(\Delta x)$ (див. розділ 2, 2.3, співвідношення (2.5), (2.6)) і логарифмічні залежності (нижні фрагменти) $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності (див. розділ 2, 2.3, співвідношення (2.7)) розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром дерми шкіри із шорстким поверхневим шаром епітелію у граничній зоні ($z = 100\mu m$, - рис. 5.14), зоні дифракції Френеля ($z = 5000\mu m$, - рис. 5.15) і Фраунгофера ($z = 20000\mu m$, - рис. 5.16).

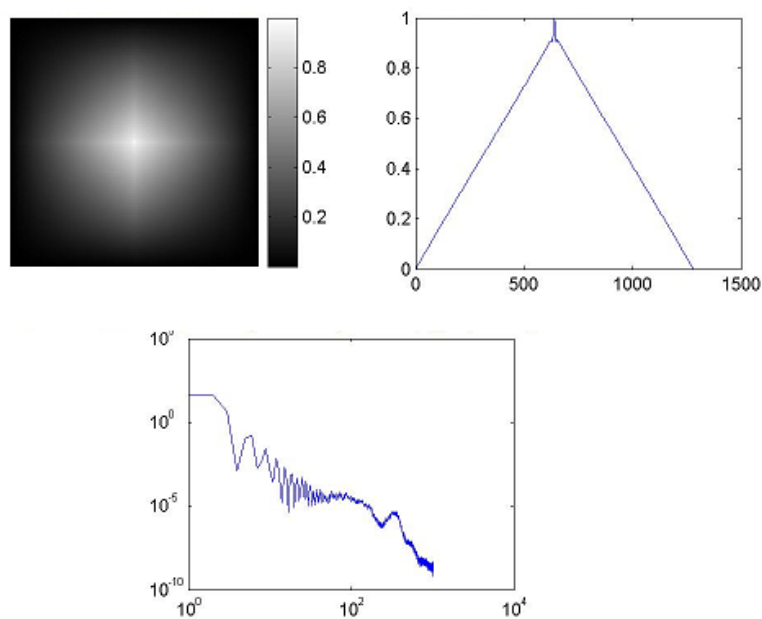


Рис. 5.14. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у граничній зоні дифракції

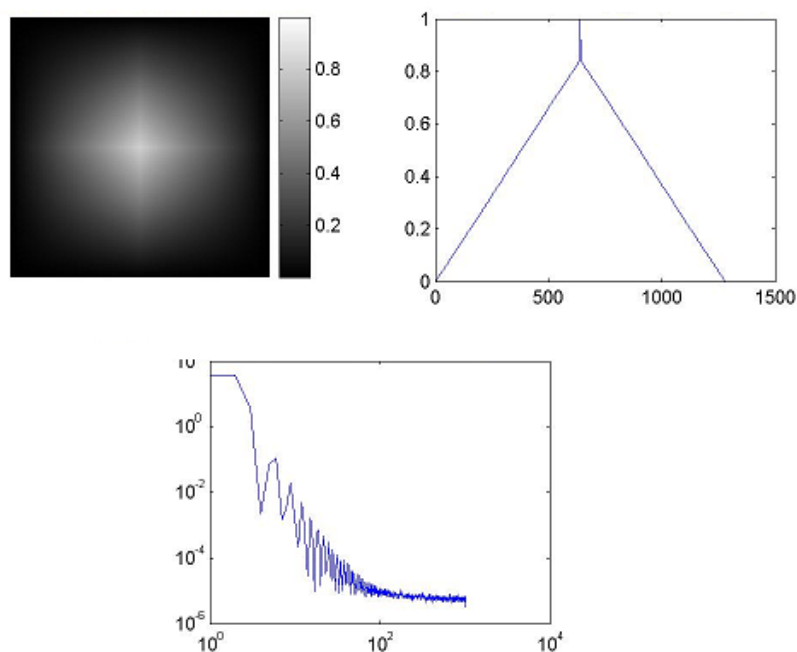


Рис. 5.15. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у зоні дифракції Френеля

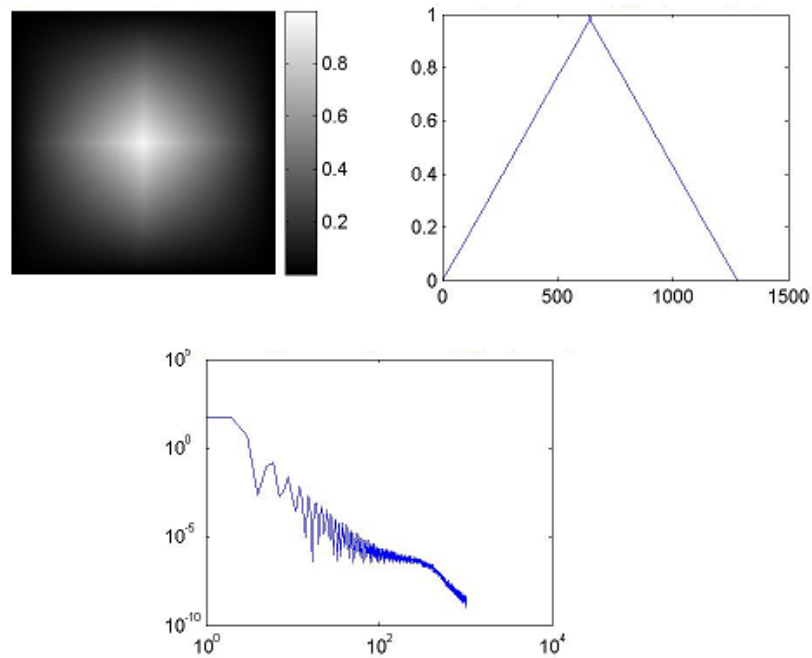


Рис. 5.16. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром дерми шкіри з шорстким епітеліальним шаром, у зоні дифракції Фраунгофера

Структура кореляційних функцій, що характеризують координатні розподіли ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного зразком дерми шкіри з шорстким зовнішнім шаром оптично ізо트로пного епітелію, пов'язана з вище проаналізованими особливостями топологічних мап $\Phi(m \times n)$ (рис. 5.3, рис. 5.4, рис. 5.6, рис. 5.8, рис. 5.10 і рис. 5.11) у різних зонах дифракції.

Так, у граничній зоні дифракції автокореляційні функції $W(\Phi)$ (рис. 5.15, верхні фрагменти) являють собою, на відмінну від осцилюючих теоретичних кривих (рис. 4.3, рис. 4.5), швидко та монотонно спадаючі залежності. Такі відмінності можна пов'язати з тим, що в якості об'єкту комп'ютерного моделювання було розглянуто кількісно обмежену ($N = 50$) сукупність кристалічних елементів. Для реального шару дерми шкіри у поперечний переріз лазерного пучка попадає на 2 - 3 порядки більша кількість двопротиназаломлюючих колагенових фібрил. Таке зростання статистичного масиву координатного розподілених величин значень локального ступеня деполяризації і призводить до усереднення флуктуацій автокореляційних функцій, пов'язаних із модуляцією фазових зсувів за рахунок квазірегулярної зміни оптико (Δn) – геометричних (d) параметрів протеїнових кристалів оптико-анізотропної сітки дермального шару.

У зоні дифракції Френеля (рис. 5.14, верхні фрагменти) зростає півширина залежностей $W(\Phi)$ і зменшення їх власних значень уповільнюється.

Для зони дифракції Фраунгофера (рис. 5.15, верхні фрагменти) характерним є подальше зростання півширини L автокореляційних функцій координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання.

Виявлені особливості автокореляційних залежностей $W(\Phi)$ можна пов'язати з наступними фізичними механізмами формування поля розсіяного лазерного випромінювання у зонах дифракції Френеля і Фраунгофера.

У зонах дифракції Френеля і Фраунгофера за рахунок інтерференційної фазової модуляції $\Delta\phi_{ik}(x)$ (співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)) зростає масштаб топологічних структур $\Phi(x \pm \Delta x; y \pm \Delta y)$. Тому, збільшується півширина функцій відповідних функцій автокореляції $W(\Phi)$, - рис. 5.14, рис. 5.15, нижні фрагменти).

Фрактальний аналіз виявив наступні дифракційні зміни самоподібності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів, розсіяного шаром шкіри з шорсткою поверхнею, лазерного випромінювання.

Логарифмічні залежності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності розподілу $\Phi(m \times n)$ у граничній зоні дифракції характеризуються відсутністю стабільного нахилу апроксимуючої кривої $V(\gamma)$ (рис. 5.13, нижній фрагмент).

У зоні дифракції Френеля логарифмічні залежності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ трансформуються, - апроксимуючі криві являють собою ломані з двома кутами нахилу.

Таке формування мультифрактальної множини значень параметру деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання можна пов'язати з модуляцією розподілу ступеня локальної деполяризації, обумовленою з перехресною інтерференцією парціальних хвильових фронтів. Результатом інтерференційних ефектів є формування додаткових до діапазону високих просторових частот ($l \sim 1\mu m \div 100\mu m$) самоподібної множини значень $\Phi(m \times n)$ у області середніх ($l \sim 100\mu m \div 500\mu m$) та малих ($l \sim 500\mu m \div 1000\mu m$) просторих частот (рис. 5.14, нижній фрагмент).

У зоні дифракції Фраунгофера апроксимуючі криві до логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання характеризуються трьома ділянками зі стабільними значеннями кутів нахилу (рис. 4.11, рис. 4.13, нижні фрагменти).

Проведений аналітичний аналіз процесів формування фазових розподілів у полі розсіяного випромінювання дозволяє пов'язати мультифрактальність розподілу $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у далекій зоні дифракції з інтерференційною суперпозицією когерентних хвиль, сформованих всією сукупністю точок просторово впорядкованих кристалічних мереж. Так, поряд із високочастотними регулярними розподілами фаз $\delta(x)$ зростає глибина низькочастотної фазової модуляції $\Delta\phi_{ik}(x)$ за рахунок збільшення кількості хвильових фронтів від різних двопротенезаломлюючих колагенових фібрил. Тому, поряд із самоподібним розподілом локального ступеня деполяризації, який сформований у високочастотній ділянці просторових частот ($l = 1\mu m \div 100\mu m$), формуються і гармонічно розподілені множини $\Phi(m \times n)$, які виникають

внаслідок просторової низькочастотної модуляції ($l = 100\mu m \div 1000\mu m$) фазових зсувів парціальних когерентних хвиль.

Виявлені ефекти трансформації статистичного (у граничній зоні дифракції) розподілу ступеня локальної деполяризації у мультифрактальний (у зонах дифракції Френеля і Фраунгофера) добре корелюють з результатами комп'ютерного моделювання (рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10 і рис. 4.12) процесів формування поляризаційної структури полів лазерного випромінювання, перетвореного мережами оптико-анізотропних кристалів.

Дана обставина свідчить про адекватність запропонованих нами модельних уявлень про механізми і сценарії взаємодії лазерного випромінювання з фазово-неоднорідним шаром з оптико-анізотропною об'ємною і шорсткою зовнішніми складовими.

Для одержання кількісних критеріїв, які об'єктивно характеризують процеси формування і трансформації розподілів ступеня локальної деполяризації визначались величини і діапазони зміни статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують розподіли $\Phi(x, y)$.

5.4. Кількісні параметри статистичної, кореляційної та фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропним шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею

Даний параграф містить результати дослідження дифракційної трансформації:

- величин статистичних моментів 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^{\Phi}$) координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля, розсіяного шаром дерми шкіри, лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 5.1);
- кореляційних статистичних моментів ($K_{i=1-4}^{\Phi}$) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій ($W(\Phi)$) координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля, розсіяного шаром дерми шкіри, лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 5.2);
- фрактальної розмірності (F_k) і дисперсії (D_f) логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації $\Phi(m \times n)$ поля, розсіяного шаром дерми шкіри, лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 5.3);
- величини теоретично обчисленого та експериментально виміряного інтегрального ступеня поляризації $V(z)$ поля, розсіяного шаром дерми шкіри, лазерного випромінювання у різних зонах дифракції (таблиця 5.4).

В якості об'єктів дослідження було обрано групу гістологічних зрізів зразків шкіри 18 різних ділянок тіла біоманекенів

Таблиця 5.1. Статистичні моменти $R_{i=1-4}^{\Phi}$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею, у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
R_1^{Φ}	$0,72 \pm 0,088$	$0,61 \pm 0,074$	$0,53 \pm 0,061$
R_2^{Φ}	$0,08 \pm 0,0095$	$0,11 \pm 0,014$	$0,18 \pm 0,027$
R_3^{Φ}	$1,25 \pm 0,24$	$0,78 \pm 0,099$	$0,31 \pm 0,046$
R_4^{Φ}	$2,18 \pm 0,37$	$1,14 \pm 0,18$	$0,65 \pm 0,087$

З аналізу одержаних даних про величини і діапазони зміни (у межах обраної групи зразків) статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$, які характеризують координатні розподіли ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, перетвореного шарами дерми шкіри, впливає:

- У всіх зонах дифракції сукупність всіх статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$ відмінна від нуля, що свідчить про відмінну від відомих класичних розподілів (розділ 3, 3.2, співвідношення (3.31), (3.32)), складну структуру розподілів $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання та про адекватність комп'ютерного моделювання формування амплітудно-фазової структури таких полів (рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10 і рис. 4.12).

Із збільшенням відстані z від площини гістологічного зрізу зразку дерми шкіри із шорстким шаром епітелію дисперсія R_2^{Φ} зростає (у 2,2 – 2,3 рази), асиметрія R_3^{Φ} зменшуються у 4,1 рази, а ексцес R_4^{Φ} у 3,4 рази), що підтверджує аналітично передбачену тенденцію до “нормалізації” (співвідношення (3.31), (3.32)) розподілів $\Phi(m \times n)$ за рахунок зростаючого впливу у їх формування парціальних хвиль від усіх точок об'єкту. З іншого боку, діапазони зміни значень сукупності експериментально виміряних статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$ у 1,5 – 2 рази більші ніж теоретично визначених. Така обставина може бути пов'язана із значно більш складною орієнтаційно – фазовою будовою двопротинезаломлюючої колагенової сітки дермального шару у порівнянні зі структурою модельного оптико – анізотропного шару. Така реальна обставина згідно центральної граничної теореми обумовлює значно більш швидке формування умов до формування розподілів за нормальним законом ($R_{3,4}^{\Phi} \rightarrow 0$) фазових зсувів, а відповідно й величин ступеня локальної деполаризації поля розсіяного лазерного випромінювання у далекій зоні дифракції ($R_{3,4}^{\Phi} \rightarrow 0$).

У таблиці 5.2 приведені результати експериментального дослідження величин і діапазонів зміни кореляційних моментів $K_{i=1-4}^{\Phi}$ розкладу автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, розсіяного зразками дерми шкіри.

Аналіз статистичних моментів $K_{i=1-4}^{\Phi}$, які характеризують кореляційну структуру координатних розподілів ступеня локальної деполаризації лазерного випромінювання, перетвореного гістологічними зрізами зразків шкіри людини,

виявив тенденції дифракційної трансформації величини ексцесу K_4^Φ . Так, із збільшенням відстані від об'єкту (гранична зона – зона дифракції Фраунгофера) значення ексцесу розкладу Грама - Шарльє автокореляційних функцій розподілу $\Phi(m \times n)$ зменшується у 20 раз. Такий діапазон зміни кореляційного моменту можна також пояснити впливом значно більш складної оптико-геометричної структури колагенової сітки на формування координатних розподілів ступеня локальної деполяризації.

Таблиця 5.2. Кореляційні моменти $K_{i=1-4}^\Phi$ автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею, у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
K_1^Φ	0,0	0,0	0,0
K_2^Φ	$0,04 \pm 0,005$	$0,02 \pm 0,004$	$0,01 \pm 0,001$
K_3^Φ	0,0	0,0	0,0
K_4^Φ	$2,14 \pm 0,37$	$0,59 \pm 0,078$	$0,11 \pm 0,019$

Результати фрактального аналізу ступеня самоподібності координатних розподілів множин $\Phi(m \times n)$ ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання приведені у таблиці 5.3.

Порівняльний аналіз особливостей логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання у різних зонах дифракції виявив наступне:

- Статистичні у граничній зоні дифракції координатні розподіли $\Phi(m \times n)$ (відсутній стабільний нахил апроксимуючих кривих $V(\gamma)$), трансформуються у мультифрактальні (наявні два - три кута $\gamma_{1,2,3} = const$) відповідно для зони дифракції Френеля і Фраунгофера.
- Відмінності між значеннями дисперсія D_f логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ розподілів $\Phi(m \times n)$ ступеня локальної деполяризації, які сформовані зразками шкіри людини з шорсткою поверхнею, у граничній зоні дифракції та зоні дифракції Фраунгофера складають 3 рази.

Таблиця 5.3. Фрактальні розмірності F_k та дисперсія D_f спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром дерми шкіри з шорсткою поверхнею, у різних зонах дифракції

z	$z = 100\mu m$	$z = 5000\mu m$	$z = 20000\mu m$
F_1^Φ	Стат.	$1,92 \pm 0,11$	$2,09 \pm 0,12$
F_2^Φ	Стат.	$2,21 \pm 0,09$	$2,18 \pm 0,13$
F_3^Φ	Стат.	-	$2,67 \pm 0,07$
D_f	$0,23 \pm 0,031$	$0,12 \pm 0,014$	$0,07 \pm 0,009$

Результати експериментального дослідження взаємозв'язків між локальним Φ і інтегральним ∇ ступенем деполяризації (співвідношення (3.40) – (3.44)) поля розсіяного лазерного випромінювання у різних зонах дифракції ілюструє таблиця 5.4.

Таблиця 5.4. Ступінь інтегральної деполяризації лазерного випромінювання, розсіяного зразками дерми шкіри, у різних зонах дифракції

z	$100\mu m$		$5000\mu m$		$20000\mu m$	
∇	теорія	експер.	теорія	експер.	теорія	експер.
	0,47	0,52	0,39	0,43	0,21	0,24

Таким чином, проведене експериментальне дослідження підтвердило основні сценарії дифракційної трансформації координатних розподілів локального ступеня деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного мережами біологічних кристалів оптико – анізотропних шарів з шорсткою поверхнею:

1. Зі збільшенням відстані від площини зразку шкіри людини розподіли $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання у далекій зоні дифракції мають тенденцію до нормалізації ($R_{3,4}^{\Phi} \rightarrow 0,0$). Статистичні моменти 1-го – 4-го порядків ($R_{i=1-4}^{\Phi}$) координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання зазнають наступних змін. Дисперсія зростає, середнє, асиметрія та ексцес, які характеризують розподіли ступеня локальної деполяризації відповідних фазово-неоднорідних полів лазерного випромінювання, навпаки, зменшуються.
2. Кореляційний момент 4-го порядку (K_4^{Φ}) розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій $W(\Delta r)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ має виразну тенденцію до зменшення зі збільшенням відстані від площини оптико-анізотропного шару дерми шкіри.
3. Статистичні у граничній зоні дифракції множини значень $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання трансформуються у мультифрактальні у зоні дифракції Френеля і Фраунгофера. При цьому величина дисперсії розподілу значень логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ зменшується.
4. Значення інтегрального ступеня деполяризації визначенні теоретично та експериментально добре корелюють, - розбіжності між ними не перебільшують 15% - 25%.

Визначені тенденції зміни у різних зонах дифракції сукупності статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують експериментально визначені координатні розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, були покладені в основу аналізу параметрів деполяризації полів лазерного випромінювання, розсіяного реальними оптико-анізотропними біологічними рідинами і тканинами різного фізіологічного стану.

Розділ 6. ДІАГНОСТИЧНІ ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНОГО, КОРЕЛЯЦІЙНОГО І ФРАКТАЛЬНОГО ПІДХОДІВ ДО АНАЛІЗУ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПОЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, РОЗСІЯНОГО ШАРАМИ БІОЛОГІЧНИХ РІДИН І ТКАНИН

У даному розділі наведено результати експериментального дослідження діагностичних можливостей методів визначення розподілів ступеня локальної деполаризації полів розсіяного лазерного випромінювання у експертних завданнях судової медицини - визначення давності настання смерті.

Досліджено величини і діапазони часової зміни статистичних ($R_{i=1-4}^{\Phi}$), кореляційних (K^{Φ}) і фрактальних (F_k, D_f) параметрів координатних розподілів ступеня локальної деполаризації $\Phi(x, y)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного оптично – анізотропними шарами рідини скловидного тіла ока людини.

Визначено взаємозв'язки між змінами сукупності статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів розподілів $\Phi(x, y)$ поля розсіяного лазерного випромінювання та змінами величини двопротенезаломлення мереж біологічних кристалів шарів рідини скловидного тіла ока людини після настання смерті.

6.1. Характеристика об'єктів дослідження

У даному параграфі приведено описання оптико-анізотропних властивостей біологічних об'єктів, які були обрані для дослідження діагностичних можливостей вивчення процесів деполаризації лазерного випромінювання з метою виявлення об'єктивних критеріїв розв'язання одного з актуальних експертних завдань судової медицини, - визначення давності настання смерті.

В якості об'єктів експериментального дослідження було обрано шари рідини скловидного тіла ока людини (рис. 6.1а,б).

З аналізу приведених на рис. 6.1 поляризаційних зображень зразків рідини скловидного тіла ока впливає наявність оптико – анізотропної складової у їх морфологічній побудові.

Факт існування мереж біологічних кристалів ілюструють фрагменти "б", де приведені їх поляризаційно візуалізовані лазерні зображення.

Окрім, безпосередньо прикладної актуальності обраних для дослідження шарів біологічних рідин, існує важливий фундаментальний аспект.

Так, оптико – анізотропна рідкокристалічна мережа рідини скловидного тіла ока людини сформована коаксіальними циліндричними оптично одноосними двопротенезаломлюючими колагеновими фібрилами.

Вплив фазових властивостей такої сітки біологічних кристалів на формування розподілів ступня локальної деполаризації розсіяного лазерного випромінювання детально теоретично проаналізований та експериментально досліджений у попередніх розділах на прикладі мережі впорядкованих за напрямками оптичних осей двопротенезаломлюючих кристалічних циліндрів та шару оптико-анізотропної дерми шкіри з шорстким зовнішнім епітелієм.

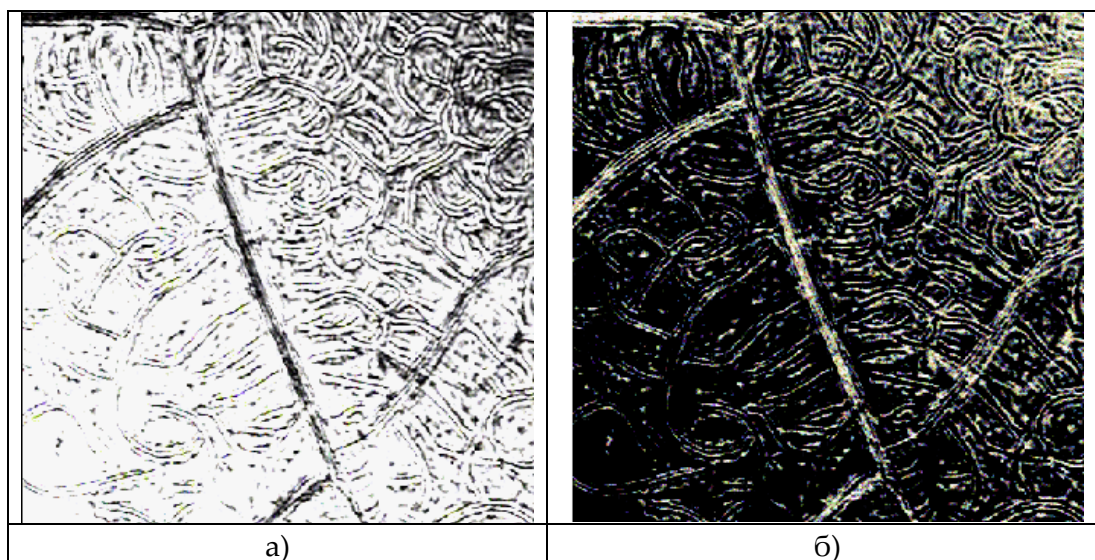


Рис. 6.1. Структура лазерних зображень оптично – анізотропних шарів рідини скловидного тіла ока зареєстрованих у співвісних (фрагмент “а”) і перехрещених (фрагмент “б”) площинах пропускання поляризатора і аналізатора (див. розділ 2, 2.2, рис. 2.2)

Дана обставина дозволяє не тільки одержати емпіричну, хоча і статистично достовірну, інформацію про досліджуваний шар біологічної рідини, але й проаналізувати та аналітично обґрунтувати сценарії зміни її оптико-анізотропних властивостей після настання смерті.

Специфіка і часова динаміка формування такої кристалічної мережі може бути використана у моніторингу трупних змін з метою визначення давності настання смерті.

6.2. Часова трансформація розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, розсіяного шарами рідини скловидного тіла ока людини

На рис. 6.2 – рис. 6.4 представлена серія координатних розподілів (ліві фрагменти) і гістограми розподілу (праві фрагменти) випадкових значень ступеня локальної деполяризації $\Phi(x, y)$, розсіяного шарами рідини скловидного тіла трупа (біоманекена) людини у різні часи T ($T = 6$ год, - рис. 6.3; $T = 24$ год, - рис. 6.4; $T = 48$ год, - рис. 6.5) після настання смерті.

Одержані результати вимірювання і дослідження часової трансформації координатного розподілу ступеня локальної деполяризації $\Phi(x, y)$ подібні до теоретичних і експериментальних даних про механізми і сценарії формування фазових зсувів між ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання, одержаних у розділі 3 – розділі 5 дисертаційної роботи.

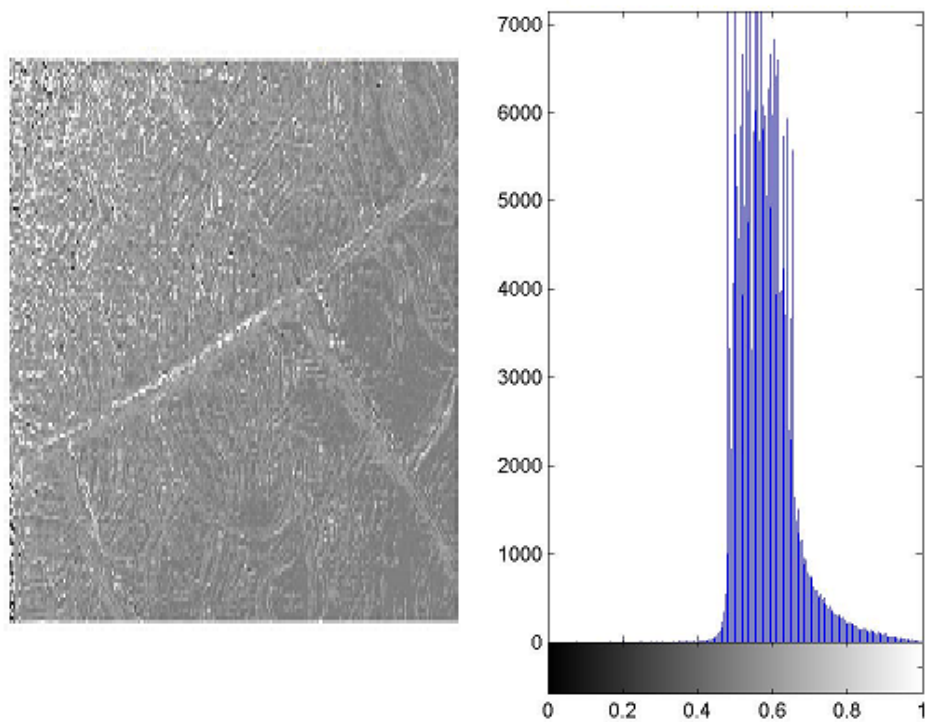


Рис. 6.2. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 6 годин після настання смерті

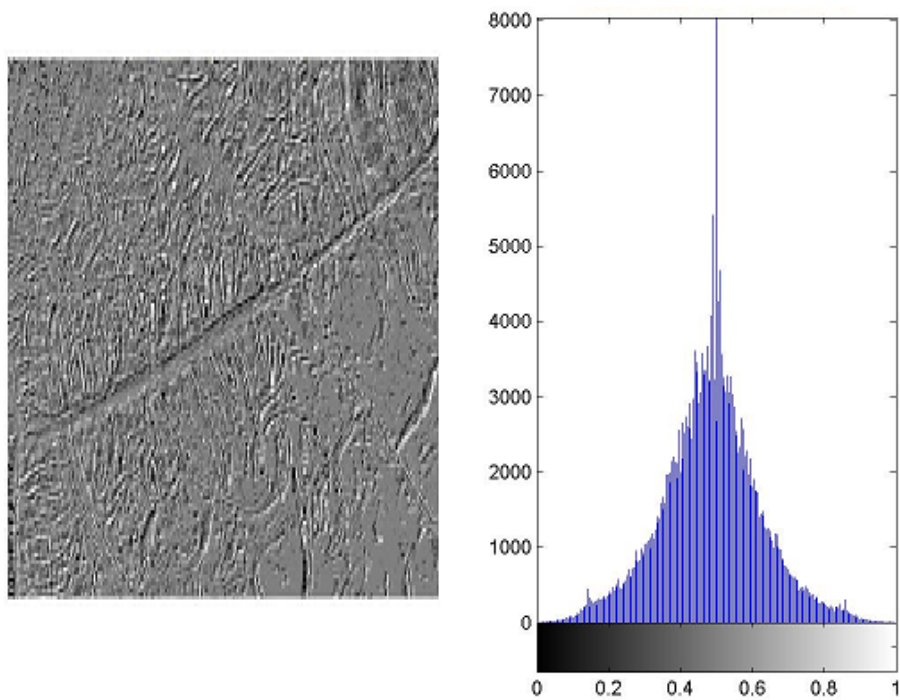


Рис. 6.3. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання,

розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 24 години після настання смерті

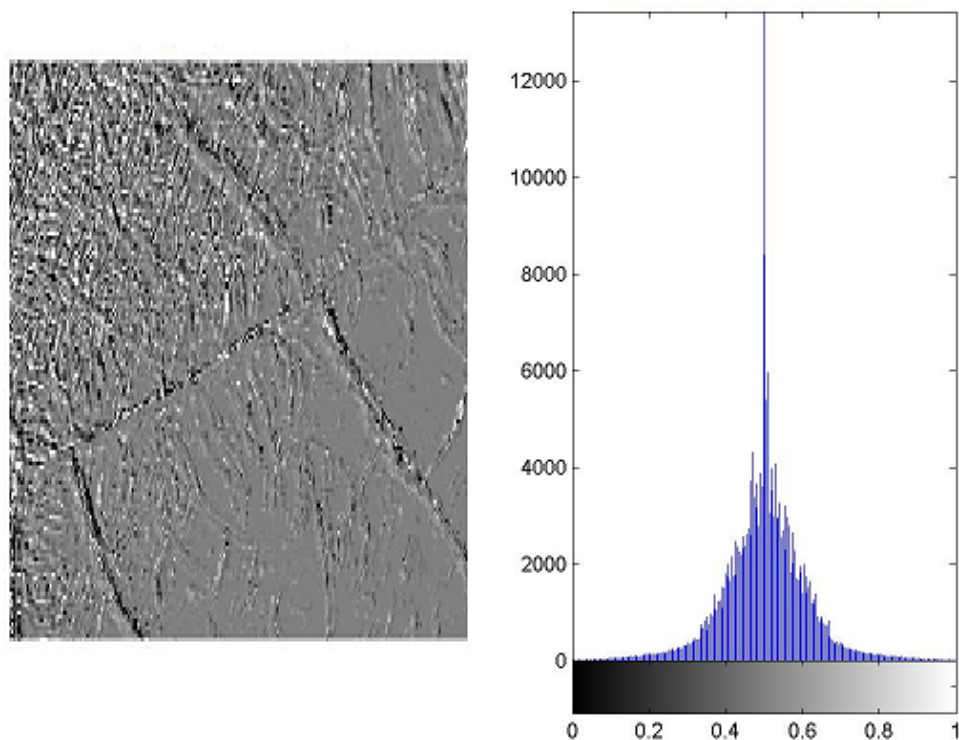


Рис. 6.4. Координатний (ліва частина) та ймовірнісний (права частина) розподіли ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 48 годин після настання смерті

Така кореляція фазової структури поля розсіяного лазерного випромінювання шаром рідкокристалічних колагенових фібрил рідини ока біоменекена, на нашу думку, пов'язана із наступними фізичними факторами:

- наявністю мережі оптично одноосних двопротинезаломлюючих колагенових фібрилярних структур;
- варіаціями величини показника заломлення $\Delta n \approx 10^{-4} \div 10^{-2}$;
- координатно-неоднорідною щільністю пакування локальних фібрил.

Комплекс відмічених факторів сприяє умовам реалізації багаторазового розсіяння, що виявляється у формуванні інтерференційної модуляції фазових зсувів між ортогональними компонентами амплітуд поля лазерного випромінювання.

За рахунок цього випадкові розподіли ступеня локальної деполаризації характеризуються достатньо широким діапазоном зміни значень.

З іншого боку, спостерігається виразна залежність структури гістограм $H(\Phi)$, визначених у різні часи після настання смерті, - серія правих фрагментів рис. 6.2 – рис. 6.4.

Як видно, такі розподіли $H(\Phi)$ для незначного часу $T = 6$ год (рис. 6.2) являють собою складні, асиметричні залежності із декількома переважаючими екстремумами ($0,5 \leq \Phi \leq 0,7$), величини яких на 2 – 3 порядки більші за ймовірність інших значень всього діапазону зміни ($\Phi = 0,0 \div 1,0$) ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного шаром рідини скловидного тіла ока біоманекену.

Порівняльний аналіз гістограм випадкових значень ступеня локальної деполяризації лазерних полів, розсіяних оптико – анізотропною біологічною рідиною, у більш пізні часи після настання смерті ($T = 24$ год і $T = 48$ год), виявив трансформацію розподілів $H(\Phi)$ у бік достатньо симетричних відносно головного екстремуму залежностей (праві фрагменти на рис. 6.3 і рис. 6.4).

Така трансформація імовірнісних розподілів $\Phi(x, y)$, на нашу думку, пов'язана із зростанням рівня двопротинезаломлення речовини рідкокристалічних фібрилярних структур і подальшою їх кристалізацією.

З фізичної точки зору, такий процес зміни анізотропії сітки біологічних кристалів супроводжується формуванням більш високочастотної фазової модуляції у граничній зоні дифракції (розділ 3, §3.5, співвідношення (3.61) – (3.70)), що у результаті інтерференційної суперпозиції комплексних амплітуд парціальних лазерних хвиль виявляється у нормалізації розподілу випадкових значень ступеня локальної деполяризації (розділ 4, 4.3, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10, рис. 4.12, розділ 5, 5.3, рис. 5.13) поля розсіяного лазерного випромінювання.

На рис. 6.5 – рис. 6.7 представлено серію автокореляційних функцій (верхні фрагменти) $W_\mu(\Delta x)$ і логарифмічні залежності (нижні фрагменти) $\log J(\mu) - \log l^{-1}$ спектрів потужності розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного розсіяного шарами рідини скловидного тіла біоманекен у різні часи T ($T = 6$ год, - рис. 6.2; $T = 24$ год, - рис. 6.3; $T = 48$ год, - рис. 6.4) після настання смерті.

Кореляційна структура координатних розподілів $\Phi(x, y)$ полів лазерного випромінювання та часова динаміка їх зміни тісно пов'язана з вище теоретично проаналізованими (розділ 4, 4.2, рис. 4.3, рис. 4.5, рис. 4.7, рис. 4.9, рис. 4.11 і рис. 4.13) і експериментально визначеними (розділ 5, 5.2, рис. 5.14 – рис. 5.16) особливостями автокореляційних залежностей $W(\Phi)$.

Так, автокореляційні функції $W(\Phi)$ (рис. 6.5, верхні фрагменти) розподілу ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного зразком рідини скловидного тіла ока біоманекена, через 6 год після настання смерті, являють собою монотонно спадаючі залежності.

Такий координатний хід функцій автокореляції відповідає статистичному розподілу деполяризаційного параметру $\Phi(x, y)$, який характеризує поле розсіяного лазерного випромінювання.

Тут, як і у випадку шару дерми шкіри (розділ 5, 5.2, рис. 5.14 – рис. 5.16) у поперечний переріз лазерного пучка попадає 1000 – 2000 окремих біологічних рідких кристалів.

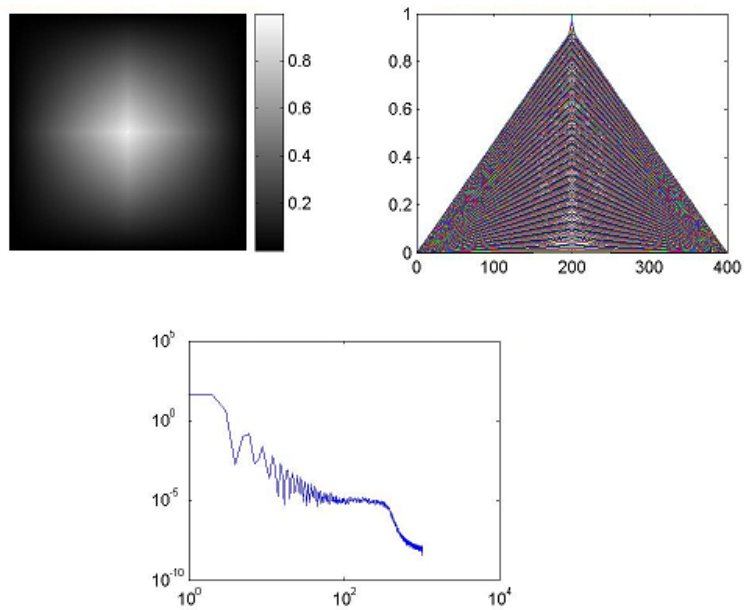


Рис. 6.5. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 6 годин після настання смерті

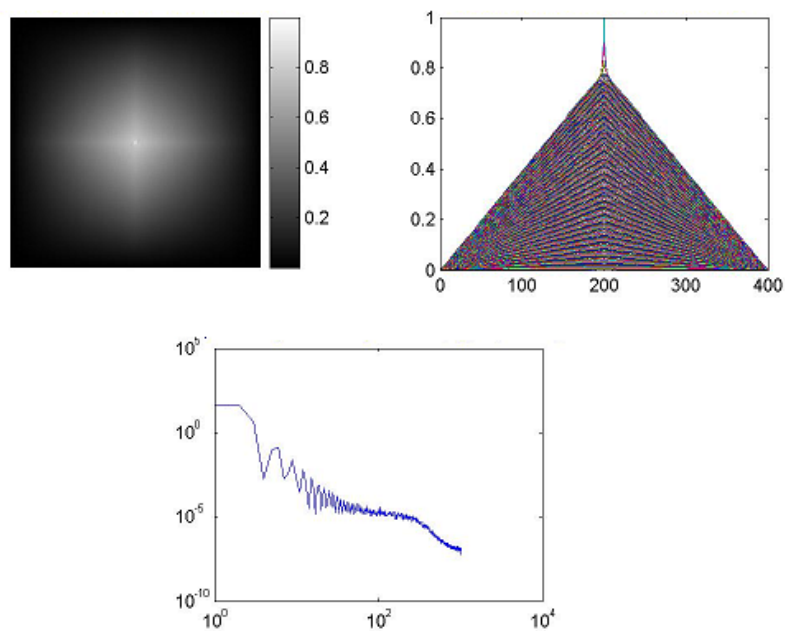


Рис. 6.6. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 24 години після настання смерті

Таке зростання статистичного масиву координатного розподіленних величин значень локального ступеня деполаризації виявляється у швидкому для малих координатних зсувів $\Delta x, \Delta y$ (розділ 4, 4.2, рис. 4.7, рис. 4.9) і подальшому монотонному падінні значень функції автокореляції $W(\Phi)$.

Зі збільшенням часу після настання смерті рідка оптико-анізотропна фракція кристалізується у мережу біологічних кристалів.

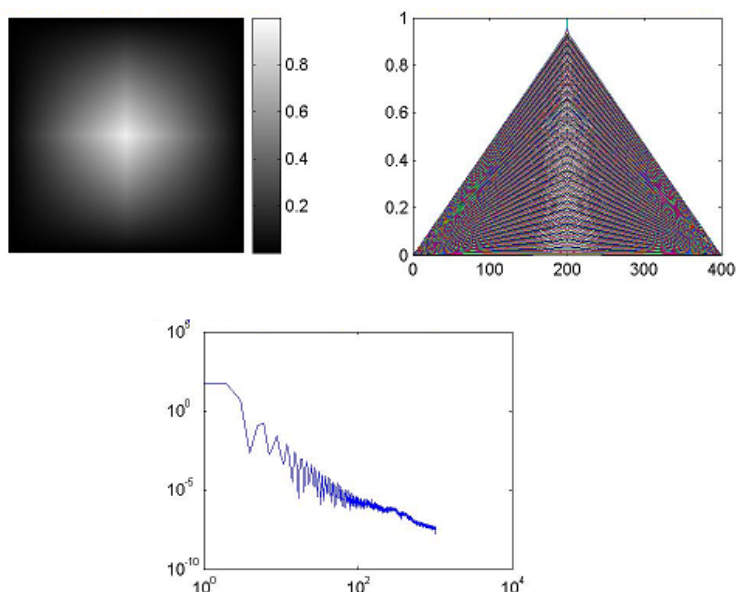


Рис. 6.7. Двох- і одновимірні (верхня частина) функції автокореляції та логарифмічна залежність (нижня частина) спектру потужності координатного розподілу ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного шаром рідини скловидного тіла ока через 48 годин після настання смерті.

За рахунок цього змінюється координатна поляризаційна структура поля розсіяного лазерного випромінювання і зростає півширина (рис. 6.6, рис. 6.7, верхні фрагменти) залежностей $W(\Phi)$.

Виявлені особливості автокореляційних залежностей $W(\Phi)$ можна пов'язати з наступними фізичними механізмами формування поля розсіяного лазерного випромінювання.

Наявність кристалічної двопротинезаломлюючої мережі колагенових фібрил у шарі рідини скловидного тіла біоманекена обумовлює додаткову (у порівнянні з процесами трансформації лазерного випромінювання рідкої оптико-анізотропної фракції) фазову модуляцію $\Delta\phi_{ik}$ (розділ 3, 3.4, співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)) за рахунок якої зростає масштаб топологічних структур $\Phi(x \pm \Delta x; y \pm \Delta y)$.

Тому, збільшується півширина та уповільнюється координатне зменшення функцій відповідних функцій автокореляції $W(\Phi)$, - рис. 6.6, рис. 6.7, нижні фрагменти).

Аналіз логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів $\Phi(x, y)$ виявив залежність їх значень від зміни часу реєстрації поляризаційної структури поля розсіяного випромінювання шаром рідини скловидного тіла ока біоманекена.

Установлено, що для незначного проміжку часу після настання смерті логарифмічні залежності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності розподілу $\Phi(m \times n)$ характеризуються відсутністю стабільного нахилу апроксимуючої кривої $V(\gamma)$ (рис. 6.5, нижній фрагмент).

Через 24 години оптичні властивості шару рідини скловидного тіла ока за рахунок кристалізації його рідкої фракції змінюються.

Внаслідок цього, логарифмічні залежності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполаризації, перетвореного поля лазерного випромінювання трансформуються, - апроксимуючі криві до $\Phi(m \times n)$ являють собою ломані з двома кутами нахилу.

Таке формування мультифрактальної (розділ 2, §2.3) множини значень параметру деполаризації поля розсіяного лазерного випромінювання можна пов'язати з гармонічною модуляцією розподілу ступеня локальної деполаризації за рахунок фазових зсувів $\delta(x, y)$, які вносяться двопротенезаломленням коаксіальних колагенових фібрил (високочастотна складова) і подальшою інтерференційною суперпозицією ϕ_{ik} хвильових фронтів (низькочастотна складова).

Як було раніше теоретично передбачено (розділ 3, 3.4, співвідношення (3.44), (3.45) і 3.5, співвідношення (3.60), (3.65), (3.66)) і експериментально підтверджено (розділ 5, 5.3, рис. 5.14 і рис. 5.15) результатом такої модуляції є формування самоподібної множини значень $\Phi(m \times n)$ у області високих просторових частот ($l \sim 1 \mu m \div 100 \mu m$) та середніх ($l \sim 100 \mu m \div 500 \mu m$) та малих ($l \sim 500 \mu m \div 1000 \mu m$) просторових частот (рис. 6.6, нижній фрагмент).

Зі збільшенням часу ($T = 48$ год) після настання смерті відбувається повна кристалізація оптико – анізотропної складової рідини скловидного тіла біоманекену.

Апроксимуючі криві до логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполаризації поля лазерного випромінювання, розсіяного такою “стаціонарною” мережею біологічних характеризуються одним стабільним значенням кута нахилу (рис. 6.7, нижній фрагмент).

Виявлені ефекти часової трансформації статистичного ($T = 6$ год) розподілу ступеня локальної деполаризації у мультифрактальний ($T = 24$ год) і фрактальний ($T = 48$ год) добре корелюють з результатами комп'ютерного моделювання (розділ 4, 4.2, рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10 і рис. 4.12) процесів формування поляризаційної структури полів лазерного випромінювання, перетвореного мережами оптико-анізотропних кристалів з різним двопротенезаломленням.

6.3. Діагностика давності настанні смерті на основі часового моніторингу змін статистичної, кореляційної і фрактальної структури розподілів ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання

З метою установлення об'єктивних критеріїв діагностики давності настання смерті на сонові часового моніторингу змін параметру деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання було проведене порівняльне дослідження рідини скловидного тіла ока у межах групи з 18 біоманекенів.

Кількісно часові зміни статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують структуру координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання, розсіяного зразками рідини скловидного тіла ока біоманекену ілюструють дані, що приведені у серії таблиць 6.1 – 6.3.

Таблиця 6.1. Статистичні моменти $R_{i=1-4}^{\Phi}$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром рідини скловидного тіла ока людини у різні часові проміжки

T	$T = 620\partial$	$T = 2420\partial$	$T = 4820\partial$
R_1^{Φ}	$0,57 \pm 0,068$	$0,48 \pm 0,057$	$0,35 \pm 0,046$
R_2^{Φ}	$0,12 \pm 0,016$	$0,19 \pm 0,023$	$0,25 \pm 0,029$
R_3^{Φ}	$2,35 \pm 0,28$	$1,27 \pm 0,15$	$0,63 \pm 0,074$
R_4^{Φ}	$3,01 \pm 0,39$	$2,27 \pm 0,31$	$1,31 \pm 0,19$

Аналіз даних про величини і діапазони часової зміни (у межах обраної групи зразків) статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$, які характеризують координатні розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного рідиною скловидного ока біоманекенів, виявив:

- У всіх зонах дифракції, як і у випадках комп'ютерного моделювання (розділ 4, 4.2, рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.6, рис. 4.8, рис. 4.10 і рис. 4.12) на основі теоретичної моделі (розділ 3, 3.2, співвідношення (3.31), (3.32)), а також експериментальних досліджень розсіяння лазерного випромінювання шарами дерми шкіри (розділ 5, 5.3, таблиця 5.1) сукупність всіх статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$, які характеризують структуру розподілів $\Phi(m \times n)$ відмінна від нуля.
- Із збільшенням часу T після настання смерті має місце наступна трансформація величин статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, - середнє R_1^{Φ} зменшується у 1,5 рази; дисперсія R_2^{Φ} зростає у 2 рази; асиметрія R_3^{Φ} та ексцес R_4^{Φ} зменшуються відповідно у 3,8 рази та у 2,7 рази.

Аналіз часових залежностей зміни сукупності статистичних моментів $R_{i=1-4}^{\Phi}$, які характеризують координатні розподіли ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання шаром рідини скловидного тіла ока виявив, що всі залежності $R_{i=1-4}^{\Phi}(T)$ монотонно змінюються, досягаючи через певні проміжки часу свого “насичення”.

Згідно даних досліджень часової трансформації розподілів азимутів і еліптичності поля лазерного випромінювання на основі методів лазерної поляриметрії оптично-тонких шарів гістологічних зрізів тканин трупа людини момент часу T^* , починаючи з якого $R_{i=1-4}^\Phi(T^* + \Delta T) \approx \text{const}$, можна вважати давністю настання смерті.

Виходячи з цього, можна констатувати, що статистичний аналіз координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання розсіяного шарами рідини скловидного тіла ока дозволяє визначати час T^* у наступних часових проміжках, - таблиця 6.2.

Таблиця 6.2. Інтервали (T^*) і точність (ΔT^*) визначення давності настання смерті методом статистичного аналізу розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром рідини скловидного тіла ока

T	$T^*, \text{год}$	$\Delta T^*, \text{год}$
R_1^Φ	52	2
R_2^Φ	56	2
R_3^Φ	62	2,5
R_4^Φ	70	3

У таблиці 6.3 приведені результати експериментального дослідження величин і часової зміни кореляційних моментів $K_{i=1-4}^\Phi$ розкладу автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, розсіяного зразками рідини скловидного тіла ока.

Таблиця 6.3. Кореляційні моменти $K_{i=1-4}^\Phi$ автокореляційних функцій $W(\Phi)$ координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром рідини скловидного тіла ока у різні часові проміжки

T	$T = 6 \text{ год}$	$T = 24 \text{ год}$	$T = 48 \text{ год}$
K_2^Φ	0,03 $\pm$ 0,005	0,02 $\pm$ 0,004	0,01 $\pm$ 0,001
K_4^Φ	0,87 $\pm$ 0,093	0,34 $\pm$ 0,047	0,09 $\pm$ 0,0089

Аналіз кореляційних моментів $K_{i=2;4}^\Phi$, які характеризують розклади Грама – Шарльє автокореляційних функцій розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного шарами рідини скловидного тіла ока, виявив зменшення значення ексцесу $\Phi(m \times n)$ на протязі 48 годин після настання смерті практично у 10 раз.

Кореляційний аналіз координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання розсіяного шарами рідини скловидного тіла ока дозволив збільшити інтервал визначення T^* давності настання смерті до 80 годин.

Результати фрактального аналізу ступеня самоподібності координатних розподілів множин $\Phi(m \times n)$ ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання зразками рідини скловидного тіла ока у різні часові проміжки після настання смерті приведені у таблиці 6.4.

Порівняльний аналіз часової трансформації логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання виявив двохкратне зменшення дисперсії D_f логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ розподілів $\Phi(m \times n)$ ступеня локальної деполяризації.

Таблиця 6.4. Фрактальні розмірності F_k та дисперсія D_f спектрів потужності координатних розподілів $\Phi(m \times n)$ лазерного випромінювання, перетвореного шаром рідини скловидного тіла ока у різні часові проміжки

T	$T = 6\text{год}$	$T = 24\text{год}$	$T = 48\text{год}$
F_1^Φ	Стат.	$1,98 \pm 0,12$	$2,09 \pm 0,12$
F_2^Φ	Стат.	$2,14 \pm 0,11$	$2,16 \pm 0,11$
D_f	$0,17 \pm 0,021$	$0,13 \pm 0,014$	$0,09 \pm 0,009$

Фрактальний аналіз координатних розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання розсіяного шарами рідини скловидного тіла ока виявився ефективним у визначенні давності настання смерті на часовому інтервалі T^* до 48 годин.

Таким чином, проведене експериментальне дослідження часової трансформації координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, перетвореного мережами оптико – анізотропних біологічних кристалів шару рідини скловидного тіла ока людини виявило:

1. Часові залежності статистичних моментів 1-го - 4-го порядків координатного розподілу ступеня локальної деполяризації поля розсіяного лазерного випромінювання можуть бути використані у визначенні давності настання смерті на часовому проміжку від 52 до 70 годин.
2. Найбільш чутливим (на протязі 80 годин) до посмертних змін величини двопроменезаломлення речовини колагенових біологічних кристалів виявився ексцес R_4^w розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій координатних розподілів $\Phi(x, y)$ ступеня локальної деполяризації полів багатократно розсіяного лазерного випромінювання.
3. Зі збільшенням часу після настання смерті статистичні розподіли значень $\Phi(x, y)$ ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання трансформуються у мультифрактальні та фрактальні. При цьому величина дисперсії розподілу значень логарифмічних залежностей $\log J(\Phi) - \log l^{-1}$ на протязі 48 годин зменшується у 2 рази.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Шляхом теоретичного аналізу, комп'ютерного моделювання та прямого експериментального вимірювання ступеня деполяризації полів розсіяного лазерного випромінювання у різних зонах дифракції виявлені та обґрунтовані взаємозв'язки між поляризаційно-фазовими властивостями біологічних тканин і рідин та:

- статистичними моментами 1-го – 4-го порядків, які описують координатні розподіли ступеня локальної деполяризації лазерних полів, сформованих оптико-анізотропним шаром дермального шару з шорсткою поверхнею епітелію і рідини скловидного тіла ока людини;
- дисперсією та ексцесом розкладу Грама-Шарльє автокореляційних функцій координатних розподілів ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, розсіяного біологічними шарами;
- фрактальними розмінностями і дисперсією розподілу значень логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів фаз і комплексного ступеня локальної деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного біологічними рідинами і тканинами.

Обґрунтування таких взаємозв'язків базується на наступних, визначених у дисертації, фактах:

а) із збільшенням відстані від площини гістологічного зрізу зразку дерми шкіри із шорстким шаром епітелію дисперсія R_2^Φ зростає у 2,2 рази, асиметрія R_3^Φ зменшуються у 4,1 рази, а ексцес R_4^Φ у 3,4 рази;

б) у різних дифракційних зонах (гранична зона – зона дифракції Фраунгофера) значення ексцесу розкладу Грама - Шарльє автокореляційних функцій розподілу $\Phi(m \times n)$ поля розсіяного лазерного випромінювання зменшується у 10 - 20 раз.

в) статистичні (відсутній стабільний нахил апроксимуючих кривих) у граничній зоні дифракції координатні розподіли $\Phi(m \times n)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропними біологічними шарами трансформуються у мультифрактальні (наявні два - три кута) відповідно для зони дифракції Френеля і Фраунгофера.

г) відмінності між значеннями дисперсія логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів ступеня локальної деполяризації полів лазерного випромінювання, які сформовані зразками шкіри людини з шорсткою поверхнею, у граничній зоні дифракції та зоні дифракції Фраунгофера складають 3 рази.

На цій основі сформульовані критерії діагностики змін оптико-геометричної структури мереж двопроменезаломлюючих біологічних кристалів і розроблені принципи часового моніторингу таких змін.

2. Аналітично обґрунтована та експериментально підтверджена діагностична ефективність аналізу полів розсіяного лазерного випромінювання на основі використання нового параметру – ступеня локальної деполяризації, що характеризує кореляційно-фазову подібність ортогональних складових амплітуд когерентних хвиль. Установлена кореляція ймовірнісних розподілів значень

ступеня локальної деполяризації та його координатних розподілів для різних точок лазерних полів, перетворених мережами оптично – одноосних протейнових кристалів. На цій основі розроблено кореляційно-фазовий метод вимірювання координатних розподілів локального ступеня деполяризації $\Phi(m \times n)$ полів розсіяного когерентного випромінювання.

3. Установлені фізичні механізми дифракційної трансформації (гранична зона – зона Френеля - зона Фраунгофера) статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання. Виявлено, що зі збільшенням відстані від площини оптико-анізотропного шару з шорсткою поверхнею за рахунок інтерференційної фазової модуляції парціальних різнополяризованих когерентних хвиль величина другого статистичного моменту зростає у 2,2 рази, а статистичні моменти першого, третього і четвертого порядків зменшуються відповідно у 1,77; 3,63; 4,14 разів. На цій основі шляхом моніторингу часової зміни величини зазначеної сукупності статистичних моментів, які характеризують процеси деполяризації лазерного випромінювання мережами біологічних кристалів рідини скловидного тіла ока людини, реалізована діагностика давності настання смерті на інтервалі 70 годин.

4. Виявлені взаємозв'язки між варіаціями значень кореляційних моментів розкладу Грама – Шарльє автокореляційних функцій координатних розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного оптико-анізотропними шарами тканин і рідин людини та змінами зони реєстрації та величини двопроменезаломлення речовини біологічних протейнових кристалів. На цій основі, шляхом моніторингу часової зміни величини кореляційного моменту 4-го порядку, що характеризує особливості топологічної структури параметру деполяризації лазерного випромінювання, перетвореного мережами біологічних кристалів рідини скловидного тіла ока людини, реалізована діагностика давності настання смерті на інтервалі 80 годин.

5. Аналітично проаналізовано та експериментально досліджено основні сценарії трансформації самоподібності розподілів ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного оптико-анізотропними шарами. Показано, що зі збільшенням відстані від об'єкту статистичні (для апроксимуючих кривих логарифмічних залежностей спектрів потужності відсутні стабільний нахил) у граничній зоні дифракції множини значень ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання трансформуються у мультифрактальні (апроксимуючі криві характеризуються декількома кутами нахилу) у зоні дифракції Френеля та фрактальні (один нахил апроксимуючої кривої) у зоні дифракції Фраунгофера.

6. Встановлено, що фізичною причиною формування самоподібних (мультифрактальних і фрактальних) розподілів значень ступеня локальної деполяризації поля лазерного випромінювання, розсіяного біологічними тканинами і рідинами, є інтерференційна суперпозиція парціальних когерентних хвиль із гармонічно розподіленими фазовими зсувами між ортогональними

складовими амплітуди за рахунок двопроменезаломлення мереж коаксіальних протеїнових оптично одноосних двопроменезаломлюючих кристалів.

Вперше установлений взаємозв'язок між змінами дисперсії розподілу екстремумів логарифмічних залежностей спектрів потужності координатних розподілів ступеня локальної деполяризації розсіяних лазерних полів та змінами структури мереж колагенових кристалів рідини скловидного тіла ока людини. При цьому величина дисперсії розподілу значень логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів ступеня локальної деполяризації зменшується (у 3 рази) як зі збільшенням відстані, так і величини двопроменезаломлення речовини кристалічних структур. На основі цього експериментально реалізована

СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Handbook of Coherent-Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science / ed. V.Tuchin. - Kluwer Academic Publishers, 2004.
2. A.F. Fercher. Optical coherence tomography // J. Biomed. Opt. – 1996. – V.1. – P.157-173.
3. J.M. Schmitt. Optical coherence tomography (OCT): A review // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 1999. – V.5. – P.1205-1215.
4. M.G. Ducros, J.F. de Boer, H.E. Huang, L.C. Chao, Z.P.Chen, J.S. Nelson, T.E. Milner and H.G. Rylander. Polarization sensitive optical coherence tomography of the rabbit eye // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron. – 1999. – V.5. – P.1159-1167.
5. J.F. de Boer and T.E. Milner. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination // J. Biomed. Opt. – 2002. – V.7. – P.359-371.
6. J.F. de Boer, T.E. Milner and J.S. Nelson. Two dimensional birefringence imaging in biological tissue using phase and polarization sensitive optical coherence tomography // in Trends in Optics and Photonics (TOPS): Advances in Optical Imaging and Photon Migration. – OSA, Washington, DC, 1998.
7. J.F. de Boer, T.E. Milner and J.S. Nelson. Determination of the depth-resolved Stokes parameters of light backscattered from turbid media by use of polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1999. – V.24. – P.300-302.
8. J.F. de Boer, T.E. Milner, M.G. Ducros, S.M. Srinivas and J.S. Nelson. Polarization-sensitive optical coherence tomography, in Handbook of Optical Coherence Tomography. B.E. Bouma and G.J. Tearney / eds. Marcel Dekker Inc.: New York, 2002. – P.237-274.
9. J.F. de Boer, T.E. Milner, M.J.C. van Gemert and J.S. Nelson. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1997. – V.22.
10. M.J. Everett, K. Shoenenberger, B.W. Colston and L.B. Da Silva. Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1998. – V.23. – P.228-230.
11. Shuliang Jiao and Lihong V. Wang. Two-dimensional depth-resolved Mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 2002. – V.27. – P.101-103.
12. Shuliang Jiao, Wurong Yu, George Stoica, Lihong V. Wang. Optical-fiber-based Mueller optical coherence tomography // Opt. Lett. – 2003. – V.28. – P.1206-1208.
13. Shuliang Jiao, Gang Yao, and Lihong V. Wang. Depth-resolved two-dimensional Stokes vectors of backscattered light and Mueller matrices of biological tissue measured with optical coherence tomography // Appl. Opt. – 2000. – V.39. – P.6318-6324.
14. H. C. van de Hulst. Light scattering by small particles. – New York: Dover, 1957.
15. Benoit B. Mandelbrot. The Fractal Geometry of Nature. – San Francisco: Freeman, 1982.

16. Jaggard D.L., Kim Y. Diffraction by band-limited fractal screens // JOSA:A. – 1987. – V.4. – P. 1055-1062.
17. Sinha S.K. Scattering from fractal structures // Phys. D. – 1989. – V.38. – P. 310-314.
18. Oleg V. Angelsky, Dmitry N. Burkovets, Peter P. Maksimyak, Steen G. Hanson. On the applicability of the singular optics concept for diagnostics of random and fractal rough surfaces // Appl. Opt. – 2003. – V.42. – P. 4529-4540.
19. Zimnyakov D.A., Tuchin V.V. Fractality of speckle intensity fluctuations // Appl. Opt. – 1996. – V.35. – P. 3325-3333.
20. Fernandez, E. and Jelinek, H.F. Use of fractal theory in neuroscience: methods, advantages and potential problems // Methods. – 2001. – Vol. 24. – P.309-321.
21. Brown, J.H. & West, G.B. Scaling in biology: Oxford University Press.
22. S.C. Cowin. How is a tissue built? // J. Biomed. Eng. – 2000. – V.122. – P.553-568.
23. Letokhov V.S. Laser biology and medicine // Nature. – 1985. – V.316. – P.325-328.
24. Medical optical tomography: functional imaging and monitoring / Eds. G. Müller, B. Chance, R. Alfano et. al. Bellingham, SPIE, Vol. IS11, 1993.
25. Selected papers on tissue optics: applications in medical diagnostics and therapy / Ed. V.V. Tuchin, Bellingham, SPIE, V. MS102, 1994.
26. Rinnenberg H., Scattering of laser light in turbid media, optical tomography from medical diagnostics // Inverse problem / Ed. H. Lübbig, Berlin, Akademie Verlag, 1995, P.107-141.
27. Cell and biotissue optics: application in laser diagnostics and therapy / Ed. V.V. Tuchin, Bellingham, SPIE, V.2100, 1994.
28. Terstappen L.W.M.M., de Grooth B.G., Visscher K. et al. Four-parameter white blood cell differential counting based on light scattering measurements // Cytometry. – 1988. – V. 9. – P.39-43.
29. Bronk B.V., van de Merwe W.P., Stanley M. In vivo measure of average bacterial cell size from a polarized light scattering function // Cytometry. – 1992. – V.13. – P.155-162.
30. O.V. Angelsky, S.G. Hanson, and P.P. Maksimyak. Use of Optical Correlation Technique for Characterizing Scattering Objects and Media, Vol. Pm71 of SPIE Press Monograph Series. – SPIE Press: Bellingham, Wash., 1999.
31. Michael I. Mishchenko, Larry D. Travis, Andrew A. Lacis. Scattering, absorption and emission of light by small particles. – Cambridge University Press, 2002.
32. M. S. Patterson, S. Andersson-Engels, Brian C. Wilson, and E. K. Osei. Absorption-spectroscopy in tissue-simulating materials - a theoretical and experimental-study of photon paths // Appl. Opt. – 1995. – V.34. – P.22-30.
33. R. R. Alfano and J. G. Fujimoto, eds., Advances in Optical Imaging and Photon Migration. Vol. 2 of Topics in Optics and Photonics Series: Optical Society of America, Washington, D. C., 1996.
34. S. Bartel and A. H. Hielscher. Monte Carlo simulation of the diffuse backscattering Mueller matrix for highly scattering media // Appl. Opt. – 2000. – V.39. – P.1580-1588.

35. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko, Yu.Ya. Tomka, V.P. Pishak, "Polarization-correlation mapping of biological tissue coherent images," J. Biomed. Opt., 10, No.6, 064025, 2005.
36. S. P. Morgan, M. P. Khong, and M. G. Somekh. Effects of polarization state and scatterer concentration on optical imaging through scattering media // Appl. Opt. – 1997. – V.36. – P.1560-1565.
37. S. G. Demos and R.R. Alfano. Optical polarization imaging // Appl. Opt. – 1997. – V.36. – P.150-155.
38. S. L. Jacques, J. R. Roman, and K. Lee. Imaging superficial tissues with polarized light // Lasers in Surg. & Med. – 2000. – V.26. – P.119-129.
39. M.Born, E.Wolf. Principles of Optics. – Cambridge Univ. Press: Cambridge, 1999.
40. A.G.Ushenko, and V.P.Pishak. Laser Polarimetry of Biological Tissue. Principles and Applications // in Coherent-Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science / ed. V.Tuchin. - Kluwer Academic Publishers, 2004. – P.67.
41. Leger D., Perrin J.C. Real-time measurement of surface roughness by correlation of speckle patters // J. Opt. Soc. Am. – 1976. – V.66. – P. 1210-1217.
42. Goodman J.W. Statistical properties of laser speckle patters. In: Laser Speckle and Related Phenomena. / Ed. J.C. Dainty. – Berlin: Springer-Verlag, 1975, - P.9-75.
43. Ушенко О.Г. Лазерна поляриметрія світлорозсіюючих об'єктів і середовищ. Дис.... докт. физ.-мат. наук. – Чернівці, 2001.
44. Ohtsubo J., Asakura T. Measurement of surface roughness properties, using speckle pattern with non-gaussian statistic // Opt. Commun. – 1978. – V.25. – N.3. – P.315.
45. Войшвилло Н.А., Щербакова Н.И. Параметры пятнистой картины, образованной при прохождении лазерного пучка через рассеивающие слои различной оптической толщины // Опт. и спектр. – 1983. – т.55. – вып.1. – С.185-189.
46. Ushenko A.G. Polarization structure of scattering laser fields // Optical Engineering. – 1995. – Vol.34, №4. – P.1088-1093.
47. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. – М: ИЛ, 1953.
48. Xueding Wang, Lihong V. Wang, Chia-Wei Sun, Chin-Chung Yang. Polarized light propagation through scattering media: time-resolved Monte Carlo simulation and experiments // J. Biomed. Opt. – 2003. – V.8. – P.608-617.
49. Xueding Wang, Lihong V. Wang. Propagation of polarized light in birefringent turbid media: A Monte Carlo study // J. Biomed. Opt. – 2002. – V.7. – P.279-290.
50. X. Wang, L.-H. Wang, C.-W. Sun, and C. C. Yang. Polarized light propagation through the scattering media: time-resolved Monte Carlo and experiments // J. Biomed. Opt. – 2003. – Vol. 8. – P.608-617.
51. X. Wang, G. Yao, and L.-H. Wang. Monte Carlo model and single-scattering approximation of polarized light propagation in turbid media containing glucose // Appl. Opt. – 2002. – Vol. 41. – P.792-801.
52. X. Wang and L.-H. Wang. Propagation of polarized light in birefringent turbid media: a Monte Carlo study // J. Biomed. Opt. – 2002. – Vol. 7. – P.279-290.

53. Лазери в біології і медицині / Ушенко О.Г., Пішак В.П., Ангельський О.В., Єрмоленко С.Б., Пішак О.В., Ушенко С.А.. – Чернівці.: Медакадемія, 2000. – 277с.
54. Ушенко О.Г. Лазерна поляриметрія фазово-неоднорідних об'єктів і середовищ. – Чернівці.: Медакадемія, 2000. – 251с.
55. R. Sayles, T.R. Thomas. Surface topography as a non-stationary random process // Nature. – 1978. – V.271. – P.431-434.
56. Church E.L. Fractal surface finish // Appl. Opt.-1988.-N27.-P.1518-1526.
57. Church E.L., Jenkinson H.A., Zavada J.M. Relationship between surface scattering and microtopographic features // Opt. Eng. – 1979. – V.18. – P.125-136.
58. Church E.L., Takacs P.Z. Effect non-vanishing tip size in mechanical profile measurements // Proc. SPIE. – 1991. – V.1332. – P.504-514.
59. Oleg. V. Angelsky, Dmitriy N. Burkovets, Alexander V. Kovalchuk, and Steen G. Hanson. Fractal description of rough surfaces // Appl. Opt. – 2002. – V.41. – P.4620-4629.
60. D.J. Whitehouse. Fractal or fiction // Wear. – 2001. – V.249. – P.345-353.
61. Voss R.F. Random fractal forgeries. – In: Fundamental Algorithm in Computer Graphics / ed. R.A. Earnshaw. – Berlin: Springer-Verlag, 1985. – P.13-16, 805-835.
62. Jaggard D.L., Kim Y. Diffraction by band-limited fractal screens // JOSA:A. – 1987. – V.4. – P. 1055-1062.
63. Sinha S.K. Scattering from fractal structures // Phys. D. – 1989. – V.38. – P. 310-314.
64. Fractals in Physics / ed. L. Pietronero, E. Tosati. – Amsterdam: North-Holland, 1986. – 422p.
65. Ушенко О.Г., Пішак В.П., Ангельський О.В. Лазерна поляриметрична діагностика в біології та медицині. Чернівці.: Медакадемія, 2000. – 305 С.
66. Ushenko A.G. Stokes-correlometry of biotissues // Laser Physics. – 2000. – Vol.10, No.6. – P.1-7.
67. A. Gerrard, J.M. Burch. Introduction to matrix methods in optics. New York.: A Wiley-Interscience Publication, 1975.
68. Ushenko A.G. Laser polarization microscopy of biofractals // Proc. SPIE Vol. 3573. – P.609-612.
69. Ushenko A.G., Burkovets, Dimitry M., Yermolenko, Serhiy B., Arkhelyuk, A. D., Pishak, Vasyl P., Pishak, Olga V., Wanchuliak, O. Y., Bachinsky, V. T., Grigorishin, P. M. Laser polarimetry of the orientational structure of bone tissue osteons // Proc. SPIE Vol. 3904. – P.557-561.
70. Ushenko A.G., Burkovets, Dimitry M., Yermolenko, Serhiy B., Arkhelyuk, A. D., Ushenko, Yu. A., Pishak, Vasyl P., Pishak, Olga V., Grigorishin, P. M., Zimnyakov, Dmitry A. Polarized microstructure of laser radiation scattered by optically active biotissues // Proc. SPIE Vol. 3904. – P.542-548.
71. Ушенко О.Г., Пішак В.П., Пішак О.В. Дослідження мікроструктури кісткової тканини у поляризованому лазерному світлі // Медичні перспективи,- Т.У., №4, 2000, С.3-7.

72. Ушенко О.Г., О.В.Пишак, В.П.Пішак. Дослідження динаміки патологічних змін дисперсії та контрасту когерентних зображень кісткової тканини // Укр.мед.альманах. – 2000. – Т.3, №4.- С.170-173.
73. Ушенко О.Г., О.В.Пишак, В.П.Пішак. Поляризаційно-фазова візуалізація і обробка когерентних зображень архітектонічної структури кісткової тканини // Одес.мед.журн. – 2000. – №3. – С.6-7.
74. Ushenko A.G., Angelsky, Oleg V., Pishak, Vasyl P., Burkovets, Dimitry M., Pishak, Olga V. Polarization-correlation investigation of biotissue multifractal structure and diagnostics of its pathological change // Proc. SPIE Vol. 4242, P.201-209.
75. Ushenko A.G., Yermolenko, Serhiy B., Angelsky, Oleg V., Pishak, Vasyl P., Pishak, Olga V. Laser polarimetry tomography of biotissue pathological changes // Proc. SPIE. – 2001. Vol. 4425. – P. 117-123.
76. Ushenko A.G. Laser polarimetry of polarization-phase statistical moments of the objects field of optically anisotropic scattering layers // Опт.и спектр. – 2001. – Т.91, №2. – С.313-317.
77. Ushenko A.G. Laser probing of biological tissues and the polarization selection of their images // Опт.и спектр. – 2001. – Т.91, №6. – С.932-936.
78. Ushenko A.G. Polarization contrast enhancement of images of biological tissues under the conditions of multiple scattering // Опт.и спектр. – 2001. – Т.91, №6. – С.937-940.
79. Johnston R.G., Singham S.B., Salzman G.C. Polarized light scattering // Comments on molecular and cellular biophysics. Gordon and Breach Sci. Publ. Inc. – 1988. – Vol. 5. – P.171-192.
80. Tuchin V.V. Lasers light scattering in biomedical diagnostics and therapy // J. Laser Appl. – 1993. – Vol. 5. – P.43-60.
81. Bicout D., Brosseau C., Martinez A.S., Schmitt J.M. Depolarization of multiply scattering waves by spherical diffusers: influence of size parameter // Phys. Rev. E. – 1994. – Vol. 49. – P.1767-1770.
82. Schmitt J.M., Gandjibakhche A.H., Bonnar R.F. Use of polarized light to discriminate short-photons in a multiply scattering medium // Appl. Opt. – 1992. – Vol. 31. – P.6535-6546.
83. Dreher A.W., Reiter K. Polarization technique measures retinal nerve fibers // Biomed. Opt. Newslett. – 1992. – Vol. 1. – P.1; Dreher A.W., Reiter K. Polarization technique measures retinal nerve fibers // Clin. Vis. Sci. – 1992. – Vol. 7. – P.481-485.
84. R. Jyzwicki, K. Patorski, O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, D.N. Burkovets, Yu. A. Ushenko. Automatic polarimetric system for early medical diagnosis by biotissue testing // Optica Applicata. – 2002. – Vol. 32, No. 4.
85. A.G. Ushenko. Polarization introscopy of phase-inhomogeneous layers // Proc SPIE. – 2002. – Vol. 4900. – P.1323-1326.
86. A.G. Ushenko, Oleg V. Angelsky, Dimitry N. Burkovets, Vasyl P. Pishak, Olga V. Pishak. Laser polarimetry of pathological changes in biotissues // Proc SPIE. – 2002. – Vol. 4900. – P.1045-1049.

87. Alexander G. Ushenko, Vasyl P. Pishak, Olga V. Pishak, O. I. Olar, Sergey B. Yermolenko, A. G. Prydij, A. S. Arbuzov. Mueller matrices mapping of biological tissue architectonics // Proc. SPIE. – Vol. 5477. – P. 422-429.
88. Ushenko A.G., Burkovets, Dimitry N. Polarization correlometry and wavelet analysis of dynamics of changes in orientation-phase structure of tissue architechtonics // Proc. SPIE. – Vol. 4705. – P. 178-185.
89. Ушенко О.Г., Бурковець Д.М., Олар О.І. Автокореляційна структура поляризаційних образів біотканин // Наук.вісн. Чернів.ун-ту, Вип.86: Фізика, Електроніка. – Чернівці: Рута, 2002.
90. Alexander G. Ushenko. 2D phase tomography of biotissues: II. Polarization visualization and selection of biotissue image two-layer scattering medium // Proc.SPIE. – Vol. 5477. – P. 450-456.
91. Alexander G. Ushenko. 2D phase tomography of biotissues: I. Topological structure value of birefringence // Proc.SPIE. – Vol. 5477. – P. 438-449.
92. A. P. Peresunko, A. G. Ushenko, L. A. Plavyuk, Yu. A. Ushenko. Polarization-correlation study of biotissues such as myoma and uterine cervix // Proc.SPIE. – Vol. 5067. – P. 56-63.
93. P. Peresunko, A. G. Ushenko, S. M. Michailov, Yu. A. Ushenko. Polarization tomography of tissues in early diagnostics of uterine cervix // Proc.SPIE. – Vol. 5067. – P. 30-40.
94. Yodh and B. Chance. Spectroscopy and imaging with diffusive light // Physics Today. – 1995. – V.48. – P.34-40.
95. D. Delpy. Optical spectroscopy for diagnosis // Physics World. – 1994. – V.7. – P.34-39.
96. D.W. Piston, B.R. Masters, and W.W. Webb. 3-dimensionally resolved NAD(P)H cellular metabolic redox imaging of the in-situ cornea with 2-photon excitation laser-scanning microscopy. – J. Microsc. – 1995. – V.178. – P.20-27.
97. M. Rajadhyaksha, M. Grossman, D. Esterowitz, R. Webb, and R. Anderson. In-vivo confocal scanning laser microscopy of human skin. – J. Invest. Dermatol. – 1995. – V.104. – P.946-952.
98. D. Huang, E.A. Swanson, C.P. Lin, J.S. Schuman, W.G. Stinson, W. Chang, M.R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C.A. Puliafito, and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography // Science. – 1991. – V.254. – P.1178-1181.
99. A.F. Fercher, C.K. Hitzenberg, W. Drexler, G. Kamp, and H. Sattman. In-vivo optical coherence tomography // Amer. J. Ophthalmol. – 1993. – V.116. – P.113-114.
100. J.M. Schmitt, A. Knüttel, M. Yadlowsky, and R.F. Bonner. Optical coherence tomography of a dense tissue: statistics of attenuation and backscattering // Phys. Med. Biol. – 1994. – V.42. – P.1427-1439.
101. J.G. Fujimoto, M.E. Brezinski, G.J. Tearney, S.A. Boppart, B.E. Bouma, M.R. Hee, J.F. Southern, and E.A. Swanson. Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography // Nature Med. – 1995. – V.1. – P. 970-972.
102. G.J. Tearney, M.E. Brezinski, B.E. Bouma, S.A. Boppart, C. Pitris, J.F. Southern, and J.G. Fujimoto. In-vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography // Science. – 1997. – V.276. – P.2037-2039.

103. R.C. Youngquist, S. Carr, and D.E.N. Davies. Optical coherence domain reflectometry: A new optical evaluation technique // Opt. Lett. – 1987. – V.12. – P.158-160.
104. M.R. Hee, J.A. Izatt, E.A. Swanson, D. Huang, C.P. Lin, J.S. Schuman, C.A. Puliafito and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography of the human retina // Arch. Ophthalmol. – 1995. – V.113. – P. 326-332.
105. S.A. Boppart, M.E. Brezinski, B.E. Bouma, G.J. Tearney and J.G. Fujimoto. Investigation of developing embryonic morphology using optical coherence tomography // Dev.Biol. – 1996. – V.177. – P.54-64.
106. J.F. de Boer and T.E. Milner. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination // J. Biomed. Opt. – 2002. – V.7. – P.359-371.
107. J.F. de Boer, T.E. Milner and J.S. Nelson. Two dimensional birefringence imaging in biological tissue using phase and polarization sensitive optical coherence tomography // in Trends in Optics and Photonics (TOPS): Advances in Optical Imaging and Photon Migration. – OSA, Washington, DC, 1998.
108. J.F. de Boer, T.E. Milner and J.S. Nelson. Determination of the depth-resolved Stokes parameters of light backscattered from turbid media by use of polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1999. – V.24. – P.300-302.
109. J.F. de Boer, T.E. Milner, M.G. Ducros, S.M. Srinivas and J.S. Nelson. Polarization-sensitive optical coherence tomography, in Handbook of Optical Coherence Tomography. B.E. Bouma and G.J. Tearney / eds. Marcel Dekker Inc.: New York, 2002. – P.237-274.
110. M.R. Hee, D. Huang, E.A. Swanson and J.G. Fujimoto. Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging // J. Opt. Soc. Am. B. – 1992. – V.9. – P.903-908.
111. J.F. de Boer, T.E. Milner, M.J.C. van Gemert and J.S. Nelson. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1997. – V.22.
112. M.J. Everett, K. Shoenenberger, B.W. Colston and L.B. Da Silva. Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1998. – V.23. – P.228-230.
113. H.F. Hazebroek and A.A. Holscher. Interferometric ellipsometry // J. Physics E-Scientific Instr. – 1973. – V.6. – P.822-826.
114. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, D.N. Burcovets, Yu.A. Ushenko. Polarization visualization and selection of biotissue image two-layer scattering medium // J. Biomed. Opt. – 2005. – Vol.10, No.1. – P. 014010.
115. N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, and A.G. White. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms // Opt. Lett. – 1992. – V.17. – P. 221-223.
116. I. Freund, N. Shvartsman and V. Freilikher. Optical dislocation networks in highly random media // Opt. Comm. – 1993. – V. 101. – P. 247-264.
117. I. Freund and N. Shvartsman. Wave-field phase singularities: The sign principle // Physical Review. – 1994. – V. 50. – № 6. – P. 5164-5172.

118. N.B. Baranova, B.Ya. Zeldovich, A.V. Mamayev, N.F. Pilipetsky, and V.V. Shkunov. Dislocation of the wavefront of a speckle-inhomogeneous field (theory and experiment) // JETP. – 1981. – V. 33. – P. 1789-1797.
119. H.F. Schouten, T.D. Visser, G. Gbur, D. Lenstra, and H. Blok. Phase singularities and Enhanced Transmission at a Subwavelength slit // Optics and Photonics News. – 2003. – Vol.14, No.12, P. 23.
120. N.B. Baranova, A.V. Mamayev, N.F. Pilipetsky, V.V. Shkunov, and B.Ya. Zeldovich. Wavefront dislocations: topological limitations for adaptive systems with phase conjugation // J.Opt.Soc.Am. – 1983. – A 73. – P. 525-528.
121. O.V. Angelsky, P.P. Maksimyak, V.V. Ryukhtin, and S.G. Hanson. New feasibilities for characterizing rough surfaces by optical-correlation techniques // Appl. Opt. – 2001. – Vol.40. – P.5693-5707.
122. Oleg V. Angelsky, Peter P. Maksimyak, Alexander P. Maksimyak, Steen G. Hanson, Yuriy A. Ushenko. Role of caustics in the formation of networks of amplitude zeros for partially developed speckle fields // Appl. Opt. – 2004. – Vol. 43, No. 31. – P. 5744-5753.
123. Yuriy A. Ushenko. Polarization phase mapping of biological tissues: II. Skin as a transformer of vector structure of coherent radiation // Proc. SPIE. – 2004. – Vol. 5477. – P.506-512.
124. Yu.A. Ushenko. Polarized cartography of biofractals // Elektronika. – 2004. – nr 8-9 – P.313-315.
125. O. V. Angelsky, Yu. Y. Tomka, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko, S. B. Yermolenko, Yu. A. Ushenko. 2-D tomography of biotissue images in pre-clinic diagnostics of their pre-cancer states // Proc. SPIE. – 2005. – Vol. 5972. – P.158-162.
126. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko, Yu.Ya. Tomka, V.P. Pishak. Polarization-correlation mapping of biological tissue coherent images // J. Biomed. Opt. – 2005. – Vol.10, No.6. – P.064025.
127. Ushenko Yu.A. Statistical structure of polarization-inhomogeneous images of biotissues with different morphological structures // Ukr. J. Phys. Opt. – 2005. – Vol.6, No. 2. – P.63-70.
128. O.V. Angelsky, Yu.Ya. Tomka, A.G. Ushenko, Ye.G. Ushenko and Yu.A. Ushenko. Investigation of 2D Mueller matrix structure of biological tissues for pre-clinical diagnostics of their pathological states // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – Vol.38. – P.4227-4235.
129. Ushenko Yu.A. Fractal structure of Mueller matrices images of biotissues // Proc. SPIE. – 2004. – Vol.5772. – P.131-138.
130. O. V. Angelsky, Yu. Y. Tomka, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko, Yu. A. Ushenko. Fractal structure of biotissue polarization properties // Proc. SPIE. – 2005. – Vol.5972. – P.163-168.
131. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, and Yu.A. Ushenko. Polarization reconstruction of orientation structure of biological tissues birefringent architectonic nets by using their Mueller-matrix speckle-images. // J. Holography Speckle. – 2005. – Vol.2. – P.72-79.

- 132.O.V. Angelsky, Ye.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, A.G. Ushenko. Fractal structure of biotissues polarization properties for early diagnostics cancer changes // Proc. IEEE 6th International conference "Laser&Fiber-Optical Networks Modelling 2004". – 2004. – P.294-298.
- 133.O.V. Angelsky, Ye.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, A.G. Ushenko. 2-D Stokes correlometry of biotissues images in pre-clinic diagnostics of their pre-cancer states // Proc. Nasa 2004 Photon Correlation and Scattering Conference, Amsterdam, The Netherlands. – 2004. – P.75-77.
- 134.Yu. A. Ushenko. Polarization-phase mapping of biological tissues // Proc. Optoelectronic and Electronic Sensors (COE 2004), Wroclaw, Poland. – 2004. – P.631.

**СТОКС-КОРРЕЛОМЕТРІЯ ПОЛІВ КОГЕРЕНТНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ РОЗСІЯНОГО ОПТИКО-АНІЗОТРОПНИМИ ШАРАМИ**

Частина 2

Солтис І.В., Ушенко Ю.О., Сідор М.І., Ушенко О.Г.

ВСТУП

Об'єктом оптичної лазерної діагностики властивостей біологічних тканин є фотометрична; поляризаційна та кореляційна структура сформованих ними когерентних полів [1 - 3]. Оцінювання структури таких полів проводиться у різних кореляційних наближеннях. Для скалярних полів вводять ("двоточковий") кореляційний параметр "ступень когерентності", який є мірою кореляції паралельних компонент амплітуди у двох різних точках [4]. Для поляризаційних полів вводять інший ("одноточковий") кореляційний параметр – ступінь поляризації, який описується матрицею когерентності [5] та характеризує ступінь кореляції між ортогональними складовими амплітуди в одній точці лазерного поля.

Узагальненням вказаних напрямків став кореляційний підхід до аналізу векторних полів когерентного випромінювання шляхом використання нових кореляційних ("комплексний ступень когерентності" - КСК) [6] та поляризаційно-кореляційних ("комплексний ступінь взаємної поляризації" - КСВП) параметрів [7].

Зазначені кореляційні підходи було поєднано у рамках лазерної поляриметрії мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин шляхом введення нового параметру – "комплексного ступеня взаємної анізотропії" – КСВА [8]. У [9] продемонстрована можливість використання КСВА в діагностиці оптичної анізотропії двоприменезаломлюючих мереж біологічних тканин.

Новим кроком у розвитку кореляційних методів оптичної діагностики біологічних тканин стало успішне поєднання методів лазерної поляриметрії та автофлуоресценції [10]. Тому перспективним завданням лазерної поляриметричної та автофлуоресцентної діагностики оптичної анізотропії біологічних тканин виявляється розвиток нових методів, які засновані на використанні універсального поляризаційно-кореляційного підходу для:

- проведення масштабно-селективного вейвлет- і фур'є-аналізу поляризаційно-неоднорідних полів основних типів біологічних тканин – "одноточковий" лазерно-поляриметричний кореляційний підхід;
- порівняльного дослідження координатних розподілів значень параметрів КСВП і КСВА біологічних тканин та їхніх зображень - "двоточковий" поляризаційно-кореляційний підхід;
- розробки методів вейвлет- і фур'є-аналізу координатних розподілів "двоточкових" поляризаційно-кореляційних параметрів КСВП і КСВА – комплексний поляризаційно-кореляційний підхід;
- проведення масштабно-селективного вейвлет-аналізу поляризаційних параметрів (азимута та еліптичності) автофлуоресцентних зображень біологічних тканин - "одноточковий" флуоресцентно-поляриметричний кореляційний підхід.

Розв'язання таких завдань забезпечить формування основ нового універсального методу стокс-корелометрії, що об'єднує принципи поляризаційного, поляризаційно-кореляційного та автофлуоресцентного

кореляційного аналізу взаємодії лазерного випромінювання з оптично анізотропними біологічними тканинами.

Отже, актуальність нашого дослідження зумовлена необхідністю розширення арсеналу діагностичних засобів дослідження біологічних об'єктів шляхом використання стокс-корелометричного підходу до вивчення оптичної анізотропії біологічних тканин на основі комплексного вейвлет-, фур'є- та поляризаційно-кореляційного аналізу координатних розподілів азимута та еліптичності поляризації поляризаційно-неоднорідних зображень таких шарів, а також елементів матриці Мюллера полікристалічних мереж для розробки комплексу оптико-фізичних методів діагностики змін двопроменезаломлення, що обумовлені некротичними станами органів людини.

Розділ 1. МЕТОДИ І ЗАСОБИ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ КОРЕЛОМЕТРІЇ ПОЛІВ РОЗСІЯНОГО БІОЛОГІЧНИМИ ТКАНИНАМИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1. Поляризаційно-неоднорідні поля та методи їх аналізу

Будь-який фізичний об'єкт або середовище являє собою складну оптично неоднорідну структуру. Така неоднорідність сформована просторовими розподілами оптичних параметрів - показників заломлення та поглинання; анізотропних складових – лінійного та циркулярного двоприменезаломлення, лінійного та циркулярного дихроїзму. Окрім цього має місце просторово-кутова неоднорідність орієнтацій, розмірів, форми, об'єму частинок або доменів фізичного тіла на мікро- та макрорівнях [1 - 3]. Загальною рисою таких об'єктів є світлорозсіювання, що є предметом оптики розсіюючих середовищ.

Окремим типом світлорозсіюючих є біологічні структури. До них відносяться різноманітні біологічні рідини (кров, лімфа, ліквор, сеча, жовч та ін.) та тканини (м'язова, сполучна, епітеліальна, нервова). Усі вони являють собою багаторазово розсіюючі, або оптично мутні шари [4]. Оптичні властивості таких об'єктів у межах фотометричного наближення описуються моделлю багаторазового розсіювання скалярних хвиль у випадково-неоднорідному середовищі з поглинанням [5 - 9]. Якщо оптична товщина біологічного шару незначна (слабко або однократно розсіюючі середовища), то їхні властивості стосовно перетворення інтенсивності світла традиційно визначаються в моделі одноразового розсіювання впорядкованого середовища зі щільно пакованими центрами розсіювання [5 - 9].

З точки зору геометричної побудови таких оптично-неоднорідних шарів можна виділити поверхнево-розсіюючі або шорсткі [10-12], а також об'ємно-розсіюючі [13, 14].

Історично склалися три основні напрями досліджень оптичних властивостей таких об'єктів. *Перший* – спектрофотометричний, об'єктом якого є аналіз просторових або часових змін величини інтенсивності розсіяного випромінювання у різних спектральних ділянках довжин електромагнітних хвиль оптичного діапазону [15-18]. *Другий* - поляриметричний, що базується на аналізі розподілів азимута та еліптичності поляризації, або ступеня поляризації поля розсіяного випромінювання [19-21]. *Третій* - кореляційні, що визначає ступень кореляції між паралельними компонентами поляризації амплітуди світлових коливань у різних точках розсіяного поля оптичного випромінювання [18, 22, 23].

Головним “інформаційним” продуктом таких методів є сукупність розподілів інтенсивності, параметрів поляризації (азимут та еліптичність світлових коливань) та фаз полів розсіяного випромінювання у різних спектральних ділянках оптичного діапазону.

Одержані розподіли оптичних характеристик, які сформовані біологічними шарами, традиційно аналізуються у межах статистичного підходу. Для прикладу структура поверхнево розсіюючих шорстких поверхонь описується сукупністю статистичних моментів, які характеризують розподіл висот мікронерівностей.

Експериментально вимірюються статистичні амплітудно-фазові моменти поля розсіяного випромінювання [10].

Для об'ємно розсіюючих об'єктів (біологічні тканини) процес розповсюдження оптичного випромінювання супроводжується зміною всіх його спектрофотометричних, поляризаційних і кореляційних характеристик. Головними чинниками є явища відбивання, заломлення випромінювання на межі розділу середовищ [24-28], дифракція на локальних мікронеоднорідностях [29-38], інтерференція розсіяних на таких структурах лазерних хвиль [39-42], лінійне та циркулярне двопротенезаломлення, дихроїзм поглинання [43-45].

Комплексний та неоднозначний процес світлорозсіяння об'єктивно обумовлює постійну потребу створення і розробки різних методів оптичної діагностики об'єктів як практичної, так і фундаментальної точки зору. З метою подолання неоднозначності аналізу одержаних даних найбільш важливим є інформаційна повнота одержаних спектрофотометричних, поляризаційних або кореляційних розподілів оптичних параметрів. Іншими словами подальший прогрес біомедичної діагностики пов'язаний із розробкою комплексних "міждисциплінарних" методів. До таких в першу чергу відносяться нові підходи до дослідження полів розсіяного випромінювання – фрактальна оптика [46], сингулярна оптика [47]. Зазначені напрями лягли в основу формування нового розділу біомедичної оптики - лазерної поляриметрії оптично – анізотропних біологічних шарів [48-51]. Застосування лазерів забезпечило новий розвиток традиційного для біології та медицини методу нефелометрії, що дозволило суттєво спростити вимірювання й підвищити їх надійність в імунології, вірусології та гематології [52-55].

Якщо провести подальшу паралель, то можна констатувати, що в основі поляризаційної нефелометрії та лазерної поляриметрії лежить єдиний базис - аналізі матриці розсіювання біологічного об'єкта або матриці Мюллера. Відомо, що даний оператор характеризує макроструктуру різноманітних біологічних об'єктів (геометричні та статистичні параметри окремих часток, наявності фазової та амплітудної анізотропії) [56-61]. Одержана інформація про макроструктуру біологічних тканин дає можливість ранньої діагностики катаракти й глаукоми [62].

Головною особливістю сукупності різноманітних методів лазерної поляриметрії (поляризаційне, фазове, Мюллер-матричне картографування) є єдиний модельний базис аналізу одержаних даних – оптико-геометрична структура біологічних тканин різних типів подібна до „заморожених” оптично - одноосних рідких кристалів [63].

Такий модельний підхід розвинений у роботах [64-68], де шар біологічної тканини розглядається як двокомпонентна аморфно-полікристалічна структура. Аморфна компонента біологічної тканини (жири, ліпіди, неструктуровані білки) є оптично ізотропною.

Полікристалічна компонента біологічної тканини сформована фібрилярними протеїновими (колагенові білки, еластин, фібрин, міозин) сітками.

Оптичні властивості кожної окремої фібрили описуються парціальним матричним оператором оптично-одноосного двопроменезаломлюючого кристалу [69].

$$\{Q\} = \begin{pmatrix} 1; & 0; & 0; & 0; \\ 0; & (\sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}); & (0,5 \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}); & (-\sin 2\rho \sin \delta); \\ 0; & (0,5 \sin 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}); & (-\sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \cos 2\rho + \cos^2 \frac{\delta}{2}); & (\cos 2\rho \sin \delta); \\ 0; & (\sin 2\rho \sin \delta); & (-\cos 2\rho \sin \delta); & (2 \cos^2 \frac{\delta}{2} - 1); \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Тут ρ - орієнтація оптичної осі, що визначається напрямком укладання фібрил, δ - величина фазового зсуву між ортогональними складовими амплітуди лазерної хвилі.

Застосування зазначеного модельного аналізу явища світлорозсіяння лазерного випромінювання оптично тонкими біологічними тканинами дозволило пояснити механізми формування поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів біологічних тканин різних типів. Зокрема гістологічних зрізів кісткової і м'язової тканини, а також багатошарової тканини репродуктивної сфери жінки – міометрія.

На цій основі визначено алгоритми для описання взаємозв'язків між станом поляризації (азимут і еліптичність) світлових коливань у точках мікроскопічного зображення та напрямком укладання фібрил (оптична ось кристалу) та їх лінійним двопроменезаломленням у площині біологічного препарату [70-75]. Даний результат забезпечив можливість створення методу візуалізації двопроменезаломлюючих сіток біологічних тканин. Окрім цього для характеристики одержаних зображень запроваджено статистичний аналіз – обчислення сукупності статистичних моментів 1-го і 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли поляризаційних зображень фібрилярних сіток гістологічних зрізів біологічних тканин.

Новим кроком у розвитку лазерної поляриметрії стало експериментальне картографування розподілів станів поляризації у точках мікроскопічних зображень біологічних препаратів.

1.2. Поляризаційне картографування мікроскопічних зображень біологічних тканин

У роботах [76, 77] приведена оптична схема поляризаційного картографування (рис. 1.1).

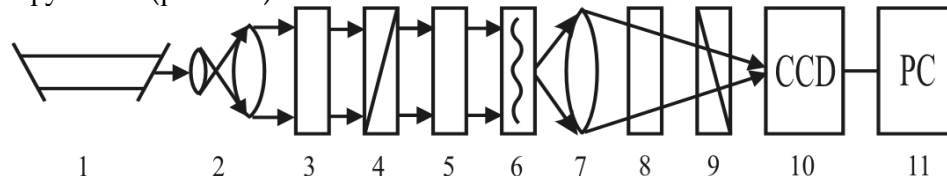


Рис. 1.1. Оптична схема вимірювання. Пояснення у тексті [76, 77]

Освітлення зразку біологічної тканини проводилося паралельним ($\varnothing = 10^4$ мкм) пучком He-Ne лазера ($\lambda = 0.6328$ мкм, $W = 5.0$ мВт). Формування стану поляризації опромінюючого пучка забезпечувалось за допомогою

чвертьхвильових пластинок 3; 5 і поляризатора 4. Мікрооб'єкти 7 проектував зображення гістологічного зрізу 6 в площину світлочутливої площадки (800x600 пікселів) CCD-камери 10.

Аналіз цифрового (дискретизованого) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини здійснювався за допомогою поляризатора 9 та чвертьхвильової пластинки 8 [76, 77].

Головним результатом авторів [76, 77] є знайдений взаємозв'язок між статистичною структурою поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин різних типів та особливостями морфологічної будови їх двоприменезаломлюючої архітекtonіки. Констатовано, що для КТ основними двоприменезаломлюючими структурами є великомасштабні домени просторово-впорядкованих колагенових волокон. Оптичний прояв такої структури біологічного шару виявляється у формуванні однорідної поляризації у межах таких доменів.

На цій основі у серії робіт [78-97] сформульовані критерії поляризаційної диференціації оптичної анізотропії гістологічних зрізів фізіологічно нормальних та патологічно змінених біологічних тканин органів людини.

Таке успішне застосування методу поляризаційного картографування обумовило актуальність розробки більш складних методик, які спрямовані на підвищення чутливості лазерної поляриметрії до змін оптичної анізотропії біологічних шарів. Одним з основних напрямків такого удосконалення стало застосування масштабно-селективного вейвлет-аналізу двовимірних розподілів станів поляризації мікроскопічних зображень біологічних препаратів.

1.3. Вейвлет-аналіз поляризаційних мап і Мюллер-матричних зображень біологічних тканин

Застосування математичного алгоритму – вейвлет-аналізу – дозволяє вивчати координатні розподіли значень азимута та еліптичності поляризації у точках мікроскопічних зображень полікристалічних мереж біологічних шарів у наперед визначеному діапазоні зміни геометричних розмірів кристалів. Дану методику було застосовано у роботах [98, 99] по вивченню властивостей полікристалічних плівок плазми крові людини.

У роботах [100-103] приведено інформацію про алгоритм застосування вейвлет-аналізу координатних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень полікристалічних плівок плазми крові.

$$\text{По рядках двовимірної сукупності пікселів } m \times n = \begin{pmatrix} 11 & . & . & 1m \\ . & . & . & . \\ . & . & . & . \\ 1n & . & . & mn \end{pmatrix} \text{ CCD –}$$

камери в напрямку x від 0 до n пікселів з кроком b сканують вейвлет – функцією, розміри вікна a якої змінюються у необхідному діапазоні. Результатом такого сканування є обчислення сукупності вейвлет - коефіцієнтів

$$W_{a,b} = \begin{pmatrix} W(a_{\min}, b_1) & \dots & W(a_{\min}, b = m) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ W(a_{\max}, b_1) & \dots & W(a_{\max}, b = m) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

для кожного рядку $(k1; \dots km)$ світлочутливої площадки цифрової камери.

Така операція послідовно повторюється для всієї кількості рядків від 0 до m приймаючої площадки CCD-камери. Одержана сукупність вейвлет – коефіцієнтів $W_{a,b}(m \times n)$ усереднюється [101-103]

$$\bar{W}_{a,b} = \begin{pmatrix} \bar{W}(a_{\min}, b_1) = \frac{\sum_{j=1}^m W_j(a_{\min}, b_1)}{m}; & \dots & \bar{W}(a_{\min}, b = m) = \frac{\sum_{j=1}^m W_j(a_{\min}, b = m)}{m}; \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{W}(a_{\max}, b_1) = \frac{\sum_{j=1}^m W_j(a_{\max}, b_1)}{m}; & \dots & \bar{W}(a_{\max}, b = m) = \frac{\sum_{j=1}^m W_j(a_{\max}, b = m)}{m} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Приклади застосування вейвлет-аналізу (співвідношення (1.3)) поляризаційних мап азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень полікристалічних плівок плазми крові наведені у [104] (рис. 1.2 і рис. 1.3).

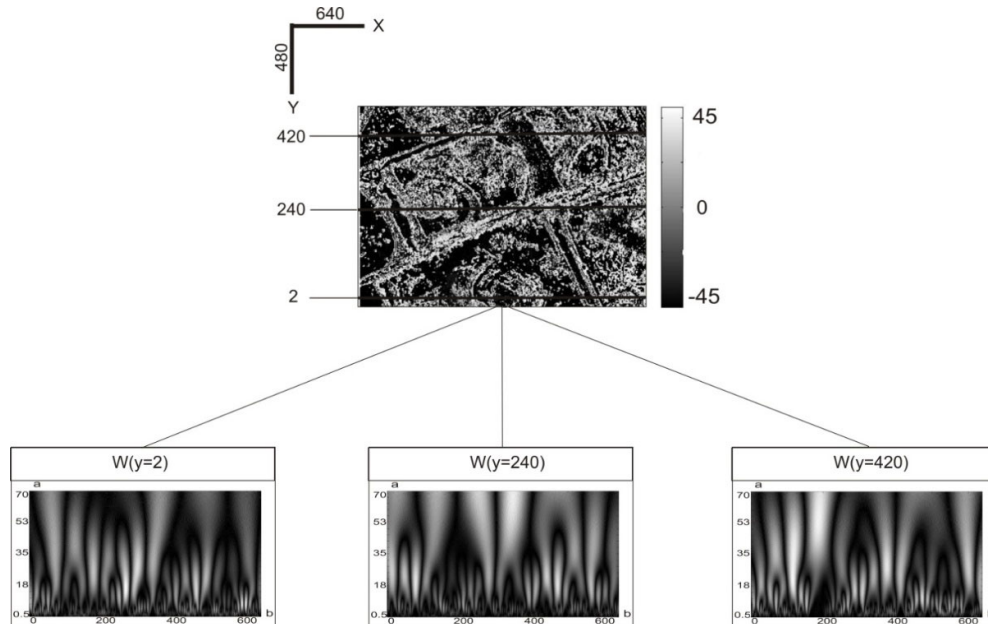


Рис. 1.2. Картини вейвлет – коефіцієнтів $W_{a,b}(m \times n)$ поляризаційної мапи азимутів $\alpha(x, y)$ плазми крові людини з гострим запальним процесом для різних рядків $y = (k1; \dots km)$ [104].

З даних, які наведені у [104] випливає, що шляхом вейвлет – аналізу розподілів значень азимута і еліптичності поляризації мікроскопічних зображень полікристалічних плівок плазми крові людини встановлено взаємозв'язок між змінами статистичних моментів, які характеризують множини вейвлет – коефіцієнтів та розподіли напрямів оптичних осей і двопронизаломлення кристалів амінокислот альбуміну і глобуліну оптико – анізотропної

полікристалічної мережі на різних масштабах її геометричних розмірів. У результаті вперше виявлені статистичні критерії диференціації різних масштабних рівнів полікристалічних мереж за розподілами вейвлет – коефіцієнтів азимута і еліптичності поляризації мікроскопічних зображень плазми крові [104, 105]. На цій основі установлені ознаки диференціації типу патології людського організму - серцева недостатність і гострий запальний процес.

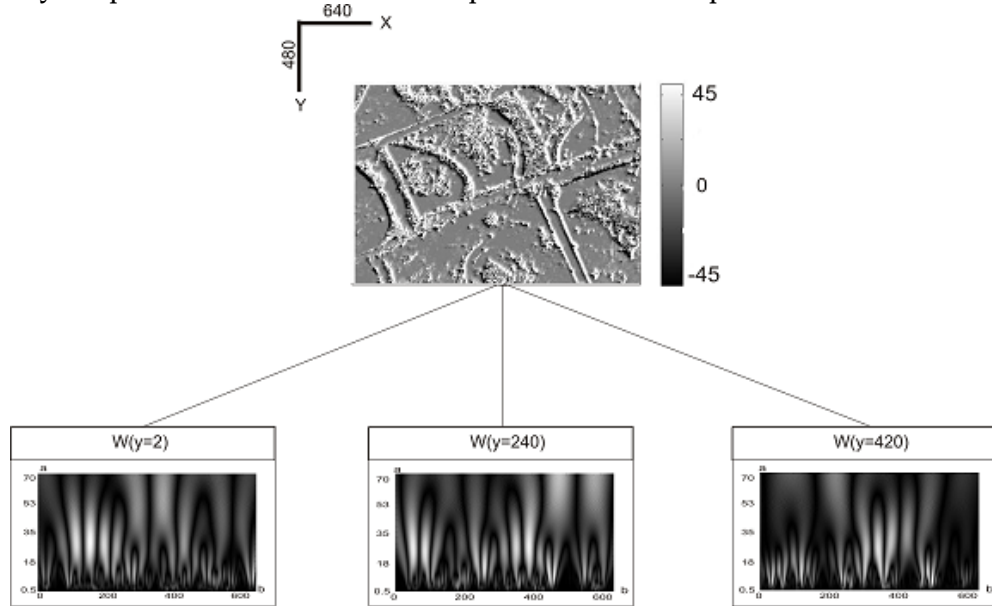


Рис. 1.3. Картини вейвлет – коефіцієнтів $W_{a,b}(m \times n)$ поляризаційної мапи еліптичності $\beta(x, y)$ плазми крові людини з гострим запальним процесом для різних рядків $y = (k1; \dots; km)$ [104].

Отже, вейвлет-аналіз виявив чутливість до змін оптичної анізотропії полікристалічних мереж біологічних рідин і тканин на різних масштабах їх структурної організації. Даний факт має принципове значення у порівнянні з методами поляризаційного картографування. Річ у тім, що з медичної точки зору різні типи патології виявляються на ранніх етапах на дрібних масштабах морфологічних структур. Тому різномасштабна диференціація проявів оптичної анізотропії має яскраво окреслений прикладний аспект. З іншого боку метод вейвлет-аналізу має фундаментальну основу – це кореляційний координатно-локалізований (згортка “вікна” вейвлет-функції та координатних особливостей сигналу) аналіз розподілів станів поляризації мікроскопічних зображень та елементів матриці Мюллера біологічних шарів. Виходячи з цього можна говорити про кореляційне удосконалення методики поляризаційного або Мюллер-матричного картографування. Проте, такий кореляційний підхід є чисто аналітичним, який несе інформацію не тільки про оптичну анізотропію різномасштабних структур. До головних недоліків такого методу можна віднести суттєву залежність результатів від вибору вейвлет-функції. У цьому сенсі більш привабливим та достовірним є інший експериментальний метод, який заснований на узгодженій (кореляційній) просторово-частотній фільтрації поляризаційно-неоднорідних полів розсіяного випромінювання.

1.4. Фур'є аналіз поляризаційно-неоднорідних полів

Як ми вже зазначали для розвитку методів лазерної поляриметричної діагностики актуальне завдання диференціації оптичної анізотропії на різних масштабах геометричних розмірів біологічних об'єктів. Одним із можливих напрямків стала методика узгодженої просторово-частотної фільтрації викладена у роботах [107, 108]. Тут застосовано просторово-частотну фільтрацію поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень полікристалічних мереж біологічних шарів. Дана методика базується на трьох етапах: “пряме фур'є-перетворення” – “просторово-частотна фільтрація” – “зворотнє фур'є-перетворення” мікроскопічних зображень біологічного шару. Даний напрям лазерної поляриметрії одержав назву Фур'є-стокс поляриметрія.

Одержані у [108] дані виявили можливість диференціації низько і високо частотних складових розподілів азимутів поляризації у зображенні сітки двоприменезаломлюючих циліндрів. Установлено, що статистичні моменти 3-го і 4-го порядку, які характеризують розподіли крупномасштабної складової мапи азимутів поляризації, відрізняються у межах від 2 до 3,5 разів. Для статистичних моментів 2-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли азимута поляризації дрібномасштабної складової поляризаційної мапи, відмінності між величинами таких параметрів знаходяться у межах від 1,5 до 4 разів. Одержана таким чином інформація стала базисною у експериментальній диференціації полікристалічних плівок плазми крові здорової і хворої на рак простати людини. Установлено діагностично чутливі до онкологічного стану простати людини параметри. Це статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, які характеризують розподіли значень азимута поляризації великомасштабної складової поляризаційної мапи. Відмінності між їх величинами складають 7 (M_3) - 10 (M_4) разів. Для дрібномасштабної складової мапи азимутів виявлено відмінності між величинами статистичних моментів 2-го - 4-го порядків, які характеризують поляризаційні розподіли - від 2 (M_2, M_3) до 10 (M_4) разів.

Паралельно до проаналізованих напрямків кореляційного (вейвлет і фур'є) аналізу поляризаційно-неоднорідних зображень розповсюдження набули традиційні кореляційні підходи, які склали основу поляризаційної корелометрії.

1.5. Кореляційні підходи до аналізу поляризаційно неоднорідних полів

Розглянемо теоретичні основи поляризаційної корелометрії. Першою спробою аналізу поляризаційно-неоднорідних полів стало узагальнення матриці когерентності [1] двоточною поляризаційною матрицею когерентності [109]. Такий підхід був розвинений у [110] шляхом узагальнення теорії когерентності та поляризації. З метою узагальнення матриці когерентності в [111] було запропоновано новий параметр - ступінь когерентності. Він характеризує кореляційну подібність електричного поля у двох точках. Паралельно з цим у [112] було узагальнено ступінь поляризації, що дозволило передбачати просторові зміни стану поляризації вздовж напрямку поширення променя. Нарешті, у [113] було здійснене поєднання всіх кореляційних і поляризаційних підходів до описання полів оптичного випромінювання. Тут введено комплексний ступінь

взаємної поляризації (КСВП), який визначає кореляційний взаємозв'язок між точками поля з різними поляризаціями та інтенсивностями. Таким чином, можна констатувати, що група параметрів [109-113] відноситься до кореляційного базису описання полів розсіяного випромінювання оптично-анізотропними шарами. Базуючись на уніфікованій теорії когерентності і поляризації випадкових електромагнітних полів вдалося знайти взаємозв'язок між параметрами частково поляризованого світла та кореляцією неполяризованих компонент [107-120].

1.6. Комплексний ступінь взаємної поляризації мікроскопічних зображень біологічних тканин

У циклі праць [121-133] було розроблено нові підходи кореляційного описання поляризаційно-неоднорідних лазерних об'єктних полів біологічних тканин. Тут запропоновано методи вимірювання координатних розподілів модуля, фази КСВП для діагностики структури двопротенезаломлюючих фібрилярних мереж. У [121-123] запропоновано два підходи до аналізу КСВП на основі визначення його модуля і фази. Показано, що координатний розподіл модуля КСВП визначається розподілами напрямів оптичних осей сітки біологічних кристалів. Фаза КСВП визначається фазовими зсувами між ортогональними складовими амплітуди у різних точках об'єктного поля.

Діагностичні можливості поляризаційної корелометрії зображень здорової і патологічно зміненої тканини міометрія ілюструє серія наступних результатів. Установлено, що статистичний момент 3-го порядку, який характеризує розподіли значень модуля КСВП $|V(x, y)|$ мікроскопічного зображення гістологічного зрізу доброякісно зміненої тканини міометрія в 3 рази менша за значення 3-го статистичного моменту, обчисленого для мікроскопічного зображення гістологічного зрізу здорової тканини міометрія.

Більшого діапазону (до 10 разів) змін зазнає величина експесу, яка характеризує розподіли значень модуля і фази КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів доброякісно зміненої тканини та здорової тканини.

Логічним розвитком даної методики стало розроблення кореляційного підходу до прямого описання узгодженості параметрів лінійного двопротенезаломлення фібрилярних мереж на основі введення параметру комплексного ступеня взаємної анізотропії (КСВА).

1.7. Комплексний ступінь взаємної анізотропії біологічних тканин

У циклі праць [134-151] для характеристики полікристалічних мереж введено новий параметр – комплексний ступінь взаємної анізотропії

$$W(r_{n+k}, r_n) = \frac{\left((I^{(0)}(r_{n+k}) I^{(0)}(r_n))^{\frac{1}{2}} - (I^{(90)}(r_{n+k}) I^{(90)}(r_n))^{\frac{1}{2}} \right)^2}{I(r_{n+k}) I(r_n)} + \quad (1.4)$$

$$+ \frac{4 (I^{(0)}(r_{n+k}) I^{(90)}(r_{n+k}) I^{(0)}(r_n) I^{(90)}(r_n))^{\frac{1}{2}} \cos(\delta_{n+k}(r_{n+k}) - \delta_n(r_n))}{I(r_{n+k}) I(r_n)}$$

Тут $I^{(0)}(r_i); I^{(90)}(r_i)$ - значення інтенсивності, що вимірюються для орієнтацій осі пропускання аналізатора під кутами $\Theta = 0^\circ$ і $\Theta = 90^\circ$.

У [134] даний метод застосовано для виявлення сценаріїв формування кореляційних контурів (лінія півширини двовірної авто кореляційної функції розподілу значень модуля КВСА) полікристалітних мереж з різними розподілами напрямів оптичних осей та законами фазової модуляції. Розроблений крос-кореляційний підхід ілюструють дані комп'ютерного моделювання та експериментальних досліджень, що наведені на рис. 1.4 та рис. 1.5.

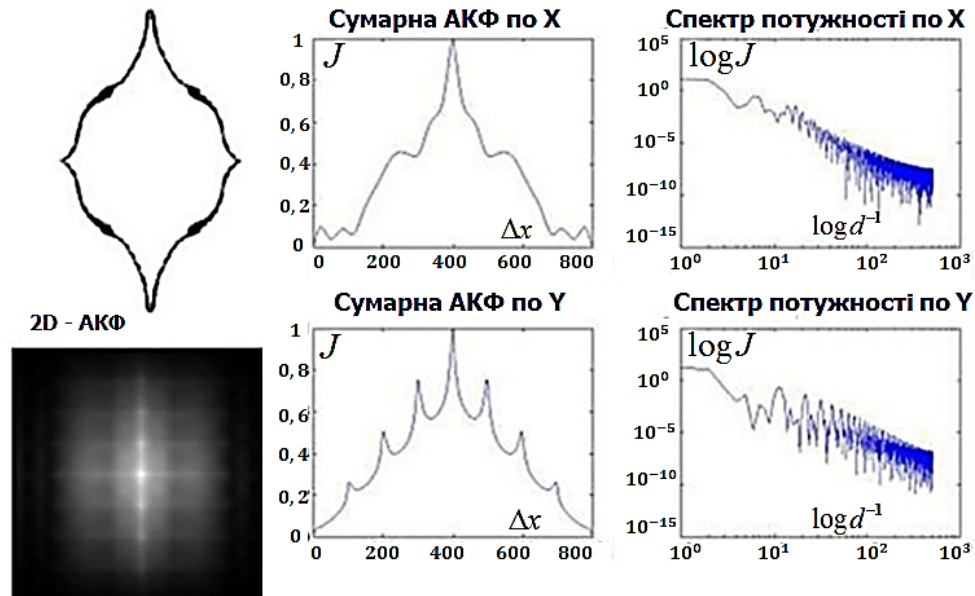


Рис. 1.4. Координатна, автокореляційна та крос-кореляційна структура розподілу КВСА мережі колоподібних двопронезаломлюючих циліндрів [134]

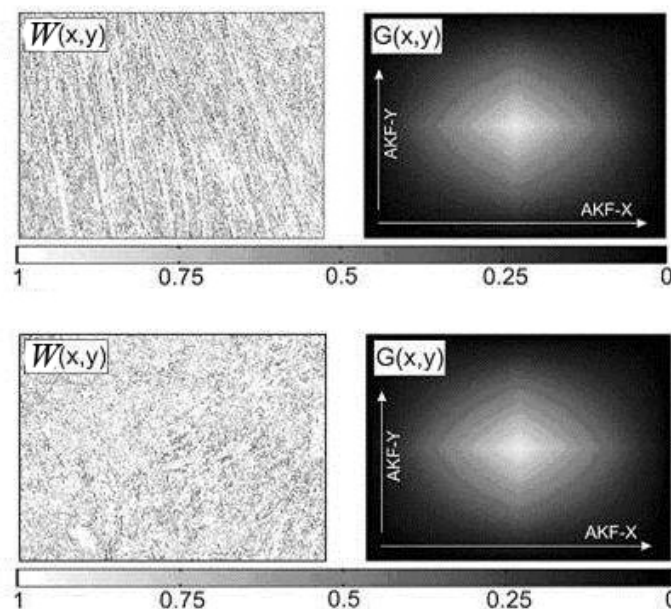


Рис. 1.5. Координатні розподіли КСВА та їхні двовимірні автокореляційні функції оптично-тонких гістологічних зрізів операційно вилученої доброякісної (ліва колонка) і злоякісної (права колонка) пухлини стінки матки [134]

Установлено, що для гістологічного зрізу біопсії доброякісної пухлини стінки матки кореляційний КСВА-контур асиметричний за рахунок наявності напрямків росту двопротенезаломлюючих фібрил. Для гістологічного зрізу біопсії злоякісної пухлини асиметрія кореляційного КСВА-контура зменшується вдвічі за рахунок деструкції двопротенезаломлюючих мереж.

Слід зазначити, що для одержання діагностично придатної інформації необхідною умовою є відтворюваність експериментальних даних лазерної поляриметрії та поляризаційної корелометрії. Проведений аналіз виявив, що практично всі дослідження у цьому напрямку є азимутально-залежними від повороту площини зразку відносно напрямку опромінення. Виходячи з цього актуальним є не тільки удосконалення методів лазерної поляриметрії кореляційними підходами, але й реалізація умов азимутальної інваріантності експериментальних даних.

1.8. Азимутальні поляризаційні інваріанти

Інформаційна повнота та доступність експериментального вимірювання обумовлює той факт, що у біологічних і медичних дослідженнях використовується низка практичних Мюллер-матричних методик [152-161]. Розроблено методи двовимірного Мюллер-матричного картографування біологічних тканин [162-168]. Проте, не всі матричні елементи зручні для характеристики зразка. Причина цьому - залежність елементів матриці Мюллера від вибору системи координат. Відомо, що 12 з 16 матричних елементів змінюються при обертанні зразка навколо осі опромінення. Крім того, відсутня однозначність співвідношення між оптичними властивостями об'єкта дослідження та набором елементів матриць Мюллера. Діагностична інформація про структуру біологічного об'єкту ніби "зашифрована" в матриці Мюллера. Для подолання такої неоднозначності розроблений метод полярної декомпозиції матриць Мюллера [169-178]. Тут показано, що залишаються постійними такі елементи і комбінації елементів матриці Мюллера:

$$m_{11}, m_{14}, m_{41}, m_{44}, m_{22}+m_{33}, m_{23}-m_{32}, \quad (1.5)$$

а також зберігається довжина векторів

$$\mathbf{a}_H = \begin{pmatrix} m_{12} \\ m_{13} \end{pmatrix}, \mathbf{a}_V = \begin{pmatrix} m_{21} \\ m_{31} \end{pmatrix}, \mathbf{b}_H = \begin{pmatrix} m_{42} \\ m_{43} \end{pmatrix}, \mathbf{b}_V = \begin{pmatrix} m_{24} \\ m_{34} \end{pmatrix}, \mathbf{g} = \begin{pmatrix} m_{22} - m_{33} \\ m_{23} + m_{32} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

Тому в подальшому при розробці та систематизації методів поляризаційної корелометрії ми скористаємось набором зазначених Мюллер-матричних інваріантів (ММІ).

1.9. Поляризаційна корелометрія автофлуоресцентних зображень

Відомо [179-181], що при збудженні поляризованим світлом, випромінювання флуоресціюючого зразка також поляризоване. Поляризація являється результатом фотовідбору флуорофорів відповідно до їх орієнтації по відношенню до напрямку поляризованого збудження.

Зразок збуджується вертикально поляризованим світлом, причому електричний вектор збуджуючого пучка орієнтований паралельно осі z . Потім вимірюється інтенсивність випромінювання через поляризатор.

Коли реєструючий поляризатор орієнтований паралельно ($\parallel$) до напрямку поляризованого збудження, то реєструється інтенсивність $I_{\parallel}$, і, навпаки, коли поляризатор орієнтований перпендикулярно ($\perp$) до збудження - $I_{\perp}$.

Поляризація P і анізотропія r визначаються наступним чином

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}; \quad (1.7)$$

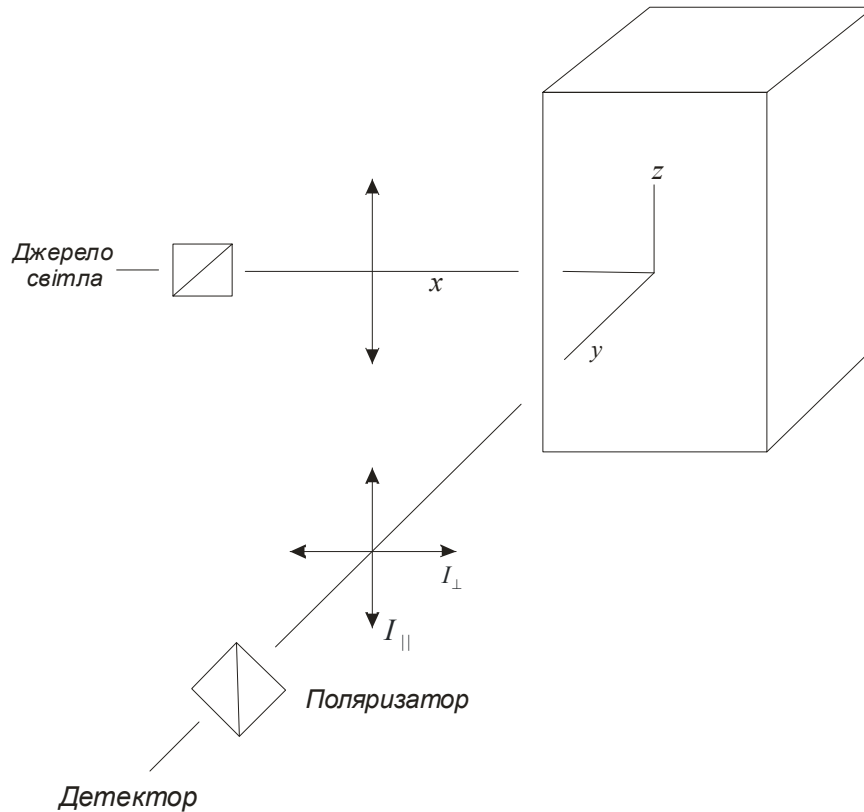


Рис. 1.6. Схема вимірювання анізотропії флуоресценції

$$r = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}}. \quad (1.8)$$

Поляризація і анізотропія можуть бути взаємозамінені при використанні виразів

$$P = \frac{3r}{2+r}; \quad r = \frac{2P}{3-P} \quad (1.9)$$

Для повністю поляризованого світла $I_{\perp} = 0$ та $P = r = 1$.

Анізотропія I джерела світла визначається як відношення поляризованої складової до загальної інтенсивності $I_{\text{заг}}$:

$$\tau = \frac{I_z - I_y}{I_x + I_y + I_z} = \frac{I_z - I_y}{I_{\text{заг}}} \quad (1.10)$$

Поляризація – є більш корисний і зручний параметр для описання джерела світла, коли світло направлене вздовж вибраного напрямку, як показано у верхній частині рис. 1.7.

У цьому випадку $p + n$ - загальна інтенсивність та P - відношення надлишкової інтенсивності вздовж осі z , поділеної на загальну інтенсивність.

На противагу цьому випромінювання, випромінене флуорофором, симетрично розподілено вздовж осі z (нижня частина рис. 1.7). З цієї причини загальна інтенсивність не надається виразом $I_{\parallel} + I_{\perp}$, а $I_{\text{заг}} = I_{\parallel} + 2I_{\perp}$. Це відбувається тому, що світло, яке випромінюється диполем, рівномірно розподілено вздовж осей x та y . Отже, анізотропія представляє собою відношення надлишкової інтенсивності, яка паралельна осі z , до загальної інтенсивності.

Окрім цього, на даний час відомі малочислені публікації, що присвячені використанню мюллер-матричного формалізму для аналізу флуоресценції ансамблів оптично активних білкових молекул та їхніх комплексів [172-174].

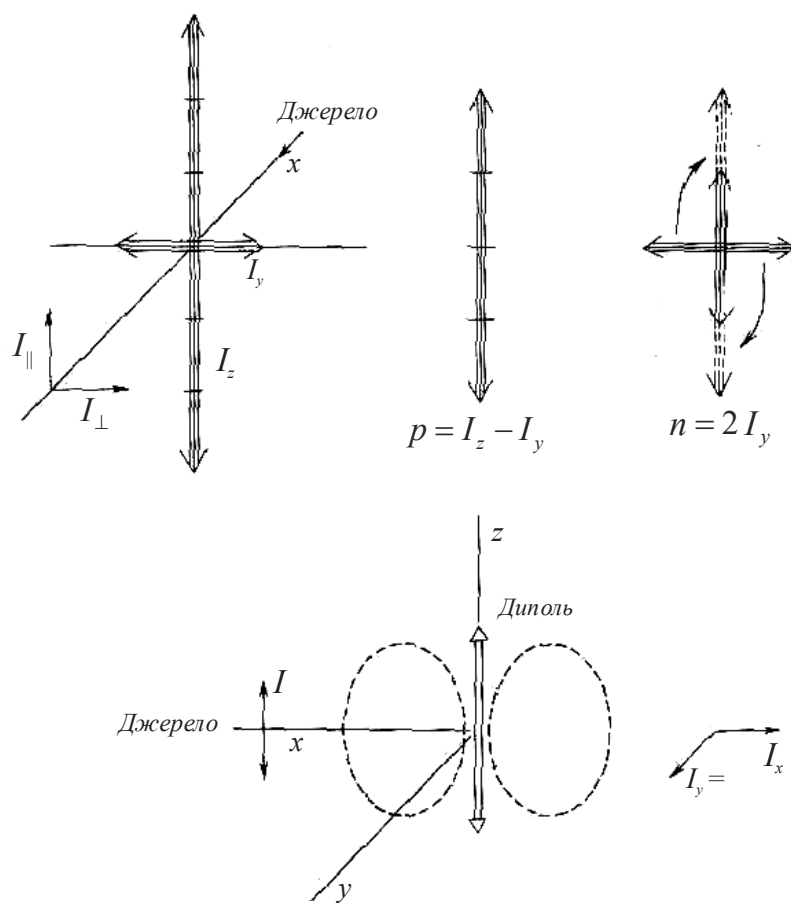


Рис. 1.7. Схематичне представлення поляризації і анізотропії світла

Тому перспективним завданням є розвиток мюллер-матричної моделі на більш загальний випадок флуоресценції оптично активних молекул, які формують двоприменезаломлюючі мережі біологічних шарів і розробка на цій основі спектрально-селективної лазерної поляризаційної аутофлуоресцентної наноскопії.

1.10. Висновки до першого розділу

Проведений аналітичний огляд дозволяє зробити наступні висновки:

1. Сукупність часткових методів лазерної поляриметрії (поляризаційне, фазове, Мюллер-матричне картографування) мікроскопічних зображень біологічних шарів потребує узагальнення та систематизації на основі кореляційного підходу.
2. Актуальним є розробка нових підходів на основі застосування азимутальних інваріантів до удосконалення масштабно-селективного вейвлет-аналізу поляризаційних мап мікроскопічних і Мюллер-матричних зображень біологічних шарів.
3. Перспективним є узагальнення методики узгодженої просторово-частотної фільтрації азимутально-інваріантних координатних розподілів азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень та Мюллер-матричних зображень біологічних шарів.

4. Методи поляризаційно-кореляційного КСВП- та КСВА-картографування можуть бути удосконалені із урахуванням можливостей вейвлет- та фур'є-аналізу.

5. Актуальним є розповсюдження методик поляризаційної корелометрії на випадок аналізу поляризаційної структури автофлуоресцентних зображень біологічних шарів.

Розділ 2. МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ

Даний розділ містить матеріали присвячені розробці та аналізу структури та параметрів:

- оптичної схеми та архітектури системи азимутально-інваріантного поляризаційного картографування розподілів азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень біологічних шарів;
- оптичної схеми та архітектури системи азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування оптично-анізотропних сіток біологічних шарів;
- оптичної схеми та архітектури системи КСВП - картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів;
- оптичної схеми та архітектури системи КСВА - картографування оптично-анізотропних сіток біологічних шарів;
- структурно-логічної схеми вейвлет – аналізу розподілів азимутально-інваріантних поляризаційних параметрів, елементів матриці Мюллера, значень модуля КСВП і модуля КСВА;
- структурно-логічної схеми просторово-частотної фільтрації розподілів азимутально-інваріантних поляризаційних параметрів, елементів матриці Мюллера, значень модуля КСВП і модуля КСВА.

2.1. Система азимутально-інваріантного поляризаційного картографування

У даному параграфі розглядається оптична схема та архітектура системи азимутально-інваріантного поляризаційного картографування розподілів азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.

2.1.1. Оптична схема азимутально-інваріантної системи поляризаційного картографування розподілів азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень.

На рис. 2.1 представлена оптична схема класичного стокас поляриметра, який модифікований для азимутально-інваріантного поляризаційного картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів

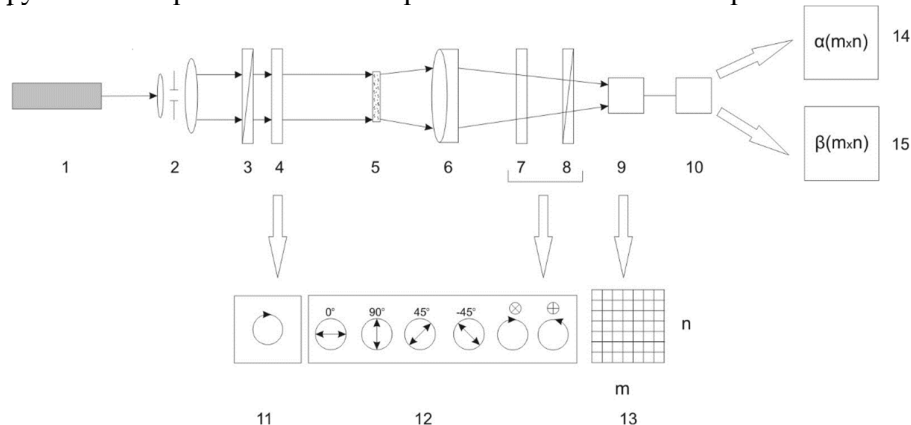


Рис. 2.1. Оптична схема азимутально-інваріантного поляризаційного картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів

Опромінювання зразків нативних гістологічних зрізів біологічних тканин 6 проводилося паралельним ($\varnothing = 2 \times 10^3 \mu m$) слабкоінтенсивним ($W=5,0$ мВт) пучком He-Ne лазера ($\lambda=0,6328 \mu m$). Стан поляризації зондуємого пучка формувалася за допомогою чвертьхвильової пластинки 3, (Achromatic True Zero-Order Waveplate) і поляризатора 4 (B+W Kaesemann XS-Pro Polarizer MRC Nano). З метою одержання умов азимутальної інваріантності поляризаційного картографування вісь найбільшої швидкості чвертьхвильової пластинки 3 орієнтувалася під кутом 45° відносно осі пропускання поляризатора 4. У результаті формувалася право циркулярно поляризований опромінюючий пучок (схематично позначено на фрагменті 11). За таких умов повороти площини зрізу гістологічного зрізу 6 відносно напрямку опромінення є азимутально-інваріантними.

Аналітично даний факт ілюструє розв'язок наступного вектор-параметричного рівняння

$$S^* = \{F\} S^\otimes = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f_{22} & f_{23} & f_{24} \\ 0 & f_{32} & f_{33} & f_{34} \\ 0 & f_{42} & f_{43} & f_{44} \end{vmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ f_{24} \\ f_{34} \\ f_{44} \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Тут $S^\otimes$ - вектор Стокса право циркулярно поляризованого опромінюючого пучка; S^* - вектор Стокса об'єктного пучка; $\{F\}$ - матриця Мюллера біологічного шару; f_{ik} - елементи матриці Мюллера.

Можна показати, що для двопротенезаломлюючого кристалу (розділ 1, співвідношення (1.1)) величини азимута α^* та еліптичності β^* поляризації об'єктного пучка визначаються співвідношеннями

$$\alpha^*(\delta) = 0,5 \arctg\left(\frac{f_{34}}{f_{24}}\right) = 0,5 \arctg(\ctg \delta); \quad (2.2)$$

$$\beta^*(\delta) = 0, \arcsin(f_{44}) = 0,5 \arcsin(\cos \delta). \quad (2.3)$$

Неважко бачити, що поляризаційні параметри α^* , β^* виключно залежать від величини азимутально-інваріантного фазового зсуву δ між ортогональними складовими амплітуди лазерної хвилі.

Поляризаційні зображення гістологічного зрізу біологічної тканини 6 за допомогою поляризаційного мікрооб'єктиву 7 (Nikon CFI Achromat P, фокусна відстань – 30мм, числова апертура – 0,1, збільшення – 4х) проектувалося у площину світлочутливої площадки ($m \times n = 1280 \times 960$ пікселей) CCD-камери 10 (The Imaging Source DMK 41AU02.AS, monochrome 1/2" CCD, Sony ICX205AL (progressive scan); роздільна здатність – 1280x960; розмір світлочутливої площадки – 7600x6200мкм; чутливість – 0,05 lx; динамічний діапазон – 8 bit, SNR – 9 bit) – схематично позначено на фрагменті 13.

Аналіз зображень гістологічних зрізів біологічних тканин 6 здійснювався за допомогою поляризатора 9 і чвертьхвильової пластинки 8. Схематично

функціональна послідовність поляризаційної фільтрації об'єктного лазерного випромінювання представлена на фрагменті 12.

Вимірювання величин азимута α^* та еліптичності β^* поляризації у точках цифрового мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини 6 здійснювалося за методикою, яка наведена у розділі 1, параграф 1.2.

2.1.2. Архітектура системи азимутально-інваріантного поляризаційного картографування

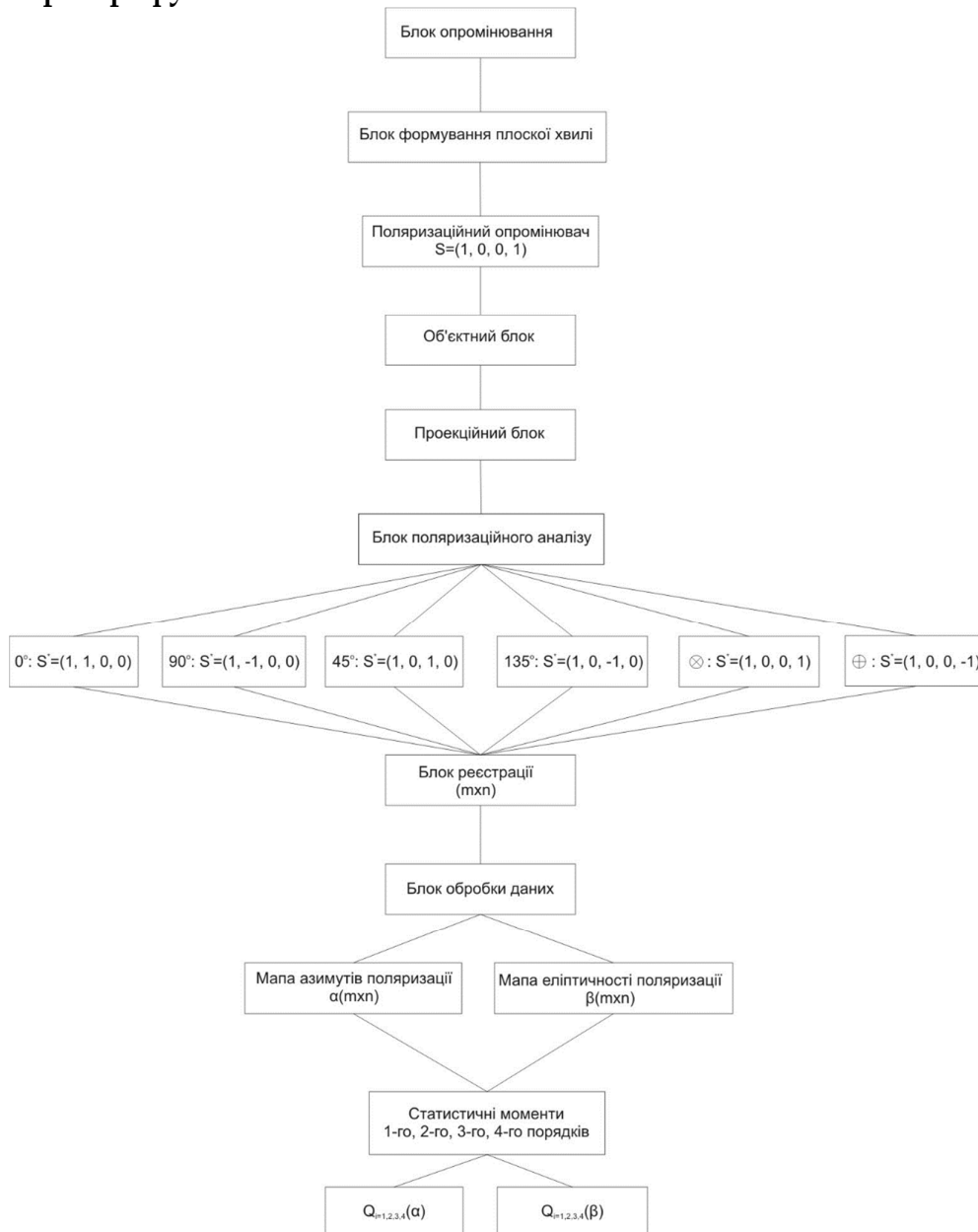


Рис. 2.2. Архітектура системи поляризаційного картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів

Застосування статистичного аналізу дискретних двовимірних азимутально-інваріантних масивів азимута та еліптичності у точках мікроскопічних зображень

біологічних шарів (рис. 2.3) дозволяє розширити функціональні можливості систем реєстрації класичних мікроскопічних зображень біологічних шарів [76-97] і одержати нові дані про статистичні моменти 1-го-4-го порядків, які характеризують розподіли $\alpha(m \times n)$ і $\beta(m \times n)$.

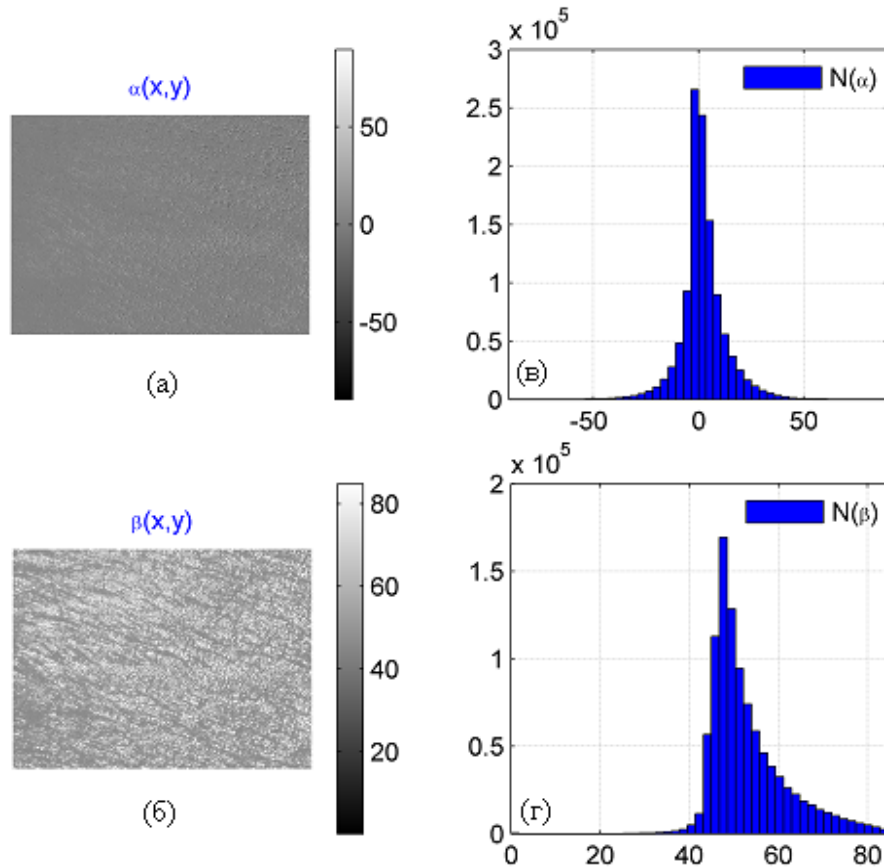


Рис. 2.3. Азимутально-інваріантні поляризаційні мапи гістологічного зрізу тканини аденоми простати та гістограми розподілів значень азимута та еліптичності поляризації

2.2. Система азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування біологічних шарів

2.2.1. Оптична схема системи Мюллер-матричного картографування

На рис. 2.4 представлена оптична схема класичного стокс-поляриметра, який модифікований для азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.

Біологічний шар 6 послідовно зондувався лазерним пучком 1 із наступними типами поляризації: лінійна з азимутами 0° , 90° , $+45^\circ$ і права циркуляція ($\otimes$) – функціональна послідовність зміни станів поляризації, яку формує поляризаційний опромінювач, що складається з чвертьхвильових пластинок 3, 5 і поляризатора 4, представлена на фрагменті 12.

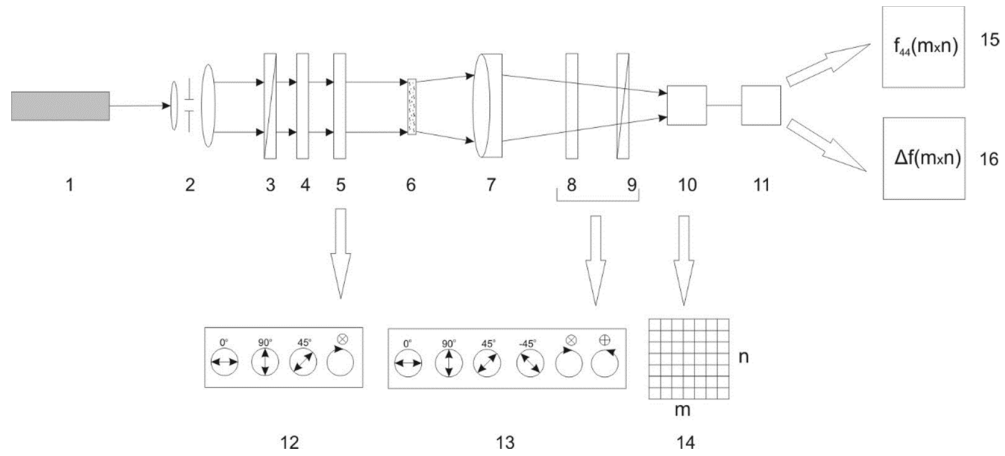


Рис. 2.4. Оптична схема азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування біологічних шарів. Пояснення у тексті

В якості Мюллер-матричних інваріантів було обрано дві групи елементів, фізичні властивості яких були детально досліджені у роботах [175-181]:

- f_{44} - характеризує “макроскопічну” фазову анізотропію фібрилярних мереж (лінійне двопроменезаломлення) – фрагмент 15;

- $\Delta f = \frac{f_{23} - f_{32}}{f_{22} + f_{33}}$ - характеризує “мікроскопічну” фазову анізотропію (циркулярне двопроменезаломлення) поліпептидних ланцюжків, які формують фібрили – фрагмент 15.

Розрахунок зазначених мюллер-матричних елементів здійснювався з використанням персонального комп’ютера 11 згідно з наступним алгоритмом [178]

$$\begin{aligned} f_{22} &= 0.5(S_2^0 - S_2^{90}); \quad f_{32} = 0.5(S_3^0 - S_3^{90}); \quad f_{41} = 0.5(S_4^0 + S_4^{90}); \\ f_{23} &= S_2^{45} - f_{21}; \quad f_{33} = S_3^{45} - f_{31}; \quad f_{44} = S_4^{\otimes} - f_{41}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Тут $S_{i=2;3;4}^{0;45;90;\otimes}$ - параметри вектора Стокса в точках цифрового зображення гістологічного зрізу 6 (рис. 2.4), виміряні цифровою камерою 10 з двовірною сукупністю $(m \times n)$ пікселів 14 для серії лінійно $(0^0; 45^0; 90^0)$ та право-циркулярного $(\otimes)$ поляризованих зондуєчих лазерних пучків

$$\begin{aligned} S_{i=1}^{0;45;90;\otimes} &= I_0^{0;45;90;\otimes} + I_{90}^{0;45;90;\otimes}; \\ S_{i=2}^{0;45;90;\otimes} &= I_0^{0;45;90;\otimes} - I_{90}^{0;45;90;\otimes}; \\ S_{i=3}^{0;45;90;\otimes} &= I_{45}^{0;45;90;\otimes} - I_{135}^{0;45;90;\otimes}; \\ S_{i=4}^{0;45;90;\otimes} &= I_{\otimes}^{0;45;90;\otimes} + I_{\oplus}^{0;45;90;\otimes}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Тут $I_{0;45;90;135;\otimes;\oplus}$ - інтенсивності випромінювання пропущеного лінійним поляризатором 9 з азимут повороту $0^0; 45^0; 90^0; 135^0$, та право- $(\otimes)$ й ліво- $(\oplus)$ циркулярно поляризованим фільтром 8 і 9 (рис. 2.4). Функціональна послідовність алгоритму поляризаційної фільтрації приведена на фрагменті 13.

2.2.2. Архітектура системи азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування

На рис. 2.5 приведена структурно-логічна блок-система азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування оптико-анізотропних полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин, яка складається з:

- Блоку когерентного випромінювання.

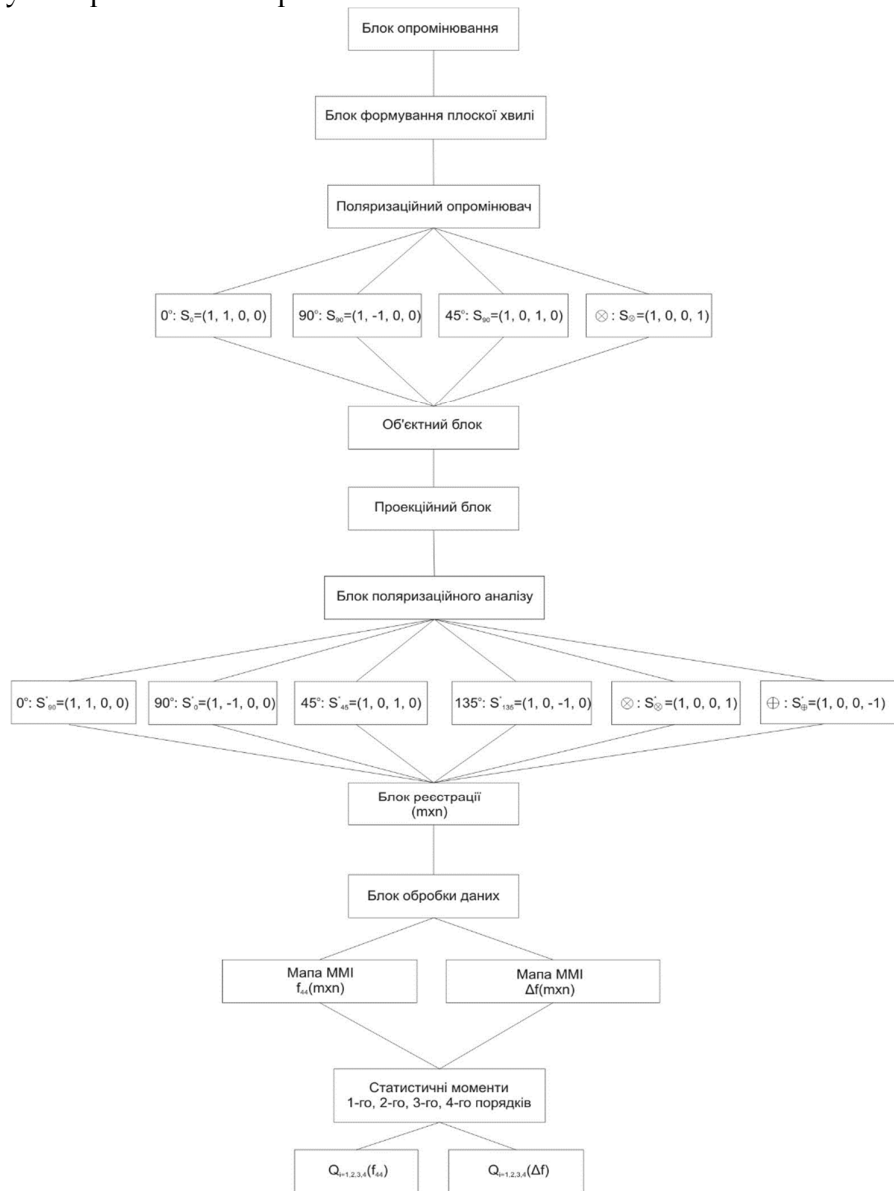


Рис. 2.5. Архітектура системи азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування біологічних шарів

На рис. 2.6 представлені Мюллер – матричні зображення азимутальних інваріантів гістологічного зрізу шару аденоми простати та гістограми розподілів випадкових значень MMI.

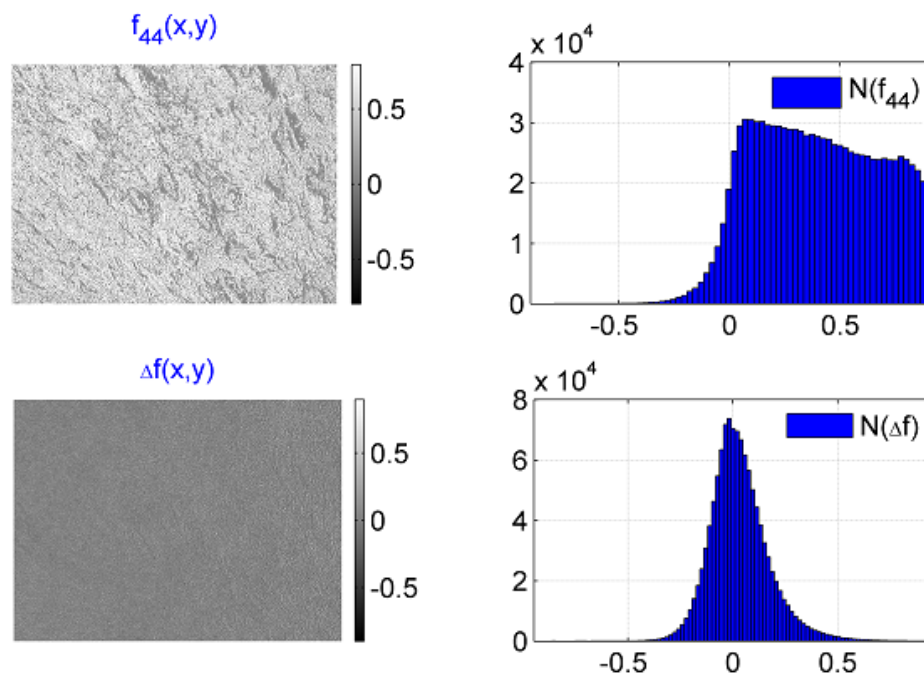


Рис. 2.6. ММІ гістологічного зрізу аденоми простати та гістограми розподілу їх випадкових значень

Отже, головний результат системи Мюллер - матричного картографування забезпечує нова сукупність дій, що призводить до розширення функціональних можливостей діагностики анізотропії фазово-неоднорідних шарів і покращення інформативності за рахунок реалізації азимутально-інваріантного процесу вимірювання координатних розподілів елементів матриці Мюллера.

2.3. Система КСВП-картографування

2.3.1. Оптична схема системи КСВП картографування

На рис. 2.7 представлена оптична схема КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів

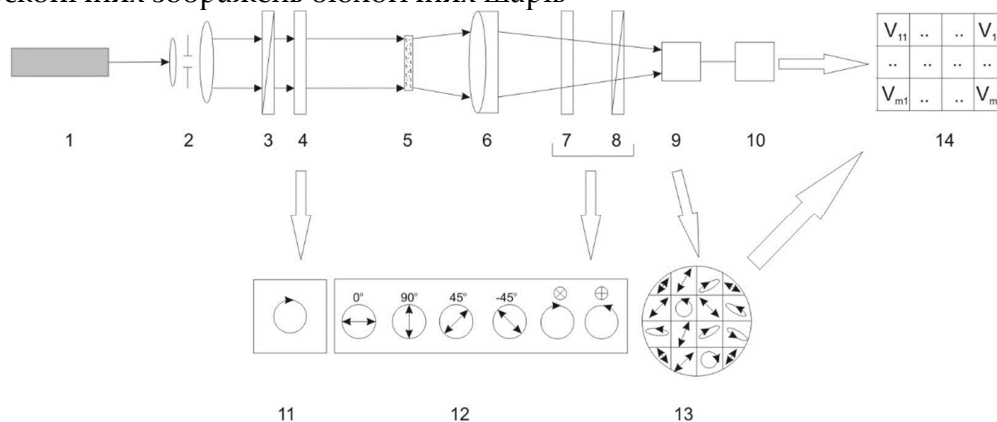


Рис. 2.7. Оптична схема КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів. Пояснення у тексті

Методика експериментальних вимірювань розподілу значень модуля КСВП мікроскопічного зображення біологічного шару наступна:

7. Формують за допомогою лінійного поляризатора 3 і чвертьхвильової пластинки 4 циркулярно поляризований опромінюючий пучок (див. розділ 2, параграф 2.1) – фрагмент 11.

8. Вимірюється (без чвертьхвильової пластинки 7 і поляризатора-аналізатора 8) координатний розподіл $(m \times n)$ інтенсивності зображення біологічної тканини $I(m \times n)$, де $m \times n$ - сукупність пікселів цифрової камери 9.

9. Встановлюють аналізатор 8 (у відсутності чвертьхвильової пластинки 7) і орієнтують вісь пропускання під кутами $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$, для кожного з яких вимірюють розподіли значень інтенсивності $I^{(0)}(m \times n)$; $I^{(90)}(m \times n)$.

10. Вимірюють розподіли параметрів вектора Стокса (див. розділ 2, параграф 2.1.1, співвідношення (2.5)) для кожного окремого пікселя (m, n) CCD-камери – функціональна послідовність поляризаційної фільтрації представлена на фрагменті 12.

11. Розраховують поляризаційні мапи мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини, використовуючи співвідношення (2.2), (2.3) – фрагмент 13.

12. Розраховують координатні розподіли фазових зсувів $\delta(m \times m)$ з використанням співвідношення

$$\delta(r_{ik}) = \arctg \left[\frac{\operatorname{tg} 2\beta(r_{ik})}{\operatorname{tg} \alpha(r_{ik})} \right]. \quad (2.6)$$

Тут r_{ik} - координата локального пікселя у площині світлочутливого блоку цифрової камери.

13. Розраховують координатний розподіл значень модуля КСВП $|V|(m \times n)$ за співвідношенням [133] – фрагмент 14

$$|V| = \frac{\left(I_x^{0.5}(r_1) I_x^{0.5}(r_2) - I_y^{0.5}(r_1) I_y^{0.5}(r_2) \right)^4 + 16 I_x(r_1) I_x(r_2) I_x(r_1) I_x(r_2)}{I(r_1) I(r_2)} +$$

$$+ \frac{8 I_x^{0.5}(r_1) I_x^{0.5}(r_2) I_x^{0.5}(r_1) I_x^{0.5}(r_2) \left(I_x^{0.5}(r_1) I_x^{0.5}(r_2) - I_y^{0.5}(r_1) I_y^{0.5}(r_2) \right)^2 \cos \delta_{12}}{I(r_1) I(r_2)}; \quad (2.7)$$

де $I_x(r_1; r_2)$; $I_y(r_1; r_2)$ — значення інтенсивності мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини в точках з координатами $r_1; r_2$ для поворотів осі пропускання аналізатора 9 відносно площини падіння на кути 0° і 90° , відповідно.

2.3.2. Архітектура системи КСВП - картографування

Структурно-логічна схема системи поляризаційної корелометрії мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин наведена на рис. 2.8. Вона складається з:

- Блоку когерентного випромінювання.
- Колімаційного блоку формування плоскої хвилі.
- Блоку опромінювання, що формує право циркулярно поляризований опромінюючий пучок.
- Об'єктний блок.
- Проекційний блок, який виправлений на поляризаційні аберації.
- Блок поляризаційного аналізу, що містить 6 незалежних каналів поляризаційної фільтрації.
- Блок реєстрації та дискретизації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.



Рис. 2.8. Архітектура системи КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів

На рис. 2.9 приведений координатний розподіл значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу стінки прямої кишки та гістограма розподілу

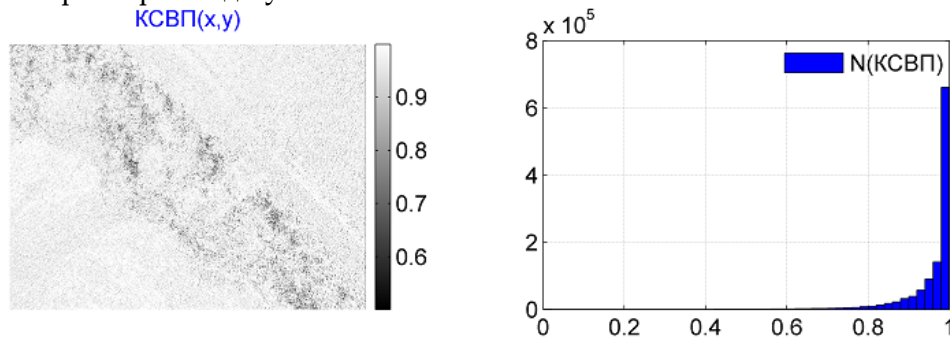


Рис. 2.9. Координатний розподіл значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу стінки прямої кишки та гістограма його випадкових значень

Таким чином, головний результат системи КСВП - картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин полягає у тому, що вона забезпечує нову сукупність дій, щодо кореляційного співставлення поляризаційних параметрів у різних точках оптичного поля у площині зображення. Це призводить до розширення функціональних можливостей діагностики оптичної анізотропії біологічних шарів і покращення інформативності за рахунок реалізації азимутально-інваріантного поляризаційно-кореляційного процесу вимірювання координатних розподілів значень модуля КСВП.

2.4. Система КСВА - картографування

2.4.1. Оптична схема системи КСВА – картографування оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин

На рис. 2.10 представлена оптична схема КСВА - картографування оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин

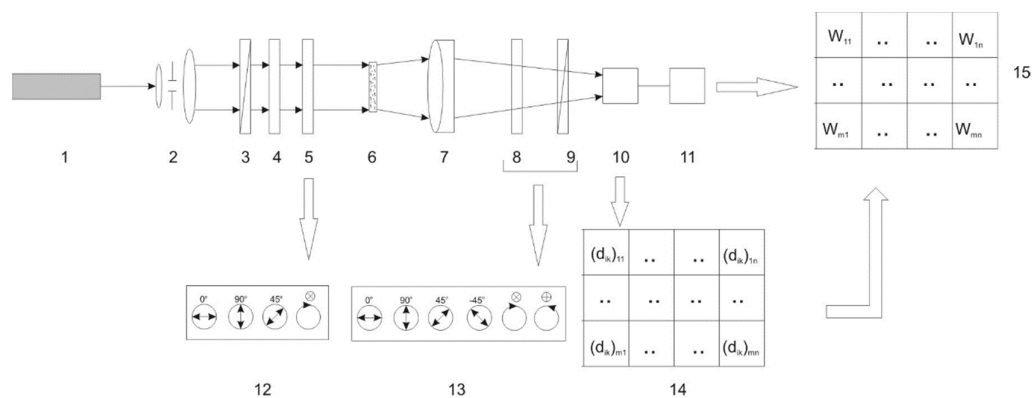


Рис. 2.10. Оптична схема КСВА - картографування біологічних шарів.
Пояснення у тексті

Для визначення значень модуля КСВА ми можемо скористатися результатами досліджень [138,140]

$$W(r_1, r_2) = \frac{\{d_{11}(r_1, r_2) + d_{12}(r_1, r_2) + d_{21}(r_1, r_2) + d_{22}(r_1, r_2)\}^2}{I(r_1)I(r_2)}, \quad (2.8)$$

тут $d_{ik}(r_1, r_2)$ - узагальнені матричні елементи наступного вигляду

$$\begin{cases} d_{11}(r_1, r_2) = d_{11}(r_1)d_{11}(r_2); \\ d_{12}(r_1, r_2) = d_{12}(r_1)d_{12}(r_2); \\ d_{21}(r_1, r_2) = d_{21}(r_1)d_{21}(r_2); \\ d_{22}(r_1, r_2) = d_{22}(r_1)d_{22}(r_2), \end{cases} \quad (2.9)$$

де d_{ik} – комплексні елементи матриці Джонса $\{D\}$.

В основу експериментального вимірювання дійсної складової R_{ik} комплексних елементів d_{ik} покладений класичний підхід, який запропонований у [69].

Величини R_{ik} вимірюються наступним чином:

- опромінюють зразок 6 лінійно-поляризованим пучком лазерного світла 1 з азимутом $\alpha_0 = 0^\circ$ — функціональну послідовність зміни станів поляризації, що забезпечує фільтр, який складається з чвертьхвильових пластинок 3, 5 і поляризатора 4, ілюструє фрагмент 12;
- обертають вісь пропускання поляризатора-аналізатора 9 (у відсутності чвертьхвильової пластинки 8) на кути $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$ і вимірюють інтенсивності пропущеного випромінювання $I_0^0; I_{90}^0$ — функціональну послідовність зміни станів поляризації, що забезпечує поляризаційний аналізатор, який складається з чвертьхвильової пластинки 8 і поляризатора 9, ілюструє фрагмент 13;
- опромінюють зразок 6 лінійно-поляризованим пучком світла з азимутом $\alpha_0 = 90^\circ$;
- обертають вісь пропускання поляризатора на кути $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$ і вимірюють інтенсивності пропущеного випромінювання $I_0^{90}; I_{90}^{90}$;
- розраховують для кожного пікселя цифрової камери 10 дійсні складові R_{ik} елементів матриці Джонса – фрагмент 14

$$\{R_{11} = \sqrt{I_0^0}; R_{12} = \sqrt{I_{90}^0}; R_{21} = \sqrt{I_0^{90}}; R_{22} = \sqrt{I_{90}^{90}}\}. \quad (2.10)$$

- розраховують за співвідношеннями (2.8) - (2.10) для кожного пікселя цифрової камери значення модуля КСВА – фрагмент 15.

2.4.2. Архітектура системи КСВА - картографування

На рис. 2.11 приведена структурно – логічна схема системи КСВА - картографування полікристалічних мереж біологічних шарів:

- Блок когерентного випромінювання.

- Колімаційний блок формування плоскої хвилі.
- Блок опромінювання, що містить два канали та формує ортогональні лінійно-поляризовані складові опромінюючого пучка.
- Об'єктний блок.
- Проекційний блок, який виправлений на поляризаційні аберації.
- Блок поляризаційного аналізу, що містить два незалежних каналів поляризаційної фільтрації.
- Блок реєстрації та дискретизації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.
- Блок обробки даних – визначення дійсних складових елементів матриці Джонса та кореляційного співставлення їх величини у різних точках гістологічних зрізів біологічних тканин.

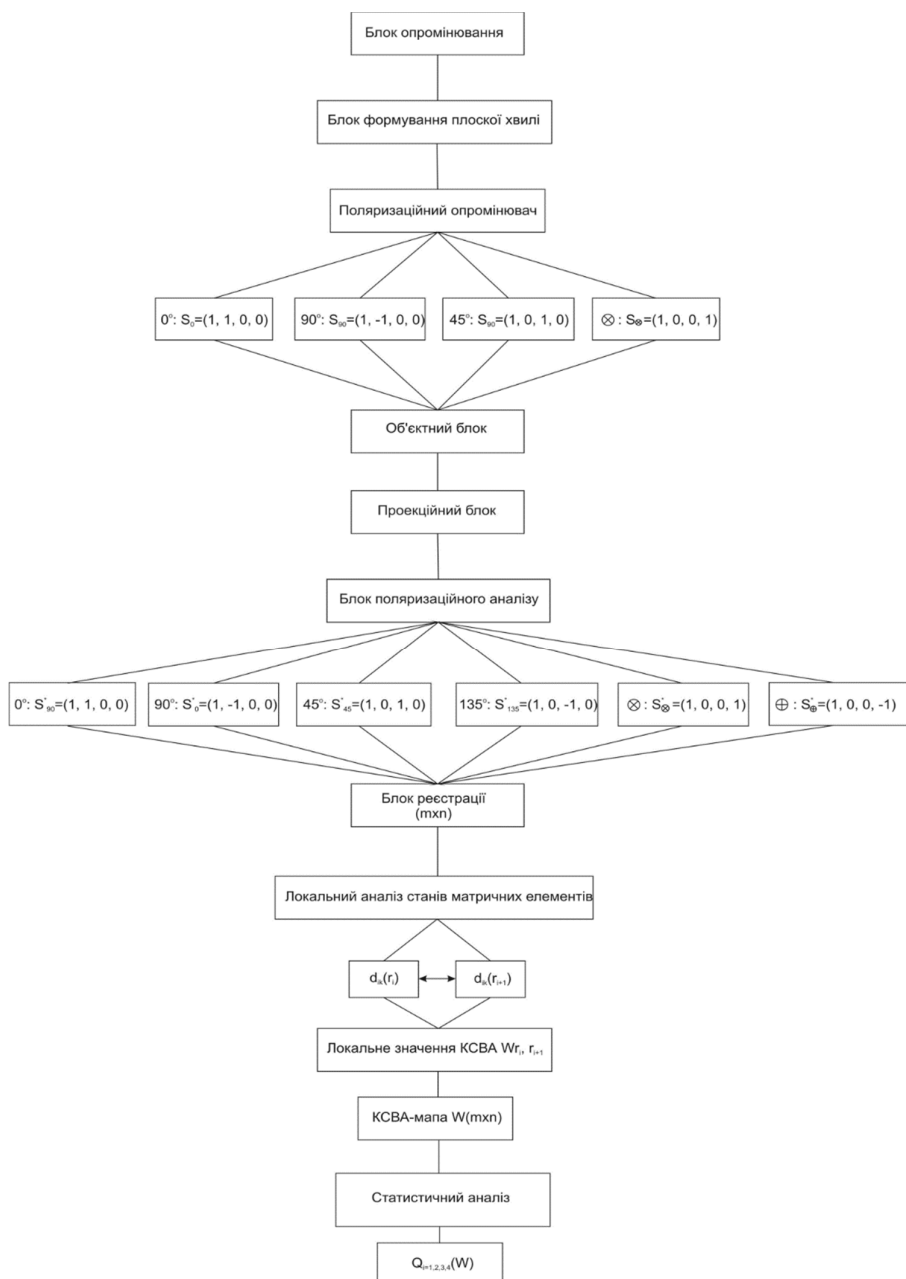


Рис. 2.11. Архітектура системи КСВА - картографування біологічних шарів

На рис. 2.12 приведений координатний розподіл значень модуля КСВА полікристалічної структури гістологічного зрізу стінки прямої кишки та гістограма розподілу.

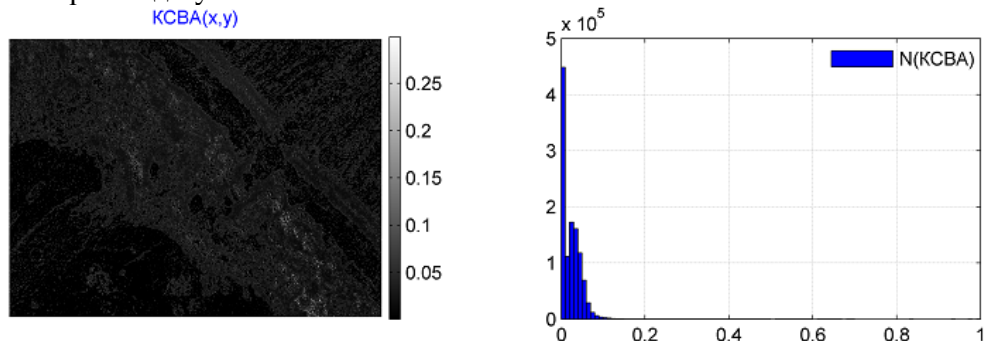


Рис. 2.12. Координатний розподіл значень модуля КСВА полікристалічної структури гістологічного зрізу стінки прямої кишки та гістограма розподілу його випадкових значень

Отже, головний результат системи КСВА - картографування полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин полягає у тому, що вона забезпечує нову сукупність дій, щодо кореляційного співставлення значень дійсної складової елементів матриці Джонса у різних точках площини об'єкту. Це призводить до розширення функціональних можливостей діагностики оптичної анізотропії біологічних шарів і покращення інформативності за рахунок реалізації азимутально-інваріантного поляризаційно-кореляційного процесу вимірювання координатних розподілів значень модуля КСВА.

2.5. Структурно-логічна схема вейвлет-аналізу

На рис. 2.13 представлено структурно-логічну схему вейвлет-аналізу розподілів поляризаційних (азимут, еліптичність), Мюллер-матричних (азимутально-інваріантні матричні елементи та їх комбінації), поляризаційно-кореляційних (КСВП, КСВА) параметрів, які характеризують оптичну анізотропію біологічних шарів.

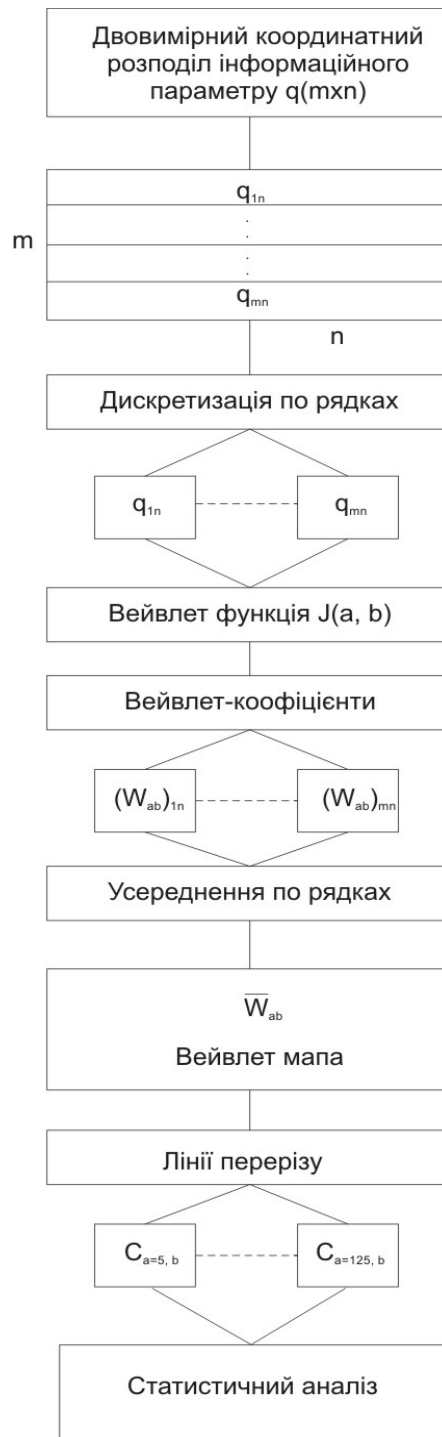


Рис. 2.13. Структурно-логічна схема вейвлет-аналізу

На рис. 2.14 приведено результати вейвлет-аналізу (центральна колонка) двовірних розподілів азимута та еліптичності поляризації (ліва колонка) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу аденоми простати. У правій колонці приведені лінійні перерізи двовірних розподілі вейвлет-коефіцієнтів.

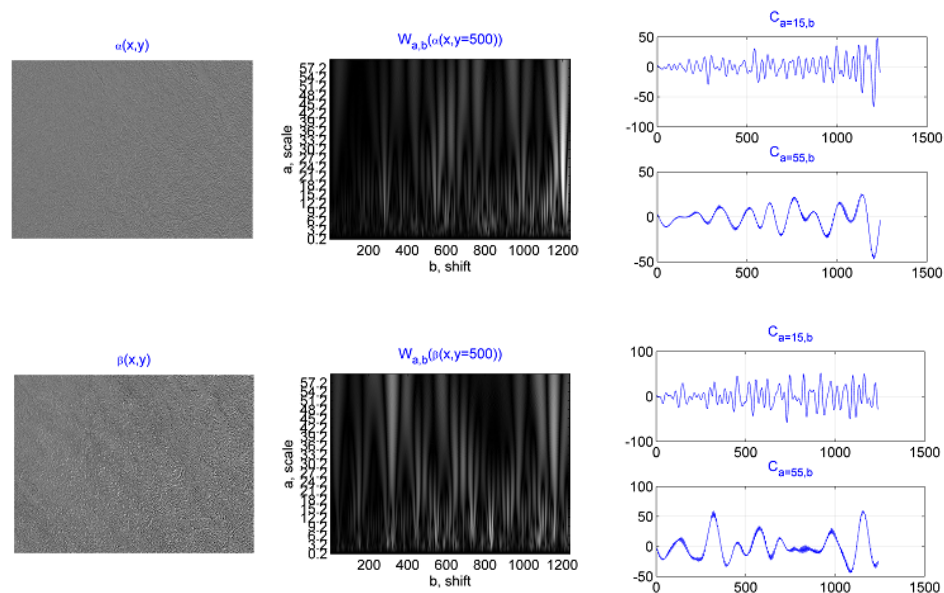


Рис. 2.14. Приклад вейвлет-аналізу поляризаційних мап азимута (верхній рядок) та еліптичності (нижній рядок) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу аденоми простати

Отже, головний результат вейвлет-аналізу розподілів поляризаційних (азимут, еліптичність), Мюллер-матричних (азимутально-інваріантні матричні елементи та їх комбінації), поляризаційно-кореляційних (КСВП, КСВА) параметрів полягає у тому, що він забезпечує нову сукупність дій, щодо оцінювання структури полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин на різних масштабах геометричних розмірів. Це призводить до розширення функціональних можливостей діагностики оптичної анізотропії біологічних шарів і покращення інформативності.

2.6. Структурно-логічна схема фур'є-аналізу

На рис. 2.15 приведена оптична схема азимутально-інваріантної Фур'є стокс-поляриметрії мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин, яка розроблена у роботах [108, 109].

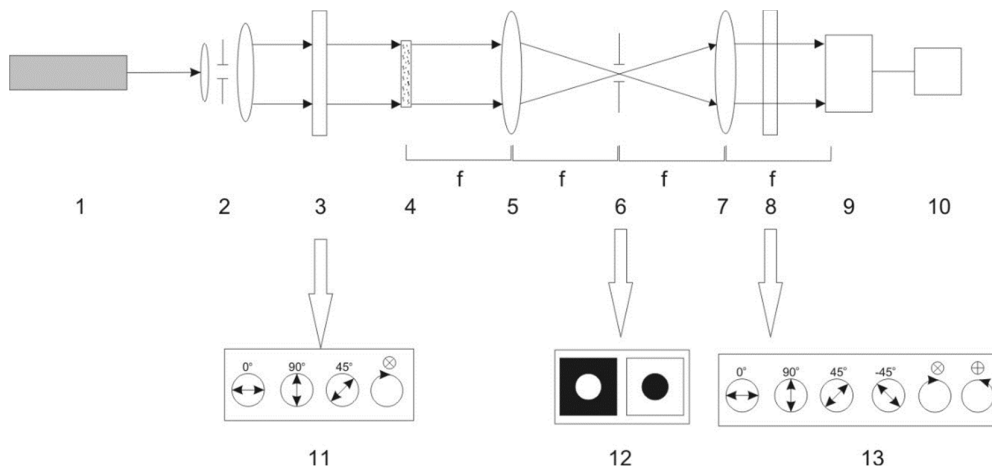


Рис. 2.15. Оптична схема азимутально-інваріантного стокс-поляриметра з використанням просторово-частотної фільтрації, де 1 – He-Ne лазер;

2 – коліматор;

3 – поляризаційний фільтр з функціональним алгоритмом 11;

4 – об'єкт дослідження;

5, 7 – мікрооб'єктиви;

6, 12 – низькочастотний та високочастотний фільтри,

8 - поляризаційний фільтр з функціональним алгоритмом 13;

9 – CCD камера;

10 – персональний комп'ютер

Освітлення досліджуваного зразка 4 проводилося паралельним ($\varnothing = 10^4$ мкм) пучком He-Ne лазера 1 ($\lambda = 0,6328$ мкм).

Освітлювач 3 складається з двох чвертьхвильових пластинок та поляризатора і забезпечує формування право циркулярно поляризованого лазерного пучка – фрагмент 11.

Гістологічні зрізи біологічних тканин 4 розміщувалися у фокальній площині поляризаційного мікрооб'єктива 5 (фокусна відстань $f = 30$ мм, збільшення 4X, цифрова апертура $N.A. = 0,1$). У задній фокальній площині розташовувався просторово-частотний (низькочастотний або високочастотний) фільтр 6, 12. Поляризаційний мікрооб'єктив 7 (фокусна відстань $f = 30$ мм, збільшення 4X, цифрова апертура $N.A. = 0,1$) розташовувався на фокусній відстані від частотної площини об'єктива 7 і, отже, здійснював зворотнє фур'є-перетворення просторово-частотно відфільтрованого поля лазерного випромінювання. Координатний розподіл інтенсивності такого поля реєструвався в площині світлочутливої CCD-камери 9, яка знаходилася також на фокальній відстані від мікрооб'єктива 7.

На рис. 2.16 представлена структурно-логічна схема азимутально-інваріантної Фур'є стокс-поляриметрії, яка містить наступні функціональні складові:

- Блок когерентного випромінювання.
- Колімаційний блок формування плоскої хвилі.

- Блок опромінювання, що формує право циркулярно поляризований лазерний пучок.
- Об'єктний блок.
- Проекційний блок, що здійснює пряме Фур'є перетворення.
- Блок просторово-частотної фільтрації.
- Проекційний блок, що здійснює зворотнє Фур'є перетворення.
- Блок поляризаційного аналізу, що містить шість незалежних каналів поляризаційної фільтрації.
- Блок реєстрації та дискретизації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.
- Блок обробки даних – визначення статистичних моментів, які характеризують різночастотні складові розподілів поляризаційних (азимут, еліптичність), Мюллер-матричних (азимутально-інваріантні матричні елементи та їх комбінації), поляризаційно-кореляційних (КСВП, КСВА) параметрів.

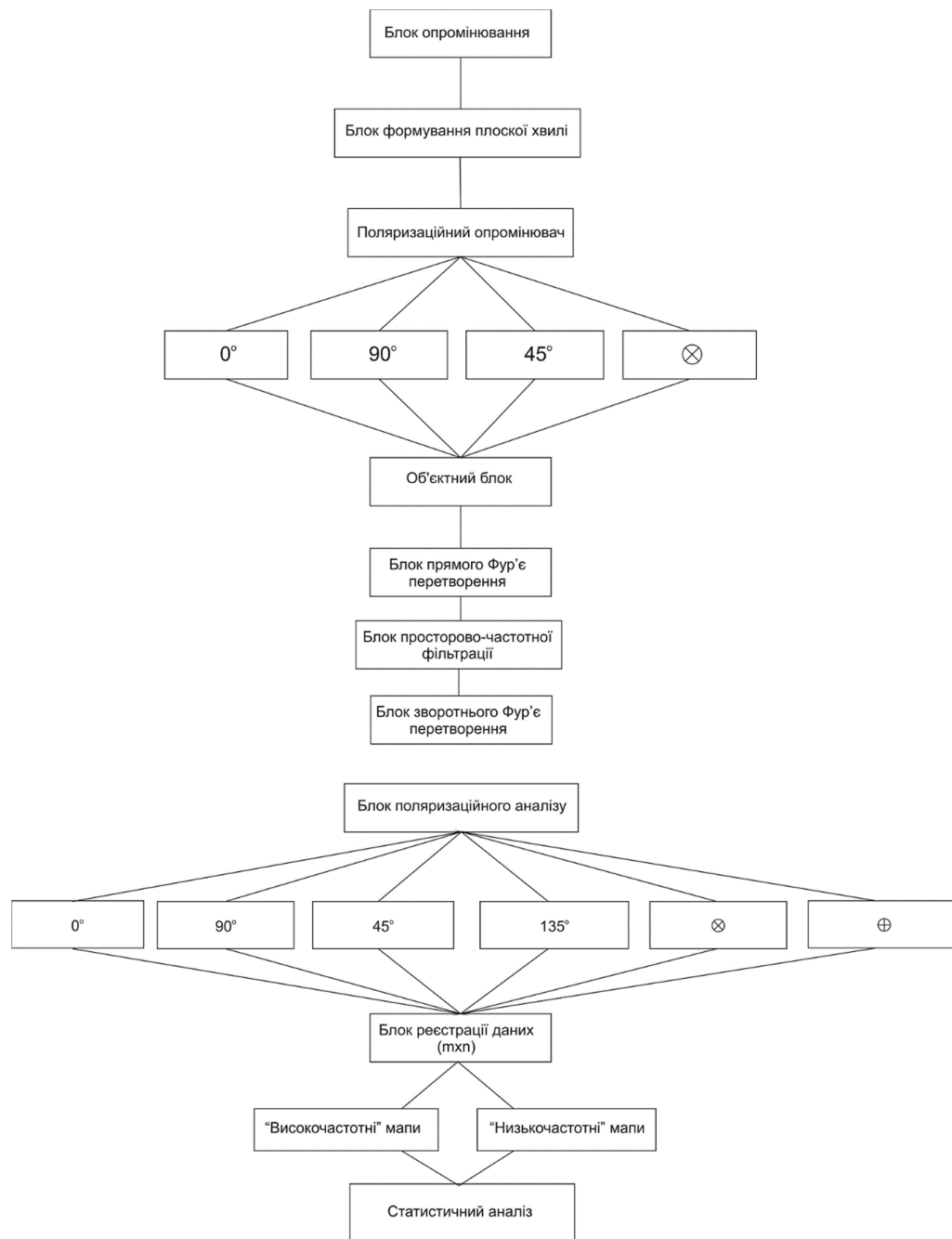


Рис. 2.16. Структурно-логічна схема фур'є-аналізу

На рис. 2.17 представлено результати просторово-частотної фільтрації координатних розподілів значень четвертого параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення гістологічного зрізу стінки прямої кишки.

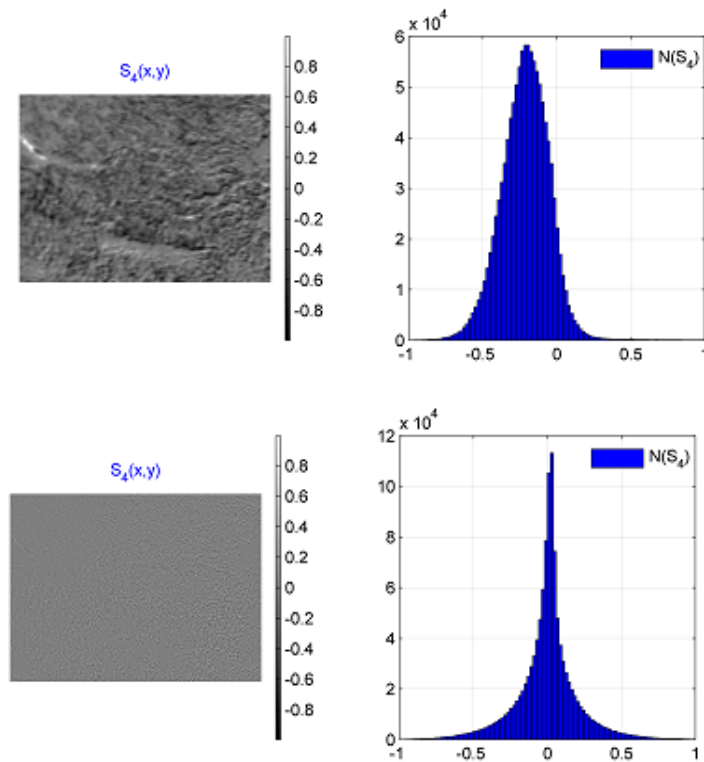


Рис. 2.17. Низькочастотна (верхній рядок) та високочастотна (нижній рядок) складові координатних розподілів значень четвертого параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення гістологічного зрізу стінки прямої кишки т гістограми розподілу випадкових значень

Таким чином, головний результат Фур'є-аналізу розподілів поляризаційних (азимут, еліптичність), Мюллер-матричних (азимутально-інваріантні матричні елементи та їх комбінації), поляризаційно-кореляційних (КСВП, КСВА) параметрів полягає у тому, що він забезпечує нову сукупність дій, щодо прямого експериментального оцінювання структури полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин на різних масштабах геометричних розмірів. Це призводить до розширення функціональних можливостей діагностики оптичної анізотропії біологічних шарів і покращення інформативності.

2.7. Метрологічні параметри систем поляризаційної корелометрії

На рис. 2.18 приведено сукупність Мюллер-матричних зображень, які характеризують оптичні властивості еталонного об'єкту – лінійного поляризатора.

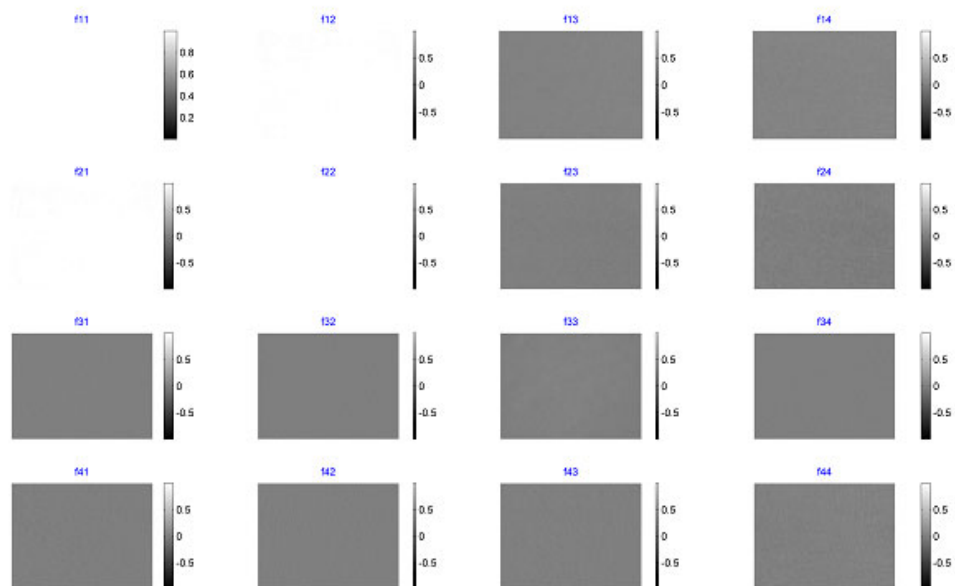


Рис. 2.18. Координатні розподіли значень елементів матриці Мюллера лінійного поляризатора у площині цифрової камери стокс-поляриметра

На рис. 2.19 показані гістограми розподіли відносних похибок вимірювання елементів матриці Мюллера у площині світлочутливої площадки цифрової камери.

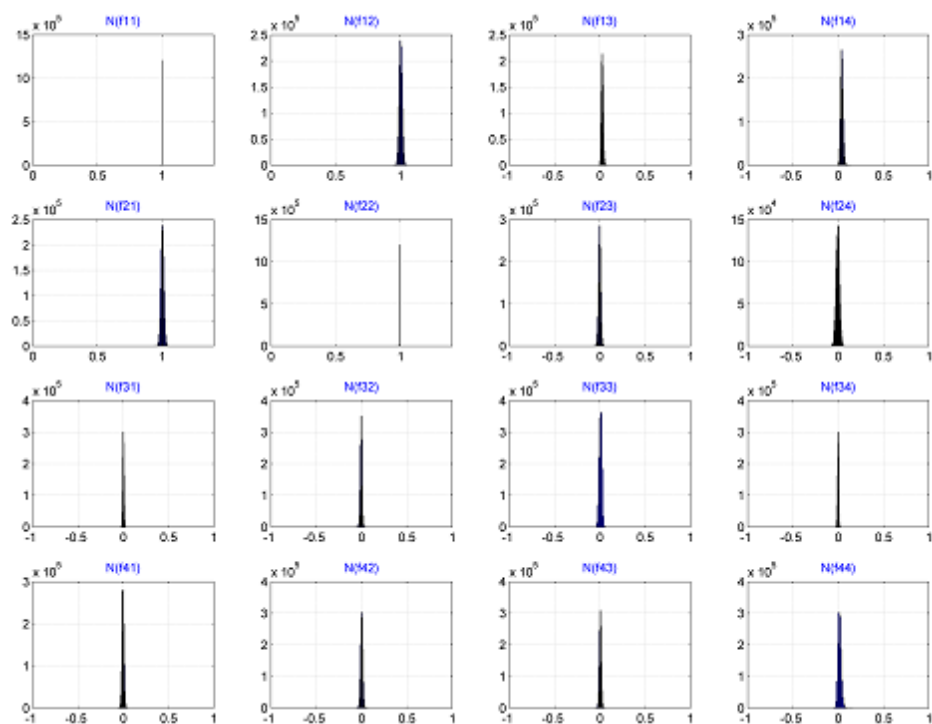


Рис. 2.19. Гістограми значень відносних похибок визначення двовірного розподілу елементів матриці Мюллера лінійного поляризатора

Величина інтегральної (у межах $m \times n$) абсолютної похибки Δq вимірювань елементів $f_{i=1+3, k=1+3}$ лежить у межах 0,035-0,046, а елементів $f_{i=4, k=1+4}$, $f_{i=1+4, k=4}$ - 0,067-0,107.

2.8. Характеристика об'єктів дослідження

В якості об'єктів дослідження використовувалися оптично-тонкі (геометрична товщина $d = 15 \text{ мкм} - 35 \text{ мкм}$, коефіцієнт ослаблення $\tau < 0,1$) гістологічні зрізи біологічних тканин людини, що виготовлялися за стандартною методикою на заморожувальному мікротомі.

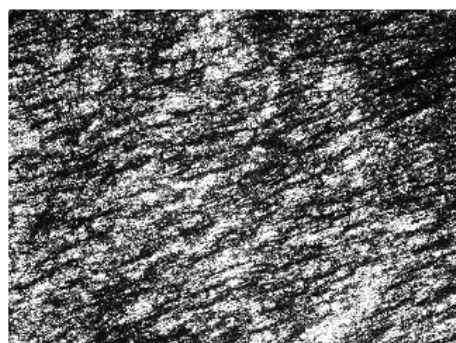
З оптичної точки зору такі зразки являють собою шари з наявністю оптично-анізотропної складової у вигляді двопроменезаломлюючих фібрилярних мереж. Зазначений вибір об'єктів дозволяє проаналізувати можливості поляризаційної стокс-корелометрії з точки зору фундаментального та прикладного застосування.

Фундаментальне застосування – при розповсюдженні лазерного випромінювання у товщі таких зразків реалізується однократна взаємодія з просторово-орієнтованими фібрилами та утвореними ними оптично-анізотропними мережами. У результаті такої взаємодії виникає явище модуляції величин азимута та еліптичності поляризації парціальних лазерних хвиль. Проявом такої взаємодії є формування поляризаційно-неоднорідного зображення такого біологічного шару. Характерною відзнакою такого процесу є наявність різних механізмів оптичної анізотропії, що реалізується на різних масштабах фібрилярних структур. Тому для визначення діагностично актуального однозначного взаємозв'язку між станами поляризації у точках такого зображення та параметрами оптичної анізотропії (двопроменезаломлення - напрямок оптичної осі, величина фазового зсуву між ортогональними компонентами поляризації; оптична активність - величина кута повороту площини поляризації) винятково важливим є кореляцій підхід. Такий підхід у нашій роботі являє собою сукупність взаємопов'язаних методик “математичної (вейвлет-аналіз)” і “фізичної (просторово-частотна фільтрація)” згортки та поляризаційно-кореляційного КСВП – і КСВА – картографування.

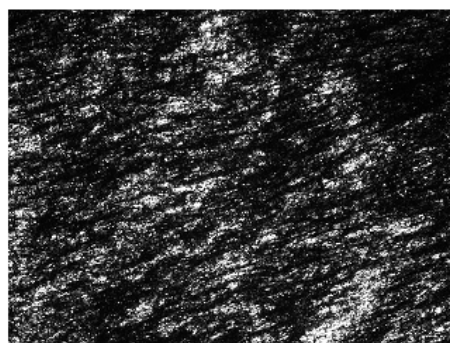
Прикладне – гістологічні зрізи біологічних тканин є класичним об'єктом клінічних гістологічних мікроскопічних досліджень, які є найбільш достовірними - "золотий" стандарт. Виходячи з цього стокс-корелометричні дослідження являють собою додаткові об'єктивні методи і в подальшому будемо їх називати "поляризаційно-кореляційна біопсія".

В якості зразків біологічних тканин людини у “фундаментальному наближенні” ми використовували гістологічні зрізи з упорядкованою (скелетний м'яз - рис. 2.20 та розупорядкованою (мозок - рис. 2.21) будовою двопроменезаломлюючих фібрилярних мереж.

У “прикладному наближенні” розглядалися гістологічні зрізи міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 2.22) і інфаркту (рис. 2.23).

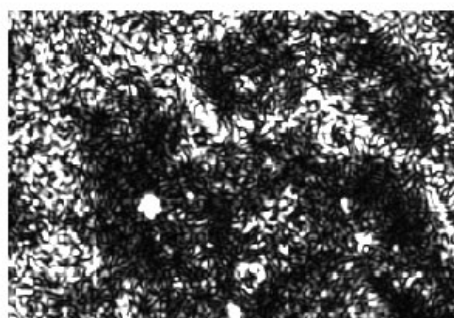


(a)



(б)

Рис. 2.20. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу тканини скелетного м'яза одержані у співвісних ($0^{\circ} - 0^{\circ}$) - (a) та перехрещених ($0^{\circ} - 90^{\circ}$) - (б) поляризаторі-аналізаторі

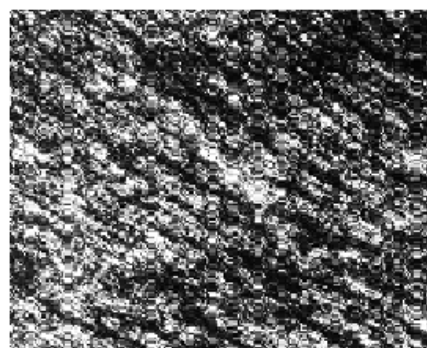


(a)

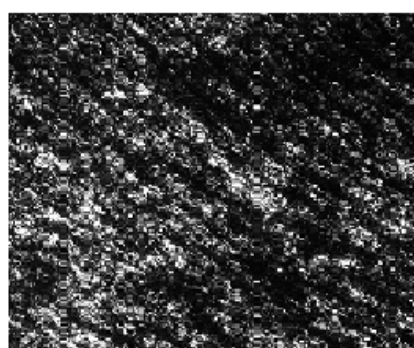


(б)

Рис. 2.21. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу тканини мозку одержані у співвісних ($0^{\circ} - 0^{\circ}$)- (a) та перехрещених ($0^{\circ} - 90^{\circ}$) - (б) поляризаторі-аналізаторі



(a)



(б)

Рис. 2.22. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок механічної асфіксії одержані у співвісних ($0^{\circ} - 0^{\circ}$)- (a) та перехрещених ($0^{\circ} - 90^{\circ}$) - (б) поляризаторі-аналізаторі

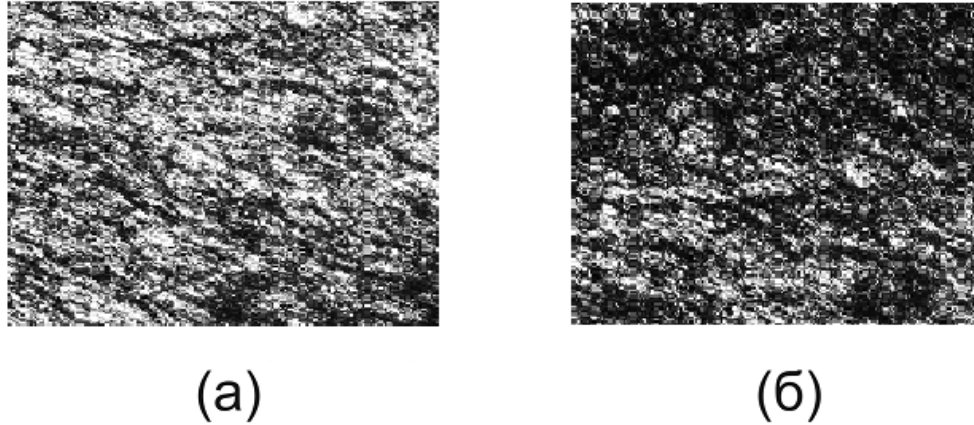


Рис. 2.23. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок інфаркту одержані у співвісних ($0^0 - 0^0$)- (а) та перехрещених ($0^0 - 90^0$) - (б) поляризаторі-аналізаторі

2.9. Висновки до другого розділу

1. Наведено та охарактеризовано сукупність методів азимутально-інваріантного поляризаційного картографування мікроскопічних зображень біологічних тканин:
 - поляриметрія розподілів азимута у мікроскопічних цифрових зображень біологічних шарів з вейвлет- та фур'є-аналізом;
 - поляриметрія розподілів еліптичності у мікроскопічних цифрових зображень біологічних шарів з вейвлет- та фур'є-аналізом.
2. Наведено та охарактеризовано сукупність методів азимутально-інваріантного Мюллер-матричного картографування біологічних тканин:
 - мюллер-матричне картографування біологічних шарів з вейвлет-аналізом координатних розподілів;
 - мюллер-матричне картографування біологічних шарів з просторово-частотною фільтрацією у Фур'є площині.
3. Наведено та охарактеризовано сукупність методів поляризаційно-кореляційної мікроскопії біологічних шарів:
 - "метод КСВП" - поляризаційно-кореляційне картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів з вейвлет- і фур'є-аналізом координатних розподілів значень модуля КСВП;
 - "метод КСВА" - поляризаційно-кореляційне картографування оптико-анізотропних мереж біологічних шарів з вейвлет- і фур'є-аналізом координатних розподілів значень модуля КСВА.
4. Наведено основні дані про метрологічні параметри лазерного мікрополяриметра та визначено точність вимірювань інформаційних параметрів q .
5. Обґрунтовано вибір об'єктів дослідження та проаналізовані їхні основні оптичні властивості.

Розділ 3. МАСШТАБНО-СЕЛЕКТИВНА ТА ПРОСТОРОВО-ЧАСТОТНА КОРЕЛОМЕТРІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ

Даний розділ містить результати:

- вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин;
- вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин;
- просторово-частотної фільтрації азимутально-інваріантних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин;
- просторово-частотної фільтрації азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин.

3.1. Структурно-логічна схема дослідження

На серії рис. 3.1 і рис. 3.2 представлено структурно-логічні схеми досліджень оптичних властивостей полікристалічних мереж гістологічних зрізів скелетного м'яза (просторово впорядкована за напрямками укладання фібрилярна мережа), мозку (розупорядкована за напрямками укладання оптично-анізотропна мережа) та міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту на різних геометричних масштабах геометричних розмірів шляхом вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних розподілів значень поляризаційних (азимут, еліптичність) та Мюллер-матричних параметрів.

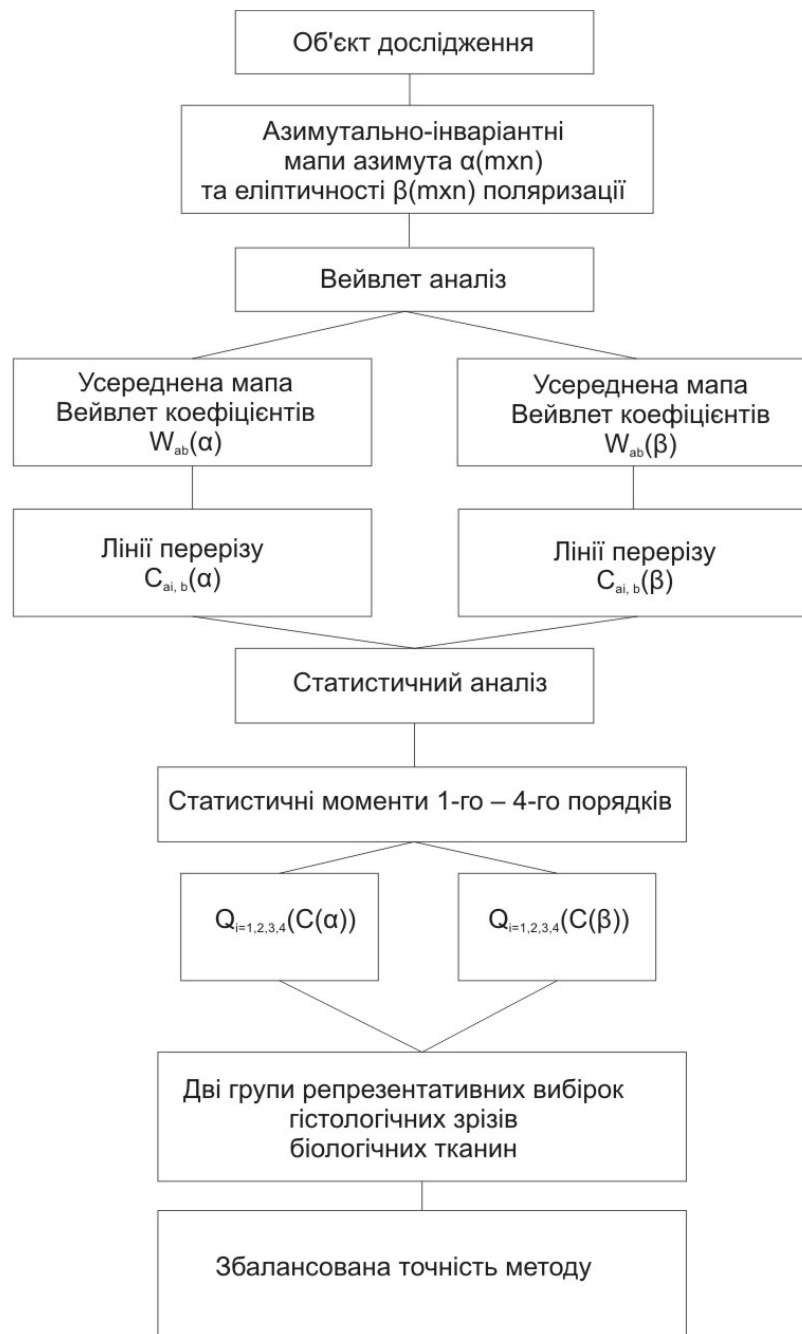


Рис. 3.1. Структурно-логічна схема вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап мікроскопічних зображень біологічних шарів

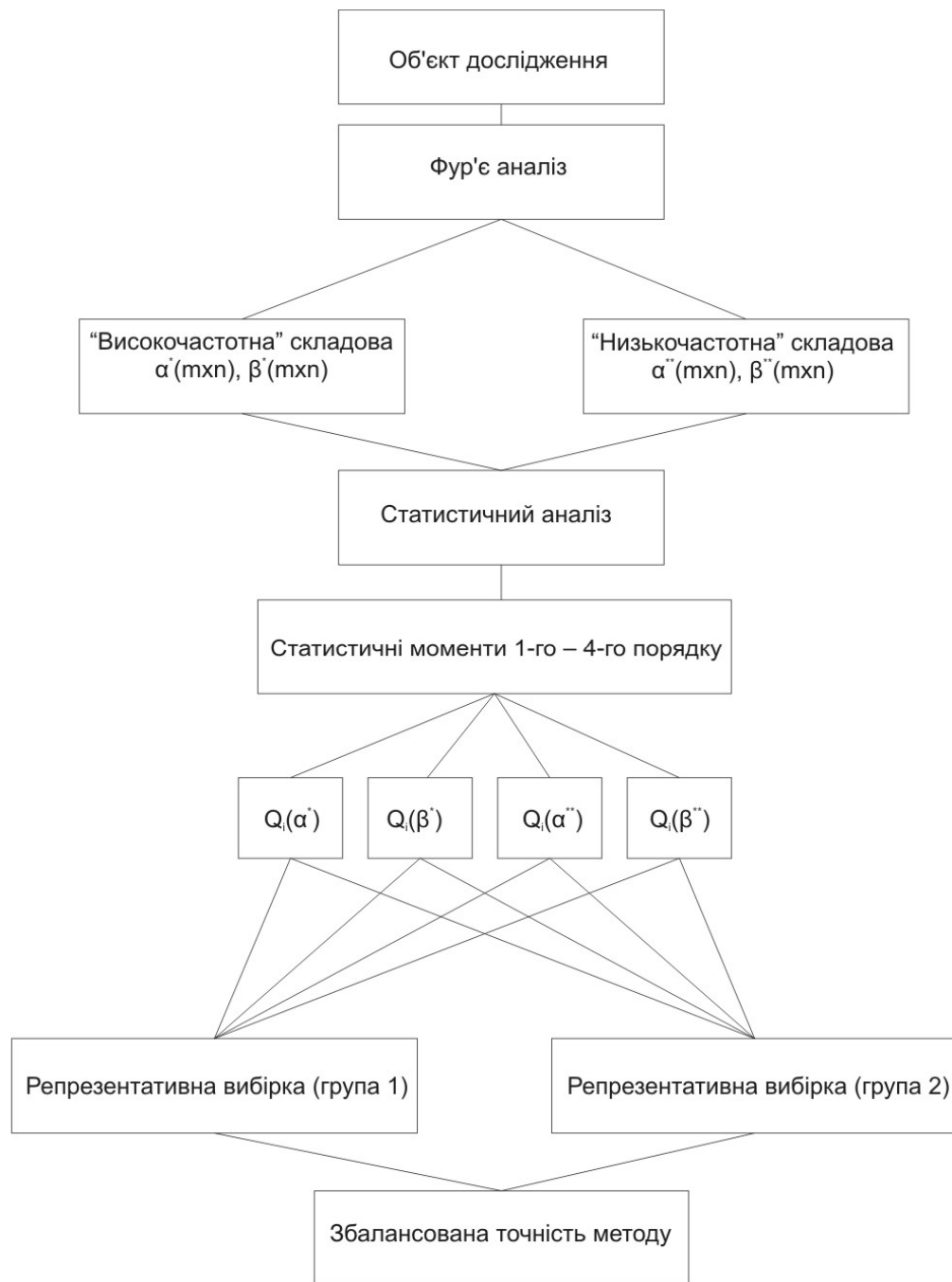


Рис. 3.2. Структурно-логічна схема дослідження з використанням просторово-частотної фільтрації

3.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних розподілів значень поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень біологічних тканин

3.2.1. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних поляризаційних мап просторово-впорядкованих оптично-анізотропних мереж біологічних тканин.

На рис. 3.3, рис. 3.4 і в таблиці 3.1 представлені результати вейвлет-аналізу поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічного зрізу скелетного м'яза.

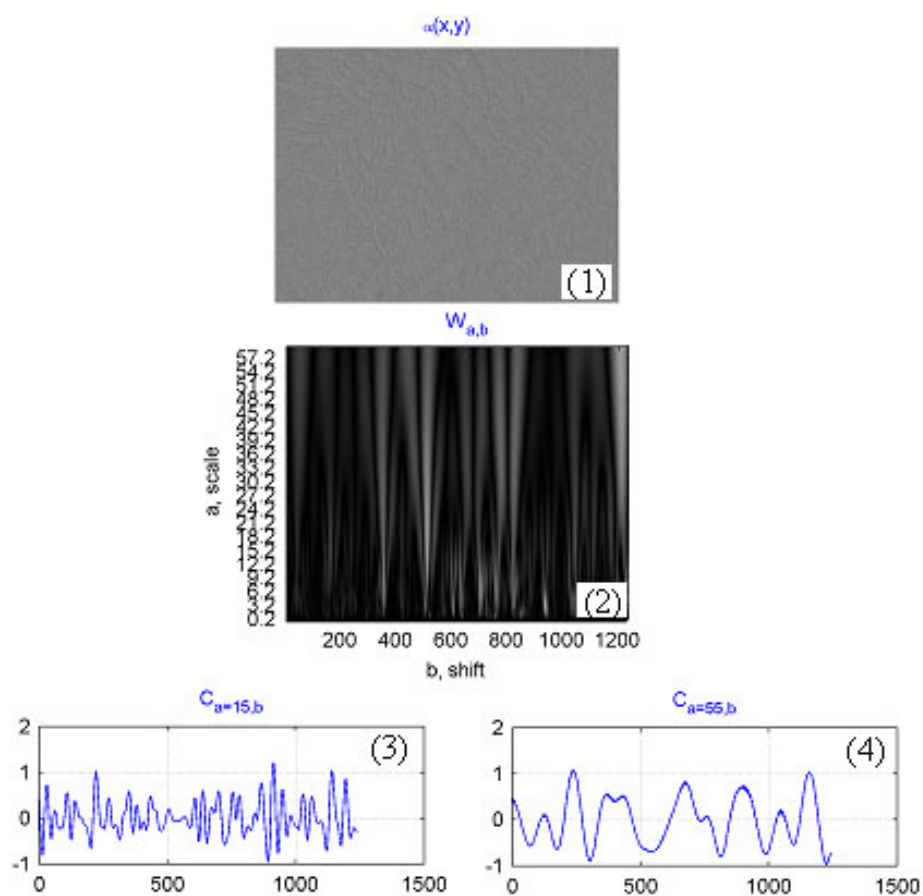


Рис. 3.3. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні (3),(4) поперечні перерізи розподілу азимута поляризації (1) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

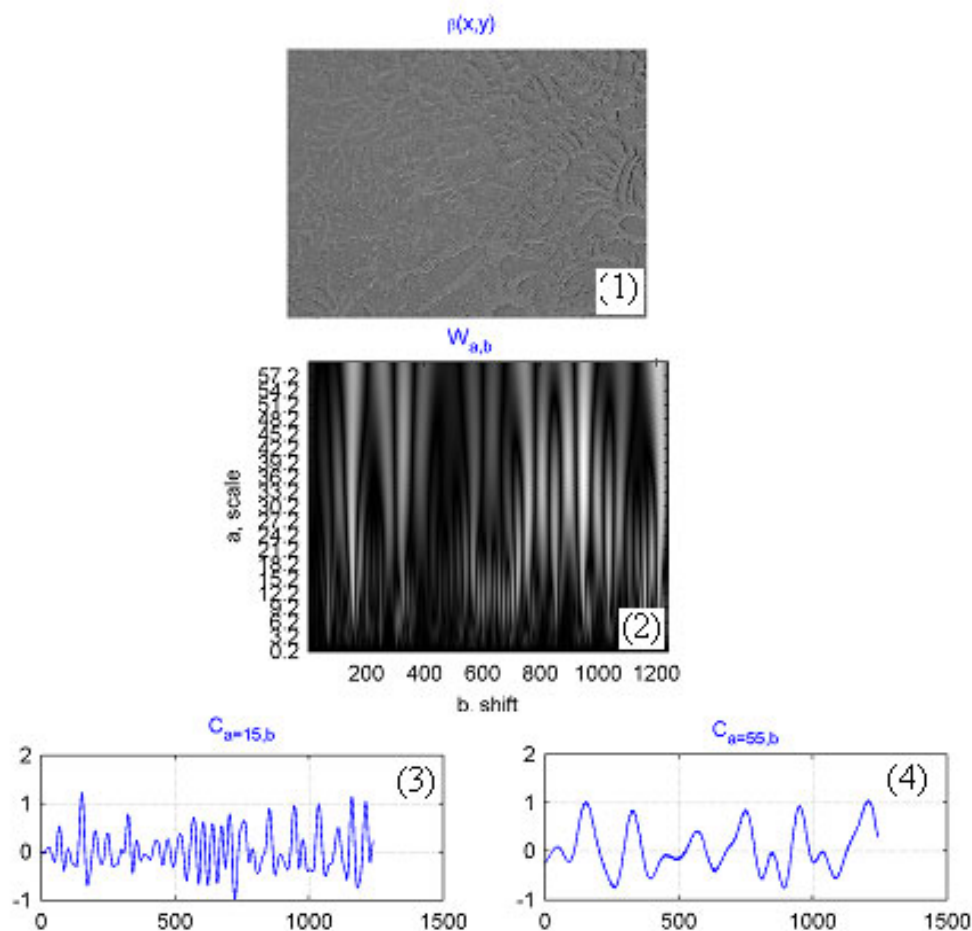


Рис. 3.4. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні (3),(4) поперечні перерізи розподілу еліптичності поляризації (1) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

Аналіз одержаних даних виявив різну “будову” розподілів значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{\alpha(x,y); \beta(x,y)\}$ та їх різномасштабних ангармонічних розподілів $C_{a,b}$. Такий результат можна пов'язати з структурою оптично анізотропної просторово впорядкованої фібрилярної мережі скелетного м'яза.

На малих масштабах, які сформовані оптично-активними ланцюжками молекул переважає високочастотна модуляція величини циркулярного двопроменезаломлення, що проявляється у формуванні відповідної ангармонічної модуляції величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $W_{a=\min,b}$ мапи азимута поляризації у точках мікроскопічного зображення. Зворотна картина має місце для великомасштабного вікна МНАТ – функції, яке виділяє прояви лінійного двопроменезаломлення – поляризаційна мапа еліптичності.

Кількісно можливість об'єктивного оцінювання проявів двопроменезаломлення на різних масштабах розмірів просторово-структурованої фібрилярної мережі ілюструє таблиця 3.1.

Таблиця 3.1 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап азимута $\alpha(m \times n)$ та еліптичності $\beta(m \times n)$ у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

Параметри	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$
a	15		56		80	
$Q_{i=1}$	0,01	0,07	0,06	0,08	0,08	0,11
$Q_{i=2}$	0,18	0,14	0,15	0,12	0,11	0,08
$Q_{i=3}$	0,29	0,46	0,72	0,98	1,12	1,38
$Q_{i=4}$	0,46	0,52	0,37	0,41	0,25	0,21

Аналіз одержаних даних виявив, що усі статистичні моменти, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{\alpha(x,y);\beta(x,y)\}$, відмінні від нуля. Виявлено, що найбільш динамічно змінюються величини статистичних моментів 3-го - 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ в області малих ($W_{a,b}\{\alpha(x,y)\}$) і великих ($W_{a,b}\{\beta(x,y)\}$) масштабів вікна вейвлет-функції.

3.2.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних поляризаційних мап просторово-розупорядкованих оптично анізотропних мереж біологічних тканин

На рис. 3.5, рис. 3.6 і в таблиці 3.2 представлені результати вейвлет-аналізу поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічного зрізу мозку

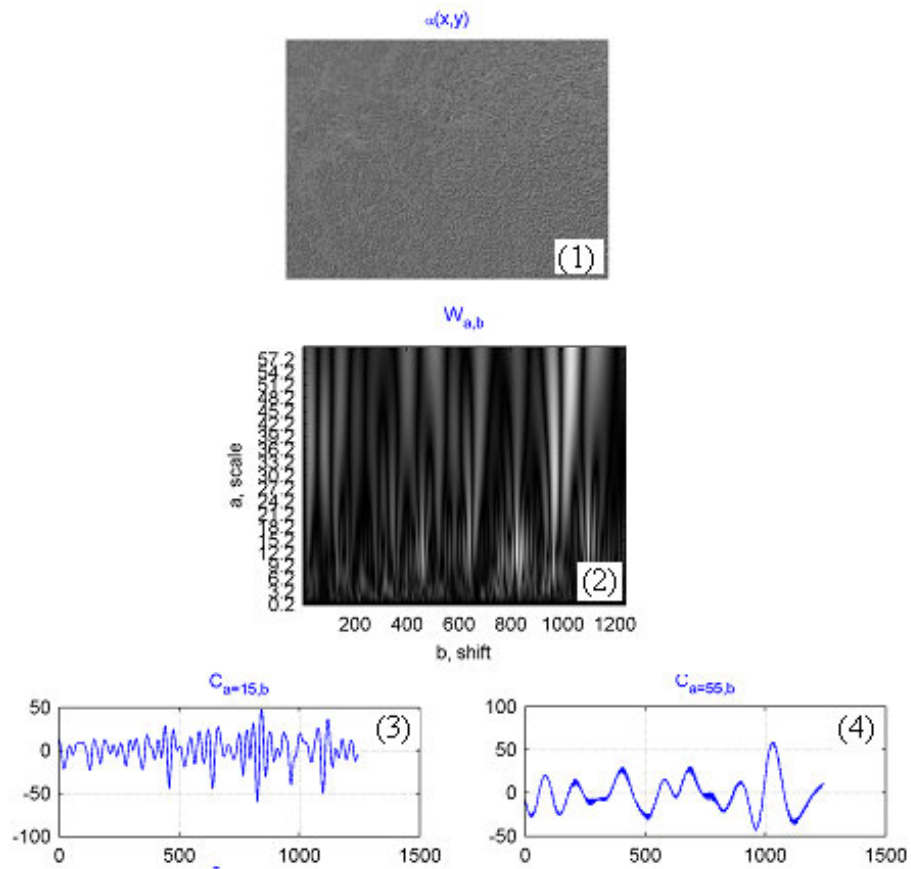


Рис. 3.5. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні (3),(4) поперечні перерізи розподілу азимута поляризації (1) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

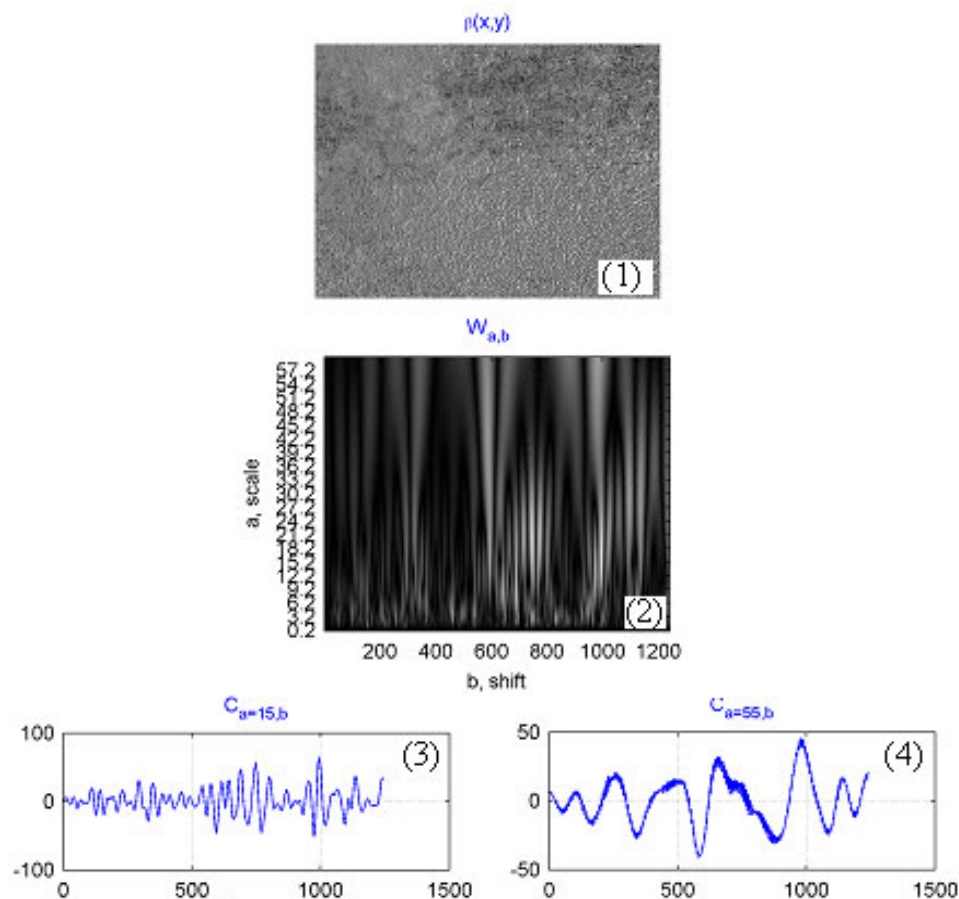


Рис. 3.6. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні (3),(4) поперечні перерізи розподілу еліптичності поляризації (1) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

Порівняльний аналіз результатів даних вейвлет - сканування двовірних розподілів поляризаційних мап мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку та аналогічного дослідження двопротекторозаломлюючої фібрилярної мережі гістологічного зрізу скелетного м'язу виявив формування ангармонічних розподілів $C_{a,b}$ на всіх масштабах a вікна МНАТ - функції. Разом з тим, специфіка оптико-геометричної будови розупорядкованої мережі оптично-анізотропних протеїнових волокон тканини мозку виявляється у більш "плавній" зміні значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ на різних масштабах вікна a вейвлет-функції $\Omega_{a,b}$, що сканує азимутально-інваріантні поляризаційні мапи $\{\alpha(x,y); \Delta\beta(x,y)\}$. Відповідно до цього формуються інші значення статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли — таблиця 3.2.

Таблиця 3.2 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап азимута $\alpha(m \times n)$ та еліптичності $\beta(m \times n)$ у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

Параметри	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\beta(m \times n)$
a	5		25		80	
$Q_{i=1}$	0,01	0,07	0,06	0,08	0,08	0,11
$Q_{i=2}$	0,14	0,11	0,11	0,08	0,07	0,05
$Q_{i=3}$	0,19	0,34	0,47	0,79	0,81	0,92
$Q_{i=4}$	0,33	0,41	0,22	0,31	0,15	0,14

З наведених у таблиці 3.2 даних видно, що відмінності між величинами всіх статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують різномасштабні перерізи $C_{a=15,b}$ і $C_{a55,b}$ двомірних розподілів вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{\alpha(x,y);\beta(x,y)\}$ в 2 – 4 рази менші, ніж ті, що наведені у таблиці 3.1.

Таким чином, нами виявлена чутливість на різних масштабах a вейвлет-сканування двомірних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень полікристалічних мереж біологічних тканин різних типів.

Одержана інформація була покладена в основу розробки методу поляризаційно-кореляційної мікроскопії слабких змін оптичної анізотропії, що обумовлені некротичними змінами міокарда померлих внаслідок різних причин – механічна асфіксія та інфаркт.

3.2.3. Діагностичне застосування вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап

Результати вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту наведено на рис. 3.7 і рис. 3.8.

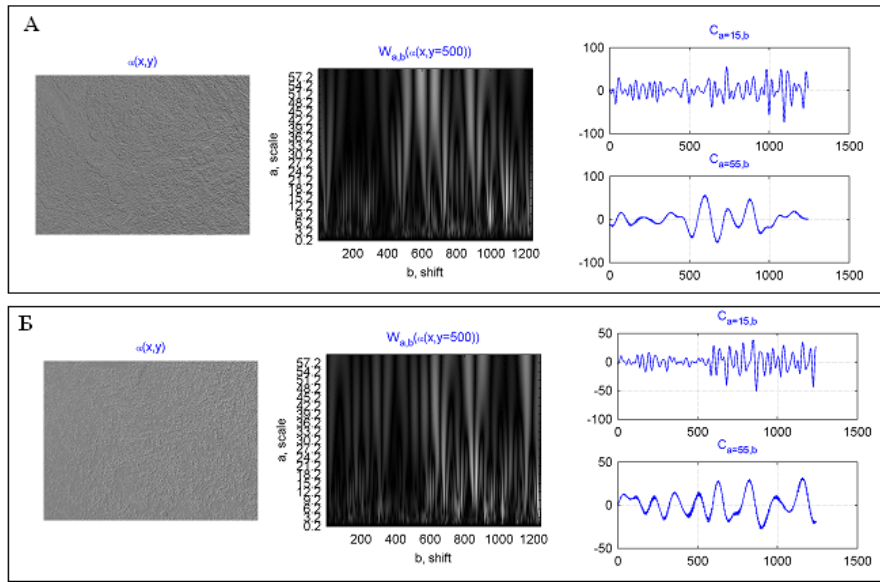


Рис. 3.7. Вейвлет-коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу азимута поляризації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії (фрагмент А) та інфаркту (фрагмент Б)

Порівняльний аналіз результатів дослідження вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}(\alpha)$ виявив найбільші відмінності між ними на рівні малих масштабів $a_{\min}$ МНАТ-функції. На даний факт вказує більша глибина модуляції “дрібномасштабних” залежностей $C_{a=5,15,b}$, які описують циркулярне двопроменезаломлення молекул міозину. Для мапи еліптичності поляризації такі відмінності мають місце для “великомасштабних” залежностей $C_{a=80,b}$, які описують лінійне двопроменезаломлення мережі просторово-впорядкованих міозинових фібрил.

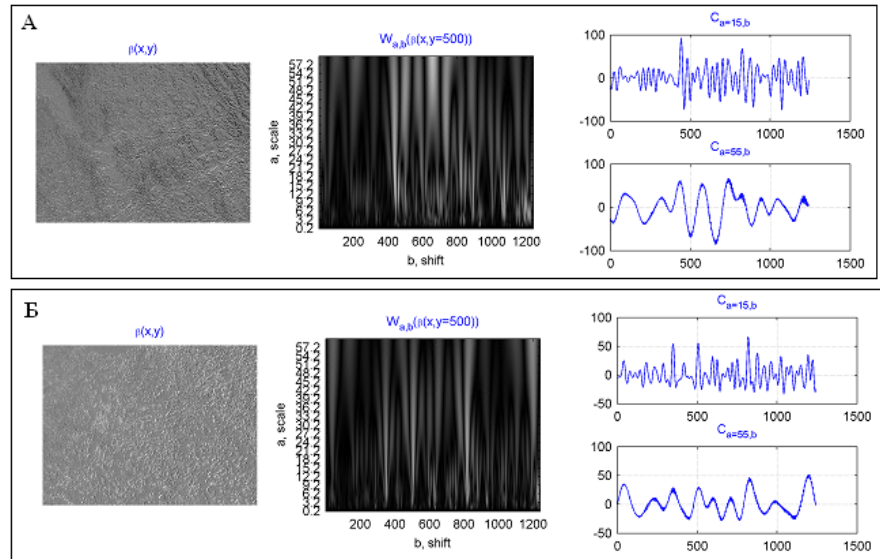


Рис. 3.8. Вейвлет-коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу еліптичності поляризації мікроскопічних зображень гістологічних

зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії (фрагмент А) та інфаркту (фрагмент Б)

Виявлені закономірності можна пов'язати з тим, що некротичні зміни полікристалічних мереж міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії відбуваються не на морфологічному (великомасштабному), а на концентраційному (дрібномасштабному) рівні. Кількісно такий процес виявляється у зростанні статистичних моментів вищих порядків $Q_{i=3;4}(C_{a=5,b}(\alpha)) \uparrow$, які характеризують розподіли значень дрібномасштабного перерізу $C_{a=5,b}$ двовірної вейвлет-мапи $W_{a,b}\{\alpha(x,y)\}$ - таблиця 3.3.

Для померлих внаслідок інфаркту має місце руйнація міозинових мереж, що виявляється в зміні модуляції величини амплітуди “великомасштабних” перерізів мапи вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{\beta(x,y)\}$ - таблиця 3.4.

Таблиця 3.3 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап азимута у точках мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ($\alpha(m \times n)$) та інфаркту ($\alpha^*(m \times n)$) та збалансована точність методу

Параметри	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	Ac,%	Ac,%
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	0,012 ± 0,0018	0,01 ± 0,0013	0,0095 ± 0,0001	0,008 ± 0,0001	51	52
$Q_{i=2}$	0,19 ± 0,023	0,16 ± 0,022	0,11 ± 0,016	0,097 ± 0,011	54	53
$Q_{i=3}$	0,39 ± 0,044	0,23 ± 0,029	1,01 ± 0,14	0,91 ± 0,12	73	67
$Q_{i=4}$	0,55 ± 0,063	0,36 ± 0,047	0,21 ± 0,032	0,15 ± 0,022	76	63

Установлені наступні відмінності (виділено сірим) між статистичними параметрами, які характеризують розподіли значень різномасштабних перерізів значень вейвлет-мап $W_{a,b}\{\alpha(x,y); \beta(x,y)\}$ полікристалічних мереж зразків гістологічних зрізів міокарда обох типів

$\alpha(m \times n) \Leftrightarrow a_{\min} \rightarrow \Delta M_3 = 1,39; \Delta M_4 = 1,25;$

$\beta(m \times n) \Leftrightarrow a_{\max} \rightarrow \Delta M_3 = 1,36; \Delta M_4 = 1,22$

Таблиця 3.4 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап еліптичності у точках мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ($\beta(m \times n)$) та інфаркту ($\beta^*(m \times n)$) та збалансована точність методу

Параметри	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	$0,07 \pm 0,09$	$0,06 \pm 0,008$	$0,11 \pm 0,015$	$0,105 \pm 0,014$	52	53
$Q_{i=2}$	$0,14 \pm 0,019$	$0,12 \pm 0,017$	$0,08 \pm 0,001$	$0,065 \pm 0,008$	56	54
$Q_{i=3}$	$0,46 \pm 0,056$	$0,38 \pm 0,045$	$1,38 \pm 0,17$	$1,03 \pm 0,13$	65	74
$Q_{i=4}$	$0,52 \pm 0,063$	$0,44 \pm 0,052$	$0,21 \pm 0,032$	$0,14 \pm 0,019$	66	76

При цьому досягається високий рівень збалансованої точності ($Ac = 73\% \div 76\%$) запропонованого методу диференціації передракових станів. Згідно критеріїв доказової медицини така точність відповідає хорошій якості діагностичного тесту.

Зазначимо, що збалансована точність прямого азимутально-інваріантного поляризаційного картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда із різними причинами настання смерті суттєво нижча - $Ac \sim 60\%$.

3.3. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень біологічних тканин

3.3.1. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень просторово-впорядкованих оптично-анізотропних мереж біологічних тканин

На рис. 3.9, рис. 3.10 та у таблиці 3.5 представлені результати вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень просторово-впорядкованих оптично анізотропних мереж гістологічного зрізу скелетного м'яза.

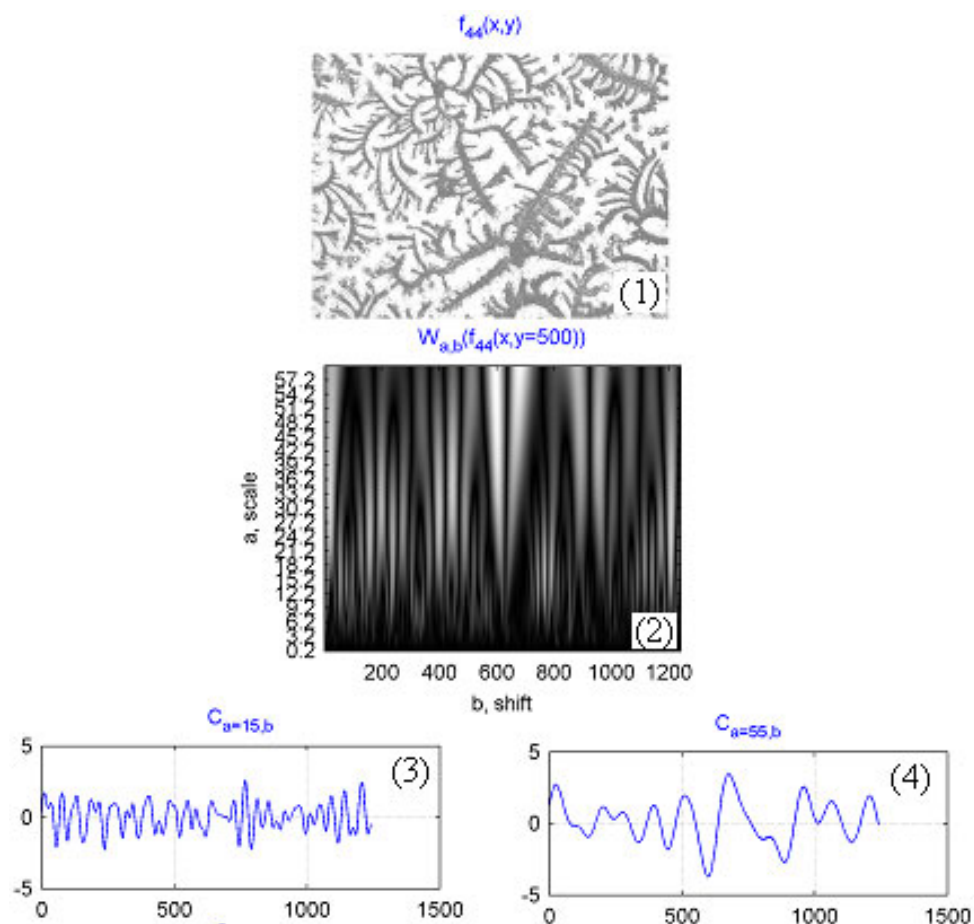


Рис. 3.9. Вейвлет-коєфіцієнти (2) та їх різномасштабні ((3),(4)) поперечні перерізи розподілу ММІ f_{44} (1) гістологічного зрізу скелетного м'яза

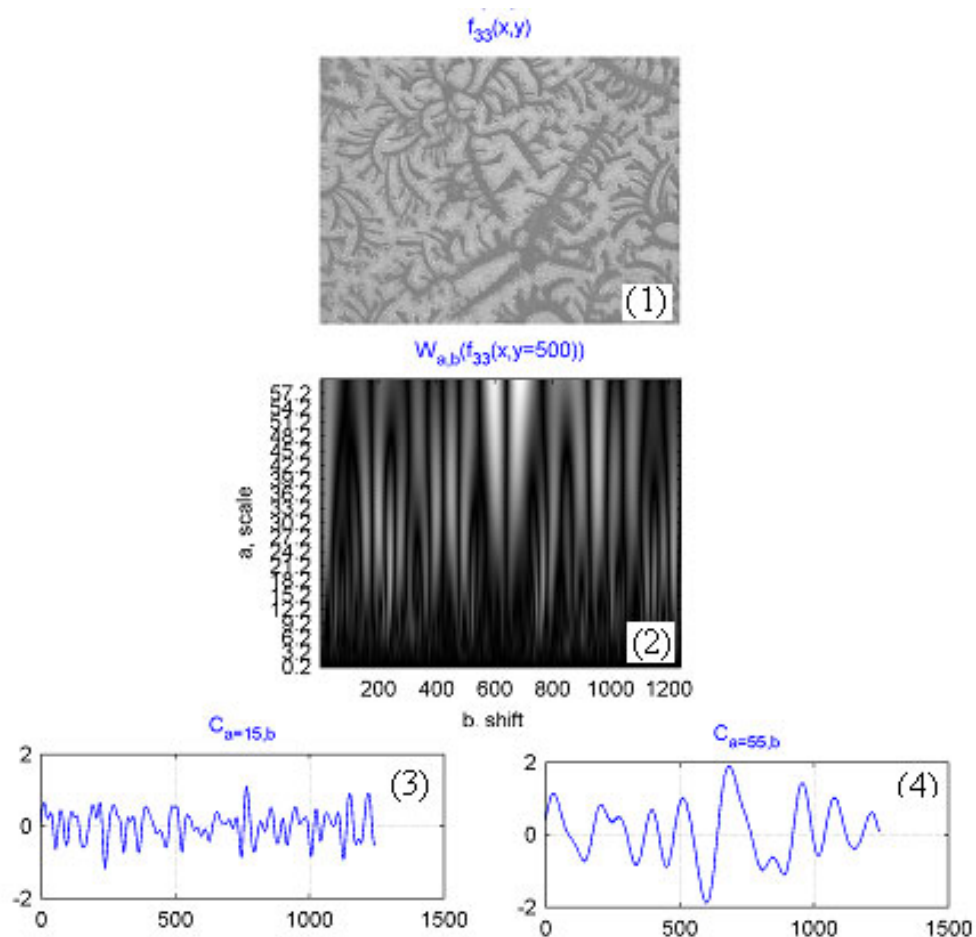


Рис. 3.10. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні ((3),(4)) поперечні перерізи розподілу MMI f_{33} (1) гістологічного зрізу скелетного м'яза

Аналіз одержаних даних виявив відмінності у глибині модуляції різномасштабних перерізів $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{f_{44}(x,y); \Delta f(x,y)\}$. Як і у випадку вейвлет-аналізу поляризаційних мап гістологічного зрізу скелетного м'яза установлена найбільша глибина модуляції для лінійних залежностей $C_{a,b}$, які характеризують розподіли $\{\Delta f(x,y)\}$, що безпосередньо взаємопов'язані із циркулярним двопротенезаломленням міозинових ланцюжків. На великих масштабах вікна МНАТ – функції зростає модуляція перерізів розподілів іншого MMI $\{f_{44}(x,y)\}$, який характеризує лінійне двопротенезаломлення фібрилярної мережі скелетного м'яза.

У таблиці 3.5 наведені величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$, обчислених вейвлет-коефіцієнтів мюллер-матричних зображень $(f_{44}, \Delta f)$ гістологічного зрізу скелетного м'яза.

Таблиця 3.5 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів ММІ $f_{44}(m \times n)$ та еліптичності $\Delta f(m \times n)$ у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

параметр и	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$
a	5		25		80	
$Q_{i=1}$	0,04	0,025	0,02	0,045	0,015	0,085
$Q_{i=2}$	0,42	0,28	0,36	0,23	0,22	0,15
$Q_{i=3}$	0,31	0,15	0,39	0,11	0,54	0,06
$Q_{i=4}$	0,17	1,09	0,79	0,87	1,19	0,62

Аналіз одержаних даних виявив, що усі статистичні моменти, які характеризують розподіли значень різномасштабних лінійних перерізів двовірних вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{f_{44}(x,y);\Delta f(x,y)\}$, відмінні від нуля. Виявлено, як і у випадку поляризаційного картографування, найбільшу динаміку зміни статистичних моментів 3-го - 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ в області малих ($W_{a,b}\{\Delta f(x,y)\}$) і великих ($W_{a,b}\{f_{44}(x,y)\}$) масштабів вікна вейвлет-функції.

3.3.2. Вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень просторово-розупорядкованих оптично анізотропних мереж біологічних тканин.

На рис. 3.10, рис. 3.11 та у таблиці 3.6 представлені результати вейвлет-аналізу поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічного зрізу мозку.

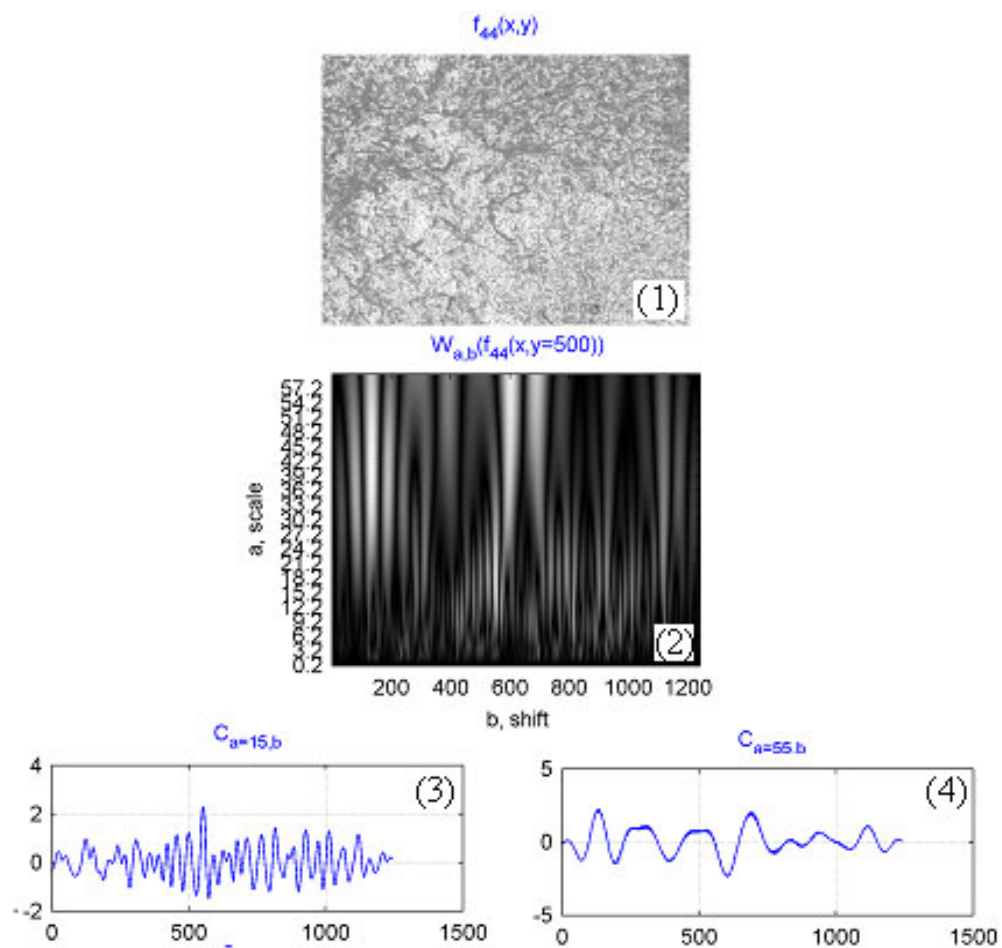


Рис. 3.11. Вейвлет-коєфіцієнти (2) та їх різномасштабні ((3),(4)) поперечні перерізи розподілу MMI f_{44} (1) гістологічного зрізу мозку

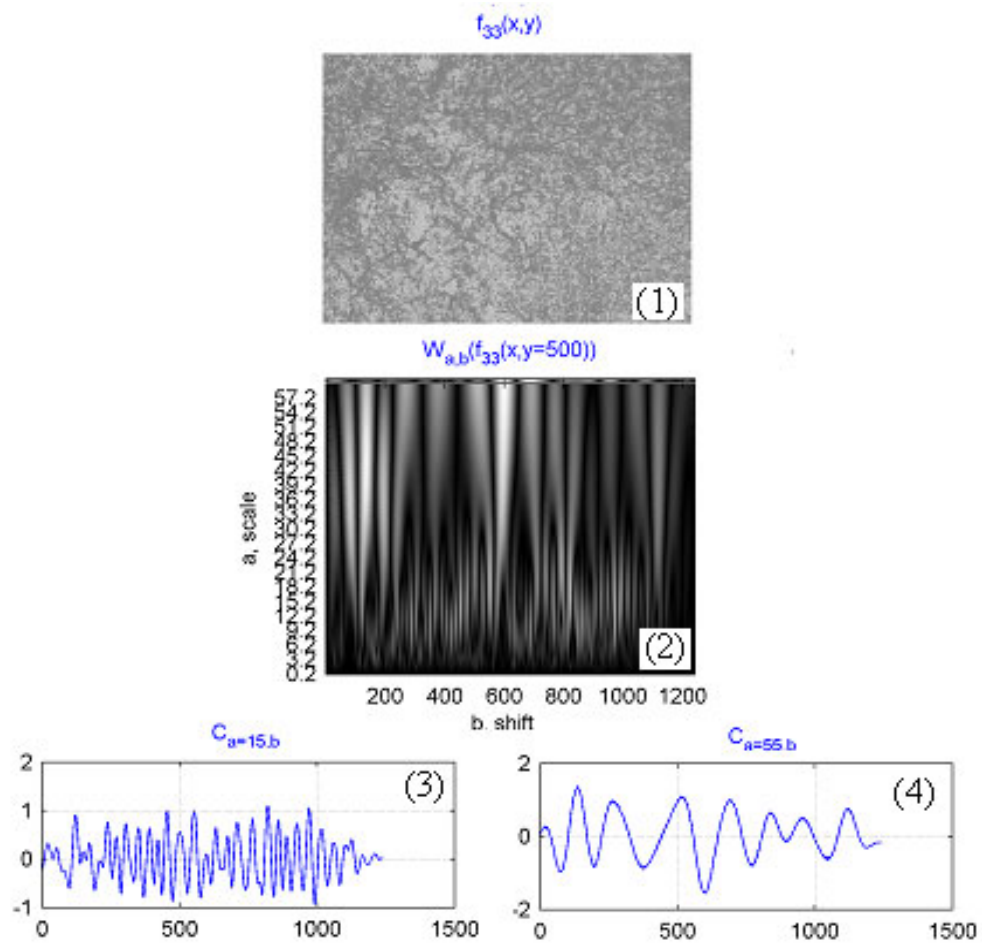


Рис. 3.12. Вейвлет-коефіцієнти (2) та їх різномасштабні ((3),(4)) поперечні перерізи розподілу ММІ f_{33} (1) гістологічного зрізу мозку

Співставлення результатів масштабно-селективного аналізу ММІ гістологічного зрізу мозку та аналогічного дослідження двопротенезаломлюючої фібрилярної мережі гістологічного зрізу скелетного м'яза виявило формування ангармонічних розподілів $C_{a,b}$ на всіх масштабах a вікна МНАТ - функції.

Проте, для розподілів вейвлет-коефіцієнтів ММІ $\{f_{44}(x,y); \Delta f(x,y)\}$ наявні більш "плавні" зміни значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ на різних масштабах вікна a вейвлет-функції $\Omega_{a,b}$. Відповідно до цього змінюється динаміка відмінностей між значеннями статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли - таблиця 3.6.

Таблиця 3.6 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів ММІ $f_{44}(m \times n)$ та еліптичності $\Delta f(m \times n)$ у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

параметр и	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$
a	5		25		80	
$Q_{i=1}$	0,03	0,015	0,025	0,021	0,018	0,038
$Q_{i=2}$	0,22	0,21	0,16	0,15	0,12	0,14
$Q_{i=3}$	0,24	0,11	0,29	0,08	0,34	0,05
$Q_{i=4}$	0,15	0,59	0,37	0,47	0,59	0,32

Таким чином, нами продемонстрована чутливість на різних масштабах a вейвлет-сканування ($Q_{a,b}$) двовірних розподілів значень мюллер-матричних зображень $\{f_{44}(x,y); \Delta f(x,y)\}$ полікристалічних мереж різних типів до зміни лінійного та циркулярного двопронезаломлення таких об'єктів.

3.3.3. Діагностичне застосування вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень.

Результати вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень полікристалічних мереж гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту наведено на рис. 3.13 і рис. 3.14.

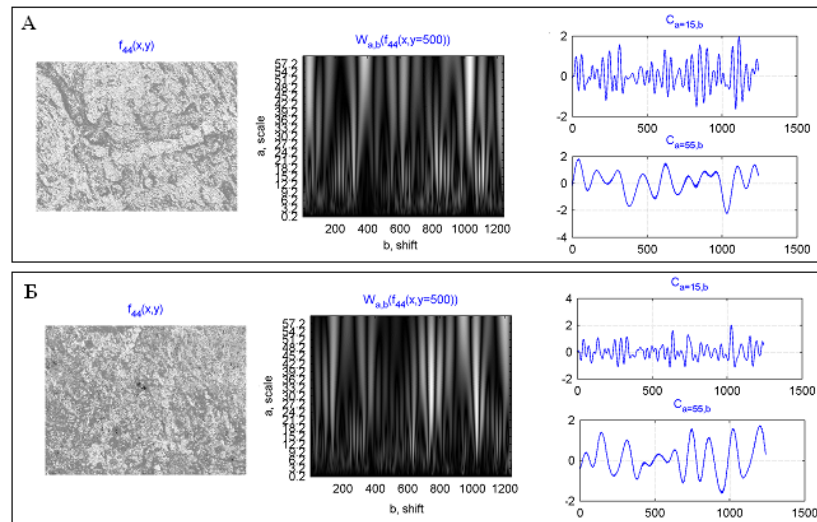


Рис. 3.13. Вейвлет коефіцієнти ((1),(3)) та їх різномасштабні ((2),(4)) поперечні перерізи розподілу ММІ f_{44} гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ((1),(2)) та інфаркту ((3),(4))

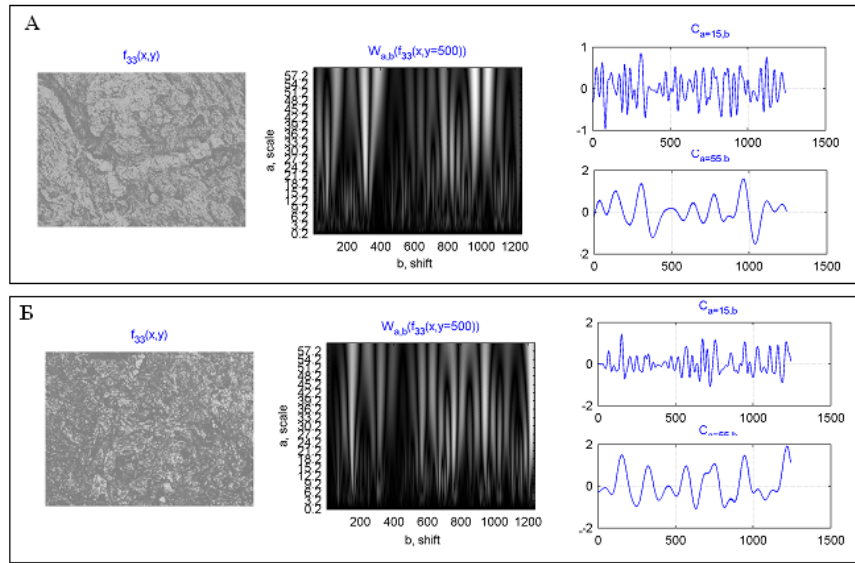


Рис. 3.14. Вейвлет коефіцієнти ((1),(3)) та їх різномасштабні ((2),(4)) поперечні перерізи розподілу MMI Δf гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ((1),(2)) та інфаркту ((3),(4))

Порівняльний аналіз результатів дослідження вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}(\Delta f)$ MMI, який характеризує прояви оптичної активності поліпептидних ланцюжків молекул міозину виявив найбільші відмінності між ними на рівні малих масштабів $a_{\min}$ МНАТ-функції. На даний факт вказує більша глибина модуляції “дрібномасштабних” залежностей $C_{a=5,15,b}$. Для MMI f_{44} , який описує лінійне двопронезаломлення мережі просторово-впорядкованих міозинових фібрил такі відмінності мають місце для “великомасштабних” залежностей $C_{a=80,b}$.

Виявлені закономірності кількісно характеризують дані приведені у таблицях 3.7 і 3.8.

Таблиця 3.7 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів MMI гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту (*), а також збалансована точність методу

параметри	$f_{44}(m \times n)$	$f_{44}^*(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$f_{44}^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	$0,04 \pm 0,006$	$0,03 \pm 0,005$	$0,018 \pm 0,0024$	$0,014 \pm 0,0019$	55	58
$Q_{i=2}$	$0,31 \pm 0,042$	$0,26 \pm 0,033$	$0,12 \pm 0,016$	$0,095 \pm 0,001$	58	62
$Q_{i=3}$	$0,27 \pm 0,035$	$0,21 \pm 0,029$	$0,34 \pm 0,044$	$0,22 \pm 0,031$	68	78
$Q_{i=4}$	$0,17 \pm 0,021$	$0,14 \pm 0,018$	$0,59 \pm 0,065$	$0,41 \pm 0,053$	70	80

Таблиця 3.8 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів ММІ гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ($\Delta f(m \times n)$) та інфаркту ($\Delta f^*(m \times n)$) і збалансована точність методу

параметри	$\Delta f(m \times n)$	$\Delta f^*(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$\Delta f^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	$0,025 \pm 0,004$	$0,019 \pm 0,003$	$0,085 \pm 0,009$	$0,078 \pm 0,0095$	54	58
$Q_{i=2}$	$0,28 \pm 0,034$	$0,23 \pm 0,029$	$0,15 \pm 0,022$	$0,12 \pm 0,019$	59	62
$Q_{i=3}$	$0,15 \pm 0,022$	$0,24 \pm 0,033$	$0,06 \pm 0,008$	$0,09 \pm 0,001$	76	70
$Q_{i=4}$	$1,09 \pm 0,12$	$0,87 \pm 0,098$	$0,62 \pm 0,077$	$0,54 \pm 0,063$	78	68

Установлені наступні відмінності (виділено сірим) між статистичними параметрами, які характеризують розподіли значень різномасштабних перерізів значень вейвлет-мап $Q_{a,b}\{f_{44}(x, y); \Delta f(x, y)\}$ полікристалічних мереж зразків гістологічних зрізів міокарда $\begin{cases} a_{\min} \rightarrow \Delta M_3 = 1,39; \Delta M_4 = 1,25; \\ a_{\max} \rightarrow \Delta M_3 = 1,36; \Delta M_4 = 1,22. \end{cases}$

При цьому досягається високий рівень збалансованої точності $Ac = 76\% \div 80\%$ запропонованого методу, що на 5% - 10% вище за діагностичну ефективність методу азимутально-інваріантного поляризаційного картографування з використанням вейвлет-аналізу розподілів азимута та еліптичності поляризації у точках мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда.

Зазначимо, що такий метод масштабно-селективного аналізу проявів механізмів фазової анізотропії відкриває нові можливості не тільки у експресній, ранній діагностиці запальних процесів із латентним (закритим) перебігом, але й у диференціації ступеня важкості таких станів. Проте, всі одержані даним методом результати є наслідком не прямих (найбільш цінних і достовірних) вимірювань, а аналітичної вейвлет-обробки даних поляризаційного і мюллер-матричного картографування з наступною масштабною селекцією проявів механізмів оптичної анізотропії. Тому, важливим наступним кроком є розробка методик прямого експериментального детектування та розділення проявів механізмів фазової анізотропії різномасштабних лінійно та циркулярно двопротенезаломлюючих полікристалічних мереж біологічних тканин і рідин.

3.4. Коротка теорія методу просторово-частотної фільтрації поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин

Відомо, що будь-які патологічні стани органів людини супроводжуються трансформацією як їхнього біохімічного складу, так і морфологічної будови. Такі процеси призводять до зміни співвідношення між механізмами фазової анізотропії полікристалічних мереж на різних масштабах їх геометричних розмірів. Тому, для подальшого розвитку методів азимутально-інваріантної поляризаційної мікроскопії актуальним є завдання розробки технік експериментальної диференціації проявів лінійного та циркулярного двопротенезаломлення. Одним з можливих рішень може стати просторово-частотна фільтрація поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів у площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин. Перші у біомедичній оптиці результати застосування даного підходу до аналізу структури полікристалічних плівок біологічних рідин наведені у роботах [108, 109]. Ми удосконалюємо розроблену методику Фур'є стоксполариметрії шляхом її застосування до комплексного порівняльного аналізу різночастотних складових азимутально-інваріантних поляризаційних мап мікроскопічних і Мюллер-матричних зображень гістологічних зрізів тканин органів людини у різному патологічному стані.

Основні положення оптичної моделі фазової анізотропії полікристалічної структури біологічних шарів детально розглянуті та обґрунтовані [107, 108]. Тому ми викладемо лише короткі, раніше наведені, теоретичні відомості та деякі нові співвідношення, що описують азимутально-інваріантну методику просторово-частотної фільтрації мікроскопічних зображень біологічних тканин.

В процесі розповсюдження лазерної хвилі крізь шар біологічної тканини за рахунок механізмів лінійного (γ - напрямок оптичної осі, ϕ - фазовий зсув) та циркулярного (θ - поворот площини поляризації) двопротенезаломлення відбувається амплітудно-фазова модуляція у точках мікроскопічного зображення. Іншими словами локальні параметри лазерної хвилі можна описати парціальним

вектором Джонса
$$\begin{pmatrix} E_x(\gamma, \phi, \theta) \\ E_y(\gamma, \phi, \theta) \end{pmatrix}.$$

У [107,108] знайдено взаємозв'язок між значеннями поляризаційних (α, β) та амплітудно-фазових ($E_x(\gamma, \phi, \theta), E_y(\gamma, \phi, \theta)$) параметрів

$$\alpha(\gamma, \phi, \theta) = 0,5 \arctg \left(\frac{E_x(\gamma, \phi, \theta)E_y^*(\gamma, \phi, \theta) - E_y(\gamma, \phi, \theta)E_x^*(\gamma, \phi, \theta)}{E_x(\gamma, \phi, \theta)E_x^*(\gamma, \phi, \theta) - E_y(\gamma, \phi, \theta)E_y^*(\gamma, \phi, \theta)} \right); \quad (3.1)$$

$$\beta(\gamma, \phi, \theta) = 0,5 \arcsin \left(\frac{i(E_y(\gamma, \phi, \theta)E_x^*(\gamma, \phi, \theta) - E_x(\gamma, \phi, \theta)E_y^*(\gamma, \phi, \theta))}{E_x(\gamma, \phi, \theta)E_x^*(\gamma, \phi, \theta) + E_y(\gamma, \phi, \theta)E_y^*(\gamma, \phi, \theta)} \right) \quad (3.2)$$

Тут * - позначає комплексно спряжену величину.

Головна ідея диференціації різночастотних складових у розподілах азимута та еліптичності поляризації такого підходу полягає у застосуванні просторово-частотної фільтрації.

Даний метод дозволяє виділити або низькочастотну (з переважним лінійним двопротенезаломленням) або високочастотну (з переважним циркулярним двопротенезаломленням) складову у поляризаційно-неоднорідному мікроскопічному зображенні гістологічного зрізу біологічної тканини.

Якщо розмістити фільтруючу $R(\Delta\nu, \Delta\mu)$ або він'єтуючу $R^{-1}(\Delta\nu, \Delta\mu)$ діафрагму у центральній частині Фур'є площини, то можна виділити ділянку просторово-частотної структури Фур'є спектру, що сформована переважним впливом лінійного $\hat{U}(\gamma, \phi, \nu, \mu)$ або циркулярного $\dot{U}(\theta, \nu, \mu)$ двопротенезаломлення полікристалічної плівки біологічної рідини

$$\begin{cases} \hat{U}(\gamma, \phi, \nu, \mu) = R(\Delta\nu, \Delta\mu)U(\nu, \mu); \\ \dot{U}(\theta, \nu, \mu) = R^{-1}(\Delta\nu, \Delta\mu)U(\nu, \mu). \end{cases} \quad (3.3)$$

Тут U_x, U_y - фур'є розподіли комплексних амплітуд $E_x(\gamma, \phi, \theta)$ і $E_y(\gamma, \phi, \theta)$ з просторовими частотами $\nu = \frac{x}{\lambda f}$ and $\mu = \frac{y}{\lambda f}$. Відновити розподіли комплексних

амплітуд $\begin{cases} \hat{E}_x(\gamma, \phi, x, y); \\ \dot{E}_x(\theta, x, y) \end{cases}$ і $\begin{cases} \hat{E}_y(\gamma, \phi, x, y); \\ \dot{E}_y(\theta, x, y) \end{cases}$ у точках мікроскопічного зображення

гістологічного зрізу біологічної тканини можна за допомогою зворотного Фур'є перетворення

$$\begin{cases} \hat{E}_x(\gamma, \phi, x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} R(\Delta\nu, \Delta\mu) \hat{U}_x(\nu, \mu) \exp[i2\pi(x\Delta\nu + y\Delta\mu)] d\nu d\mu; \\ \hat{E}_y(\gamma, \phi, x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} R(\Delta\nu, \Delta\mu) \hat{U}_y(\nu, \mu) \exp[i2\pi(x\Delta\nu + y\Delta\mu)] d\nu d\mu; \\ \dot{E}_x(\theta, x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} R^{-1}(\Delta\nu, \Delta\mu) \dot{U}_x(\nu, \mu) \exp[i2\pi(x\Delta\nu + y\Delta\mu)] d\nu d\mu; \\ \dot{E}_y(\theta, x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} R^{-1}(\Delta\nu, \Delta\mu) \dot{U}_y(\nu, \mu) \exp[i2\pi(x\Delta\nu + y\Delta\mu)] d\nu d\mu. \end{cases} \quad ; \quad (3.4)$$

З урахуванням взаємозв'язу між величинами параметрів вектора Стокса та амплітуд ортогонально поляризованих складових лазерної хвилі

$$\begin{aligned} S_1 &= E_x E_x^* + E_y E_y^*; \\ S_2 &= E_x E_x^* - E_y E_y^*; \\ S_3 &= E_x E_y^* - E_y E_x^*; \\ S_4 &= i(E_y E_x^* - E_x E_y^*), \end{aligned} \quad (3.5)$$

можна записати наступні співвідношення для різночастотних складових розподілів станів поляризації у точках мікроскопічного зображення

$$\hat{\alpha}^* = 0,5 \arctg \left(\frac{S_3}{S_2} \right) = 0,5 \arctg \left(\frac{\hat{E}_x \hat{E}_y^* - \hat{E}_y \hat{E}_x^*}{\hat{E}_x \hat{E}_x^* - \hat{E}_y \hat{E}_y^*} \right); \quad (3.6)$$

$$\dot{\alpha}^* = 0,5 \arctg \left(\frac{S_3}{S_2} \right) = 0,5 \arctg \left(\frac{\dot{E}_x \dot{E}_y^* - \dot{E}_y \dot{E}_x^*}{\dot{E}_x \dot{E}_x^* - \dot{E}_y \dot{E}_y^*} \right); \quad (3.7)$$

$$\hat{\beta}^* = 0,5 \arcsin(S_4) = 0,5 \arcsin i(\hat{E}_y \hat{E}_x^* - \hat{E}_x \hat{E}_y^*); \quad (3.8)$$

$$\dot{\beta}^* = 0,5 \arcsin(S_4) = 0,5 \arcsin i(\dot{E}_y \dot{E}_x^* - \dot{E}_x \dot{E}_y^*). \quad (3.9)$$

3.5. Фур'є-аналіз азимутально-інваріантних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень біологічних тканин

У рамках прикладних застосувань режиму просторово-частотної фільтрації у системі азимутально-інваріантного поляризаційного картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканини ми дослідили можливості диференціації змін двопронезаломлення міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 3.15, рис. 3.16) та інфаркту (рис. 3.17, рис. 3.18).

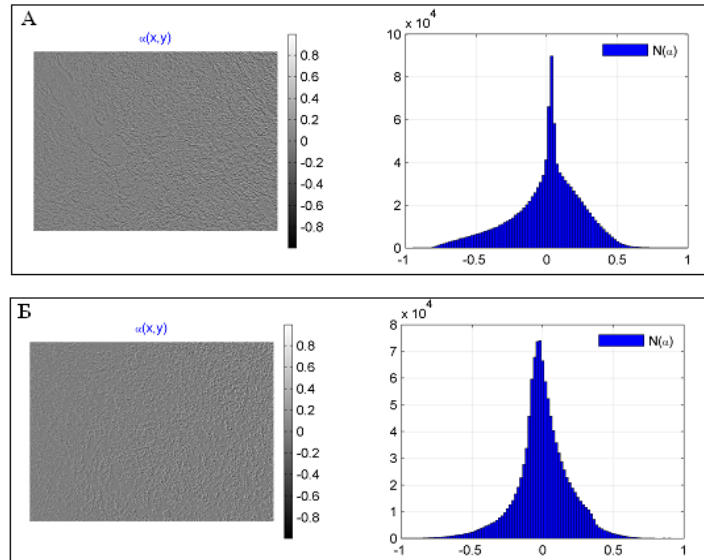


Рис. 3.15. “Високочастотні” двовірні складові та гістограми розподілів значень азимута поляризації у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

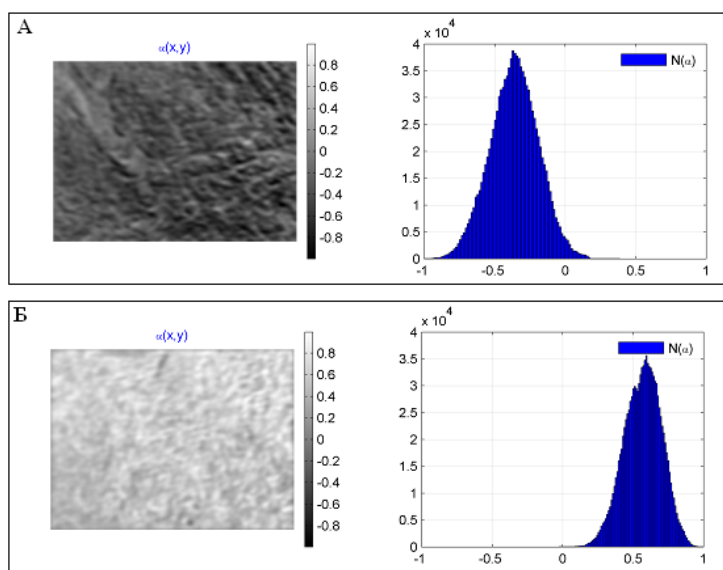


Рис. 3.16. “Низькочастотні” двомірні складові та гістограми розподілів значень азимута поляризації у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

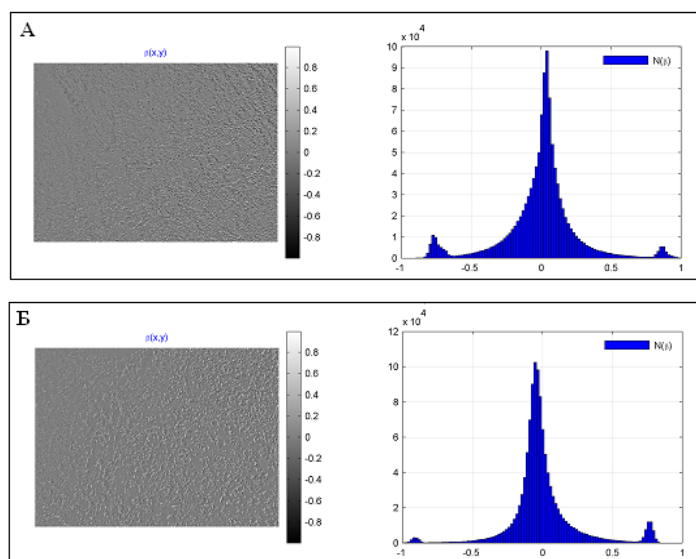


Рис. 3.17. “Високочастотні” двомірні складові та гістограми розподілів значень еліптичності поляризації у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

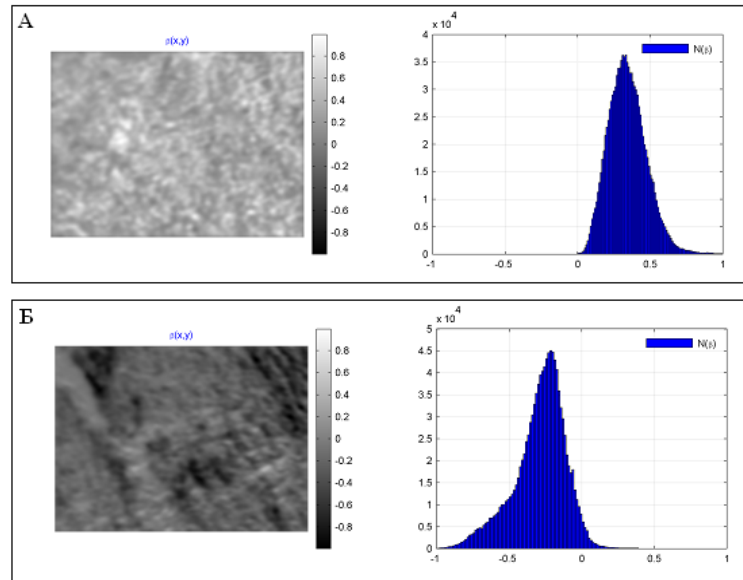


Рис. 3.18. “Низькочастотні” ((1),(2)) двомірні складові та гістограми розподілів значень еліптичності поляризації у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

Порівняльний аналіз одержаних даних розподілу поляризаційних параметрів, які обумовлені змінами двопронезаломлення на різних масштабах оптично-анізотропних протеїнових мереж виявив такі відмінності. Для мапи азимута поляризації – більший рівень циркулярного двопронезаломлення міозинових поліпептидних ланцюжків міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 3.15 і рис. 3.17). Для мапи еліптичності поляризації - зменшення лінійного двопронезаломлення міозинових мереж міокарда померлих від інфаркту (рис. 3.16 і рис. 3.18).

Кількісно поляризаційні розподіли (співвідношення (3.6)-(3.9)) ілюструє набір статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, значення яких приведені у таблиці 3.9 і таблиці 3.10.

Таблиця 3.9 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень азимута поляризації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда обох груп

Параметри	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
ν	“високочастотна” складова (ν^*)		“низькочастотна” складова (ν^{**})		ν^*	ν^{**}
$Q_{i=1}$	$0,16 \pm 0,024$	$0,12 \pm 0,017$	$0,56 \pm 0,072$	$0,51 \pm 0,063$	61	54
$Q_{i=2}$	$0,08 \pm 0,001$	$0,07 \pm 0,009$	$0,15 \pm 0,021$	$0,12 \pm 0,018$	54	58
$Q_{i=3}$	$0,38 \pm 0,044$	$0,52 \pm 0,068$	$1,47 \pm 0,19$	$1,79 \pm 0,24$	80	72
$Q_{i=4}$	$1,24 \pm$	$1,79 \pm$	$1,18 \pm$	$1,36 \pm$	82	67

	0,19	0,21	0,15	0,19		
--	------	------	------	------	--	--

Таблиця 3.10 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень еліптичності поляризації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда

Параметри	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
ν	“високочастотна” складова (ν^*)		“низькочастотна” складова (ν^{**})		ν^*	ν^{**}
$Q_{i=1}$	$0,078 \pm 0,009$	$0,063 \pm 0,008$	$0,31 \pm 0,048$	$0,28 \pm 0,036$	54	56
$Q_{i=2}$	$0,13 \pm 0,017$	$0,11 \pm 0,015$	$0,14 \pm 0,021$	$0,11 \pm 0,014$	56	58
$Q_{i=3}$	$0,65 \pm 0,088$	$0,71 \pm 0,089$	$1,32 \pm 0,18$	$1,78 \pm 0,24$	67	78
$Q_{i=4}$	$1,86 \pm 0,25$	$1,98 \pm 0,29$	$0,63 \pm 0,089$	$0,49 \pm 0,062$	69	82

Порівняльний аналіз одержаних даних виявив такі міжгрупові відмінності величин статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують фазові розподіли $\alpha^*(x, y) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,37; \Delta Q_4 = 1,44\}$; $\beta^*(x, y) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,35; \Delta Q_4 = 1,29\}$. Аналіз діагностичної ефективності методу азимутально-інваріантного поляризаційного картографування з просторово-частотною фільтрацією мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда виявив високий рівень збалансованої точності $Ac(\alpha) = 80\% - 82\%$, $Ac(\beta) = 78\% - 82\%$. Це на 5%-15% перевищує показники методу азимутально-інваріантної поляризаційно-кореляційної мікроскопії з використанням масштабно-селективного вейвлет-аналізу.

3.6. Фур'є-аналіз азимутально-інваріантних Мюллер-матричних зображень біологічних тканин

Наступним кроком дослідження стало азимутально-інваріантне Мюллер-матричне картографування оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 3.19, рис. 3.20) та інфаркту (рис. 3.21, рис. 3.22).

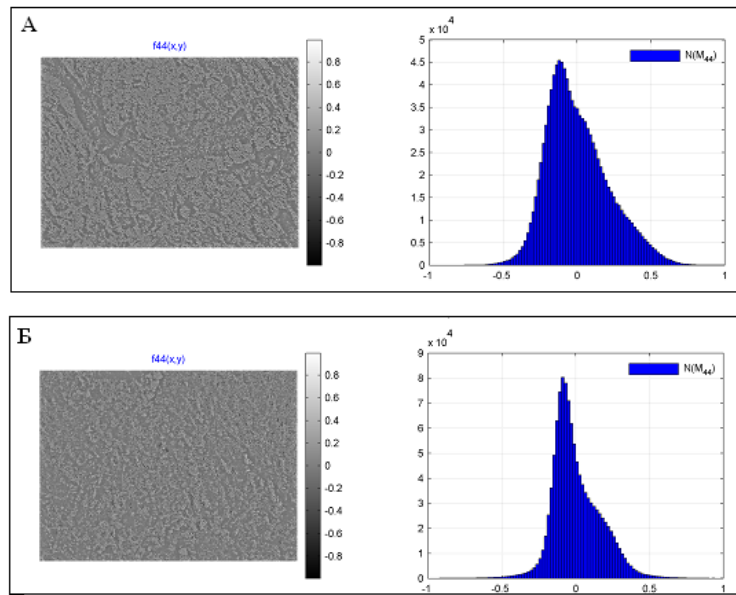


Рис. 3.19. “Високочастотні” двомірні складові та гістограми розподілів значень MMI f_{44} гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

Порівняльний аналіз одержаних розподілів MMI, які характеризуються змінами двопронезаломлення на різних масштабах оптично-анізотропних протеїнових мереж виявив такі відмінності. Для Мюллер-матричного зображення Δf – більший рівень циркулярного двопронезаломлення міозинових поліпептидних ланцюжків міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 3.15 і рис. 3.17). Для Мюллер-матричного зображення f_{44} - зменшення лінійного двопронезаломлення міозинових мереж міокарда померлих від інфаркту (рис. 3.16 і рис. 3.18).

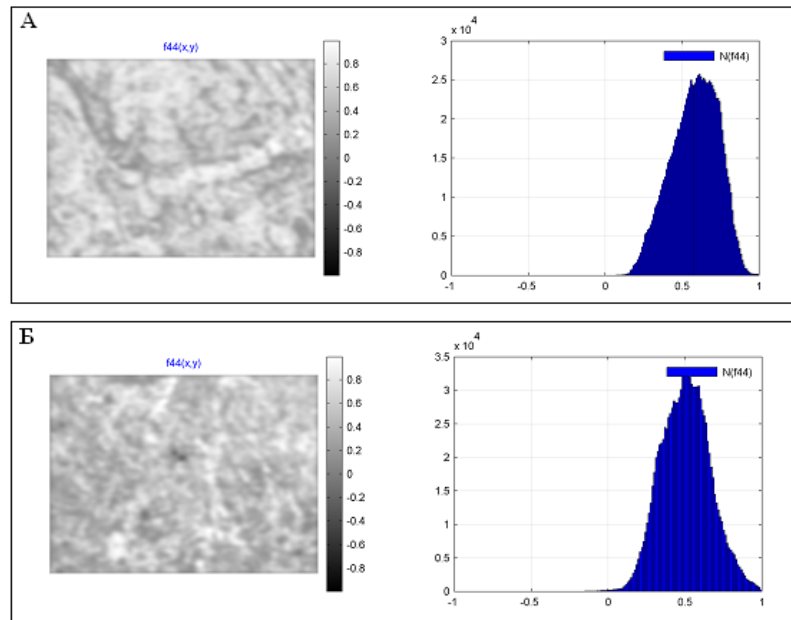


Рис. 3.20. “Низькочастотні” ((1),(2)) двовірні складові та гістограми ((3),(4)) розподілів значень MMI f_{44} гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ((1),(3)) та інфаркту ((2),(4))

Кількісно розподіли значень елементів Мюллер-матричних інваріантів ілюструє набір статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, значення яких приведені у таблиці 3.11 і таблиці 3.12.

Порівняльний аналіз одержаних даних виявив зростання (на 35% - 45%) у порівнянні з даними поляризаційного картографування (таблиця 3.9, таблиця 3.10) міжгрупових відмінностей величин статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли азимутально-інваріантних елементів матриці Мюллера та їх комбінацій

$$\Delta f(x, y) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,54; \Delta Q_4 = 1,47\};$$

$$f_{44}(x, y) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,5; \Delta Q_4 = 1,47\}.$$

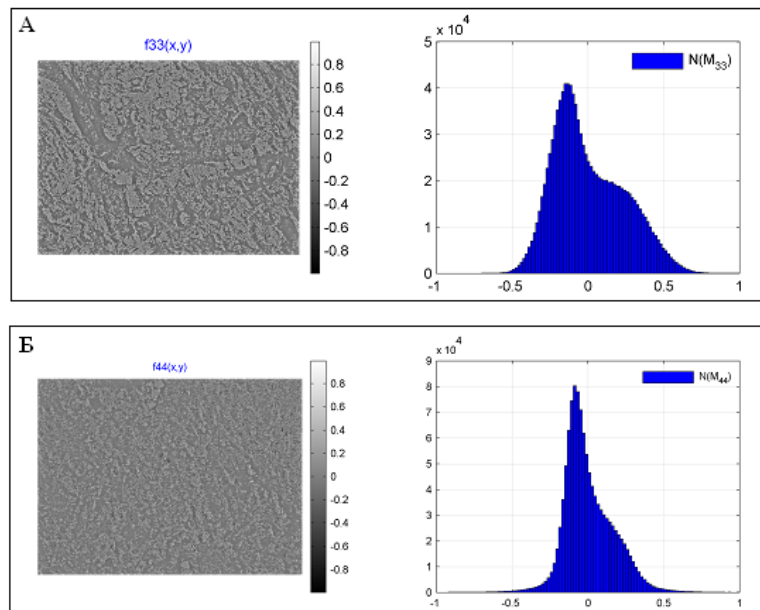


Рис. 3.21. “Високочастотні” двомірні складові та гістограми розподілів значень ММІ f_{33} гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

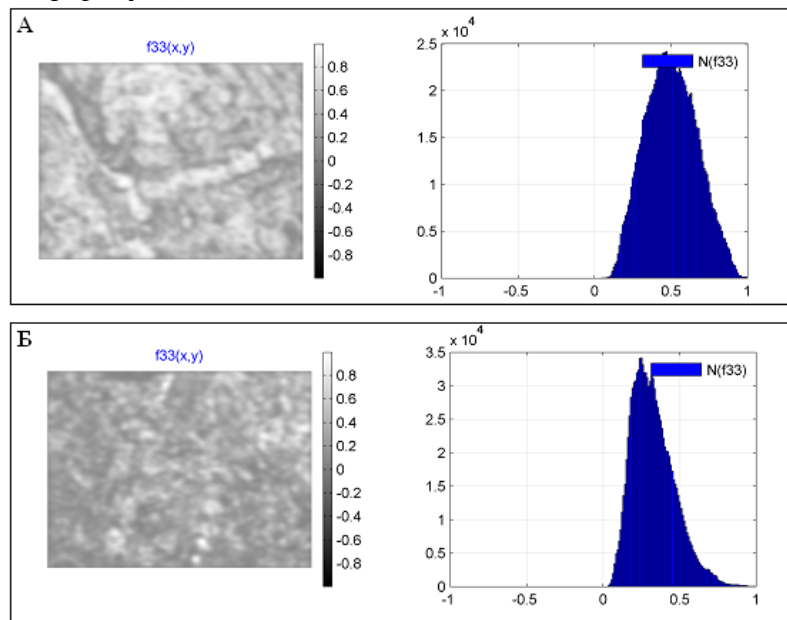


Рис. 3.22. “Низькочастотні” двомірні складові та гістограми розподілів значень ММІ f_{33} гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (А) та інфаркту (Б)

Таблиця 3.11 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень ММІ гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії

	$f_{44}(m \times n)$	$f_{44}^*(m \times n)$	$f_{44}(m \times n)$	$f_{44}^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
V	“високочастотна” складова (V^*)		“низькочастотна” складова (V^{**})		V^*	V^{**}
$Q_{i=1}$	$0,11 \pm 0,015$	$0,15 \pm 0,019$	$0,36 \pm 0,048$	$0,44 \pm 0,061$	65	67
$Q_{i=2}$	$0,12 \pm 0,017$	$0,14 \pm 0,018$	$0,18 \pm 0,024$	$0,22 \pm 0,031$	60	62
$Q_{i=3}$	$0,45 \pm 0,058$	$0,31 \pm 0,045$	$0,33 \pm 0,049$	$0,22 \pm 0,033$	75	82
$Q_{i=4}$	$0,81 \pm 0,099$	$0,62 \pm 0,083$	$0,28 \pm 0,037$	$0,19 \pm 0,024$	77	86

Таблиця 3.12 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень ММІ гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії

	$\Delta f(m \times n)$	$\Delta f^*(m \times n)$	$\Delta f(m \times n)$	$\Delta f^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
V	“високочастотна” складова (V^*)		“низькочастотна” складова (V^{**})		V^*	V^{**}
$Q_{i=1}$	$0,16 \pm 0,022$	$0,13 \pm 0,019$	$0,09 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,009$	62	58
$Q_{i=2}$	$0,13 \pm 0,016$	$0,11 \pm 0,014$	$0,12 \pm 0,017$	$0,106 \pm 0,015$	61	63
$Q_{i=3}$	$0,57 \pm 0,071$	$0,88 \pm 0,11$	$0,69 \pm 0,088$	$0,57 \pm 0,073$	86	74
$Q_{i=4}$	$1,21 \pm 0,18$	$1,78 \pm 0,23$	$0,87 \pm 0,11$	$0,72 \pm 0,089$	84	72

Порівняльний аналіз діагностичної ефективності методів азимутально-інваріантного Мюллер-матричного та поляризаційного картографування з просторово-частотною фільтрацією мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда виявив зростання рівня збалансованої точності $Ac(\Delta f) = 84\% - 86\%$, $Ac(f_{44}) = 82\% - 86\%$.

3.7. Висновки до третього розділу

1. Запропоновано масштабнo-селективний вейвлет-аналіз азимутально-інваріантних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних і Мюллер-матричних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованими оптично-анізотропними фібрилярними мережами.

2. Досліджено діагностичні можливості вейвлет-аналізу двомірних розподілів значень поляризаційних мап і мюллер-матричних інваріантів, які характеризують двопротенезаломлення фібрилярної сітки міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Установлена чутливість статистичних моментів 3-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ-функції до змін розподілів фазових зсувів лінійно та циркулярно двопротенезаломлюючих міозинових волокон.

3. Апробовано метод просторово-частотної фільтрації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин у умовах азимутально-інваріантного поляризаційного та Мюллер-матричного картографування.

4. Знайдено взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 3-го – 4-го порядків, які характеризують поляризаційні та Мюллер-матричні розподіли гістологічних зрізів міокарда. Визначено збалансовану точність ($Ac = 80\% - 86\%$) методу фур'є-фільтрації мікроскопічних і Мюллер-матричних зображень гістологічних зрізів міокарда у діагностиці причини настання смерті.

Розділ 4

ПОЛЯРИЗАЦІЙНА КОРЕЛОМЕТРІЯ МІКРОСКОПІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ТА ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ МЕРЕЖ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ

Даний розділ роботи містить результати:

- аналітичного обґрунтування поляризаційно-кореляційного картографування гістологічних зрізів біологічних тканин шляхом використання “двоточкових” параметрів – комплексного ступеня взаємної поляризації (КСВП) і комплексного ступеня взаємної анізотропії (КСВА);
- застосування методики експериментального вимірювання координатних розподілів модуля КСВП, який характеризує ступінь узгодженості станів поляризації у різних точках мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин з різною геометрією фібрилярних мереж;
- застосування методики експериментального вимірювання координатних розподілів модуля КСВП, який характеризує ступінь узгодженості параметрів двопронезаломлення полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин з різною геометрією фібрилярних мереж;
- КСВП - диференціації некротичних змін оптичної анізотропії гістологічних зрізів міокарда;
- КСВА - диференціації некротичних змін оптичної анізотропії гістологічних зрізів міокарда.

4.1. Поляризаційна корелометрія мікроскопічних зображень біологічних шарів

4.1.1. Коротка теорія методу

У даному параграфі наведено результати практичного застосування теоретичного кореляційного підходу стосовно об'єднання поляризаційного [110] та кореляційного [111, 112] підходів до аналізу поляризаційно-неоднорідних полів шляхом введення поляризаційно-кореляційного параметру - комплексного ступеня взаємної поляризації [113, 118].

У роботах [119, 120] знайдено вираз величини КСВП для двох точок (r_1, r_2) мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини

$$V(r_1, r_2) = \frac{(U_x(r_1)U_x(r_2) - U_y(r_1)U_y(r_2))^2 + 4U_x(r_1)U_x(r_2)U_y(r_1)U_y(r_2)\exp(i(\delta_y(r_2) - \delta_x(r_1)))}{(U_x^2(r_1) + U_y^2(r_1))(U_x^2(r_2) + U_y^2(r_2))} \quad (4.1)$$

Тут U_x і U_y ортогональні складові амплітуди лазерної хвилі у площині мікроскопічного зображення, δ_x і δ_y - відповідні значення фаз таких складових.

Основні характеристичні значення параметру V для точок (r_1, r_2) з різними типами поляризації наведені в таблиці 4.1 [124].

Таблиця 4.1 Значення комплексного ступеня взаємної поляризації $V(r_1, r_2)$ двох точок (r_1, r_2) з різними типами світлових коливань

$U(r_1)$	$U(r_2)$	$V(r_1, r_2)$
$U_x(r_1); U_x(r_1) + U_y(r_1)\exp(i\delta)$	$U_x(r_2); U_x(r_2) + U_y(r_2)\exp(i\delta)$	1
$U_x(r_1)$	$U_x(r_2) + U_y(r_2)$	$\frac{U_x^2(r_2)}{U_x^2(r_2) + U_y^2(r_2)}$
$U_x(r_1)$	$U_x(r_2) + iU_y(r_2)$	0.5
$U_x(r_1); U_x(r_1) + U_y(r_1)\exp(i\delta)$	$U_y(r_2); U_x(r_2) - U_y(r_2)\exp(i\delta)$	0

З даних, які містить таблиця 4.1 випливає, що величина комплексного ступеня взаємної поляризації $V(r_1, r_2)$ може бути використана в якості діагностичного параметру оцінювання координатної поляризаційно-неоднорідної структури мікроскопічних зображень біологічних об'єктів.

З метою експериментального застосування даного параметру визначимо дійсну ($\text{Re}\{V\}$) частину комплексного ступеня взаємної поляризації V

$$\text{Re}\{V(r_1, r_2)\} = \frac{(U_x(r_1)U_x(r_2) - U_y(r_1)U_y(r_2))^2 + 4U_x(r_1)U_x(r_2)U_y(r_1)U_y(r_2)\cos\delta_{12}}{(U_x^2(r_1) + U_y^2(r_1))(U_x^2(r_2) + U_y^2(r_2))} \quad (4.2)$$

4.1.2. КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів з впорядкованою архітектонікою

На рис. 4.1 приведено результати експериментального дослідження координатних розподілів значень модуля КСВП (фрагмент (1)) гістологічного зрізу тканини скелетного м'яза, а також гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВП (фрагмент (2))

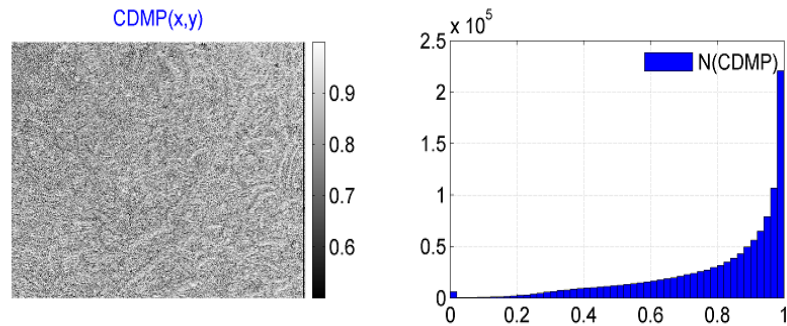


Рис. 4.1. КСВП-мапа (ліва частина) та гістограма (права частина) розподілу значень модуля КСВП у мікроскопічному зображенні гістологічного зрізу скелетного м'яза

З одержаних даних видно, що прояви оптичної анізотропії гістологічного зрізу скелетного м'яза із просторово-структурованою фібрилярною мережею проявляються у формуванні поляризаційно-неоднорідного мікроскопічного зображення. З фізичного погляду головним чинником цього є наявність певного спектру орієнтацій оптичних осей та фазових зсувів, які вносяться двопротинезаломлюючими фібрилами з різним геометричним перерізом. З іншого боку, полікристалічна міозинова мережа скелетного м'яза достатньо просторово впорядкована. Виходячи з цього стає зрозумілою структура гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВА – асиметричні залежності з достатньо малою дисперсією та яскраво окресленим екстремумом.

Кількісно результати статистичного аналізу координатних розподілів значень КСВА оптично-тонких шарів міокарду та плівки ліквору приведені у таблиці 4.2.

Таблиця 4.2 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

$Q_{i=1;2;3;4}$	КСВП
$Q_{i=1}$	0,89
$Q_{i=2}$	0,14
$Q_{i=3}$	0,71
$Q_{i=4}$	1,36

Аналіз сукупності статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу біологічної тканини з просторово-впорядкованою полікристалічною мережею виявив найбільш чутливі. До них відносяться статистичні моменти вищих порядків $Q_{i=3;4}(V)$, які характеризують асиметрію та гостроту піку гістограм розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень таких об'єктів.

4.1.3. КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних шарів з розупорядкованою архітектонікою

Рис. 4.2 ілюструє результати експериментального дослідження координатних розподілів значень модуля КСВП (ліва частина) гістологічного зрізу тканини мозку, а також гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВП (права частина)

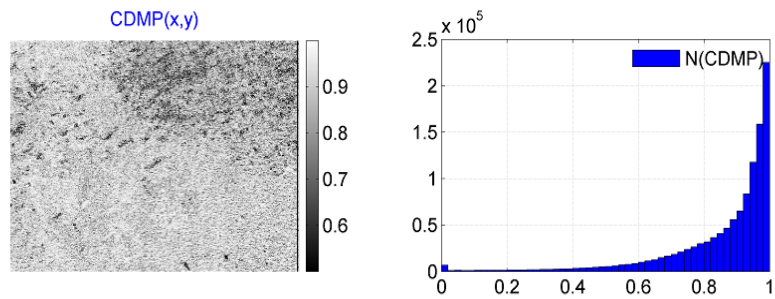


Рис. 4.2. КСВП-мапа (ліва частина) та гістограма (права частина) розподілу значень модуля КСВП у мікроскопічному зображенні гістологічного зрізу мозку

Порівняльний аналіз координатних розподілів значень модулів КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда (рис. 4.1) і тканини мозку (рис. 4.2) виявив значні відмінності. Зокрема, структура поляризаційно-неоднорідного мікроскопічного зображення більш складна у сенсі збільшення інтервалу випадкових змін значень модуля КСВП.

Останні в свою чергу (таблиця 4.1) визначаються ступенем подібності, або, навпаки, відмінності станів поляризації у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу тканини мозку.

Виявлену особливість можна пов'язати з більшим спектром орієнтацій оптичних осей локальних фібрил даної біологічної тканини.

Дана морфологічна будова оптично анізотропної фібрилярної мережі обумовлює можливість формування більш "різноманітних" поляризаційних станів у різних координатах мікроскопічного зображення.

Виходячи з цього стає зрозумілим більший рівень дисперсії гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВП (рис. 4.2, права частина) при одночасному зменшенні її асиметрії та гостроти піку - таблиці 4.3.

Таблиця 4.3 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

$Q_{i=1;2;3;4}$	КСВП
$Q_{i=1}$	0,74
$Q_{i=2}$	0,21
$Q_{i=3}$	0,57
$Q_{i=4}$	0,83

Порівняльний аналіз величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків (таблиця 4.2 і таблиця 4.3), які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин обох типів виявив:

- різні типи полікристалічних мереж реальних біологічних тканин характеризуються індивідуальною сукупністю статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}(V)$,

які характеризують розподіли ступеня кореляційної узгодженості азимута та еліптичності поляризації у різних точках мікроскопічного зображення об'єкту;

- найбільш чутливими до зміни поляризаційної неоднорідності лазерних полів у площині мікроскопічних зображень виявилися всі статистичні момент $Q_{i=1;2;3;4}(V)$;

- наступні тенденції у зміні величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують поляризаційно-кореляційну структуру мікроскопічних зображень з розупорядкованою за напрямками оптичних осей двопронезаломлюючою фібрилярною мережею – $Q_1 \downarrow; Q_2 \uparrow; Q_3 \downarrow; Q_4 \downarrow$.

Одержані результати та визначені закономірності формування КСВП – розподілів сіток просторово структурованих фібрилярних мереж біологічних кристалів було покладено в основу розробки методики диференціації змін оптичної анізотропії, обумовлених некротичними змінами міокарда.

4.1.4. Діагностичні можливості КСВП - картографування

Даний параграф містить результати досліджень можливості поляризаційно-кореляційної диференціації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. На рис. 4.3 наведено серію координатних розподілів значень модуля поляризаційно-кореляційного параметру КСВП (ліві частини) та гістограми їх випадкових значень (праві частини).

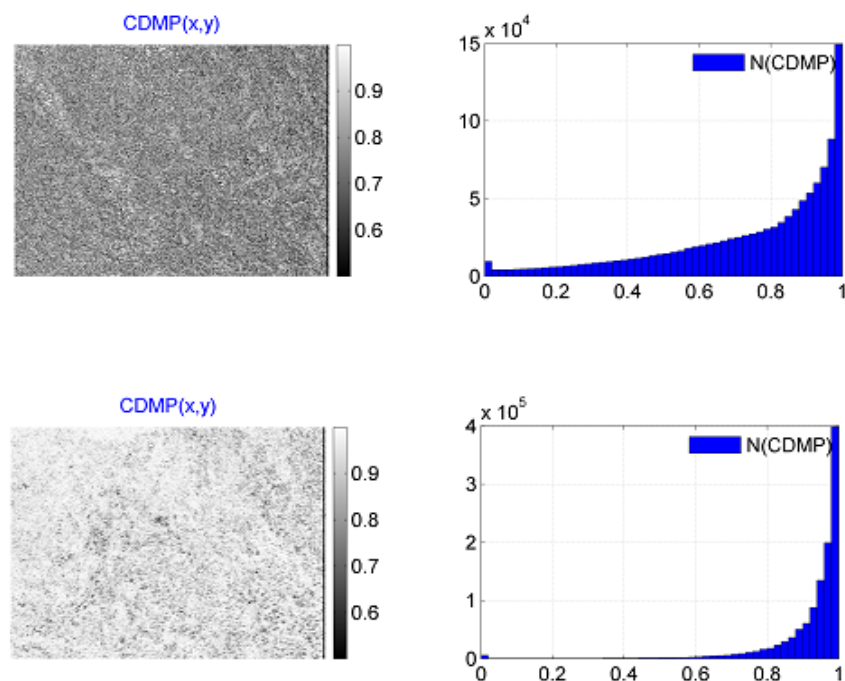


Рис. 4.3. КСВП - мапи (ліві частини) та гістограми (праві частини) розподілу значень модуля КСВП у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих від механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок)

Співставлення статистичних параметрів $Q_{i=1;2;3;4}(V)$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда обох типів, виявило такі відмінності для механічної асфіксії у порівнянні із випадком інфаркту:

- зменшення середньої ($Q_1(V) \downarrow \uparrow$) асиметрії ($Q_3(V) \downarrow \uparrow$) та ексцесу ($Q_4(V) \downarrow \uparrow$);
- зростання дисперсії ($Q_2(V) \uparrow$), які характеризують гістограми розподілів значень модуля КСВП зображення зразку міокарда, померлого внаслідок механічної асфіксії.

Фізично одержані результати можна пов'язати з “руйнацією” двопротенезаломлення фібрилярної мережі міокарда, померлого внаслідок інфаркту. Внаслідок цього, зменшується ймовірність формування значень модуля КСВП, що відмінні від екстремального $V = 1$.

Внаслідок цього зменшується дисперсія і, навпаки, зростає середнє, асиметрія та ексцес, які характеризують розподіл даного кореляційного параметру мікроскопічного зображення гістологічного зрізу некротично зміненого міокарда.

Розширення діапазону зміни випадкових значень модуля КСВП у площині мікроскопічного зображення гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок механічної асфіксії пов'язано з більшим рівнем двопротенезаломлення міоцинової мережі даного зразку – $Q_1 \downarrow; Q_2 \uparrow; Q_3 \downarrow; Q_4 \downarrow$.

Результати порівняльного аналізу усереднених (у межах відповідних груп зразків) значень статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують двомірні розподіли значень модуля КСВП, наведено у таблиці 4.3.

Одержані дані виявили найбільш чутливі ($\Delta Q = \max$) до зміни поляризаційної структури мікроскопічних зображень полікристалічних мереж міокарда - статистичні моменти Q_1, Q_2 .

Установлені наступні кількісні критерії міжгрупових відмінностей значень статистичних моментів 1-го – 2-го порядків, які характеризують розподіли модуля поляризаційно-кореляційного параметру КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда обох груп - $V(m \times n) \Leftrightarrow \Delta Q_1 = 1,35; \Delta Q_2 = 1,69$.

Таблиця 4.3 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (V) та інфаркту (V^*)

$Q_{i=1;2;3;4}$	V	V^*	$Ac, \%$
$Q_{i=1}$	$0,68 \pm 0,098$	$0,92 \pm 0,11$	79
$Q_{i=2}$	$0,22 \pm 0,034$	$0,13 \pm 0,018$	85
$Q_{i=3}$	$0,57 \pm 0,072$	$0,65 \pm 0,084$	62
$Q_{i=4}$	$0,93 \pm 0,12$	$1,13 \pm 0,15$	63

При цьому, досягнуто високий рівень збалансованої точності - $Ac(V) = 79\% - 85\%$, який вищий за точність азимутально-інваріантного поляризаційного та мюллер-матричного картографування (розділ 3, таблиці 3.3, 3.4, 3.7, 3.8).

4.2. Поляризаційна корелометрія оптично-анізотропних мереж біологічних шарів

4.2.1. КСВА-картографування біологічних шарів

На рис. 4.4 приведено результати експериментального дослідження координатних розподілів КСВА (ліва частина) гістологічного зрізу тканини скелетного м'яза, а також гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВА (права частина)

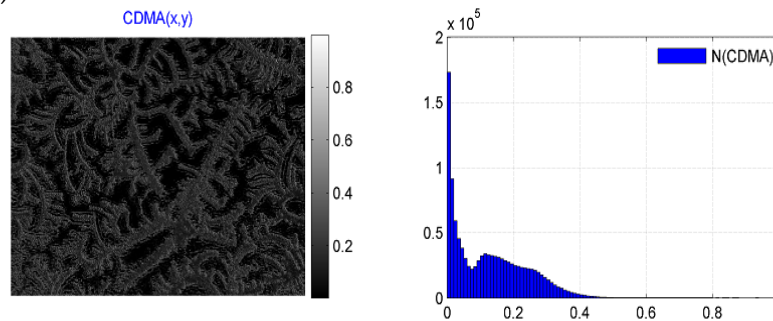


Рис. 4.4. КСВА-мапа (ліва частина) та гістограма (права частина) розподілу значень модуля КСВА гістологічного зрізу скелетного м'яза

З одержаних даних видно, що прояви оптичної анізотропії просторово впорядкованої за напрямками оптичних осей двопротенезаломлюючої фібрилярної мережі гістологічного зрізу міокарда суттєво відрізняються у величинах статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень модуля КСВА, від аналогічних результатів поляризаційно-кореляційної мікроскопії даного біологічного шару (рис. 4.1 і рис. 4.2). Головною причиною цього, на нашу думку, є інше “інформаційне наповнення” даного поляризаційно-кореляційного методу, який забезпечує можливість прямого оцінювання координатної структури оптично-анізотропної просторово-впорядкованої мережі міозинових фібрил. Виходячи з цього, гістограми розподілів $N(W)$ випадкових значень модуля КСВА являють собою ще більш асиметричніші з достатньо малою дисперсією та яскраво окресленим екстремумом залежності (рис. 4.1, права частина і рис. 4.4, права частина). Кількісно результати статистичного аналізу координатних розподілів значень модуля КСВА оптично-тонких гістологічних зрізів скелетного м'яза приведені у таблиці 4.4.

Таблиця 4.4 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВА гістологічного зрізу скелетного м'яза

$Q_{i=1;2;3;4}$	КСВА
$Q_{i=1}$	0,08
$Q_{i=2}$	0,12
$Q_{i=3}$	1,14
$Q_{i=4}$	1,68

Порівняльний аналіз величини набору статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП і КСВА полікристалічних мереж шару скелетного м'яза виявив (таблиця 4.2 і таблиця 4.4):

- різні типи поляризаційно-кореляційних розподілів, які характеризують структурну неоднорідність значень азимута і еліптичності поляризації у точках мікроскопічних зображень та відповідні орієнтації оптичних осей і двопронезаломлення, характеризуються індивідуальною сукупністю статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$;

- наступні співвідношення між величинами статистичних параметрів:

$$Q_1(W) \ll Q_1(V);$$

$$Q_2(W) \approx Q_2(V);$$

$$Q_3(W) > Q_3(V);$$

$$Q_4(W) > Q_4(V).$$

- що найбільш чутливими за величиною до проявів двопронезаломлення просторово впорядкованих полікристалічних мереж скелетного м'яза виявилися статистичні моменти вищих порядків $Q_{i=3;4}(W)$, які характеризують асиметрію та гостроту піку гістограм розподілів значень модуля КСВА таких об'єктів.

•

4.2.2. КСВА-картографування біологічних шарів з розупорядкованою архітектонікою

На рис. 4.5 приведено результати експериментального дослідження координатних розподілів КСВА (права частина) гістологічного зрізу мозку (тканини з розупорядкованою за напрямками оптичних осей двопронезаломлюючою мережею), а також гістограми розподілу випадкових значень модуля КСВА, що характеризують координатну узгодженість параметрів оптичної анізотропії у площині біологічного шару (ліва частина).

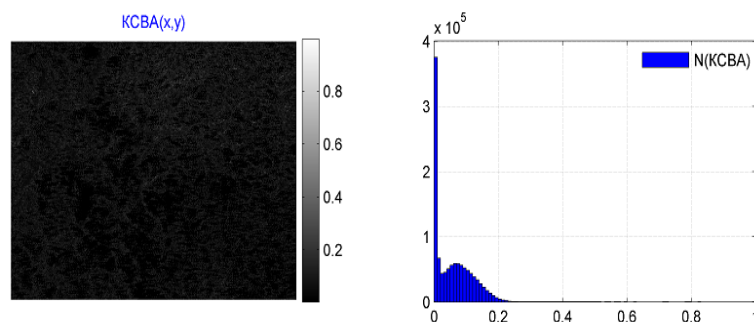


Рис. 4.5. КСВА-мапа (ліва частина) та гістограма (права частина) розподілу значень модуля КСВА у мікроскопічному зображенні гістологічного зрізу мозку

З аналізу одержаних даних видно, що прояви оптичної анізотропії полікристалічної мережі гістологічного зрізу тканини мозку суттєво відрізняються від аналогічних результатів поляризаційно-кореляційної мікроскопії гістологічного зрізу скелетного м'яза (рис. 4.4 і рис. 4.5).

З фізичного погляду головним чинником таких змін є відмінності у просторово-геометричній будові фібрилярних мереж, яка визначає специфіку розподілів напрямів оптичних осей. Внаслідок цього для гістологічного зрізу тканини мозку формується більший спектр таких напрямків. Це, в свою чергу, обумовлює більший діапазон зміни значень модуля КСВА у площині біологічного шару. Виходячи з цього гістограми розподілів $N(W)$ випадкових значень модуля КСВА являють собою менш асиметричніші з більшою дисперсією залежності (рис. 4.4, права частина і рис. 4.5, права частина).

Кількісно результати статистичного аналізу розподілів значень модуля КСВА шару тканини мозку приведені у таблиці 4.5.

Порівняльний аналіз сукупності статистичних параметрів, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВА полікристалічних мереж біологічних шарів обох типів (W - скелетний м'яз, W^* - тканина мозку) виявив наступні співвідношення:

$$\begin{aligned} Q_1(W) &< Q_1(W^*), \\ Q_2(W) &< Q_2(W^*), \\ Q_3(W) &> Q_3(W^*), \\ Q_4(W) &> Q_4(W^*). \end{aligned}$$

Таблиця 4.5 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли КСВА мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

$Q_{i=1;2;3;4}$	КСВА
$Q_{i=1}$	0,06
$Q_{i=2}$	0,19
$Q_{i=3}$	0,85
$Q_{i=4}$	1,23

Одержані результати та визначені закономірності формування КСВА-мап сіток просторово впорядкованих і розупорядкованих за напрямками оптичних осей мереж біологічних кристалів було покладено в основу розробки методики поляризаційно-кореляційної мікроскопії біологічних шарів у диференціації змін оптичної анізотропії, обумовлених некротичними змінами міокарда.

4.2.3. Діагностичні можливості КСВА - картографування

Даний параграф містить результати досліджень можливості поляризаційно-кореляційної диференціації змін двопронезаломлення міозинових мереж міокарда, що обумовлені некротичними змінами міокарда.

На рис. 4.6 наведено поляризаційно-кореляційні КСВА мапи $W(m \times n)$ (ліві частини) і гістограми $N(W)$ (праві частини) розподілів значень модуля КСВА у площині гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок).

Кількісні відмінності між поляризаційно-кореляційними мапами характеризують величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які наведені у таблиці 4.6.

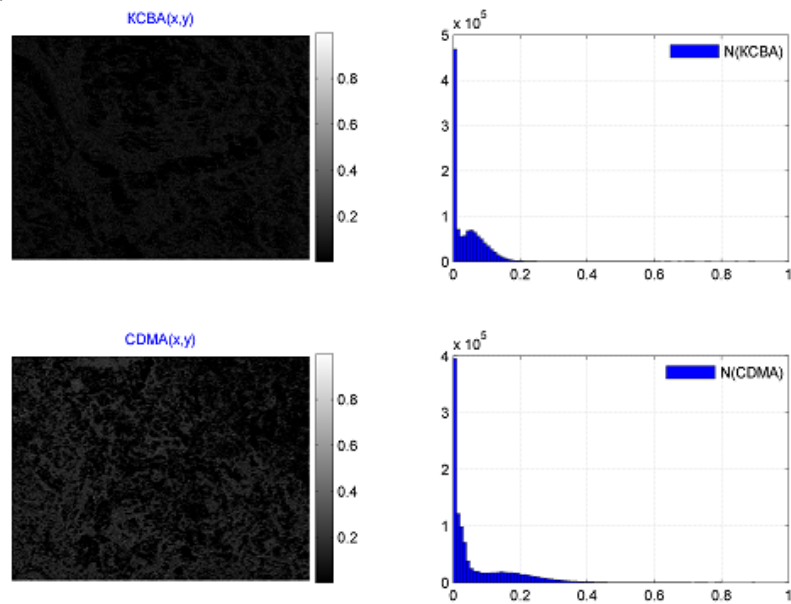


Рис. 4.6. КСВА-мапи (ліві частини) та гістограми (праві частини) гістологічних зрізів міокарда померлих від механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок)

З аналізу статистичних моментів 1-го – 4-го порядку $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля поляризаційно-кореляційного параметру КСВА гістологічних зрізів міокарда обох типів, виявлено наступні основні відмінності.

Перше, - для обох причин настання смерті має місце суттєва відмінність між величинами всіх чотирьох статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}(W)$ і $Q_{i=1;2;3;4}(W^*)$.

Друге, - для некротичних змін, обумовлених інфарктом має місце зменшення середнього ($Q_1(W) \downarrow$) та дисперсії ($Q_2(W) \downarrow$).

Третє, - для випадку механічної асфіксії – величини статистичних моментів зростають $Q_3(W^*) \uparrow$ та $Q_4(W^*) \uparrow$.

Виявлені сценарії можна пов'язати з різним впливом некротичних змін на двопротенезаломлення фібрилярних мереж міозину. Для померлого внаслідок інфаркту має місце морфологічна руїнація фібрилярної мережі міокарда. Оптично це виявляється у зменшенні двопротенезаломлення. Внаслідок цього, зменшується ймовірність формування значень модуля КСВА, що відмінні від екстремального $W = 0$. Внаслідок цього зменшується дисперсія і, навпаки, зростають величини середнього, асиметрії та ексцесу, які характеризують розподіл даного кореляційного параметру гістологічного зрізу некротично зміненого міокарда.

Розширення діапазону зміни випадкових значень модуля КСВА у площині двопротенезаломлюючої сітки гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок механічної асфіксії пов'язано з більшим рівнем двопротенезаломлення міозинової мережі даного зразку - $Q_1(W) \downarrow; Q_2(W) \uparrow; Q_3(W) \downarrow; Q_4(W) \downarrow$.

Результати порівняльного аналізу усереднених (у межах відповідних груп зразків) значень статистичних моментів, які характеризують двомірні розподіли значень модуля КСВА, наведено у таблиці 4.6.

Наведені у таблиці 4.6 дані дозволили встановити критерії міжгрупових відмінностей значень статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують поляризаційно-кореляційні КСВА мапи $W(m \times n)$ гістологічних зрізів міокарда обох типів

$$W(m \times n) \Leftrightarrow \{\Delta M_1 = 1,22; \Delta M_2 = 1,26; \Delta M_3 = 1,34; \Delta M_4 = 1,36.$$

Одержані результати виявили чутливість всіх чотирьох статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$ до некротичних змін оптичної анізотропії полікристалічних міозинових мереж міокарду. При цьому, досягнуто максимально високий рівень збалансованої точності - $Ac(W) = 80\% - 87\%$, який вищий (на 10%-20%) за точність азимутально-інваріантного поляризаційного та мюллер-матричного картографування з використанням вейвлет-аналізу та просторово-частотної фільтрації.

Таблиця 4.6 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (W) та інфаркту (W^*)

$Q_{i=1;2;3;4}$	W	W^*	$Ac, \%$
$Q_{i=1}$	$0,12 \pm 0,017$	$0,07 \pm 0,009$	83
$Q_{i=2}$	$0,19 \pm 0,025$	$0,11 \pm 0,018$	84
$Q_{i=3}$	$1,09 \pm 0,16$	$1,48 \pm 0,021$	90
$Q_{i=4}$	$1,63 \pm 0,23$	$2,12 \pm 0,29$	86

4.3. Висновки до четвертого розділу

1. На основі кореляційного підходу до описання поляризаційно-неоднорідних лазерних полів проведено порівняльне дослідження метод аналізу полікристалічних оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин шляхом використання поляризаційно-кореляційних параметрів – комплексного ступеня взаємної поляризації (КСВП) і комплексного ступеня взаємної анізотропії (КСВА).
2. Експериментально апробована методика визначення координатних розподілів значень модуля КСВП і КСВА оптично-тонких біологічних шарів з просторово-впорядкованими і розупорядкованими за напрямками оптичних осей двопроточними фібрілярними мережами.
3. Установлені найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії об'єктивні параметри – статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, які характеризують розподіли значень модуля КСВП мікроскопічних зображень біологічних шарів та статистичні моменти 1-го – 4-го порядків, характеризують розподіли значень модуля КСВА полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин.
4. Експериментально досліджено статистичну (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків) структуру розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень просторово-структурованих фібрілярних мереж гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Виявлено найбільш чутливі параметри - статистичні моменти 1-го і 2-го порядків Q_1, Q_2 , які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП. При цьому, досягнуто рівень збалансованої точності - $Ac(V) = 79\% - 85\%$, який вищий за точність азимутально-інваріантного поляризаційного та мюллер-матричного картографування біологічних шарів та їх мікроскопічних зображень.
5. Експериментально досліджено статистичну (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків) структуру розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень просторово-структурованих фібрілярних мереж гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Виявлено найбільш чутливі параметри – повний набір чотирьох статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВА. При цьому, досягнуто максимально високий рівень збалансованої точності - $Ac(W) = 84\% - 90\%$.

Розділ 5. БАГАТОФУНКЦІОНАЛЬНА СТОКС-КОРЕЛОМЕТРИЯ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ

Даний розділ містить результати:

- вейвлет-аналізу розподілів значень модуля КСВП поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.
- вейвлет-аналізу розподілів значень модуля КСВА оптично-анізотропних полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин;
- просторово-частотної фільтрації розподілів значень модуля КСВП поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин;
- просторово-частотної фільтрації розподілів значень модуля КСВА оптично-анізотропних полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин;

5.1. Структурно-логічна схема дослідження

На серії рис. 5.1 і рис. 5.2 представлено структурно-логічні схеми досліджень оптичних властивостей полікристалічних мереж та поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів скелетного м'яза (просторово впорядкована фібрилярна мережа), мозку (розупорядкована оптично-анізотропна мережа) та міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту на різних геометричних масштабах геометричних розмірів шляхом вейвлет- та фур'є розподілів значень модуля поляризаційно-кореляційних параметрів – КСВП і КСВА.

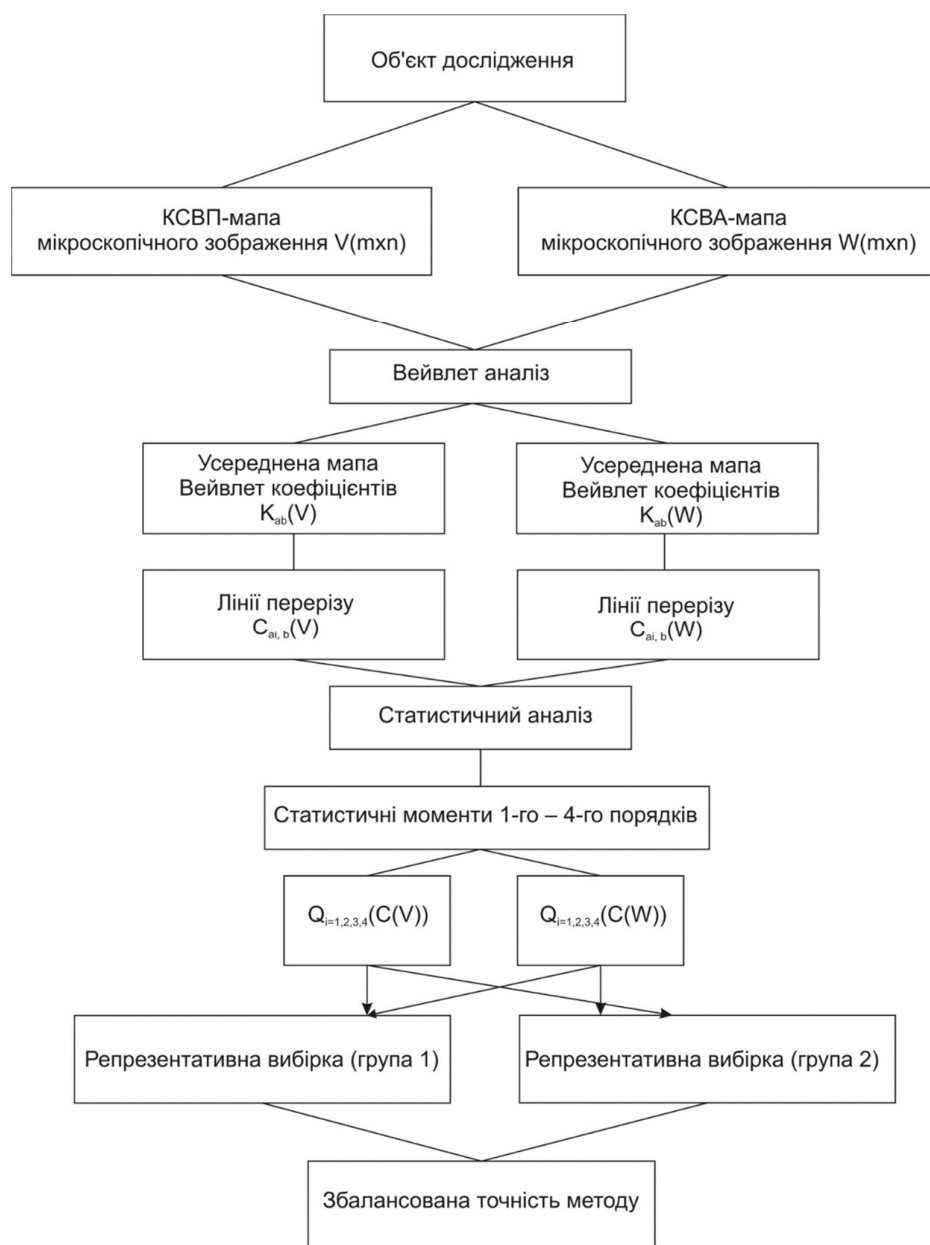


Рис. 5.1. Структурно-логічна схема дослідження розподілів КСВП і КСВА з використанням вейвлет-аналізу

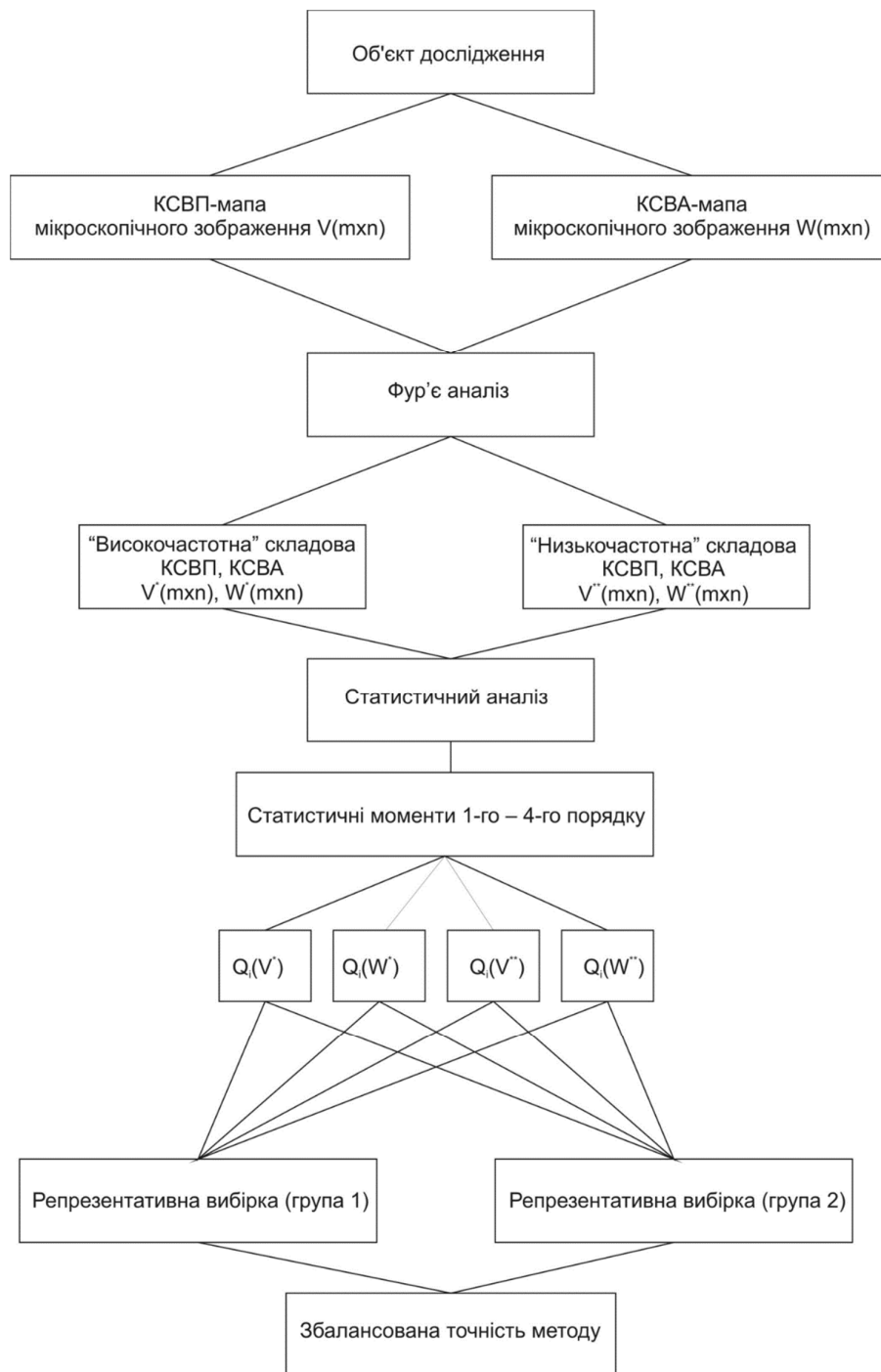


Рис. 5.2. Структурно-логічна схема дослідження розподілів КСВП і КСВА з використанням просторово-частотної фільтрації

5.2. Вейвлет-аналіз КСВП-мап мікроскопічних зображень біологічних тканин

5.2.1. Біологічні тканини із впорядкованою архітектонікою

На рис. 5.3, таблиця 5.1 представлені результати вейвлет-аналізу координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічного зрізу скелетного м'яза

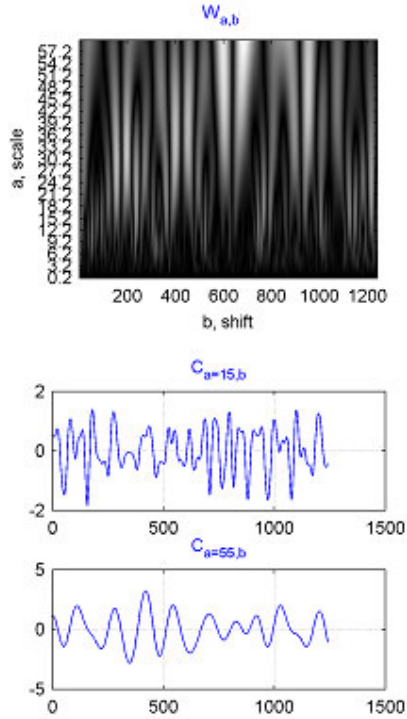


Рис. 5.3. Вейвлет коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза

Аналіз одержаних даних виявив більший ступень поляризаційної однорідності мікроскопічного зображення оптично анізотропної просторово впорядкованої фібрилярної мережі скелетного м'яза на малих геометричних масштабах, які сформовані оптично-активними ланцюжками молекул міозину у порівнянні із великими масштабами вікна МНАТ-функції. На даний факт вказує різна "будова" розподілів значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{V(x,y)\}$ та їх різномасштабних ангармонічних розподілів $C_{a,b}$. Як видно на рівні малих розмірів вікна вейвлет-функції формується достатньо гармонічна (з малою глибиною модуляції) модуляція величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $W_{a=\min,b}$ координатного розподілу значень модуля КСВП точок мікроскопічного зображення. Зворотна картина – формування ангармонічних розподілів (із великою глибиною модуляції) величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $W_{a=\max,b}$ – має місце для великомасштабного вікна МНАТ – функції, яке виділяє прояви лінійного двопротенезаломлення фібрилярної мережі.

З фізичної точки зору виявлені відмінності можна пояснити наступними міркуваннями. Перше, - співставлення станів поляризації у "близькорозташованих" ($1\text{pix} \leftrightarrow 2\mu\text{m}$) точках мікроскопічного зображення локальних мікрофібрил формує екстремально великі значення КСВП ($V \rightarrow 1$ -

таблиця 2.1) за рахунок малих відмінностей між величинами азимута і еліптичності поляризації. Відповідно до цього дрібномасштабний переріз мапи вейвлет-коефіцієнтів являє собою залежність, яка сформована суперпозицією незначної кількості гармонік. Кожна така гармоніка – відповідає певному сталому стану поляризації. Збільшення масштабу кореляційного аналізу призводить до формування більшого діапазону зміни модуля КСВП за рахунок того, що у “далековіднесених” точках мікроскопічного зображення стани поляризації яких достатньо різні внаслідок варіації напрямків оптичних осей та величини двопротенезаломлення міозинових фібрил. Відповідно до цього зростає глибина модуляції залежностей $C_{a=\max,b}$.

Кількісно можливість об’єктивного поляризаційно-кореляційного оцінювання проявів двопротенезаломлення на різних масштабах розмірів просторово-структурованої фібрилярної мережі скелетного м’яза шляхом вейвлет-аналізу координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічного зображення ілюструє таблиця 5.1.

Таблиця 5.1 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м’яза

Параметри	КСВП	КСВП	КСВП
a	5	25	80
$Q_{i=1}$	0,012	0,025	0,058
$Q_{i=2}$	0,09	0,14	0,27
$Q_{i=3}$	0,42	0,87	1,42
$Q_{i=4}$	0,74	0,53	0,34

Аналіз одержаних даних виявив, що усі статистичні моменти 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{V(x,y)\}$, відмінні від нуля.

Виявлено, наступну динаміку зміни величини статистичних моментів 3-го - 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ від області малих ($W_{a=\min b}\{V(x,y)\}$) до великих ($W_{a=\max b}\{V(x,y)\}$) масштабів вікна

$$\text{вейвлет-функції: } \left\{ \begin{matrix} a & \Uparrow \\ Q_1(C_{a,b}) & \Uparrow \\ Q_2(C_{a,b}) & \Uparrow \\ Q_3(C_{a,b}) & \Uparrow \\ Q_4(C_{a,b}) & \Downarrow \end{matrix} \right\}, \text{ до } \Uparrow - \text{ зростання величини; } \Downarrow - \text{ зменшення}$$

величини.

5.2.2. Біологічні тканини із розупорядкованою архітектонікою

На рис. 5.4 приведено серію залежностей двомірних і лінійних залежностей вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують результати масштабно-селективного аналізу координатного розподілу значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

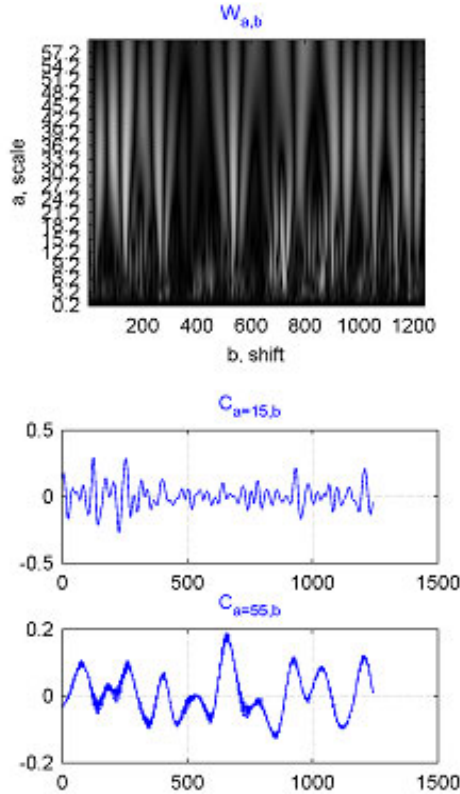


Рис. 5.4. Вейвлет-коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

Порівняльний аналіз результатів даних вейвлет - сканування двомірних розподілів поляризаційно-кореляційних мап $V(x,y)$ мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку та аналогічного дослідження двопротенезаломлюючої фібрилярної мережі мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м'яза вияв формування більший рівень модуляції розподілів $C_{a,b}$ на всіх масштабах a вікна МНАТ - функції. Даний факт можна пов'язати з тим, що розупорядкована за напрямками оптичних осей мережа оптично-анізотропних протейнових волокон тканини мозку "формує" більший координатний спектр значень азимута та еліптичності поляризації. Внаслідок цього значення амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}$ на різних масштабах вікна a вейвлет-функції $\Omega_{a,b}$, що сканує поляризаційно-кореляційні мапи $\{V(x,y)\}$

змінюються у більшому діапазоні. Відповідно до цього формуються інші значення статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли - таблиця 5.2.

Таблиця 5.2 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

Параметри	КСВП	КСВП	КСВП
a	5	25	80
$Q_{i=1}$	0,019	0,033	0,065
$Q_{i=2}$	0,12	0,18	0,32
$Q_{i=3}$	0,74	1,27	1,84
$Q_{i=4}$	0,92	0,75	0,53

Наведені у таблиці 5.2 дані вказують на більший рівень (у порівнянні з попередніми результатами – таблиця 5.1) поляризаційної неоднорідності мікроскопічного зображення гістологічного зрізу тканини мозку на всіх масштабах аналізу його кореляційної структури. Кількісно на це вказує факт того, що відмінності між величинами всіх статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують різномасштабні перерізи $C_{a=15,b}$ і $C_{a55,b}$ двовірних розподілів вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{V(x,y)\}$ в 2 – 3 рази менші, ніж ті, що наведені у таблиці 5.1.

Таким чином, нами виявлена чутливість на різних масштабах a вейвлет-сканування двовірних розподілів значень модуля КСВП точок мікроскопічних зображень полікристалічних мереж біологічних тканин з просторово впорядкованими і розупорядкованими напрямками оптичних осей. Одержана інформація була покладена в основу розробки методу поляризаційно-кореляційної КСВП-мікроскопії слабких змін оптичної анізотропії, що обумовлені некротичними змінами міокарда померлих внаслідок різних причин – механічна асфіксія та інфаркт.

5.2.3. Діагностичні можливості КСВП-картографування мікроскопічних зображень біологічних тканин

Результати вейвлет-аналізу поляризаційно-кореляційних КСВП-мап мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту наведено на рис. 5.5.

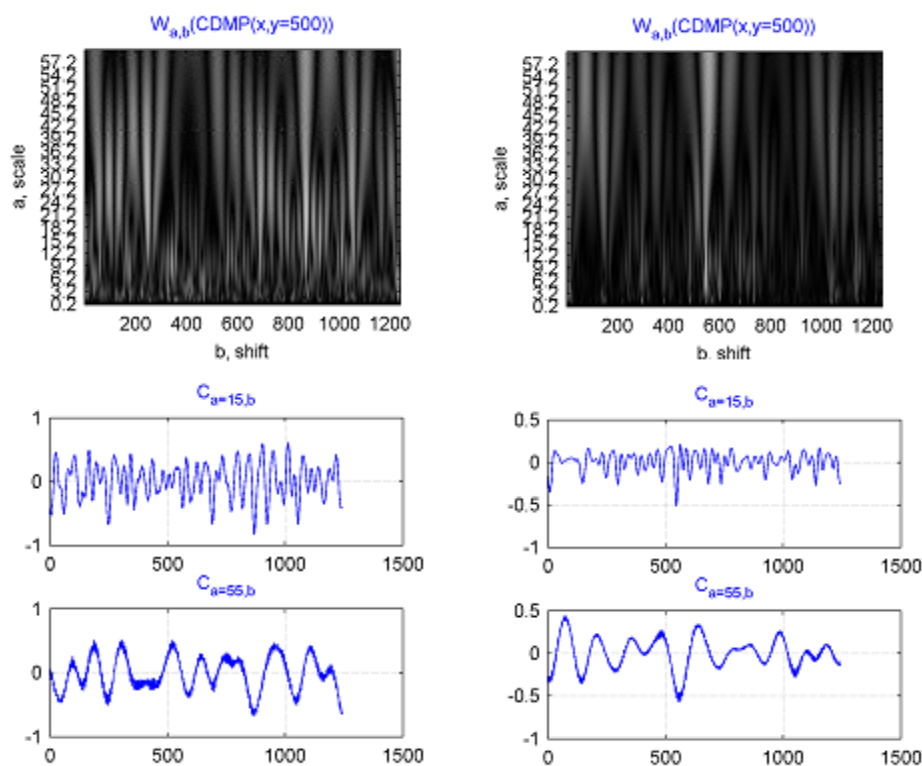


Рис. 5.5. Вейвлет коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (лівий стовпчик) та інфаркту (правий стовпчик)

Порівняльний аналіз результатів дослідження вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}(V)$ виявив найбільші відмінності між ними на рівні середніх ($a = 25$) та великих ($a = 80$) масштабів МНАТ-функції. Виявлені відмінності можна пов'язати з тим, що некротичні зміни полікристалічних мереж міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії відбуваються не на морфологічному (великомасштабному), а на більш дрібномасштабних ("концентраційних") рівнях. Проте, у рамках поляризаційно - кореляційного аналізу, який є чутливим до відмінностей між станами поляризації точок мікроскопічного зображення такої мережі, зміни анізотропії ($V < 1$) починають виявлятися на середніх масштабах розмірів фібрил. Кількісно такий процес виявляється у зростанні статистичних моментів 2-го – 4-го порядків $Q_{i=2;3;4}(C_{a,b}(V)) \uparrow$, які характеризують розподіли значень лінійних перерізів $C_{a,b}$ двомірної вейвлет-мапи $W_{a,b}\{V(x,y)\}$ на рівні середнього ($a = 25$) та великих ($a = 80$) масштабів вікна вейвлет-функції - таблиця 5.3.

Таблиця 5.3. Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів розкладу значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (V) та інфаркту (V^*)

Параметри	V	V^*	V	V^*	V	V^*
a	5		25		80	
$Q_{i=1}$	$0,095 \pm 0,001$	$0,088 \pm 0,009$	$0,021 \pm 0,003$	$0,017 \pm 0,0026$	$0,043 \pm 0,007$	$0,035 \pm 0,0046$
$Q_{i=2}$	$0,11 \pm 0,016$	$0,095 \pm 0,0013$	$0,16 \pm 0,022$	$0,11 \pm 0,018$	$0,23 \pm 0,032$	$0,15 \pm 0,015$
$Q_{i=3}$	$0,54 \pm 0,077$	$0,46 \pm 0,059$	$0,81 \pm 0,11$	$0,63 \pm 0,088$	$1,27 \pm 0,18$	$0,89 \pm 0,12$
$Q_{i=4}$	$0,63 \pm 0,084$	$0,54 \pm 0,054$	$0,44 \pm 0,058$	$0,29 \pm 0,037$	$0,31 \pm 0,043$	$0,22 \pm 0,031$

Установлені наступні відмінності (виділено сірим) між статистичними параметрами, які характеризують розподіли значень різномасштабних перерізів значень вейвлет-мап $W_{a,b}\{V(x,y); V^*(x,y)\}$ полікристалічних мереж зразків гістологічних зрізів міокарда обох типів $V(m \times n) \Leftrightarrow a_{middle} \rightarrow \Delta Q_2 = 1,45; \Delta Q_3 = 1,29; \Delta Q_4 = 1,52;$

$V(m \times n) \Leftrightarrow a_{max} \rightarrow \Delta Q_2 = 1,53; \Delta Q_3 = 1,43; \Delta Q_4 = 1,41$

Величина збалансованої точності методу картографування координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту приведена у таблиці 5.4

Таблиця 5.4. Збалансована точність методу картографування координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту

$Q_{i=1;2;3;4}$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	25	80
$Q_{i=1}$	63	67
$Q_{i=2}$	87	90
$Q_{i=3}$	74	88
$Q_{i=4}$	90	85

Як видно масштабно-селективний метод аналізу даних поляризаційно-кореляційного картографування забезпечує високий рівень збалансованої точності ($Ac = 85\% \div 90\%$) диференціації некротичних змін міокарда.

5.3. Вейвлет-аналіз КСВА-мап біологічних тканин

5.3.1. Біологічні тканини із впорядкованою архітектонікою

На рис. 5.6, таблиця 5.5 представлені результати вейвлет-аналізу розподілів значень модуля комплексного ступеня взаємної анізотропії просторово-впорядкованих оптично анізотропних мереж гістологічного зрізу скелетного м'яза

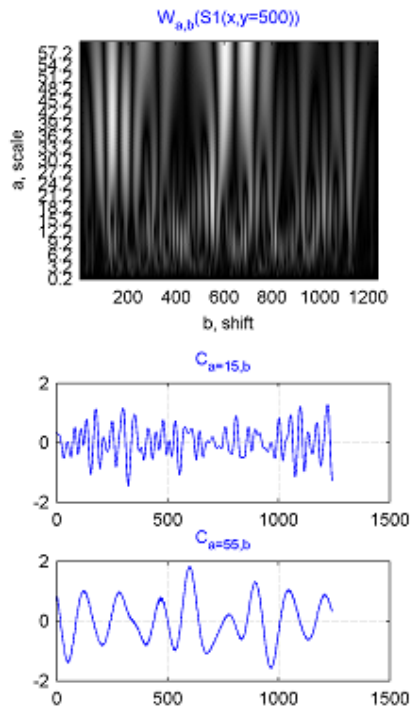


Рис. 5.6. Вейвлет-коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу значень модуля КСВА гістологічного зрізу скелетного м'яза

Співставлення одержаних даних з результатами масштабно-селективного дослідження поляризаційно-кореляційної структури мікроскопічного зображення скелетного м'яза виявили подібні сценарії для його просторово-впорядкованої фібрилярної мережі на всіх геометричних масштабах. На малих масштабах незначна глибина модуляції величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $W_{a=\min,b}$ координатного розподілу значень модуля КСВА. На середніх та великих масштабах – формування розподілів величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $W_{a=\max,b}$ з більшою глибиною модуляції.

З фізичної точки зору виявлені закономірності можна пояснити малими відмінностями між параметрами двопронезаломлення на малих масштабах геометричних розмірів фібрил. Збільшення масштабу кореляційного аналізу призводить до формування більшого діапазону зміни модуля КСВА за рахунок

того, що у “далековіднесених” точках фібрилярної мережі достатньо різні напрямки оптичних осей та величина двопронезаломлення.

Кількісно можливості об’єктивного описання проявів оптичної анізотропії на різних масштабах розмірів міозинової мережі гістологічного зрізу скелетного м’яза шляхом вейвлет-аналізу координатних розподілів значень модуля КСВА ілюструє таблиця 5.5.

Таблиця 5.5

Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВА мікроскопічного зображення гістологічного зрізу скелетного м’яза

Параметри	КСВА	КСВА	КСВА
a	5	25	80
$Q_{i=1}$	0,033	0,042	0,063
$Q_{i=2}$	0,11	0,14	0,21
$Q_{i=3}$	0,64	1,08	1,74
$Q_{i=4}$	0,97	0,75	0,53

Аналіз одержаних даних виявив, що як і у випадку масштабно-селективного кореляційного аналізу поляризаційно-неоднорідних зображень, усі статистичні моменти 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{W(x,y)\}$, відмінні від нуля. Динаміка зміни величини статистичних моментів 1-го - 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{W(x,y)\}$ теж аналогічна для різних масштабів

$$\text{вікна вейвлет-функції: } W_{a,b} \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{c} a \\ Q_1(C_{a,b}) \\ Q_2(C_{a,b}) \\ Q_3(C_{a,b}) \\ Q_4(C_{a,b}) \end{array} \right. \begin{array}{c} \uparrow\uparrow \\ \uparrow\uparrow \\ \uparrow\uparrow \\ \uparrow\uparrow \\ \downarrow\downarrow \end{array} \right\}, \text{ до } \uparrow\uparrow - \text{ зростання величини; } \downarrow\downarrow -$$

зменшення величини.

5.3.2 Біологічні тканини із розупорядкованою архітектонікою.

На рис. 5.7, таблиця 5.6 представлені результати вейвлет-аналізу розподілів значень модуля комплексного ступеня взаємної анізотропії просторово-впорядкованих оптично анізотропних мереж гістологічного зрізу мозку

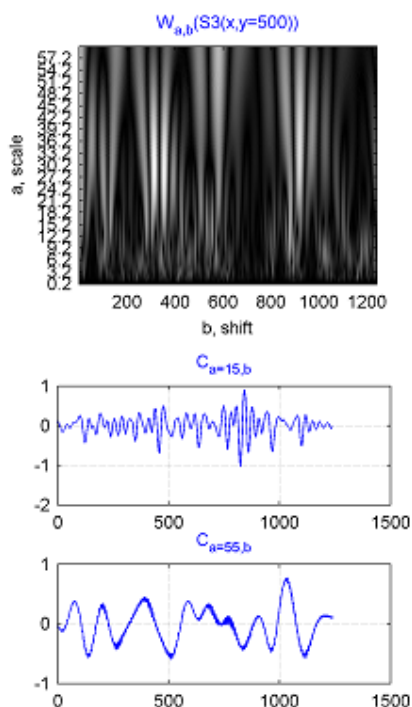


Рис. 5.7. Вейвлет-коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілу значень модуля КСВА гістологічного зрізу мозку

Порівняння результатів масштабно-селективного аналізу розподілів поляризаційно-кореляційних КСВА-мап $W(x,y)$ двопротенезаломлюючої фібрилярної мережі гістологічного зрізу мозку та аналогічного дослідження розподілів параметрів оптичної анізотропії гістологічного зрізу скелетного м'яза виявило більшу модуляцію розподілів $C_{a,b}$ на всіх масштабах a вікна МНАТ - функції. Це обумовлено тим, що розупорядкована за напрямками укладання мережа протейнових волокон тканини мозку має більший координатний спектр орієнтацій оптичних осей та величини двопротенезаломлення. Відповідно до цього формуються інші значення статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли - таблиця 5.6.

Таблиця 5.6 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВА мікроскопічного зображення гістологічного зрізу мозку

Параметри	КСВА	КСВА	КСВА
a	5	25	80
$Q_{i=1}$	0,029	0,038	0,051
$Q_{i=2}$	0,16	0,13	0,11
$Q_{i=3}$	0,62	0,84	1,14
$Q_{i=4}$	0,54	0,32	0,21

Наведені у таблиці 5.6 дані вказують на більший рівень (у порівнянні з попередніми результатами – таблиця 5.5) координатної неоднорідності розподілів значень параметрів двопронезаломлення гістологічного зрізу тканини мозку на всіх масштабах аналізу проявів оптичної анізотропії. Кількісно на це вказує факт того, що відмінності між величинами всіх статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують різномасштабні перерізи $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ двовірних розподілів вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{V(x,y)\}$ в 1,5 – 2 разів менші, ніж ті, що наведені у таблиці 5.5.

Одержана інформація була покладена в основу розробки методу КСВА-картографування диференціації змін оптичної анізотропії, що обумовлені некротичними змінами міокарда померлих внаслідок різних причин – механічна асфіксія та інфаркт.

5.3.3. Діагностичні можливості КСВА-картографування зображень біологічних тканин

Результати вейвлет-аналізу поляризаційно-кореляційних КСВА-мап оптично анізотропних двопронезаломлюючих фібрилярних мереж гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту наведено на рис. 5.8.

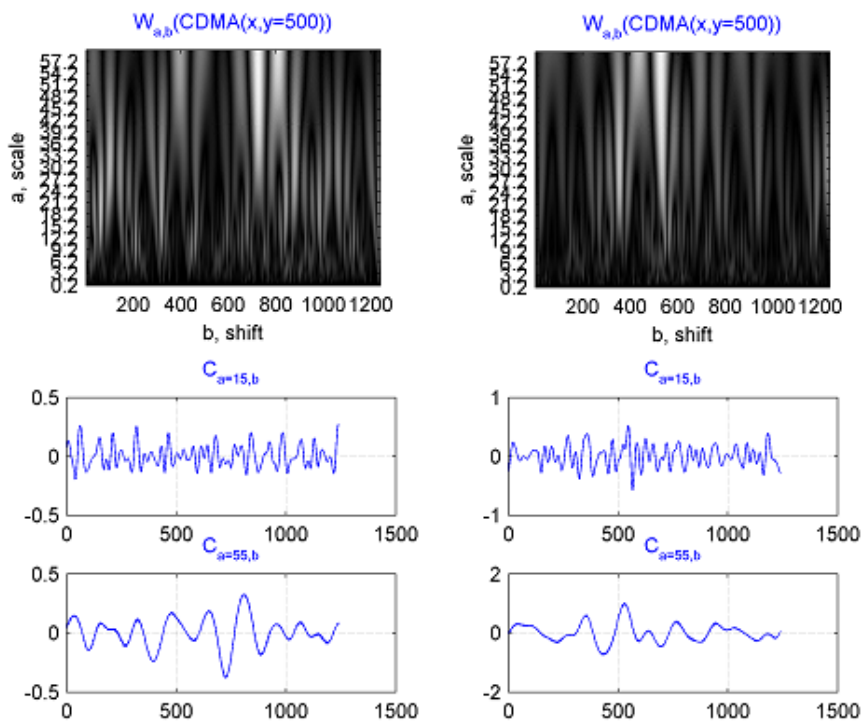


Рис. 5.8. Вейвлет коефіцієнти та їх різномасштабні поперечні перерізи розподілів значень модуля КСВА гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (лівий стовпчик) та інфаркту (правий стовпчик)

Порівняльний з даними масштабно-селективного аналізу координатних розподілів значень модуля КСВП (таблиця 5.4) аналіз результатів дослідження

розподілів вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}(W)$ також виявив найбільші відмінності між ними на рівні середніх ($a = 25$) та великих ($a = 80$) масштабів МНАТ-функції. Максимально чутливими до зміни оптичної анізотропії, обумовленої некротичними процесами міокарда, виявилися статистичні моменти 2-го – 4-го порядків ($Q_{i=2;3;4}(C_{a,b}(W)) \uparrow$), які характеризують розподіли значень лінійних перерізів $C_{a,b}$ на рівні середнього ($a = 25$) та великих ($a = 80$) масштабів вікна вейвлет-функції - таблиця 5.6.

Таблиця 5.6 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВА гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (W) та інфаркту (W^*)

Параметри	W	W^*	W	W^*	W	W^*
a	5		25		80	
$Q_{i=1}$	$0,029 \pm 0,004$	$0,022 \pm 0,0034$	$0,038 \pm 0,005$	$0,033 \pm 0,0047$	$0,056 \pm 0,008$	$0,051 \pm 0,0078$
$Q_{i=2}$	$0,19 \pm 0,025$	$0,17 \pm 0,025$	$0,15 \pm 0,022$	$0,11 \pm 0,018$	$0,13 \pm 0,018$	$0,075 \pm 0,0095$
$Q_{i=3}$	$0,64 \pm 0,086$	$0,59 \pm 0,074$	$1,08 \pm 0,17$	$0,67 \pm 0,11$	$1,74 \pm 0,22$	$1,05 \pm 0,16$
$Q_{i=4}$	$0,97 \pm 0,11$	$0,87 \pm 0,096$	$0,75 \pm 0,099$	$0,46 \pm 0,061$	$0,53 \pm 0,073$	$0,32 \pm 0,044$

Установлені наступні відмінності (виділено сірим) між діагностично чутливими статистичними моментами 2-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли $C_{a=25;80;b}$ вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b} \{W(x,y); W^*(x,y)\}$ КСВА – мап полікристалічних мереж зразків гістологічних зрізів міокарда обох типів $W(m \times n) \Leftrightarrow a_{middle} \rightarrow \Delta Q_2 = 1,36; \Delta Q_3 = 1,61; \Delta Q_4 = 1,63;$
 $W(m \times n) \Leftrightarrow a_{max} \rightarrow \Delta Q_2 = 1,7; \Delta Q_3 = 1,65; \Delta Q_4 = 1,66$

Величина збалансованої точності методу картографування координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту приведена у таблиці 5.7

Таблиця 5.7 Збалансована точність методу картографування координатних розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту

$Q_{i=1;2;3;4}$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	25	80
$Q_{i=1}$	65	67
$Q_{i=2}$	74	91
$Q_{i=3}$	82	89

$Q_{f=4}$	88	90
-----------	----	----

Досягнуто високий рівень збалансованої точності ($Ac = 82\% \div 91\%$) запропонованого методу, який співрозмірний з інформативністю аналогічного поляризаційно-кореляційного методу аналізу поляризаційно-неоднорідних зображень таких біологічних шарів.

Одержані максимально високі рівні збалансованої точності відкривають нові можливості у диференціації змін анізотропії різноманітних біологічних тканин. Проте, всі одержані аналітичним методом результати потребують розробки методик прямого експериментального детектування та розділення проявів механізмів оптичної анізотропії двопроменезаломлюючих полікристалічних мереж біологічних тканин.

5.4. Діагностичні можливості Фур'є-аналізу КСВП-мап мікроскопічних зображень біологічних тканин

На серії рис. 5.9 і рис. 5.10 приведені результати поляризаційно-кореляційного картографування оптично-анізотропних мереж гістологічних зрізів міокарда із застосуванням просторово-частотної фільтрації відповідних поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень

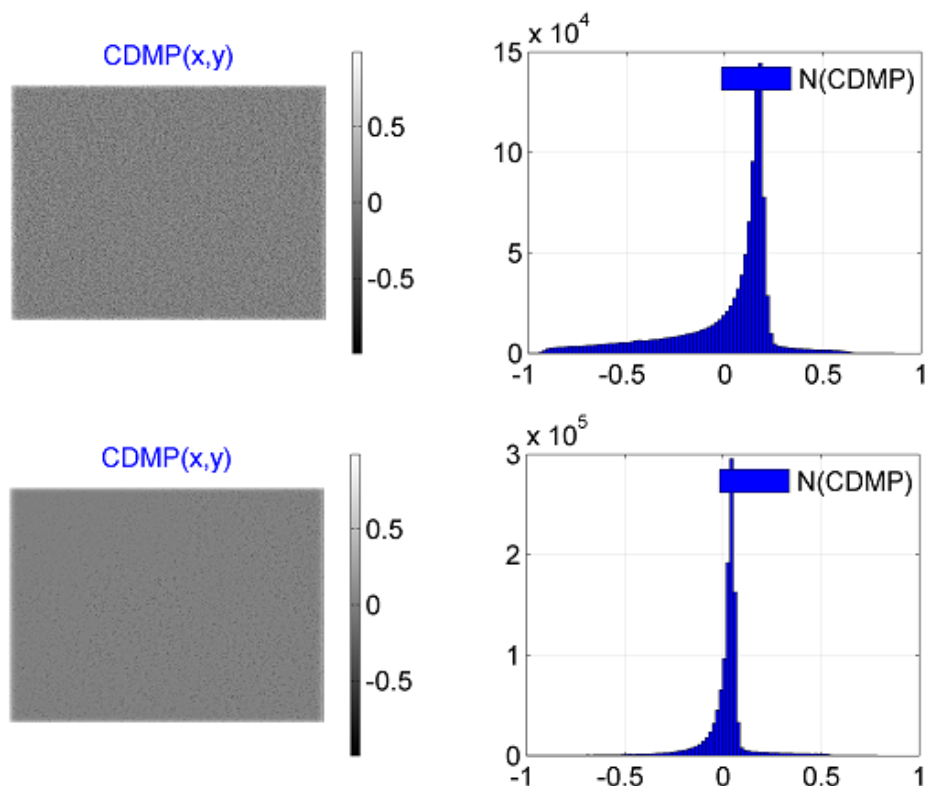


Рис. 5.9. “Високочастотні” (ліві частини) двомірні складові та гістограми (праві частини) розподілів значень модуля КСВП у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок)

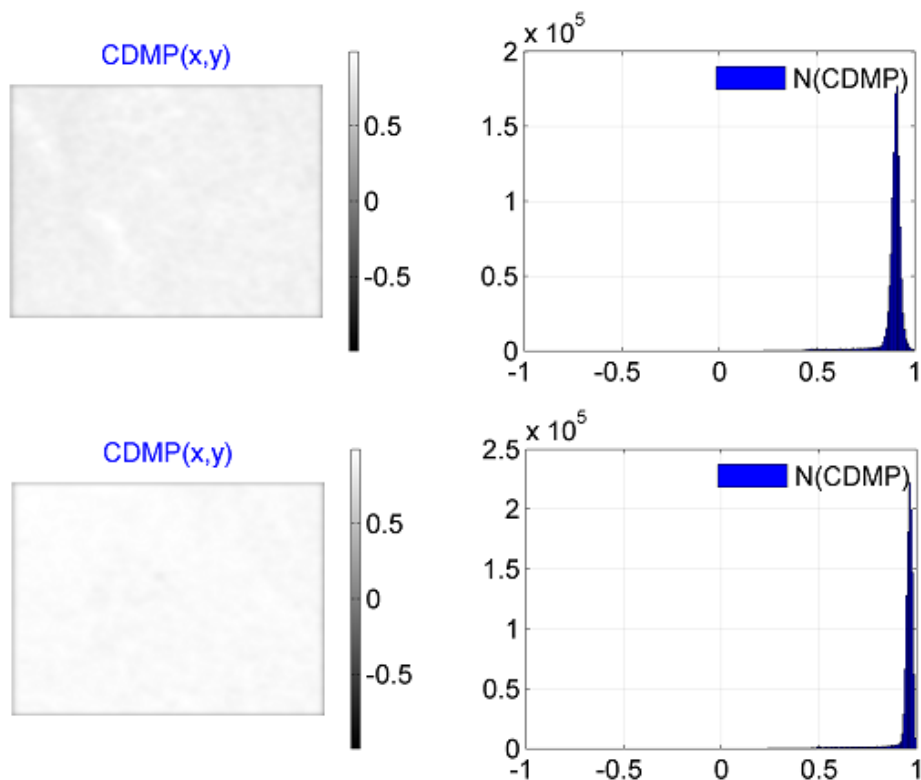


Рис. 5.10. “Низькочастотні” (ліві частини) двомірні складові та гістограми (праві частини) розподілів значень модуля КСВП у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок)

Порівняльний аналіз одержаних даних у режимах “високочастотної” і “низькочастотної” фільтрації про розподіли значень модуля КСВП мікроскопічних зображень на різних масштабах геометричних розмірів оптично-анізотропних міозинових мереж виявив такі відмінності.

Для “високочастотної” складової (рис. 5.10, фрагменти (1),(2)) спостерігається більший рівень циркулярного двопроменезаломлення міозинових поліпептидних ланцюжків міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії. Відповідна гістограма розподілу значень модуля КСВП вказує на більший рівень поляризаційної неоднорідності та характеризуються більшою дисперсією та асиметрією (рис. 5.10, фрагменти (3),(4)).

Для “низькочастотної” складової мапи розподілу значень модуля КСВП виявлено зменшення дисперсії, яка характеризує відповідну гістограму мікроскопічного зображення гістологічного зрізу міокарда померлих від інфаркту (рис. 5.10, фрагменти (3),(4)).

Кількісно розподіли значень модуля КСВП у різночастотних складових мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (V) та інфаркту (V^*) ілюструє набір статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, значення яких приведені у таблиці 5.7.

Таблиця 5.7. Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП у різночастотних складових мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (V) та інфаркту (V^*)

параметри	V	V^*	V	V^*	$Ac, \%$	$Ac, \%$
V	“високочастотна” складова (v^*)		“низькочастотна” складова (v^{**})		v^*	v^{**}
$Q_{i=1}$	$0,14 \pm 0,021$	$0,12 \pm 0,017$	$0,51 \pm 0,073$	$0,44 \pm 0,063$	63	65
$Q_{i=2}$	$0,11 \pm 0,018$	$0,09 \pm 0,022$	$0,27 \pm 0,038$	$0,16 \pm 0,027$	65	89
$Q_{i=3}$	$0,98 \pm 0,11$	$0,66 \pm 0,087$	$0,37 \pm 0,051$	$0,29 \pm 0,038$	88	72
$Q_{i=4}$	$1,18 \pm 0,16$	$1,76 \pm 0,27$	$0,53 \pm 0,072$	$0,46 \pm 0,062$	90	78

Порівняльний аналіз одержаних даних виявив такі міжгрупові відмінності величин статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВП

$$V(v^*) \Rightarrow \{\Delta Q_2 = 1,69\};$$

$$V(v^{**}) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,48; \Delta Q_4 = 1,49\}.$$

Аналіз діагностичної ефективності поляризаційно-кореляційного методу аналізу мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда з їх просторово-частотною фільтрацією виявив високий рівень збалансованої точності $Ac(V^*) = 88\% - 90\%$, $Ac(V^{**}) = 90\%$.

5.5. Діагностичні можливості Фур'є-аналізу КСВА-мап полікристалічних мереж біологічних тканин

Наступним кроком стало поляризаційно-кореляційне картографування гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 5.11) та інфаркту (рис. 5.12).

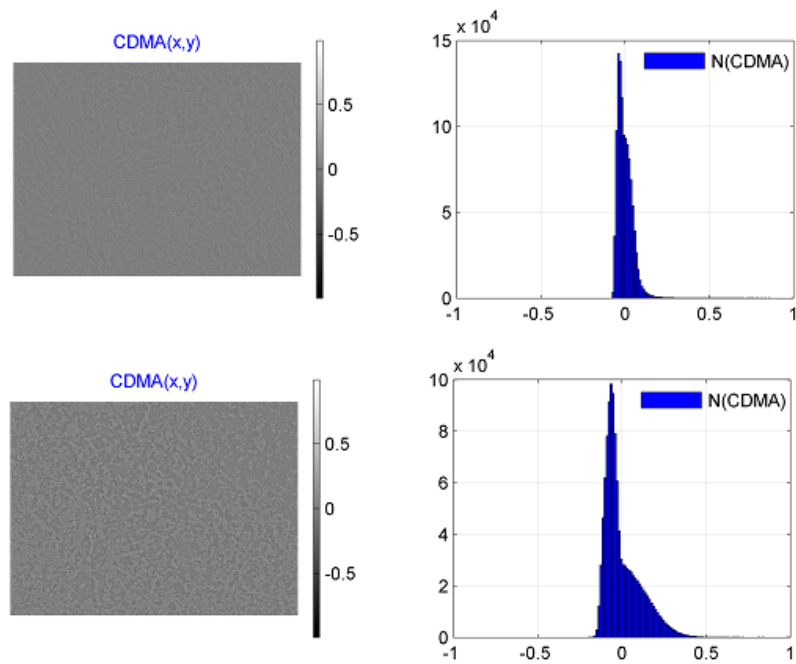


Рис. 5.11. “Високочастотні” (ліві частини) двомірні складові та гістограми (праві частини) розподілів значень модуля КСВА у зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок))

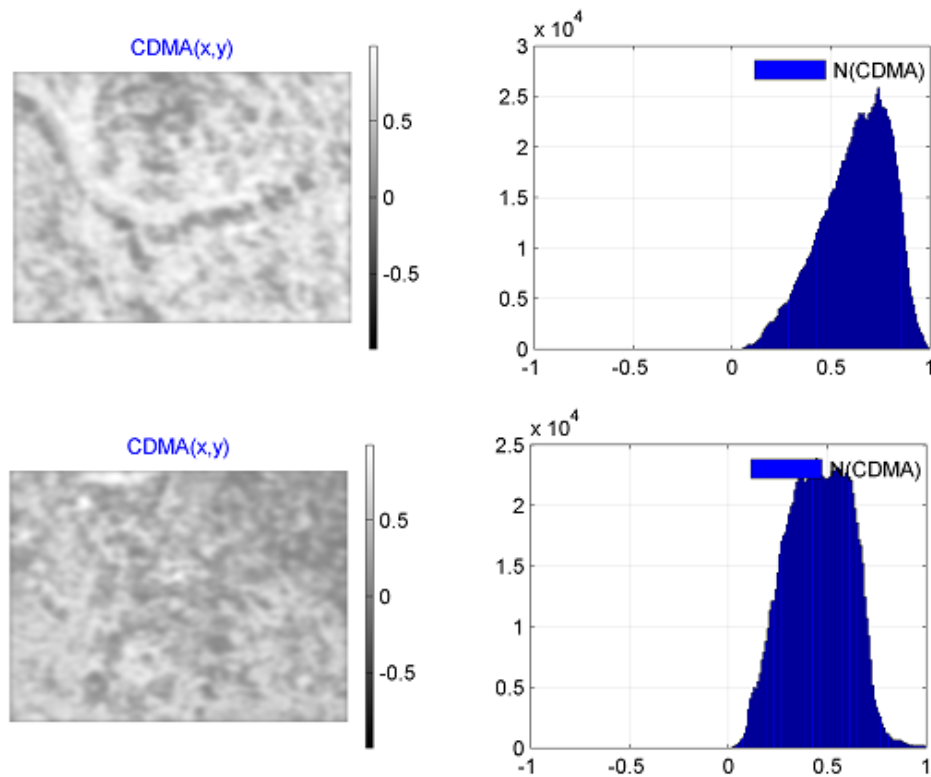


Рис. 5.12. “Низькочастотні” (ліві частини) двомірні складові та гістограми (праві частини) розподілів значень модуля КСВА у мікроскопічних зображеннях гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (верхній рядок) та інфаркту (нижній рядок))

Порівняльний аналіз одержаних розподілів значень модуля КСВА, які характеризують координатну узгодженість параметрів двопротенезаломлення на різних масштабах оптично-анізотропних протейнових мереж виявив такі відмінності. Для “високочастотної” складової КСВА-мапи W^* – більший рівень циркулярного двопротенезаломлення міозинових поліпептидних ланцюжків міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (рис. 5.11). Для “низькоастотної” КСВА-мапи W^{**} - зменшення лінійного двопротенезаломлення міозинових мереж міокарда померлих від інфаркту (рис. 5.12).

Кількісно розподіли значень модуля поляризаційно-кореляційного параметру КСВ ілюструє набір статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, значення яких приведені у таблиці 5.8.

Таблиця 5.8. Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень модуля КСВА гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії (W) та інфаркту (W^*)

Параметри	W	W^*	W	W^*	$Ac, \%$	$Ac, \%$
ν	“високочастотна” складова (ν^*)		“низькочастотна” складова (ν^{**})		ν^*	ν^{**}
$Q_{i=1}$	$0,105 \pm 0,017$	$0,09 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,055$	$0,35 \pm 0,044$	62	67
$Q_{i=2}$	$0,14 \pm 0,019$	$0,12 \pm 0,016$	$0,22 \pm 0,031$	$0,25 \pm 0,033$	60	63
$Q_{i=3}$	$0,76 \pm 0,097$	$0,59 \pm 0,081$	$0,38 \pm 0,052$	$0,22 \pm 0,028$	75	90
$Q_{i=4}$	$1,74 \pm 2,1$	$1,41 \pm 0,19$	$0,54 \pm 0,072$	$0,36 \pm 0,047$	79	86

Як видно найбільш виразно відмінності між проявами оптичної анізотропії спостерігаються на рівні великомасштабних фібрил міокарда з різним ступенем некротичних змін. Відповідні величини величин статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли “різностотних” значень модуля КСВА відрізняються наступним чином

$$W(\nu^*) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,31; \Delta Q_4 = 1,27\};$$

$$W(\nu^{**}) \Rightarrow \{\Delta Q_3 = 1,72; \Delta Q_4 = 1,5\}.$$

Аналіз діагностичної ефективності даного методу поляризаційно-кореляційного картографування двопротенезаломлюючих мереж гістологічних зрізів міокарда з просторово-частотною фільтрацією їхніх поляризаційно-

неоднорідних мікроскопічних зображень виявив для високих частот згідно критеріїв доказової медицини хороший рівень збалансованої точності $Ad(v^*)=75\%-79\%$, а для низьких частот – відмінний рівень $Ad(v^{**})=86\%-90\%$.

5.6. Висновки до п'ятого розділу

1. Запропоновано масштабно-селективний вейвлет-аналіз координатних розподілів значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованими двопротенезаломлюючими фібрилярними мережами.

2. Досліджено діагностичні можливості вейвлет-аналізу двомірних розподілів значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних, які характеризують кореляційну узгодженість станів поляризації мікроскопічних зображень та параметрів двопротенезаломлення фібрилярної сітки міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Установлена чутливість набору статистичних моментів 2-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ-функції до змін розподілів значень модуля КСВП і КСВА та досягнуто хороший рівень збалансованої точності у диференціації некротичних змін на рівні $Ac = 82\% \div 85\%$.

3. Апробовано метод просторово-частотної фільтрації координатних розподілів значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних гістологічних зрізів біологічних тканин зі двопротенезаломлюючими фібрилярними мережами.

4. Знайдено взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 2-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних гістологічних зрізів міокарда. Досягнуто відмінний рівень збалансованої точності ($Ac \sim 90\%$) поляризаційно-кореляційного методу з фур'є-фільтрацією зображень зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту.

Розділ 6. СТОКС-КОРЕЛОМЕТРИЯ АВТОФЛУОРЕСЦЕНТНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ОПТИЧНО-АНИЗОТРОПНИХ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ

Даний розділ містить результати вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних автофлуоресцентних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин.

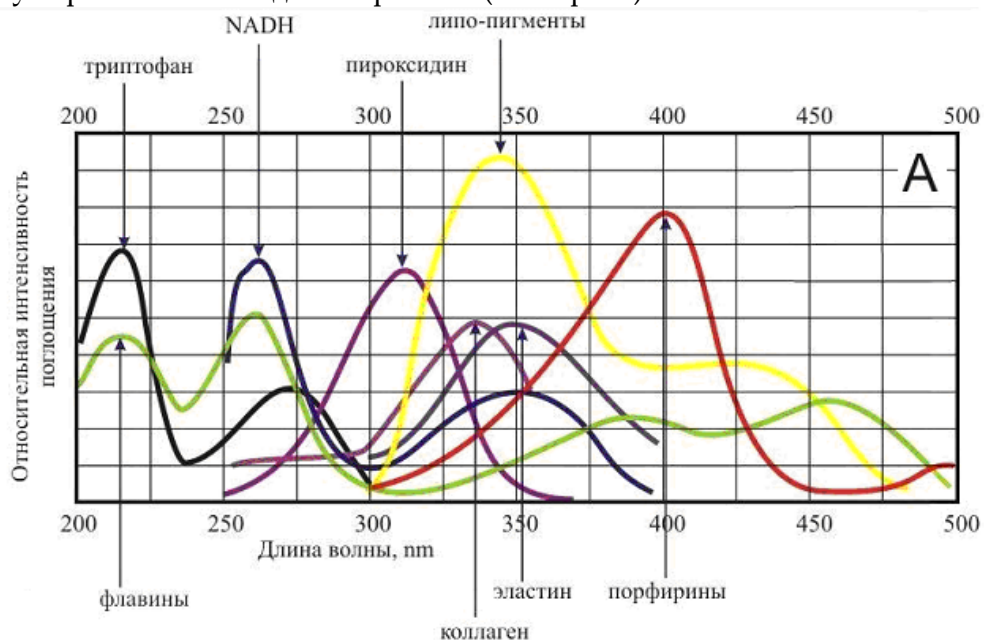
6.1. Медико-біологічні аспекти флуоресцентної діагностики

В залежності від походження випромінюваного флуорофору флуоресцентну діагностику (ФД) новоутворень можна умовно розділити на два напрямки: аналіз спектру аутофлуоресценції тканини (нативної або індукованої) і аналіз спектру флуоресценції екзогенних флуорофорів.

6.1.1. Нативна аутофлуоресценція біологічних тканин

Тканини людини містять велику кількість різноманітних природних флуорофорів, в основному з групи **флавінів**, **протеїнів** та **профіринів**. Кожен флуорофор має характерні спектри поглинання і емісії (рис. 6.1 АБ), причому останні часто перекриваються, і тому сумарний спектр аутофлуоресценції тканини має складний спектральний склад.

Для наглядності наведемо приклад (рис. 6.2). Припустимо, ми реєструємо два сигнали флуоресценції: від флуорофору 1 в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda_1$ (спектр 1) і від флуорофору 2 в діапазоні $\Delta\lambda_2$ (спектр 2). При цьому частина спектру 1 перекривається спектром 2. В результаті в діапазоні $\Delta\lambda_2$ буде реєструватися сумарний сигнал від спектрів 1 і 2 (спектр 6.2).



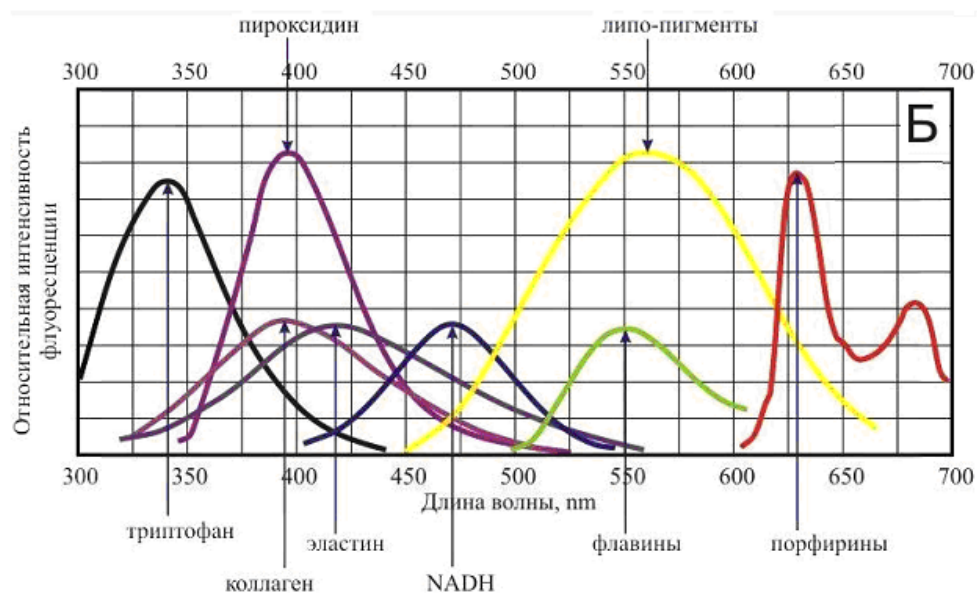


Рис. 6.1. Спектри поглинання (А) і емісії (Б) основних флуорофорів біологічних тканин

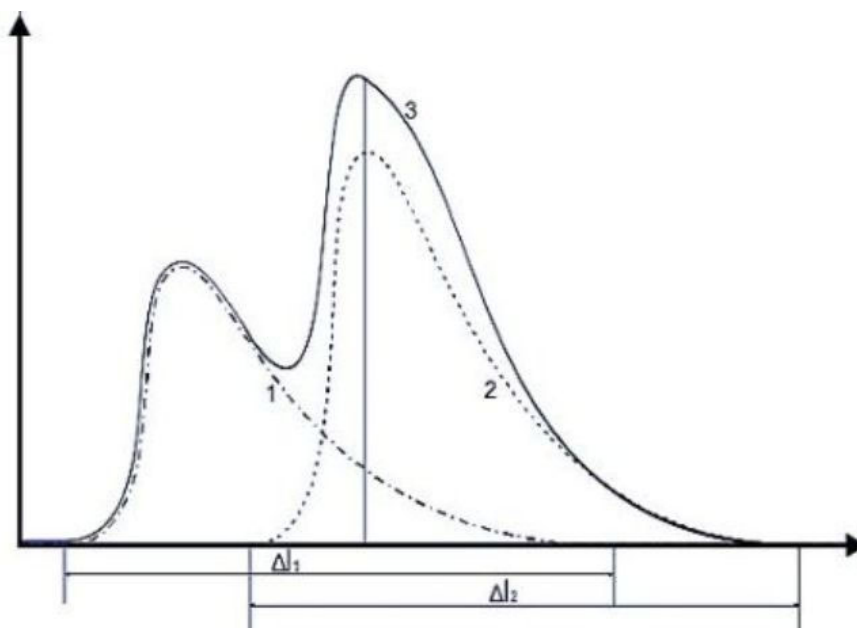


Рис. 6.2. Утворення сумарного спектру флуоресценції при частковому перекритті окремих флуорофорів

В ультрафіолетовій частині спектру флуоресціюють такі позаклітинні білки, як колаген, еластин, а також ароматичні амінокислоти внутріклітинних білків – триптофан, тирозин, фенілаланін.

Колаген – структурний білок сполучної тканини і найбільш розповсюджений протеїн у ссавців. Максимум спектру його поглинання складає близько 340 нм, а емісії – 380 нм. Встановлені наступні поєднання максимумів збудження і люмінесценції колагену: 280 і 310 нм, 265 і 385 нм, 330 і 390 нм, 450 і 530 нм

відповідно. Для еластину максимум поглинання припадає приблизно на 350 нм, а емісії - на 410 нм (див. рис. 6.4, рис. 6.5). Однак, що стосується окремо взятої клітини, то при дії випромінювання з довжиною хвилі близько 280 нм максимум флуоресценції лежить в районі 330-350 нм. Встановлено, що велика частина емісії припадає на триптофан, тому що його квантовий вихід набагато вище квантового виходу тирозину і фенілаланіну.

Набагато більше речовин люмінесціюють в синій і жовто-зеленій областях спектру. Перш за все, це такі найважливіші компоненти систем енергетичного обміну, як відновлені піридиннуклеотиди (НАД-Н, НАДФ-Н) і окислені флавопротеїни (ФМН, ФАД). Відновлені форми НАД і НАДФ володіють характерними полосами поглинання в УФ-діапазоні (260 і 340 нм) і випромінювання в інтервалі 465-480 нм (рис. 6.1 А). При переході НАД-Н і НАДФ-Н в окислений стан вони втрачають полосу поглинання 340 нм і здатність до люмінесценції (рис. 6.1 Б). Цей факт має діагностичне значення, так як пухлинна тканина характеризується більш низьким рівнем рН і порушенням балансу між вмістом окисленої і відновленої форм НАД, яке проявляється зниженням загальної інтенсивності світіння.

Флавопротеїни в окисленій формі також володіють характерними спектрами поглинання (450, 375 і 263 нм) і люмінесценції (520-530 нм) (див. рис. 6.4). При переході цих груп у відновлений стан вони втрачають смуги поглинання 450 нм.

Серед інших сполук, що люмінесціюють в даній області, можна назвати вітаміни і продукти метаболізму, у тому числі піридоксал, фолієву кислоту, її похідні та ін.

Яскравою люмінесценцією з максимумом випромінювання 480 нм володіє, наприклад, вітамін А.

Його характерна особливість – швидке фотовицвітання, тобто зниження інтенсивності люмінесценції при тривалій дії збудливого УФ-випромінювання, що може бути використано для його ідентифікації в тканині.

Аутофлуоресценція тканин в червоній області спектру характеризується меншою інтенсивністю в порівнянні з ультрафіолетовою і короткохвильовою видимою областями. Було встановлено, що вона пов'язана переважно з ендогенними порфіринами.

6.2. Діагностичне застосування вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап автофлуоресценції

Результати вейвлет-аналізу азимутально-інваріантних поляризаційних мап мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту наведено на рис. 6.3 і рис. 6.4.

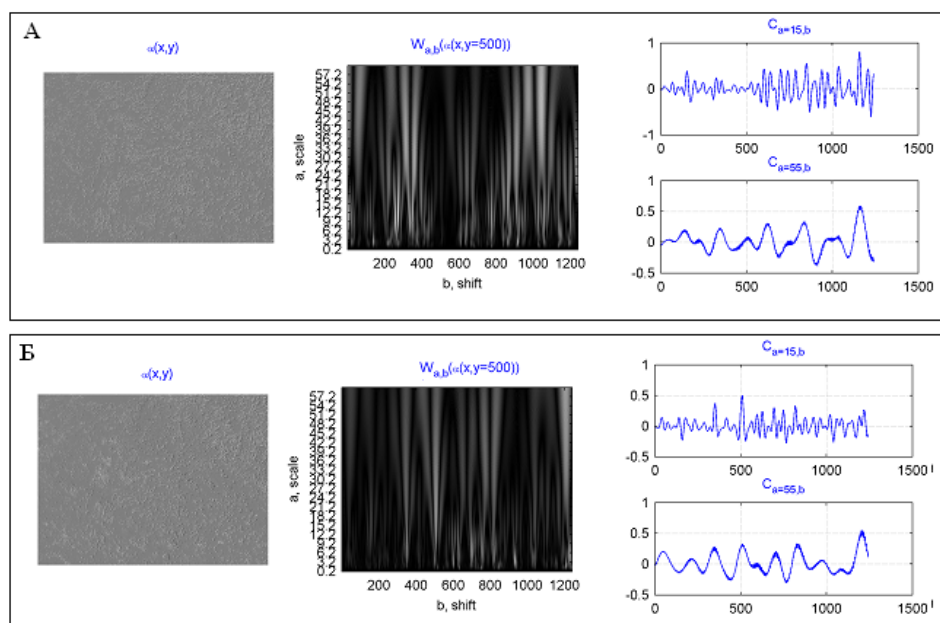


Рис. 6.3. Вейвлет коефіцієнти ((1),(3)) та їх різномасштабні ((2),(4)) поперечні перерізи розподілу азимута поляризації автофлуоресцентних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ((1),(2)) та інфаркту ((3),(4))

Порівняльний аналіз результатів дослідження вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}(\alpha)$, які характеризують різномасштабну структуру поляризаційних мап автофлуоресцентних зображень зразків міокарда обох типів, виявив найбільші відмінності між ними на рівні малих масштабів $a_{\min}$ МНАТ-функції. На даний факт вказує більша глибина модуляції “дрібномасштабних” залежностей $C_{a=5,15,b}$, які описують формування розподілів значень азимута поляризації автофлуоресцентного випромінювання, сформованого оптично активними молекулами ендогенних порфіринів, що містяться у двопротенезаломлюючих міозинових фібрилярних мережах гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок механічної асфіксії.

Для мапи еліптичності поляризації автофлуоресцентного зображення такі відмінності мають місце для “великомасштабних” залежностей $C_{a=80,b}$, які описують вторинну модуляцію лінійно двопротенезаломлюючими мережами просторово-впорядкованих міозинових фібрил.

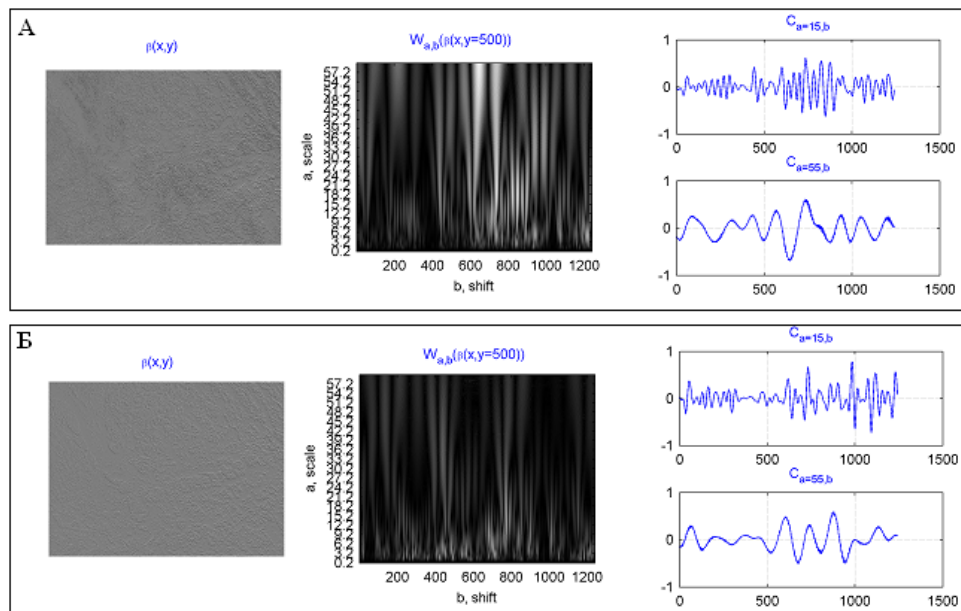


Рис. 6.4. Вейвлет коефіцієнти ((1),(3)) та їх різномасштабні ((2),(4)) поперечні перерізи розподілу еліптичності поляризації автофлуоресцентних зображень гістологічних зрізів міокарду померлих внаслідок механічної асфіксії ((1),(2)) та інфаркту ((3),(4))

Виявлені закономірності формування масштабної структури поляризаційних мап автофлуоресцентних мікроскопічних зображень можна пов'язати з тим, що:

- некротичні зміни полікристалічних мереж міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії відбуваються не на морфологічному (великомасштабному), а на концентраційному (дрібномасштабному) рівні. При цьому концентрація ендогенних порфіринів змінюється незначно. Кількісно такий процес виявляється у зростанні величини статистичних моментів вищих порядків $Q_{i=3;4}(C_{a=5,b}(\alpha)) \uparrow$, які характеризують розподіли значень дрібномасштабного перерізу $C_{a=5,b}$ двовірної вейвлет-мапи $W_{a,b}\{\alpha(x,y)\}$ автофлуоресцентного зображення - таблиця 6.1.

- для померлих внаслідок інфаркту має місце руйнація міозинових мереж, що виявляється у зменшенні вторинної модуляції величини еліптичності поляризації на великих масштабах фібрилярної міозинової мережі. За рахунок цього амплітуди “великомасштабних” перерізів мапи вейвлет-коефіцієнтів $W_{a,b}\{\beta(x,y)\}$ зменшуються. Статистично це виявляється у зменшенні величини статистичних моментів 3-го і 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд вейвлет-коефіцієнтів великомасштабних структурних елементів мапи еліптичності поляризації автофлуоресцентного зображення гістологічного зрізу міокарда померлого внаслідок інфаркту - таблиця 6.2.

Таблиця 6.1 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап азимута у точках автофлуоресцентних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ($\alpha(m \times n)$) та інфаркту ($\alpha^*(m \times n)$)

Параметри	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	$\alpha(m \times n)$	$\alpha^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	$0,012 \pm 0,002$	$0,01 \pm 0,002$	$0,08 \pm 0,001$	$0,065 \pm 0,008$	60	64
$Q_{i=2}$	$0,14 \pm 0,018$	$0,09 \pm 0,001$	$0,16 \pm 0,023$	$0,11 \pm 0,016$	93	89
$Q_{i=3}$	$0,39 \pm 0,046$	$0,44 \pm 0,058$	$0,51 \pm 0,069$	$0,58 \pm 0,067$	62	62
$Q_{i=4}$	$0,51 \pm 0,067$	$0,88 \pm 0,097$	$0,25 \pm 0,034$	$0,37 \pm 0,044$	90	87

Таблиця 6.2 Статистичні моменти $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли значень вейвлет-коефіцієнтів поляризаційних мап еліптичності у точках автофлуоресцентних зображень гістологічних зрізів міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії ($\beta(m \times n)$) та інфаркту ($\beta^*(m \times n)$)

Параметри	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$\beta(m \times n)$	$\beta^*(m \times n)$	$Ac, \%$	$Ac, \%$
a	5		80		5	80
$Q_{i=1}$	0,05	0,04	0,025	0,017	58	60
$Q_{i=2}$	0,07	0,05	0,05	0,03	66	68
$Q_{i=3}$	0,41	0,52	1,31	1,57	74	72
$Q_{i=4}$	0,89	0,96	1,66	1,83	73	70

Установлені наступні відмінності (виділено сірим) між статистичними параметрами, які характеризують розподіли значень різномасштабних перерізів значень вейвлет-мап $W_{a,b}\{\alpha(x,y);\beta(x,y)\}$ полікристалічних мереж зразків гістологічних зрізів міокарда обох типів $\alpha(m \times n) \Leftrightarrow a_{\min} \rightarrow \Delta M_3 = 1,39; \Delta M_4 = 1,25;$
 $\beta(m \times n) \Leftrightarrow a_{\max} \rightarrow \Delta M_3 = 1,36; \Delta M_4 = 1,22$

При цьому досягається найвищий рівень збалансованої точності ($Ac = 90\% \div 93\%$) запропонованого методу диференціації некротичних змін. Згідно критеріїв доказової медицини така точність відповідає відмінній якості діагностичного тесту.

6.3. Висновки до шостого розділу

Вперше на основі лазерної поляриметрії автофлуоресцентних зображень шляхом вейвлет-аналізу координатних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації випромінювання ендогенних порфіринів двопротенезаломлюючих мереж гістологічних зрізів міокарда виявлено та фізично обґрунтовано взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли та розподіли величини двопротенезаломленням.

На цій основі вперше здійснена поляризаційно-флуоресцентна диференціація слабких змін фазової анізотропії, які пов'язані з некротичними змінами міокарда.

Досягнуто найвищий (відмінний) рівень рівень збалансованої точності ($Ac = 90\% \div 93\%$) запропонованого методу диференціації некротичних змін.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

1. Вперше для аналізу азимутально-інваріантних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних і елементів Мюллер-матричних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованими оптично-анізотропними фібрилярними мережами використано масштабно-селективний вейвлет-аналіз. Досліджено діагностичні можливості вейвлет-аналізу двомірних поляризаційних мап і мюллер-матричних інваріантів, які характеризують двопротинезаломлення фібрилярної сітки міокарда померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Установлена чутливість статистичних моментів 3-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ-функції до змін розподілів фазових зсувів лінійно та циркулярно двопротинезаломлюючих міозинових волокон і досягнуто задовільного рівня збалансованої точності $Ac = 70\% - 74\%$.
2. Вперше апробовано метод просторово-частотної фільтрації мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин у Фур'є площині поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля за умов азимутально-інваріантного поляризаційного та Мюллер-матричного картографування і знайдено взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 3-го – 4-го порядків, які характеризують поляризаційні та Мюллер-матричні розподіли гістологічних зрізів міокарда та зміни двопротинезаломлення полікристалічних мереж, які обумовлені некротичними змінами. Визначено зростання збалансованої точності ($Ac = 80\% - 86\%$) методу фур'є-фільтрації мікроскопічних і Мюллер-матричних зображень гістологічних зрізів міокарда у діагностиці причини настання смерті.
3. На основі поляризаційно-кореляційного підходу до описання об'єктних лазерних полів, сформованих просторово впорядкованими та розупорядкованими оптично анізотропними мережами біологічних кристалів вперше проведено порівняльне дослідження діагностичної ефективності методів статистичного аналізу даних КСВП-картографування розподілів азимута та еліптичності поляризації, а також КСВА-картографування розподілів напрямів оптичних осей та фазових зсувів, які вносяться двопротинезаломлюючими фібрилами. Установлені найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії об'єктивні параметри – статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, які характеризують розподіли значень модуля КСВП мікроскопічних зображень біологічних шарів та статистичні моменти 1-го – 4-го порядків, характеризують розподіли значень модуля КСВА полікристалічних мереж гістологічних зрізів біологічних тканин.
4. Експериментально досліджено статистичну (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків) структуру розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень просторово-структурованих фібрилярних мереж гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Виявлено найбільш чутливі параметри - статистичні моменти 1-го і 2-го порядків Q_1, Q_2 , які характеризують координаті розподіли значень модуля КСВП. При цьому, досягнуто рівень збалансованої точності - $Ad(V) = 79\% - 83\%$, який вищий за точність

азимутально-інваріантного поляризаційного та мюллер-матричного картографування біологічних шарів та їх мікроскопічних зображень.

5. Експериментально досліджено статистичну (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків) структуру розподілів значень модуля КСВП мікроскопічних зображень просторово-структурованих фібрилярних мереж гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту. Виявлено найбільш чутливі параметри – повний набір чотирьох статистичних моментів $Q_{i=1;2;3;4}$, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВА. При цьому, досягнуто максимально високий рівень збалансованої точності – $A_d(W) = 84\% - 90\%$.

6. Вперше запропоновано масштабно-селективний вейвлет-аналіз координатних розподілів значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованими двопротенезаломлюючими фібрилярними мережами та встановлена чутливість набору статистичних моментів 2-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ-функції до змін розподілів значень модуля КСВП і КСВА, які обумовлені некротичними змінами та досягнуто хороший рівень збалансованої точності у диференціації таких змін на рівні $A_c = 82\% \div 85\%$.

7. Вперше розроблено метод масштабно-селективного поляризаційно-кореляційного картографування шляхом просторово-частотної фільтрації координатних розподілів значень модуля КСВП і КСВА мікроскопічних зображень оптично-анізотропних гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованими двопротенезаломлюючими фібрилярними мережами та знайдено взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 2-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли значень модуля КСВП і КСВА та розподіли двопротенезаломлення таких зразків. Досягнуто відмінний рівень збалансованої точності ($A_c \sim 90\%$) поляризаційно-кореляційного методу з фур'є-фільтрацією мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда, померлих внаслідок механічної асфіксії та інфаркту.

8. Вперше на основі лазерної поляриметрії автофлуоресцентних зображень шляхом вейвлет-аналізу координатних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації випромінювання ендogenous порфіринів двопротенезаломлюючих мереж гістологічних зрізів міокарда виявлено та фізично обґрунтовано взаємозв'язки між величинами статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують такі розподіли та розподіли величини двопротенезаломленням. На цій основі вперше здійснена поляризаційно-флуоресцентна диференціація слабких змін фазової анізотропії, які пов'язані з некротичними змінами міокарда із відмінною збалансованою точністю $A_c = 90\% \div 93\%$.

СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Van de Hulst H. C. Light scattering by small particles / H. C. Van de Hulst. – New York : Dover, 1957. – 446 p.
2. Tuchin V. Handbook of Coherent-Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science / ed. V. Tuchin. – Massachusetts : Kluwer Academic Publishers, 2004. – 1004 p.
3. Letokhov V.S. Laser biology and medicine / V.S. Letokhov // Nature. – 1985. – V.316. – P. 325-328.
4. Bronk B.V. In vivo measure of average bacterial cell size from a polarized light scattering function / B.V. Bronk, W.P. van de Merwe, M. Stanley // Cytometry. – 1992. – V.13. – P. 155-162.
5. Angelsky O.V. Use of Optical Correlation Technique for Characterizing Scattering Objects and Media / O.V. Angelsky, S.G. Hanson, and P.P. Maksimyak // SPIE Press. – 1999. – Vol. Pm71.
6. Mishchenko Michael I. Scattering, absorption and emission of light by small particles. / Michael I. Mishchenko, Larry D. Travis, Andrew A. Lacis. – New York : Cambridge University Press, 2002. – 110 p.
7. Van de Hulst H. C. Light scattering by small particles / H. C. Van de Hulst. – New York : Dover, 1957. – 446 p.
8. Absorption-spectroscopy in tissue-simulating materials - a theoretical and experimental-study of photon paths / M. S. Patterson, S. Andersson-Engels, Brian C. Wilson, and E. K. Osei // Appl. Opt. – 1995. – V.34. – P. 22-30.
9. Alfano R. R. Advances in Optical Imaging and Photon Migration. Vol. 2 of Topics in Optics and Photonics Series / R. R. Alfano and J. G. Fujimoto // Optical Society of America. – 1996. – 406 p.
10. Bartel S. Monte Carlo simulation of the diffuse backscattering Mueller matrix for highly scattering media / S. Bartel and A. H. Hielscher // Appl. Opt. – 2000. – V. 39. – P. 1580-1588.
11. Angelsky O.V. Polarization-correlation mapping of biological tissue coherent images / O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko, Yu.Ya. Tomka, V.P. Pishak // J. Biomed. Opt. – 2005. – No.6, 064025.
12. Morgan S. P. Effects of polarization state and scatterer concentration on optical imaging through scattering media / S. P. Morgan, M. P. Khong, and M. G. Somekh // Appl. Opt. – 1997. – V. 36. – P. 1560-1565.
13. Demos S. G. Optical polarization imaging / S. G. Demos and R.R. Alfano // Appl. Opt. – 1997. – V. 36. – P. 150-155.
14. Jacques S. L. Imaging superficial tissues with polarized light / S. L. Jacques, J. R. Roman, and K. Lee // Lasers in Surg. & Med. – 2000. – V. 26. – P. 119-129.
15. Born M. Principles of Optics / M. Born, E. Wolf // Cambridge Univ. Press : Cambridge, 1999. – 936 p.
16. A.G. Ushenko, and V.P. Pishak. Laser Polarimetry of Biological Tissue. Principles and Applications // in Coherent-Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science / ed. V.Tuchin. - Kluwer Academic Publishers, 2004. – P. 67.
17. Ushenko A.G. Polarization structure of scattering laser fields // Optical Engineering. – 1995. – Vol.34, №4. – P. 1088-1093.

18. Sayles R. Surface topography as a non-stationary random process / R. Sayles, T.R. Thomas // *Nature*. – 1978. – V.271. – P. 431-434.
19. Church E.L. Relationship between surface scattering and microtopographic features / E.L. Church, H.A. Jenkinson, J.M. Zavada // *Opt. Eng.* – 1979. – V.18. – P. 125-136.
20. Schmitt J.M. Use of polarized light to discriminate short-photons in a multiply scattering medium / J.M. Schmitt, A.H. Gandjibakhche, R.F. Bonnar // *Appl. Opt.* – 1992. – Vol. 31. – P. 6535-6546.
21. Four-parameter white blood cell differential counting based on light scattering measurements / L.W.M.M. Terstappen [et al.] // *Cytometry*. – 1988. – V. 9. – P.39-43.
22. Tuchin V.V. Lasers light scattering in biomedical diagnostics and therapy / V.V. Tuchin // *J. Laser Appl.* – 1993. – Vol. 5. – P.43-60.
23. Depolarization of multiply scattering waves by spherical diffusers: influence of size parameter / D. Bicout, C. Brosseau, A.S. Martinez, J.M. Schmitt // *Phys. Rev. E*. – 1994. – Vol. 49. – P. 1767-1770.
24. Angelsky O.V. Use of Optical Correlation Technique for Characterizing Scattering Objects and Media / O.V. Angelsky, S.G. Hanson, and P.P. Maksimyak // Vol. Pm71 of SPIE Press Monograph Series. – SPIE Press: Bellingham, Wash. – 1999. – 204 p.
25. Mishchenko Michael I. Scattering, absorption and emission of light by small practicles. / Michael I. Mishchenko, Larry D. Travis, Andrew A. Lacis. – Cambridge University Press, 2002. – 462 p.
26. Zimnyakov D.A. Spatial speckle correlometry in applications to tissue structure monitoring / D.A. Zimnyakov, V.V. Tuchin, A.A. Mishin // *Appl.Opt.* – 1997. – V.36. – P. 5594-5607.
27. Tuchin V.V. Coherent and polarimetric optical technologies for the analysis of tissue structure (overview) // *Coherence-domain methods in biomedical science and clinical applications* / Eds V.V. Tuchin, H. Podbielska, B. Ovrzyn. Bellingham, SPIE. – 1997. – Vol. 2981. – P. 120-159.
28. Universal polarization correlations and microstatistics of optical waves in random media / I. Freund, M. Kaveh, R. Berkovits, M. Rosenbluh // *Phys.Rev.B*. – 1990. – Vol. 42, No. 4. – P. 2613-2616.
29. Goodman J.W. Statistical properties of laser speckle patters. In: *Laser Speckle and Related Phenomena*. / Ed. J.C. Dainty. – Berlin: Springer-Verlag, 1975. - P. 9-75.
30. Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging / M.R. Hee, D. Huang, E.A. Swanson and J.G. Fujimoto // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1992. – V.9. – P. 903-908.
31. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography / J.F. de Boer, T.E. Milner, M.J.C. van Gemert and J.S. Nelson // *Opt. Lett.* – 1997. – V. 22.
32. Wang X. Propagation of polarized light in birefringent turbid media: a Monte Carlo study / X. Wang and L.-H. Wang // *J. Biomed. Opt.* – 2002. – Vol. 7. – P. 279–290.

33. Nye J. F. Dislocations in wave trains. / J. F.Nye, M. Berry // *Proc. R. Soc. Lond.* – 1974. – Vol. A 336. – P. 165-190.
34. Лазерна поляриметрична діагностика в біології та медицині / [В.П. Пішак, О.Г. Ушенко, О.В. Ангельський, С.Б. Єрмоленко та ін.]; за радеакцією В.П. Пішака та О.Г. Ушенка . - Чернівці: Медакадемія, 2000. – 305с.
35. Dennis M.R. Polarization singularities in paraxial vector fields: morphology and statistics / M. R. Dennis // *Opt. Commun.* – 2002. – Vol. 213. – P. 201-221.
36. Angelsky O.V. Investigation of the correlation structure of biological tissue polarization images during the diagnostics of their oncological changes / O.V. Angelsky, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko // *Phys. Med. Biol.* – 2005. – Vol. 50. – P. 4811-4822.
37. Letokhov V.S. Laser biology and medicine // *Nature.* – 1985. – V.316. – P. 325-328.
38. Tuchin V.V. Cell and biotissue optics: application in laser diagnostics and therapy / Ed. V.V. Tuchin. – Bellingham, SPIE. – V.2100. – 1994.
39. Terstappen L.W.M.M. Four-parameter white blood cell differential counting based on light scattering measurements / L.W.M.M. Terstappen, B.G. de Grooth, K. Visscher et al. // *Cytometry.* – 1988. – V. 9. – P. 39-43.
40. In vivo measure of average bacterial cell size from a polarized light scattering function / B.V. Bronk, W.P. van de Merwe, M. Stanley // *Cytometry.* – 1992. – V.13. – P.155-162.
41. S.C. Cowin. How is a tissue built? // *J. Biomed. Eng.* – 2000. – V.122. – P.553-568.
42. Ушенко А.Г. Лазерная диагностика биофракталов // *Квантовая электроника.* – 1999. – Т.29, №3. – С.1 – 7.
43. Ушенко О.Г., Пішак В.П., Ангельський О.В. Лазерна поляриметрична діагностика в біології та медицині. Чернівці.: Медакадемія, 2000. – 305 С.
44. Ushenko A.G. Stokes-correlometry of biotissues // *Laser Physics.* – 2000. – Vol.10, No.6. – P.1-7.
45. A. Gerrard, J.M. Burch. Introduction to matrix methods in optics. New York.: A Wiley-Interscience Publication, 1975.
46. Ushenko A.G. Laser polarization microscopy of biofractals // *Proc. SPIE Vol. 3573.* – P.609-612.
47. Ushenko A.G., Burkovets, Dmitry M., Yermolenko, Serhiy B., Arkhelyuk, A. D., Pishak, Vasyl P., Pishak, Olga V., Wanchuliak, O. Y., Bachinsky, V. T., Grigorishin, P. M. Laser polarimetry of the orientational structure of bone tissue osteons // *Proc. SPIE Vol. 3904.* – P.557-561.
48. Ushenko A.G., Burkovets, Dmitry M., Yermolenko, Serhiy B., Arkhelyuk, A. D., Ushenko, Yu. A., Pishak, Vasyl P., Pishak, Olga V., Grigorishin, P. M., Zimnyakov, Dmitry A. Polarized microstructure of laser radiation scattered by optically active biotissues // *Proc. SPIE Vol. 3904.* – P.542-548.
49. Ушенко О.Г., Пішак В.П., Пішак О.В. Дослідження мікроструктури кісткової тканини у поляризованому лазерному світлі // *Медичні перспективи,- Т.У., №4, 2000, С.3-7.*

50. Ушенко О.Г., О.В.Пишак, В.П.Пишак. Дослідження динаміки патологічних змін дисперсії та контрасту когерентних зображень кісткової тканини // Укр.мед.альманах. – 2000. – Т.3, №4.- С.170-173.
51. Ушенко О.Г., О.В.Пишак, В.П.Пишак. Поляризаційно-фазова візуалізація і обробка когерентних зображень архітектонічної структури кісткової тканини // Одес.мед.журн. – 2000. – №3. – С.6-7.
52. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko, Yu.Ya. Tomka, V.P. Pishak. Polarization-correlation mapping of biological tissue coherent images // J. Biomed. Opt. – 2005. – Vol.10, No.6. – P.064025.
53. Ushenko Yu.A., "Statistical structure of polarization-inhomogeneous images of biotissues with different morphological structures," Ukr. J. Phys. Opt. 6, No. 2, 63-70, 2005.
54. O. V. Angelsky, P. P. Maksimyak, A. P. Maksimyak, S. G. Hanson, Yu. A. Ushenko, "Formation of network of amplitude zeroes for partially developed speckle field," Proc. SPIE Vol. 5972, 59720H, 2005.
55. O. V. Angelsky, Yu. Y. Tomka, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko, S. B. Yermolenko, Yu. A. Ushenko., "2-D tomography of biotissue images in pre-clinic diagnostics of their pre-cancer states," Proc. SPIE. 5972, 158-162, 2005.
56. O. V. Angelsky, Yu. Y. Tomka, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko, Yu. A. Ushenko, "Fractal structure of biotissue polarization properties," Proc. SPIE 5972, 163-168, 2005.
57. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko and Ye.G. Ushenko, "Polarization singularities of the object field of skin surface," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 3547-3558, 2006.
58. O.V.Angelsky, S.B.Yermolenko, O.Prydij, A.G.Ushenko,Yu.A.Ushenko, and Ye.G.Ushenko, "Polarization-interference structure of speckle fields of the rough skin surface," *J. Holography Speckle* **3**, 27-34, 2006.
59. Angelsky O.V., Ushenko A.G. and Ushenko Yu. A., "Optical geometric properties of skin epidermis surface: statistical and fractal approach," Ukr. J. Phys. Opt. 7, No. 1, 27-34, 2006.
60. Yu. A. Ushenko, G. V. Sorochan, Yu. Y. Tomka, O. Y. Wanchulyak, "Mueller-matrix reconstruction of biological tissue architectonics," Proc. SPIE Vol. 6254, 62541P, 2006.
61. Yu. A. Ushenko, "Polarization singularities of the object field of skin surface," Proc. SPIE Vol. 6254, 62541O, 2006.
62. A. G. Ushenko, N. Golnik, A. Golnik, T. Paľko, Ye. G. Ushenko, Yu. A. Ushenko, Ye. Olar, I. L. Begenar, "Studies on automatic analysis of polarization images of tissues for early diagnosis of neoplastic transformation," Proc. SPIE Vol. 6254, 62541M, 2006.
63. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko and Yu.Ya. Tomka, "Polarization correlometry of biological tissue speckle-images and diagnostics of there physiological state. I. Polarization cartography of biological tissues coherent images," *Asian J. Phys.*, 15(1), 29-39, 2006.

64. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko and Yu.Ya. Tomka, "Polarization correlometry of biological tissue speckle-images and diagnostics of there physiological state. II. Complex degree of mutual polarization (CDMP) of biological tissue speckle-images," Asian J. Phys., 15(1), 41-47, 2006.
65. O.V. Angelsky, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Ye.G. Ushenko and Yu.Ya. Tomka, "Polarization correlometry of biological tissue speckle-images and diagnostics of there physiological state. III. Polarization-correlation structure of speckle-images of biological tissues biretringent nets and their pathological changes diagnostics," Asian J. Phys., 15(1), 49-54, 2006.
66. Oleg Angelsky, Sergej Yermolenko, Alexander Prydij, Alexander Ushenko, Yuriy Ushenko, Yevheniya Ushenko, "Polarization singularities of biological objects speckle-fields," Proc. SPIE Vol. 6341, 63411X, 2006.
67. Oleg Angelsky, Sergej Yermolenko, Alexander Prydij, Alexander Ushenko, Yuriy Ushenko, "Polarization structure of biological tissues speckle-images," Proc. SPIE Vol. 6341, 634107-1, 2006.
68. O. V. Angelsky, T. Tudor, N. Golnik, A. G. Ushenko, Ye. G. Ushenko, Yu. A. Ushenko, "Polarization singularities maps of biological tissues images," Proceedings of the Symposium on Photonics Technologies for 7th Framework Program, Wroclaw, 12-14 October, 492-497, 2006.
69. Angelsky O.V., Ushenko A.G., Angelska A.O. and Ushenko Yu. A., "Correlation- and singular-optical approaches in diagnostics of polarization inhomogeneity of coherent optical fields from biological tissues," Ukr. J. Phys. Opt. 8, No. 2, 106-123, 2007.
70. О.Г. Ушенко, В.П. Пішак, О.В. Ангельський, Ю.О. Ушенко. Лазерна поляризаційна морфологія біологічних тканин: статистичний і фрактальний підходи. Монографія. – Чернівці: Колір-Друк, 2007. – 341с. ISBN 966-8029-73-9.
71. Ушенко О.Г., Пішак В.П., Пересунько О.П., Ушенко Ю.О. Поляризаційна корелометрія біологічних тканин людини. Монографія. – Чернівці: Рута, 2007. – 608с. ISBN 978-966-568-907-2.
72. Angelsky O.V., Polyanskii P.V., Hanson S.G., Ushenko A.G., Ushenko Yu.A. and Angelskaya A.O., "Topological and statistical approaches describing inhomogeneously polarized light fields," Ukr. J. Phys. Opt. 8, No. 4, 217-227, 2007.
73. Oleg Angelsky; Alexander Prydij; Alexander Ushenko; Yuriy Ushenko; Olena Olar., "Laser metrology of statistical and fractal structure of biological tissues polarization images," Proc. SPIE Vol. 6616, 661641, 2007.
74. Ushenko Yu.A. Statistical structure of polarization-inhomogeneous images of biotissues with different morphological structures // Ukr. J. Phys. Opt. – 2005. – Vol.6, No. 2. – P.63-70.
75. Ushenko A. G. Wavelet-analysis of two-dimensional birefringence images of architectonics in biotissues for the diagnostics of pathological changes / A. G. Ushenko, D .N. Burkovets // J. Biomed. Opt. –2004. – Vol. 9, No. 4. – P. 1023-1028.
76. Tomka Yu. Ya. Wavelet analysis of biological tissue's Mueller-matrix images / Yu. Ya. Tomka // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 7008. – P. 700823.

77. Dubolazov O.V. Wavelet analysis for Mueller matrix images of biological crystal networks / Yu.O. Ushenko, Yu.Ya. Tomka, O.G. Pridiy, A.V.Motrich, O.V. Dubolazov, I.Z. Misevitch, V.V. Istratiy// *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. – 2009. – Vol. 12. – №4. – P. 391 – 398.
78. Dubolazov O.V. Investigation of singularities inherent to Mueller matrix images of biological crystals: diagnostics of their birefringent structure / I.Z.Misevitch, Yu.O. Ushenko, O.G. Pridiy, A.V.Motrich, Yu.Ya. Tomka, O.V. Dubolazov // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. – 2009. – Vol. 12. – №4. – P. 379 – 390.
79. Dubolazov A.V. Polarization selection of two – dimensional phase – inhomogeneous birefringence images/ A.G.Ushenko, Yu.A.Ushenko, I.Z. Misevitch, A.V. Dubolazov, V.I.Istratiy // *Proc .The 9th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments*, Vol.3 3-108 – 3-112, (2009).
80. Dubolazov A.V. Polarization Metrology Of Mueller Matrices Images Of Phase-Inhomogeneous Layers/ A.G.Ushenko, Yu.A.Ushenko, I.Z. Misevitch, A.V. Dubolazov, V.I.Istratiy // *Proc .The 9th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments*, Vol.3 3-267 – 3-270, (2009).
81. Дуболазов О. В. Трансформація амплітудно-фазових параметрів лазерного випромінювання полікристалічними мережами плазми крові. Статистичний та локальний підходи : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 “Оптика, лазерна фізика” / О. В. Дуболазов ; Чернів. нац. ун-т ім. Ю.Федьковича. – Чернівці, 2010. – 20 с.
82. Томка Ю. Я. Мюллер-матричні зображення двопротенезаломлюючих архітектонічних сіток органічних кристалів : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 “Оптика, лазерна фізика” / Ю. Я. Томка – Чернівці, 2009. – 20 с.
83. Yermolenko S. Spectropolarimetry of cancer change of biotissues / Yermolenko S., Ushenko A., Ivashko P., Goudail F., Gruia I., Gavrilă C., Zimnyakov D., Mikhailova A. // *Proceedings of SPIE*. – 2009. – Vol. 7388. – P. – 73881D.
84. Karachevtsev A.O. Fourier Stokes-polarimetry of biological layers polycrystalline networks / Karachevtsev A.O. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2012. – Vol. 15, № 3. – P. 252-268.
85. Карачевцев А. О. Фур'є-стоксполариметрія полів лінійно та циркулярно двопротенезаломлюючих протейнових мереж : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 “Оптика, лазерна фізика” / А. О. Карачевцев. – Чернівці, 2012. – 20 с.
86. Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams / E. Wolf // *Phys. Lett. A*. – 2003. – Vol. 312. – P. 263-267.
87. Tervo J. Degree of coherence for electromagnetic fields / J. Tervo, T. Setälä, A. Friberg. // *Opt. Express*. – 2003. – Vol. 11. – P. 1137-1143.
88. Movilla J. M. Parametric characterization of non-uniformly polarized beams / J. M. Movilla, G. Piquero, R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías // *Opt. Commun.* – 1998. – Vol. 149. – P. 230-234.
89. Ellis J. Complex degree of mutual polarization / J. Ellis and A. Dogariu // *Opt. Lett.*

- 2004. – Vol. 29. – P. 536-538.
90. Claudia Mujat. Statistics of partially coherent beams: a numerical analysis / Claudia Mujat, Aristide Dogariu // J. Opt. Soc. Am. A. – 2004. – Vol. 21, No. 6. – P. 1000-1003.
 91. Gori F. Matrix treatment for partially polarized, partially coherent beams / F. Gori // Opt. Lett. – 1998. – Vol. 23. – P. 241-243.
 92. Wolf E. Significance and measurability of the phase of a spatially coherent optical field / E. Wolf // Opt. Lett. – 2003. – Vol. 28. – P. 5-6.
 93. Mujat M. Polarimetric and spectral changes in random electromagnetic fields / M. Mujat, A. Dogariu // Opt. Lett. – 2003. – Vol. 28. – P. 2153-2155.
 94. Ellis J. Interferometric measurement of the degree of polarization and control of the contrast of intensity fluctuations / J. Ellis, A. Dogariu, S. Ponomarenko, E. Wolf // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1536-1538.
 95. Angelsky Oleg V. Complex degree of mutual polarization of biological tissue coherent images for the diagnostics of their physiological state / Oleg V. Angelsky, Alexander G. Ushenko, Yevheniya G. Ushenko // J Biomed Opt. – 2005. – Vol. 10. No. 6 – P. 060502.
 96. Ushenko Ye. G. Complex Degree of Mutual Polarization of Biotissue's Speckle-Images / Ye. G. Ushenko // Ukr. J. Phys Opt. – 2005. – Vol. 6, No. 3. – P. 104-113.
 97. S.B.Yermolenko, C.Yu. Zenkova, A.-P.Angelskiy, Polarization manifestations of correlation (intrinsic coherence) of optical fields// Applied Optics, 2008, v.47, №32.
 98. Y. A. Ushenko, A.-P.Angelskiy D. N. Burkovets On the interconnection between correlation and singular-optics approaches in polarization diagnostics of fields from biological tissues// Proc. SPIE. - 2008. - Vol. 7008 21 [7008-74]. – p. 1-8.
 99. Polyanskii P.V., Hanson S.G., Ushenko A.G., Ushenko Y. A., A.-P.Angelskiy. Topological and statistical describing inhomogeneously polarized light fields // Ukr. J. Phys.Opt. – 2007. – V. 8, No.4 – P. 217-227.
 100. Angelsky O.V., Ushenko A.G., Angelskaya A. O.Ushenko Yu. A. Correlation- and singular-optical approaches in diagnostics of polarization inhomogeneity of coherent optical fields from biological tissues // Ukr.J.Phys.Opt.- 2007.- V. 8, No.2. –P. 106-123.
 101. A.O. Agelskaya, Yu.A. Ushenko, Y. Ushenko, A.G. Ushenko, Yu. Ya. Tomka. Polarization speckle-reconstruction of biological tissues architectonics: Part 1. Polarization correlometry of birefringence architectonics: singular approach // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6635, – p. 1-5.
 102. A.O.Agelskaya, Yu. A. Ushenko, A.G Ushenko, A. Dubolazov, V. Istratiy, Yu. Ya Tomka. Polarization speckle-reconstruction of biological tissues architectonics; Part 2. Study of polarizing intercorrelative function of coherent images of phase-inhomogeneous layer anisotropy // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6635, – p. 1-6.
 103. A.O.Agelskaya, Yu. A. Ushenko, A.G Ushenko, A. Dubolazov, V. Istratiy, Yu. Ya Tomka Polarization speckle-reconstruction of biological tissues architectonics; Part 3. Polarizing-correlative processing of images of statistical object in the problem of visualization and topology reconstruction of their phase heterogeneity // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6635, – p. 1-6.

104. A.O.Angelskaya, Yu. A. Ushenko, A.G Ushenko, A. Dubolazov, V. Istratiy, Yu. Ya Tomka Polarization speckle-reconstruction of biological tissues architectonics; Part 4. Coherent introscopy of phase-inhomogeneous surface and layers // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6635, – p. 1-5.
105. O.V.Angelsky, A.G. Ushenko, A. O. Angelskaya, Yu. A. Ushenko. Polarization correlometry of polarization singularities of biological tissues object fields // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6616, – p. 1-9.
106. Oleg V.Angelsky, Sergij B.Yermolenko, Claudia Yu.Zenkova, Alla O.Angelskaya On polarization manifestation of correlation (intrinsic coherence) of optical fields// Proc. SPIE. - 2009. - Vol. 7297 [729714-1]. – p. 1-5.
107. O.V.Angelsky, A.G Ushenko, Yu. A Ushenko, A.O.Angelskaya Fractal Strucrure of 2D Mueller Matrix Images of Biotissues// Ukr. J. Phys.Opt. – 2004. – V. 6, No.1 – P. 13-23.
108. O.V.Angelsky, A.G Ushenko, Yu. A Ushenko, A.O.Angelskaya Statistical structure of 2D Stokes parameters of birefringent biotissues images// Ukr. J. Phys.Opt. – 2004. – V. 5, No.4 – P. 123-130.
109. Ангельська А. О. Комплексний ступінь взаємної поляризації лазерних полів двопробнезаломлюючих матриць біологічних тканин : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 “Оптика, лазерна фізика” / А.О. Ангельська ; Чернів. нац. ун-т ім. Ю.Федьковича. – Чернівці, 2009. – 20 с.
110. Новаковська О. Ю. Поляризаційна корелометрія сіток характеристичних станів мюллер-матричних зображень фазово-неоднорідних біологічних шарів : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 “Оптика, лазерна фізика” / О.Ю. Новаковська. – Чернівці, 2012. – 20 с.
111. Ushenko Yuriy A. The Interconnection between the Coordinate Distribution of Mueller-Matrixes Images Characteristic Values of Biological Liquid Crystals Net and the Pathological Changes of Human Tissues / Ushenko Yuriy A. Oleg V. Angelsky, Alexander V. Dubolazov, Olha Yu. Telenha // Advances in Optical Technologies. – 2010. – ID. 130659. – P.1-10.
112. Ushenko Yu.O. Polarization-singular structure in laser images of phase-inhomogeneous layers to diagnose and classify their optical properties / Ushenko Yu.O., I.Z. Misevich, A.P. Angelsky, V.T. Bachinsky, O.Yu. Telen'ga, O.I. Olar // Semicond. Physics, Quantum Electronics&Optoelectronics. – 2010. – Vol. 13, № 3. – P. 248-258.
113. Ushenko. Yu. Laser metrology of biological liquid crystals singular structure / Ushenko. Yu.,O. Telenha, V. Balanetskyaya // Proc. SPIE. – 2010. – Vol.7821. – P. 78210Z.
114. Ushenko Yuriy O. Complex degree of mutual anisotropy of biological liquid crystals nets / Ushenko Yuriy O., Yuriy Ya. Tomka, Olga I. Telenga Igor Z. Misevitch, Vadim V. Istratiy and // Opt. Eng. – 2011. – Vol. 50. – P. 039001.
115. Ushenko Yu.A Diagnostics of optical anisotropy changes in biological tissues using Müller matrix / Ushenko Yu.A Yu.Ya. Tomka, A.V. Dubolazov, O.Yu. Telenga // Quantum Electron. – 2011. – Vol. 41, № 3. – P. 273–277.
116. Ushenko Yu. A. New parameter for describing and analyzing the optical-

- anisotropic properties of biological tissues / Ushenko Yu. A., O.I. Telenga, A. P. Peresunko and O.K. Numan. // J. Innov. Opt. Health Sci. – 2011. – Vol. 4, № 4. – P. 463-475.
117. Ushenko Yu. O. Polarization-singular processing of biological layers laser images to diagnose and classify their optical properties / Yu. O. Ushenko; O. Y. Telenga // Proc. SPIE. – 2011. – Vol. 8338. – P. 83380U.
 118. Ushenko Yuriy A. Potentiality of using the singular approach for analysis of rough surfaces polarization-inhomogeneous laser images in diagnostics and classification of their optical properties / Yuriy A. Ushenko, Igor Z. Misevich, Olga Yu. Telenga, Anton P. Angelsky // Opt. Eng. – 2012. – Vol. 51. – P. 014301.
 119. Dubolazov A.V. Characteristic values of Mueller-matrixes images of biological liquid crystals net for diagnostics of human tissues anisotropy / A.V. Dubolazov; O.Y. Telenha; V.A. Ushenko; M. Sydor // Proc. SPIE. - 2011. - Vol. 8338. - P.83380Z.
 120. Novakovska O.Yu. Polarization correlometry of characteristic states of Muller-matrix images of phase-inhomogeneous biological layers/ O. Yu. Novakovska // Semicond. Physics, Quantum Electronics&Optoelectronics. – 2012. – Vol. 15, № 3. – P. 230-237.
 121. Polarization metrology of Mueller matrices images of biological tissues phase-inhomogeneous : Proceedings SPIE, 21 – 25 September 2009, 9th International Conferences on Correlation Optics, Chernivtsi, Ukraine. Vol. 7388 / A. V. Dubolazov; O. Yu. Telenga; A. O. Karachevtsev. – Chernivtsi, Ukraine, 2009. – P. 73881F.
 122. The interconnection between the coordinate distribution of Muller-matrixes images characteristics values of biological liquid crystals net and the pathological changes of human tissues : 12 – 16 July 2010, 9th Euro-American Workshop on Information Optics. Helsinki, Finland / A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, Yu.Ya. Tomka; O.V. Dubolazov; O.Yu. Telenga; V.I. Istratiy; A.O. Karachevtsev. – Helsinki, Finland, 2010.
 123. Complex degree of mutual anisotropy of biological liquid crystals net : Proceedings SPIE, May 22, 2011, European Conference on Biomedical Optics (ECBO), Munich, Germany. Vol. 8087 / Y.A. Ushenko; O.V. Dubolazov; O.Yu. Telenga; A.P. Angelsky; A.O. Karachevtcev; V. Balanetska. – Constantia, Romania, 2011. – P. 80872Q.
 124. Multidimensional laser microscopy of polarization-singular structure of phase-inhomogeneous layers for diagnostics and classification of their optical properties, 21-24 August 2012, Advanced Topics in Optoelectronics, Microelectronics and nanotechnologies, Constsnta, Romania. / A.G. Ushenko, A.V. Dubolazov; Novakovska O.Yu.– Constsnta, Romania, 2012.
 125. Ю.А. Ушенко, Ю.Я. Томка, А.В. Дуболазов, "Комплексная степень взаимной анизотропии внеклеточной матрицы биологических тканей", *Оптика и спектроскопия* 110(5), 865–870, 2011.
 126. O. V. Angelsky, Yu. A. Ushenko, V. O. Balanetska, "The degree of mutual anisotropy of biological liquids polycrystalline nets as a parameter in diagnostics

- and differentiations of hominal inflammatory processes," Proc. SPIE 8338, 83380S, 2011.
127. Yu. A. Ushenko; A. V. Dubolazov; A. O. Karachevtcev; N. I. Zabolotna, "Complex degree of mutual anisotropy in diagnostics of biological tissues physiological changes," Proc. SPIE 8134, 81340O, 2011.
 128. Bickel W. S. Stokes vectors, Mueller matrices, and polarization of scattered light / W. S. Bickel and W. M. Bailey // Am. J. Phys. – 1985. – № 53. – P. 468-478.
 129. Yau Lu S. Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition / S. Yau Lu and R. A. Chipman // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – № 13. – P. 1106-1113.
 130. Investigation of 2D Mueller matrix structure of biological tissues for pre-clinical diagnostics of their pathological states / O.V. Angelsky, Yu.Ya. Tomka, A.G. Ushenko, Ye.G. Ushenko and Yu.A. Ushenko // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – № 38. – P. 4227-4235.
 131. Ghosh N. Polarized light assessment of complex turbid media such as biological tissues using Mueller matrix decomposition / N. Ghosh, M. Wood, and A. Vitkin // Handbook of Photonics for Biomedical Science; Ed. by V. V. Tuchin. – London : Taylor and Francis Publishing. – 2010. – Chapter 9. – P.253 - 282.
 132. Statistical and fractal structure of biological tissue Mueller matrix images / O.V. Angelsky, V.P. Pishak, A.G. Ushenko and Yu.A. Ushenko // Optical correlation techniques and applications; Ed. by O. V. Angelsky. – Bellingham. : SPIE Press. – 2007. – P.213-266.
 133. Ushenko A. G. Polarization-Phase Mapping and Reconstruction of Biological Tissue Architectonics during Diagnosis of Pathological Lesions / A. G. Ushenko, D. N. Burkovets and Yu. A. Ushenko // Optics and Spectroscopy. – 2002 – № 93(3). – P. 449-456.
 134. Gil J. J. Characteristic properties of Mueller matrices // J. Opt. Soc. Am. A. – 2000. – № 17. – P. 328-334.
 135. Mueller matrix of optical anisotropic inhomogeneous layer / S. N.Savenkov, V. V. Marienko, E. A. Oberemok, O. I. Sydoruk // Phys. Rev. E. – 2006. – № 74. – P. 605-607.
 136. Mueller-matrix diagnostics of optical properties inherent to polycrystalline networks of human blood plasma / Yu. A. Ushenko, O. I. Olar, A. V. Dubolazov, V. O. Balanetskaya, V. P. Unguryan, N. I. Zabolotna, B. P. Oleinichenko // Semicond. Physics, Quantum Electronics&Optoelectronics. – 2011. – № 14(1). – P. 98-105.
 137. Sviridov A. Intensity profiles of linearly polarized light backscattered from skin and tissue-like phantoms / A. Sviridov, V. Chernomordik, M. Hassan // J. Biomed. Opt. – 2005. – V. 10. – P. 014012.
 138. Bueno J. M. Spatially resolved polarization properties for in vitro corneas / J. M. Bueno, J. Jaronski // Ophthal. Physiol. Opt. – 2001. – Vol. 21, № 5. – P. 384-392.
 139. Bueno J. M. Measurements of the corneal birefringence with a liquid-crystal imaging polariscope / J. M. Bueno, F. Vargas-Martin // Applied Optics. – 2002. – Vol. 41, № 1. – P. 116-124.
 140. Bueno J. M. Polarization properties of the in vitro old human crystalline lens / J. M. Bueno, M. C. W. Campbell // Ophthal. Physiol. Opt. – 2003. – № 23. – P. 109-118.

141. Tower T. T. Alignment Maps of Tissues: I. Microscopic Elliptical Polarimetry / T. T. Tower, R. T. Tranquillo // *Biophys. J.* – 2001. – Vol. 81. – P. 2954-2963.
142. Shribak M. Techniques for fast and sensitive measurements of two-dimensional birefringence distributions / M. Shribak, R. Oldenbourg // *Appl. Opt.* – 2003. – Vol. 42. – P. 3009-3017.
143. Mueller matrix imaging polarimetry in dermatology / M. H. Smith, P. Burke, A. Lompadó, E. Tanner, L. W. Hillman // *Proc. SPIE.* – 2000. – Vol. 3991. P. 210-216.
144. Savenkov S. N. Mueller-matrix characterization of biological tissues // *Polarimetric Detection, Characterization and Remote Sensing*, edited by M. Mishchenko et al., Germany: Springer. – 2011. – P. 437-472.
145. Фізичні основи поляриметрії високої інформаційної здатності / Г. В. Бекетов, О. С. Климов, Є. А. Оберемоқ, І. Є. Матяш, С. П. Руденко, С. М. Савенков, А. В. Самойлов, Б. К. Сердега, Ю. В. Ушенін, Ю. М. Ширшов ; під ред. Б. К. Сердеги. – К.: НТУУ «КПІ», 2013. – 252 с.
146. Savenkov S. N. Mueller Matrix Polarimetry in Material Science // Springer. – 2013. – P. 1175-1253.
147. Ushenko V. A. Azimuthally invariant Mueller-matrix mapping of biological tissue in differential diagnosis of mechanisms protein molecules networks anisotropy / V. A. Ushenko , M. S. Gavrylyak . // *Proc. SPIE 8812, Biosensing and Nanomedicine VI*, 88120Y (September 11, 2013).
148. Ushenko V. O. Two-dimensional Mueller matrix phase tomography of self-similarity birefringence structure of biological tissues / V. O. Ushenko // *Proc. SPIE 8487, Novel Optical Systems Design and Optimization XV*, 84870W (October 19, 2012).
149. Ushenko Yu. A. Mueller-matrix diagnostics of optical properties of polycrystalline networks of human blood plasma. / Yu. A. Ushenko, V. A. Ushenko, A. V. Dubolazov, V. O. Balanetskaya, N. I. Zabolotna // *Optics and Spectroscopy* , June 2012, Volume 112, Issue 6, pp 884-892
150. Ushenko V. A. System of polarization correlometry of biological liquids / V. A. Ushenko // *Proc. SPIE 8411, Advanced Topics in Optoelectronics, Microelectronics, and Nanotechnologies VI*, 84110O (November 1, 2012).
151. Ushenko V. O. Evolution of Mueller Matrix Images of the Myometrium for the Optical Anisotropy Oncological Changes / V. O. Ushenko, G. D. Koval, A. V. Dubolazov, A. O. Karachevtsev, O. I. Olar, T. M. Boychuk. //
152. Ushenko V. A. Correlation and self similarity structure of polycrystalline network biological layers Mueller matrices images / Ushenko V. A., A. V. Dubolazov. // *Proc. SPIE 8856, Applications of Digital Image Processing XXXVI*, 88562D (September 26, 2013).
153. Ushenko V. A. Mueller-matrices polarization selection of two-dimensional linear and circular birefringence images / V. A. Ushenko , N. I. Zabolotna , S. V. Pavlov ; D. M. Burcovets, O. Yu. Novakovska. // *Proc. SPIE 9066, Eleventh International Conference on Correlation Optics*, 90661X (December 17, 2013).
154. O. Arteaga, "Mueller matrix polarimetry of anisotropic chiral media," Ph.D. dissertation (University of Barcelona, 2010).

155. Shindo Y. Mueller Matrix Approach to Fluorescence Spectroscopy. Part I: Mueller Matrix Expressions for Fluorescent Samples and Their Application to Problems of Circularly Polarized Emission Spectroscopy / Yohji Shindo and Yasunori Oda // Applied Spectroscopy. – 1992. – Vol. 46, Issue 8. – P. 1251-1259.
156. Arteaga O. Mueller matrices in fluorescence scattering / O. Arteaga, S. Nicols, B. Kahr // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37, № 14 – P. 2835-2837.

**СТОКСКОРЕЛОМЕТРІЯ ФАЗОВО-НЕОДНОРІДНИХ ОБ'ЄКТНИХ ПОЛІВ
ОПТИЧНО АНІЗОТРОПНИХ БІОЛОГІЧНИХ ТКАНИН І РІДИН**

Частина 3

Дуболазов О.В., Ушенко Ю.О., Ушенко О.Г., Солтис І.В.

ВСТУП

Оптичні методи діагностики біологічних об'єктів та візуалізації їх структури займають одне з провідних місць завдяки їх високій інформативності, можливості багатофункціонального (фотометричного, спектрального, поляризаційного та кореляційного) моніторингу досліджуваного середовища. Серед них виокремився самостійний напрямок – поляризаційна оптика біологічних тканин [1,2]. Аналіз поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання дозволяє отримувати якісно нові результати [3] про морфологічний та фізіологічний стан біологічних тканин.

Більшість біологічних тканин характеризується оптичною анізотропією, яка викликана просторово впорядкованою фібрилярною структурою оптично активних протеїнових молекул. Тому, для опису взаємодії поляризованого світла з такими складними системами необхідні багатопараметричні аналітичні підходи. До таких відносяться вектор-параметричне описання світлових пучків та мюллер-матричне представлення поляризаційних властивостей біологічних шарів [4,5]. На цій основі розроблено різноманітні системи поляризаційної та мюллер-матричної діагностики оптичної анізотропії біологічних об'єктів. Узагальненням даного напрямку поляриметричних досліджень оптики стала лазерна поляриметрія мікроскопічних зображень біологічних тканин [6]. Такий розділ оптики біологічних тканин базується на використанні методів поляризаційного (координатні розподіли значень азимутів і еліптичності поляризації – “поляризаційні мапи”) та мюллер-матричного (координатні розподіли значень матричних елементів – “мюллер-матричні зображення”) картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин і полікристалічних плівок біологічних рідин. З метою визначення об'єктивних параметрів, які характеризують зміни оптичної анізотропії застосовувався комплексний статистичний, кореляційний та фрактальний аналіз розподілів значень сукупності точок поляризаційних мап мікроскопічних зображень і мюллер-матричних зображень біологічних шарів [7, 8]. В подальшому такі методи будемо називати “одноточковими”.

Основним недоліком “одноточкового” поляриметричного та мюллер-матричного картографування виявилася погана відтворюваність експериментальних даних внаслідок азимутальної залежності величини азимута та еліптичності поляризації, а також більшості матричних елементів від повороту зразку відносно напрямку опромінення. З 16 елементів матриці Мюллера лише 4 є азимутально-незалежними, які в подальшому будемо називати мюллер-матричними інваріантами (ММІ). Тому актуальним є відпрацювання добре відтворюваних (азимутально-незалежних), більш точних методів лазерної поляриметрії шляхом застосування сукупності ММІ та їх комбінацій.

Узагальненням вказаних методів поляриметричного та мюллер-матричного картографування став кореляційний (“двоточковий”) підхід до аналізу координатних розподілів значень азимутів та еліптичності поляризації полів когерентного випромінювання, запропонований та розвинений у [9]. Такий аналіз

теоретичного застосовано [10] для описання кореляційної узгодженості між станами поляризації різних точок поляризаційно-неоднорідних лазерних полів шляхом використання “двоточкового” параметру – комплексного ступеня взаємної поляризації (КСВП). На цій основі розроблено азимутально-незалежні експериментальні методики прямого аналізу оптичної анізотропії біологічних шарів шляхом застосування іншого параметру – комплексного ступеня взаємної анізотропії (КСВА), який характеризує кореляційну узгодженість напрямів оптичних осей і величини двопронезаломлення полікристалічних мереж.

Разом з тим, морфологічна, а відповідно і полікристалічна, структура зразків реальних біологічних тканин має складну просторово-орієнтаційну організацію [1-3]. Тому актуальним є розроблення нових технік Мюллер-матричної поляриметричної діагностики полікристалічних мереж дифузних біологічних тканин у 3D форматі.

Слід очікувати, що об'єднання методів поляризаційного, мюллер-матричного, поляризаційно-кореляційного картографування та цифрового голографічного відтворення розподілів комплексних амплітуд [29,30] об'єктного поля фазово-неоднорідних шарів [29,30] повинно дати нову інформацію про морфологічну та оптично анізотропну структуру біологічних тканин і рідин. Така інформація актуальна в багатьох фундаментальних застосуваннях біомедичної оптики – дифузійна та фотоакустична томографія, флуорометрія, оптична когерентна томографія, фазова і конфокальна мікроскопія.

Розділ 1. МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ

1.1. Основні поняття і визначення напрямку Стокс корелометрія

У даному розділі наведено дані про основні поняття та визначення, які покладені в основу нової складової лазерної поляриметрії – стокс-корелометрія біологічних тканин і рідин.

Під напрямком *“Стокс корелометрія поляризаційно неоднорідних полів оптично анізотропних біологічних шарів”*, який розвивається в нашій дисертаційній роботі, будемо розуміти сукупність нових поляризаційних, поляризаційно-кореляційних, інтерференційних і цифрових голографічних *“двоточкових”* методів, які забезпечують одержання комплексної інформації про дво- (2-D) та тривимірні (3-D) розподіли фотометричних, поляризаційних і фазових параметрів лазерних полів, перетворених полікристалічними мережами біологічних шарів (гістологічні зрізи біологічних тканин і полікристалічні плівки біологічних рідин). На цій основі будуть визначені діагностичні взаємозв'язки між 2-D та 3-D розподілами параметрів оптичної анізотропії (лінійне та циркулярне двопроменезаломлення) мереж біологічних кристалів та поляризаційно-кореляційною структурою перетвореного ними лазерного поля.

Під *“одноточковими”* 2-D методами будемо розуміти експериментальне вимірювання у кожній точці (пікселі) поляризаційно-неоднорідного поля біологічного шару розподілів наступних параметрів:

- поляризаційних (параметри вектора Стокса, азимут, еліптичність);
- фазових (фазовий зсув між ортогональними компонентами амплітуди);
- інтерференційних (видність інтерференційної картини);

Під *“двоточковими”* 2-D методами будемо розуміти експериментальне (поляризаційне та кореляційне із використанням лазерної опорної хвилі) вимірювання ступеня взаємної кореляції параметрів вектора Стокса.

Будемо розрізняти три групи *“двоточкових”* 2-D методів:

- поляризаційні;
- поляризаційно-інтерференційні;
- поляризаційно-кореляційні.

Під 3-D *“двоточковими”* методами будемо розуміти експериментальне вимірювання за допомогою методів цифрової голографії тривимірних розподілів значень параметрів:

- вектора Стокса,
- азимута поляризації;
- еліптичності поляризації.

Результатом такого підходу до розширення функціональних можливостей лазерної поляриметрії є формування структурно-логічної схеми стокс-корелометрії біологічних тканин і рідин.

1.2. Структурно-логічні схеми методів і систем Стокс корелометрії

1.2.1. “Одноточкові” поляризаційні системи та параметри.

Під “одноточковими” параметрами поляризаційно-неоднорідного поля у кожній його точці з координатою r будемо розуміти наступну сукупність характеристик:

- комплексна амплітуда $E(r)$;
- ортогональні складові $E_x(r)$ і $E_y(r)$ комплексної амплітуди $E(r)$;
- азимут поляризації $\alpha(r)$;
- еліптичність поляризації $\beta(r)$;
- фазовий зсув між ортогональними (лінійно- та циркулярно поляризованими) складовими амплітуди лазерного випромінювання $\delta(r)$;
- значення сукупності параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(r)$.

На рис. 1.1 представлена структурно логічна схема сукупності “одноточкових” методів нашого дисертаційного дослідження для вивчення координатних розподілів (мап) параметрів лазерних об’єктних полів оптично-анізотропних біологічних шарів.

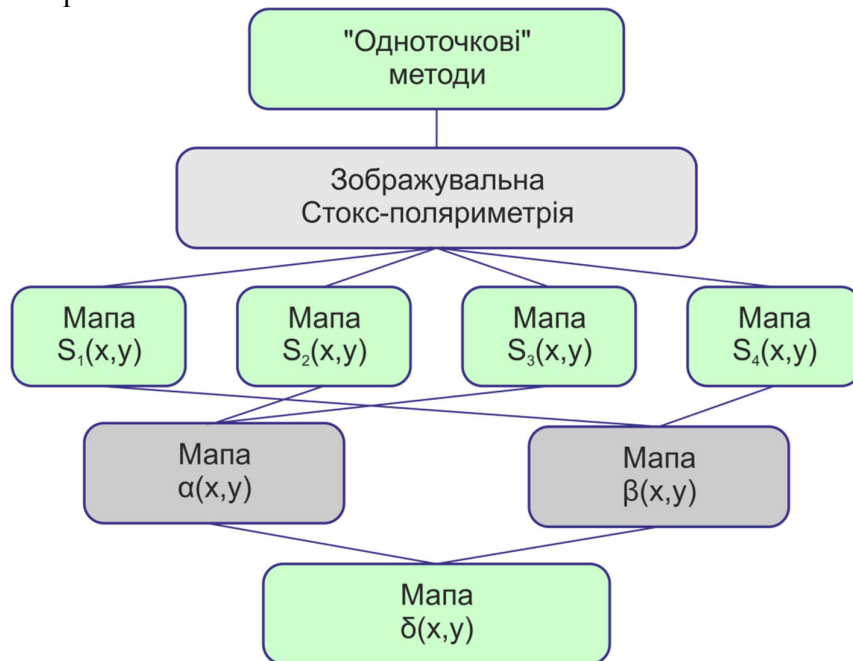


Рис. .1. Структурно-логічна схема “одноточкових” методів досліджень

1.2.2. “Двоточкові” поляризаційно-кореляційні системи та параметри

Під “двоточковими” поляризаційними характеристиками об’єктного поля, перетвореного оптично-анізотропним шаром, будемо розуміти наступну сукупність параметрів:

- матриця спектральної густини

$$J(r_1, r_2) = \begin{vmatrix} E_x^*(r_1)E_x(r_2) & E_x^*(r_1)E_y(r_2) \\ E_y^*(r_1)E_x(r_2) & E_y^*(r_1)E_y(r_2) \end{vmatrix};$$

- модуль ступеня кореляції параметрів “двоточкового” вектора Стокса (МСКС) $|S_{i=1;2;3;4}|(r_1, r_2)$;
- фаза ступеня кореляції параметрів “двоточкового” вектора Стокса (ФСКС) $ArgS_{i=1;2;3;4}(r_1, r_2)$;

МСКС і ФСКС визначають взаємозв'язки між параметрами оптичної анізотропії (розподіли напрямів оптичних осей, лінійне та циркулярне двопророменезаломлення) біологічного шару та станами поляризації його граничного поля у точках з координатами r_1 і r_2 .

Під “двоточковими” поляризаційно-інтерференційними характеристиками об'єктного поля, перетвореного оптично-анізотропним шаром, будемо розуміти:

- величину локального контрасту інтерференційного розподілу в поляризаційно-неоднорідному лазерному об'єктному полі $W(r_1, r_2)$ у точках з координатами r_1 і r_2 ;
- множину значень $W(r_1, r_2)$ для різних станів поляризації опорної лазерної хвилі.

На рис. 1.2 і рис. 1.3 представлена структурно логічна схема сукупності “двоточкових” поляризаційно-кореляційних та інтерференційних методів нашого дисертаційного дослідження для вивчення координатних розподілів (мап) параметрів (модуля і фази СКС) поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень та локального контрасту інтерференційних розподілів лазерних об'єктних полів оптично-анізотропних біологічних шарів.

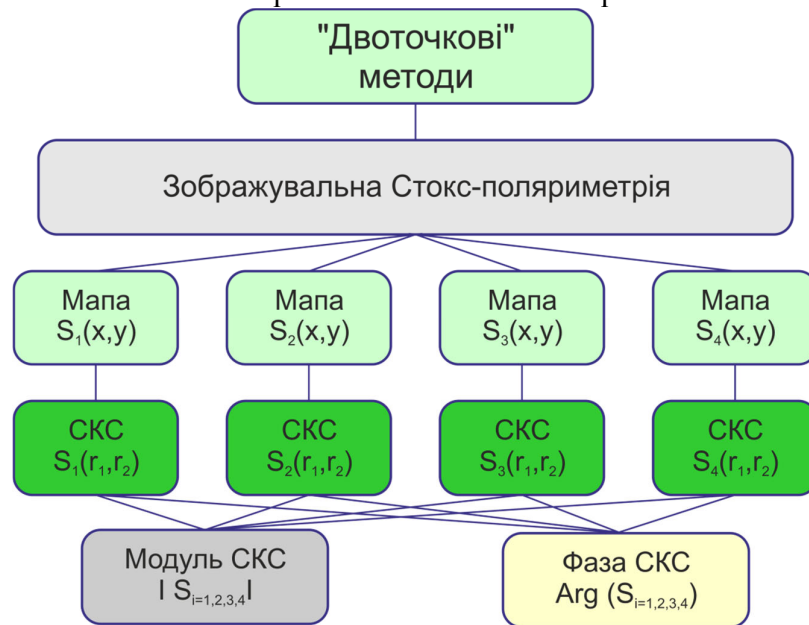


Рис. 1.2. Структурно-логічна схема поляризаційних “двоточкових” методів досліджень

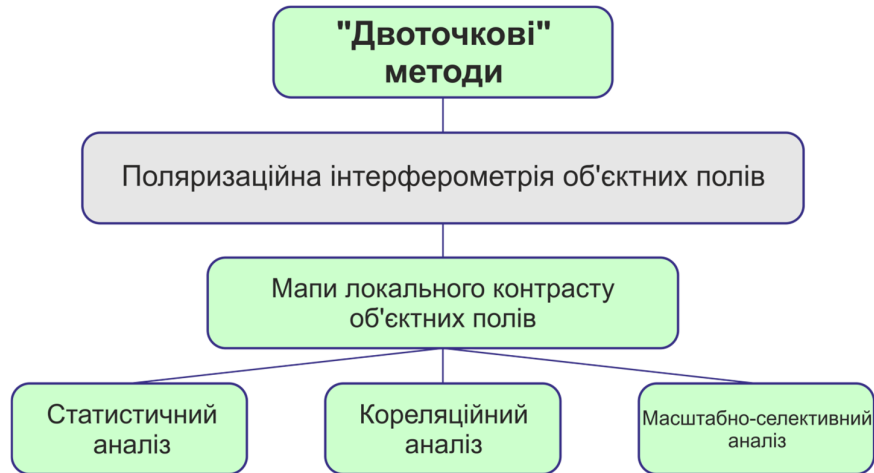


Рис. 1.3. Структурно-логічна схема поляризаційно-інтерференційних “двоточкових” методів досліджень

1.2.3. Методи і засоби 3D Стокс-поляриметрії

До 3D характеристик поляризаційно-неоднорідних полів оптично анізотропних біологічних шарів відноситься наступна сукупність параметрів:

- різниця фаз між об’єктною та опорною хвилями $\varphi(r)$;
- голографічно-відтворений розподіл комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ об’єктного поля;
- пошарові координатні розподіли величини параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)$ у різних фазових перерізах ($\varphi_i = \text{const}$) комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ об’єктного поля;
- пошарові координатні розподіли величини азимута $\alpha(\varphi, x, y)$ та еліптичності $\beta(\varphi, x, y)$ поляризації у різних фазових перерізах ($\varphi_i = \text{const}$) комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ об’єктного поля.

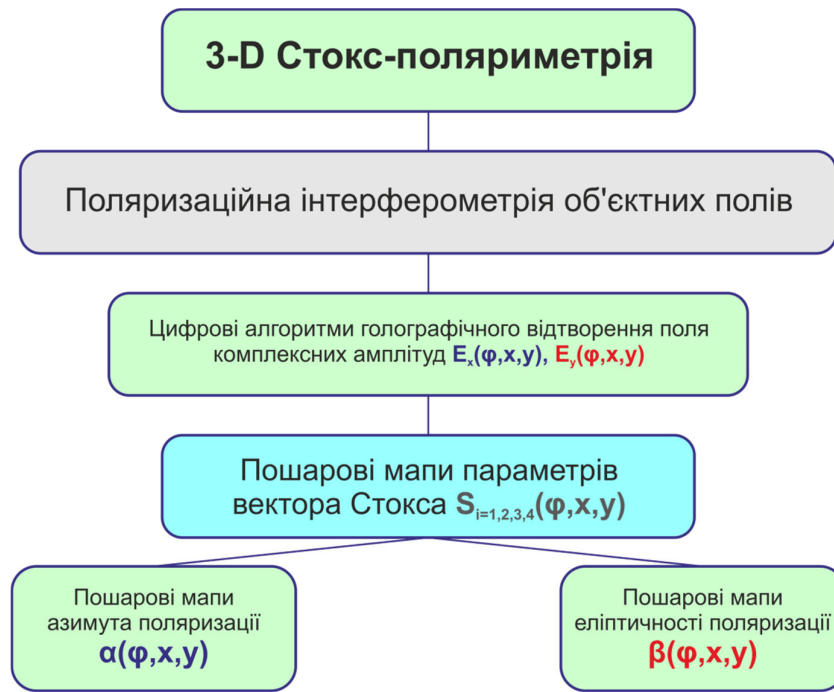


Рис.1.4. Структурно-логічна схема методів 3-D Стокс-поляриметрії

1.2.4. Методи і засоби 3D Стокс-корелометрії

До 3D характеристик поляризаційно-кореляційної структури об'єктних полів оптично анізотропних біологічних шарів відноситься наступна сукупність параметрів:

- голографічно-відтворений розподіл комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ об'єктного поля;
- пошарові координатні розподіли величини модуля параметрів "двохточкового" вектора Стокса $S_{i=1,2,3,4}(\varphi, x, y)$ у різних фазових перерізах ($\varphi_i = const$) комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ об'єктного поля – мапи МСКС;
- пошарові координатні розподіли величини фази параметрів "двохточкового" вектора Стокса $S_{i=1,2,3,4}(\varphi, x, y)$ – мапи ФСКС.

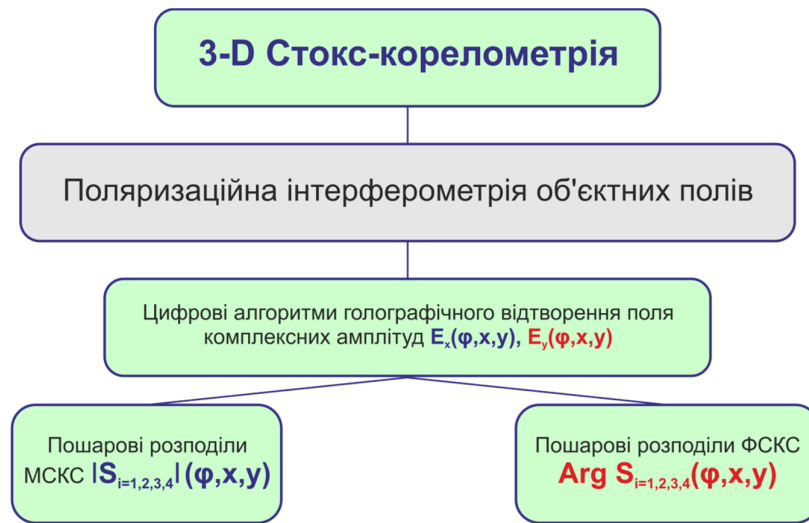


Рис.1.5. Структурно - логічна схема методів 3-D Стокс-корелометрії

1.3. Основні модельні уявлення про поляризаційні прояви анізотропії біологічних шарів

В основу модельного описання взаємодії поляризованого та когерентного лазерного випромінювання із оптично-неоднорідними біологічними шарами нами покладено наступні модельні уявлення, основи яких розроблені в роботах, представлених вище, та узагальнені нами із урахуванням когерентності парціальних лазерних хвиль перетворених оптичними неоднорідностями біологічного шару.

1. Будь-який шар біологічної тканини або рідини можна представити у вигляді сукупності двох основних компонентів:

- оптично-ізотропної, що не перетворює стану поляризації лазерного випромінювання;
- оптично-анізотропної, що змінює величини азимута та еліптичності поляризації за рахунок оптичної активності хоральних молекул (циркулярне двопроменезаломлення) та наявності просторової орієнтації ланцюжків сформованих такими молекулами (лінійне двопроменезаломлення).

2. Оптичні прояви механізмів взаємодії лазерного випромінювання із зазначеними парціальними складовими структури об'єкта описуються відомими матрицями Мюллера наступного вигляду:

- матриця ослаблення $\{A\}$:

$$\{A\} = e^{-d} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

де: τ – коефіцієнт екстинції; l – товщина біологічного шару.

- матриця лінійного двопронезаломлення $\{B\}$:

$$\{B\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_{22} & b_{23} & b_{24} \\ 0 & b_{32} & b_{33} & b_{34} \\ 0 & b_{42} & b_{43} & b_{44} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

де:

$$b_{22} = \cos^2 2\gamma + \sin^2 2\gamma \cos \varphi;$$

$$b_{23} = b_{32} = \cos^2 2\gamma \sin 2\gamma (1 - \cos \varphi);$$

$$b_{33} = \sin^2 2\gamma + \cos^2 2\gamma \cos \varphi;$$

$$b_{42} = -b_{24} = \sin 2\gamma \sin \varphi;$$

$$b_{34} = -b_{43} = \cos 2\gamma \sin \varphi;$$

$$b_{44} = \cos \varphi.$$

тут: γ - напрямок орієнтації оптичної осі; φ - фазовий зсув між лінійно- та ортогонально поляризованими складовими амплітуди перетвореної лазерної хвилі.

- матриця циркулярного двопронезаломлення $\{C\}$:

$$\{C\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_{22} & \omega_{23} & 0 \\ 0 & \omega_{32} & \omega_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} \omega_{22} &= \omega_{33} = \cos 2\chi; \\ \omega_{23} &= -\omega_{32} = \sin 2\chi. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Тут: χ - кут обертання площини поляризації перетвореної лазерної хвилі.

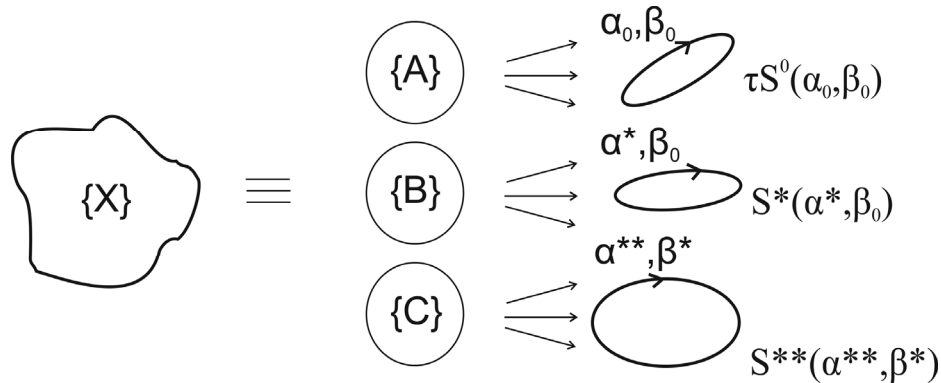


Рис. 1.6. До аналізу формування поляризаційної структури поля лазерного випромінювання перетвореного біологічним шаром: S^0 - вектор Стокса опромінюючої лазерної хвилі; S^*, S^{**} - вектор Стокса лазерної хвилі перетвореної оптично-анізотропними структурами із лінійним та циркулярним двопронезаломленням відповідно; α_0, β_0 - азимут та

еліптичність поляризації падаючої хвилі; α^* та α^{**} - азимути поляризації лазерних хвиль перетворених оптично активними молекулами та сформованими ними просторово-орієнтованими ланцюгами; β^* - еліптичність поляризації лазерної хвилі перетвореної ланцюгами із лінійним двопроменезаломленням; $\{X\}$ – загальна матриця Мюллера біологічного шару; $\{A\}$ – матриця ослаблення; $\{B\}$ – матриця лінійного двопроменезаломлення; $\{C\}$ – матриця циркулярного двопроменезаломлення.

У межах “одноточкового” наближення можна аналітично з використанням співвідношень (1.1) – (1.3) описати процес формування поляризаційно неоднорідного лазерного зображення біологічного шару.

З цією метою запишемо, використовуючи теорію узагальненої анізотропії, аналітичний вигляд матриці Мюллера $\{X\}$

$$\{X\} = \{A\}\{B\}\{C\} \quad (1.4)$$

Не важко бачити, що в аналізі формування поляризаційної структури об’єктного поля матричний оператор ізотропної складової біологічного шару можна опустити і переписати вираз (1.4) у наступному вигляді

$$\{X\} = \{B\}\{C\} \quad (1.5)$$

Використовуючи співвідношення (1.5) процес перетворення поляризаційної структури лазерного випромінювання описує наступне вектор-параметричне рівняння

$$S^* = \{X\}S_0 \quad (1.6)$$

З метою детального аналізу рівняння (1.6) запишемо його у розгорнутому вигляді із використанням явного вигляду парціальних елементів x_{ik} матричного оператора $\{X\}$ (співвідношення 2.5).

$$\begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha_x \cos 2\beta_x \\ \sin 2\alpha_x \cos 2\beta_x \\ \sin 2\beta_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & x_{22} & x_{23} & x_{24} \\ 0 & x_{32} & x_{33} & x_{34} \\ 0 & x_{42} & x_{43} & x_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 \\ \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 \\ \sin 2\beta_0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

З виразу (1.7) можна визначити взаємозв’язок між значеннями азимуту (α_x) та еліптичності (β_x) кожної точки зображення біологічного шару із параметрами поляризації (α_0, β_0) зонduючого пучка та параметрами оптичної

анізотропії (γ, φ - лінійне двопронезаломлення і χ - циркулярне двопронезаломлення)

$$\alpha_x = 0,5 \arctg \frac{S_3^*}{S_2^*} \quad (1.8)$$

$$\beta_x = 0,5 \arcsin \frac{S_4^*}{S_1^*} \quad (1.9)$$

де:

$$\begin{aligned} S_1^x &= 1; \\ S_2^x &= x_{22} \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{23} \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{24} \sin 2\beta_0; \\ S_3^x &= x_{32} \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{33} \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{34} \sin 2\beta_0; \\ S_4^x &= x_{42} \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{43} \sin 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 + x_{44} \sin 2\beta_0; \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} x_{22,23,24} &= f(\gamma, \varphi, \chi); \\ x_{32,33,34} &= f(\gamma, \varphi, \chi); \\ x_{42,43,44} &= f(\gamma, \varphi, \chi); \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} x_{22} &= b_{22}c_{22} + b_{23}c_{32}; \\ x_{23} &= b_{22}c_{23} + b_{23}c_{33}; \\ x_{24} &= b_{24}; \\ x_{32} &= b_{32}c_{22} + b_{33}c_{32}; \\ x_{33} &= b_{32}c_{23} + b_{33}c_{33}; \\ x_{34} &= b_{34}; \\ x_{42} &= b_{42}c_{22} + b_{43}c_{32}; \\ x_{43} &= b_{42}c_{23} + b_{43}c_{33}; \\ x_{44} &= b_{44}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} x_{22} &= (\cos^2 2\gamma + \sin^2 2\gamma \cos \varphi) \cos 2\chi - \cos^2 2\gamma \sin 2\gamma (1 - \cos \varphi) \sin 2\chi; \\ x_{23} &= (\cos^2 2\gamma + \sin^2 2\gamma \cos \varphi) \sin 2\chi + \cos^2 2\gamma \sin 2\gamma (1 - \cos \varphi) \cos 2\chi; \\ x_{24} &= -\sin 2\gamma \sin \varphi; \\ x_{32} &= \cos^2 2\gamma \sin 2\gamma (1 - \cos \varphi) \cos 2\chi - (\sin^2 2\gamma + \cos^2 2\gamma \cos \varphi) \sin 2\chi; \\ x_{33} &= \cos^2 2\gamma \sin 2\gamma (1 - \cos \varphi) \sin 2\chi + (\sin^2 2\gamma + \cos^2 2\gamma \cos \varphi) \cos 2\chi; \\ x_{34} &= \cos 2\gamma \sin \varphi; \\ x_{42} &= \sin 2\gamma \sin \varphi \cos 2\chi + \cos 2\gamma \sin \varphi \sin 2\chi; \\ x_{43} &= b_{42}c_{23} + b_{43}c_{33}; \\ x_{44} &= b_{44}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Аналіз співвідношень (1.6) – (1.13) дозволив виявити внесок парціальних компонентів біологічного шару із різними типами анізотропії (γ, φ, χ) у формування величин поляризаційних параметрів α_x, β_x кожної точки зображення такого шару. Як видно, результуючий стан поляризації являє собою суперпозицію одночасного впливу різних факторів. Зокрема, стану поляризації зонduючого пучка α_0, β_0 , а також параметрів об'єктної анізотропії γ, φ, χ . Такий складний багатопараметричний процес перетворення поляризації оптично-анізотропними структурами біологічного шару у загальному унеможливорює розв'язання зворотної задачі (виокремлення або диференціації проявів оптичної анізотропії) навіть у випадку реалізації однократного розсіяння у оптично тонких шарах.

З метою пошуку більш оптимальних аналітичних та експериментальних умов для розв'язання оберненої задачі розглянемо випадок зондування біологічного шару циркулярно поляризованим лазерним пучком. Така ситуація поляризаційного зондування забезпечує незалежність процесу формування станів поляризації різних точок лазерного зображення від напрямів оптичних осей γ лінійнодвопроменезаломлюючих біологічних кристалів. За таких умов вирази (1.10) набувають більш простого вигляду

$$\begin{aligned} S_1^x &= 1; \\ S_2^x &= x_{24}; \\ S_3^x &= x_{34}; \\ S_4^x &= x_{44}; \end{aligned} \tag{1.14}$$

Порівняльний аналіз співвідношень (1.14) із співвідношеннями (1.11), (1.12) дозволяє знайти однозначний взаємозв'язок між вимірними значеннями параметрів вектора Стокса та параметрами фазової анізотропії φ та χ

Разом з тим “одноточковий” аналіз розподілів значень параметрів вектора Стокса в площині поляризаційно неоднорідного зображення біологічного шару не є інформаційно-повним у сенсі пошуку однозначного взаємозв'язку між розподілом параметрів фазової анізотропії (лінійне та циркулярне двопроменезаломлення) та параметрами вектора Стокса. Річ у тім, що поза увагою «поляризаційного» підходу залишається не менш важлива ніж поляризаційна, когерентна складова лазерної хвилі. Наявність когерентності також призводить до формування, трансформації станів поляризації у точках об'єктного поля. Розглянемо такі ефекти більш детально.

1.4. Кореляційні методи аналізу проявів механізмів оптичної анізотропії

В якості узагальнення модельних уявлень лазерної поляриметрії про формування поляризаційно-неоднорідних лазерних полів оптично-

анізотропними мережами біологічних кристалів ми скористаємось кореляційним підходом, який був запропонований Т.Сетьола, Я.Терво та А.Т.Фрібергом.

Головна ідея кореляційного підходу до описання поляризаційно-неоднорідних полів когерентного випромінювання полягає у існуванні взаємозв'язку між координатною модуляцією величин параметрів вектора Стокса та координатними змінами інтенсивності поляризаційно-неоднорідного поля, що формують значення відністі інтерференційної картини.

Такий підхід може бути узагальнений на декілька “інформаційних” рівнів.

Перший, – це пошук діагностичних застосувань поляризаційних розподілів значень “двоточкових” параметрів вектора Стокса об’єктного поля оптично анізотропних біологічних шарів.

Другий, - це пошук діагностичних застосувань інтерференційних розподілів інтенсивності поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля оптично анізотропних біологічних шарів.

Третій, - формування основ стокс-поляриметрії когерентних полів із використанням опорної хвилі з різними станами поляризації.

Розглянемо такі інформаційні рівні детальніше.

1.4.1. “Двоточкові” параметри вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля

Для описання кореляційної структури стаціонарних розподілів полів комплексних амплітуд лазерного випромінювання, перетвореного оптично-анізотропними біологічними шарами можна скористатися матрицею взаємної спектральної густини наступного вигляду.

$$W_{i,j}(r_1, r_2) = E_i^*(r_1) \cdot E_j(r_2), i, j = x, y \quad (1.17)$$

З використанням даного матричного оператора можна ввести наступні вирази для “двоточкових” параметрів вектора Стокса

$$S_0 = W_{xx}(r_1, r_2) + W_{yy}(r_1, r_2) \quad (1.18)$$

$$S_1 = W_{xx}(r_1, r_2) - W_{yy}(r_1, r_2) \quad (1.19)$$

$$S_2 = W_{xy}(r_1, r_2) + W_{yx}(r_1, r_2) \quad (1.20)$$

$$S_3 = i[W_{yx}(r_1, r_2) - W_{xy}(r_1, r_2)] \quad (1.21)$$

Тут

$$\begin{cases} W_{xx}(r_1, r_2) = E_x^*(r_1)E_x(r_2); \\ W_{yy}(r_1, r_2) = E_y^*(r_1)E_y(r_2); \\ W_{xy}(r_1, r_2) = E_x^*(r_1)E_y(r_2); \\ W_{yx}(r_1, r_2) = E_y^*(r_1)E_x(r_2); \end{cases} \quad (1.22)$$

Аналіз виразів (1.17) - (1.22) показує, що параметри вектора Стокса є коефіцієнтами матриці взаємної спектральної густини

$$W(r_1, r_2) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^3 S_n(r_1, r_2) \sigma_n, \quad n = 0, 1, \dots, 3 \quad (1.23)$$

Слід зазначити, що від “двоточкових” взаємозв’язків між поляризаційними та кореляційними параметрами об’єктних полів біологічних шарів завжди можна перейти до традиційних параметрів лазерної поляриметрії шляхом заміни координат $r_1 = r_2 = r$

$$S_n(r) = S_n(r_1, r_2) \quad (1.24)$$

Результат інтерференційного додавання різнополяризованих хвиль у схемі Юнга можна представити як

$$\mu^2(r_1, r_2) = \frac{tr[W(r_1, r_2) \cdot W(r_2, r_1)]}{trW(r_1, r_1)trW(r_2, r_2)} = \frac{\sum_{xy} |c_{xy}(r_1, r_2)|^2 W_{xx}(r_1, r_1) W_{yy}(r_2, r_2)}{\sum_{xy} W_{xx}(r_1, r_1) W_{yy}(r_2, r_2)} \quad (1.25)$$

$$c_{xy}(r_1, r_2) = \frac{W_{xy}(r_1, r_2)}{[W_{xx}(r_1, r_1) W_{yy}(r_2, r_2)]^{1/2}} \quad (1.26)$$

З аналізу (1.25) і (1.26) виявляється, що одно- та двоточкові параметри Стокса, а також ступень когерентності пов’язані в експерименті Юнга. Якщо поляризаційно-неоднорідний пучок падає на дві паралельні щілини Q_1 і Q_2 , то результат додавання на відстані R двох дифрагованих хвиль можна записати у вигляді

$$S_n(r) = S_n^{(1)}(r) + S_n^{(2)} + 2[S_0^{(1)}(r)S_0^{(2)}(r)]^{1/2} |\eta_n(Q_1, Q_2)| \times \cos\{\arg[\eta_n(Q_1, Q_2)] - k(R_1 - R_2)\} \quad (1.27)$$

де

$$\eta_n(Q_1, Q_2) = \frac{S_n(Q_1, Q_2)}{[trW(Q_1, Q_1)trW(Q_2, Q_2)]^{1/2}} \quad (1.28)$$

Тут $\eta_n(Q_1, Q_2), n=0\dots3$ - є “двоточковими” параметрами вектора Стокса (співвідношення (1.18) – (1.21)).

Аналіз рівнянь (1.27), (1.28) означає, що у результируючій інтерференційній картині формується синусоїдальний розподіл значень параметрів вектора Стокса, величина яких визначається двоточковими параметрами Стокса у діафрагмах непрозорого екрану.

Можна показати, що видність інтерференційної картини за умови однакової інтенсивності світла у межах діафрагм зв'язана із параметрами вектора Стокса наступним співвідношенням

$$V_n = |\eta_n(Q_1, Q_2)|, n = 0 \dots 3 \quad (1.29)$$

Таким чином, ступень когерентності рівнянні (2.25) відповідає за модуляцію всіх параметрів вектора Стокса. Шляхом підстановки співвідношення (1.23) у рівняння (1.25) та скориставшись матрицями Паулі ($tr(\sigma_i, \sigma_j) = 2\delta_{ij}$) можна отримати наступний вираз

$$\mu^2(Q_1, Q_2) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^3 V_n^2(\varpi) \quad (1.30)$$

З (1.30) випливає, що ступень когерентності (1.25) є величиною, що обумовлена різницею модуляцій одно точкових параметрів вектора Стокса.

Слід відзначити, що для реального біологічного шару реалізується координатна модуляція значень параметрів вектора Стокса (розділ 1, параграф 1.3, співвідношення (1.15) – (1.16)). Якщо враховувати когерентність таких парціальних хвиль, то стає очевидним наявність подальшої поляризаційної модуляції такого поля.

При цьому виникає наступний, окремий напрямок аналізу такого поляризаційно-неоднорідного когерентного поля – використання різнополяризованих опорних хвиль.

1.4.2. “Двоточкові” параметри вектора Стокса об’єктного поля оптично анізотропних біологічних шарів

Визначимо аналітичний вигляд “двоточкових” параметрів вектора Стокса (соотношения (1.18) - (1.21)) у ситуації проходження лазерного пучка (вектор Джонса $E^{(0)}$) крізь оптично тонкий анізотропний шар, кожную точку (r) якого характеризуємо матрицею Джонса лінійного двопороменезаломлення $\{J(r)\}$

$$\left\{ \begin{aligned} E(r) &= \{J(r)\} E^{(0)}; \\ \begin{pmatrix} E_x(r) \\ E_y(r) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} J_{11}(r) & J_{12}(r) \\ J_{21}(r) & J_{22}(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{(0)} \\ E_y^{(0)} \end{pmatrix}; \\ J_{11}(r) &= \cos^2 \rho(r) + i \sin^2 \rho(r) \exp(i\delta(r)); \\ J_{22}(r) &= \sin^2 \rho(r) + i \cos^2 \rho(r) \exp(i\delta(r)); \\ J_{12;21}(r) &= \sin \rho(r) \cos \rho(r) (1 - \exp(i\delta(r))); \\ \rho(r) &= \arctg \frac{E_y(r)}{E_x(r)}. \end{aligned} \right. \quad (1.31)$$

Розглянемо (без зниження повноти аналізу) випадок опромінення лінійно поляризованим лазерним пучком з азимутом 45° - $E^{(0)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$.

З використанням співвідношень (1.18) – (1.22) і (1.31) одержимо наступні алгоритми для визначення параметрів "двоточкового" вектора Стокса

$$S_1 = [E_{x1}E_{x2} + E_{y1}E_{y2} \cos(\delta_2 - \delta_1)] + iE_{y1}E_{y2} \sin(\delta_2 - \delta_1); \quad (1.32)$$

$$S_2 = [E_{x1}E_{x2} - E_{y1}E_{y2} \cos(\delta_2 - \delta_1)] - iE_{y1}E_{y2} \sin(\delta_2 - \delta_1); \quad (1.33)$$

$$S_3 = (E_{x2}E_{y1} \cos \delta_2 + E_{x2}E_{y1} \cos \delta_1) + i(E_{x2}E_{y1} \sin \delta_2 - E_{x2}E_{y1} \sin \delta_1); \quad (1.34)$$

$$S_4 = [E_{y1}E_{x2} \sin \delta_1 + E_{y2}E_{x1} \sin \delta_2] + i(E_{x2}E_{y1} \cos \delta_1 + E_{x1}E_{y2} \cos \delta_2). \quad (1.35)$$

З метою полегшення фізичного аналізу проявів оптичної анізотропії (розподілів напрямів оптичних осей $\rho(r) = \arctg \frac{E_y(r)}{E_x(r)}$ і фазових зсувів $\delta(r)$ між ортогональними складовими $(E_x(r), E_y(r))$ амплітуди лазерної хвилі) біологічних шарів перепишемо співвідношення (1.32) - (1.35) у дещо в іншому вигляді

$$\begin{cases} S_1 = \text{Re } S_1 + i \text{Im } S_1 = [1 + \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)] + i[\text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \sin(\delta_2 - \delta_1)]; \\ |S_1| = \sqrt{[1 + \text{tg}^2 \rho_1 \text{tg}^2 \rho_2 + 2 \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg } S_1 = \arctg \left[\frac{\sin(\delta_2 - \delta_1)}{\text{ctg} \rho_1 \text{ctg} \rho_2 + \cos(\delta_2 - \delta_1)} \right]. \end{cases} \quad (1.36)$$

$$\begin{cases} S_2 = \text{Re } S_2 + i \text{Im } S_2 = [1 - \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)] - i[\text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \sin(\delta_2 - \delta_1)]; \\ |S_2| = \sqrt{[1 + \text{tg}^2 \rho_1 \text{tg}^2 \rho_2 - 2 \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg } S_2 = \arctg \left[\frac{\sin(\delta_2 - \delta_1)}{\text{ctg} \rho_1 \text{ctg} \rho_2 - \cos(\delta_2 - \delta_1)} \right]. \end{cases} \quad (1.37)$$

$$\begin{cases} S_3 = \text{Re } S_3 + i \text{Im } S_3 = (\cos \delta_2 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_1) + i(\sin \delta_2 - \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_1); \\ |S_3| = \sqrt{[1 + \text{ctg}^2 \rho_2 \text{tg}^2 \rho_1 - 2 \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg } S_3 = \arctg \left(\frac{\sin \delta_2 - \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_2 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_1} \right); \end{cases} \quad (1.38)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_4 = \text{Re } S_4 + i \text{Im } S_4 = (\sin \delta_1 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_2) + i(\cos \delta_1 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_2); \\ |S_4| = \sqrt{[1 + \text{ctg}^2 \rho_2 \text{tg}^2 \rho_1 + 2 \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg} S_4 = \text{arctg} \left(\frac{\cos \delta_1 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_2}{\sin \delta_1 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_2} \right). \end{array} \right. \quad (1.39)$$

Тут $|S_{i=1;2;3;4}|$ - модуль СКС, $\text{Arg} S_{i=1;2;3;4}$ - фаза СКС.

З аналізу співвідношень (1.36) - (1.39) випливає, що на відміну від класичного визначення дійсних величин параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного поля, "двоточкові" параметри є комплексними величинами.

З метою полегшення фізичного аналізу проявів оптичної анізотропії (розподілів напрямів оптичних осей $\rho(r) = \text{arctg} \frac{E_y(r)}{E_x(r)}$ і фазових зсувів $\delta(r)$ між ортогональними складовими $(E_x(r), E_y(r))$ амплітуди лазерної хвилі) біологічних шарів перепишемо співвідношення у дещо в іншому вигляді

$$\left\{ \begin{array}{l} S_1 = \text{Re } S_1 + i \text{Im } S_1 = [1 + \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)] + i[\text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \sin(\delta_2 - \delta_1)]; \\ |S_1| = \sqrt{[1 + \text{tg}^2 \rho_1 \text{tg}^2 \rho_2 + 2 \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg} S_1 = \text{arctg} \left[\frac{\sin(\delta_2 - \delta_1)}{\text{ctg} \rho_1 \text{ctg} \rho_2 + \cos(\delta_2 - \delta_1)} \right]. \end{array} \right. \quad (1.40)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_2 = \text{Re } S_2 + i \text{Im } S_2 = [1 - \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)] - i[\text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \sin(\delta_2 - \delta_1)]; \\ |S_2| = \sqrt{[1 + \text{tg}^2 \rho_1 \text{tg}^2 \rho_2 - 2 \text{tg} \rho_1 \text{tg} \rho_2 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg} S_2 = \text{arctg} \left[\frac{\sin(\delta_2 - \delta_1)}{\text{ctg} \rho_1 \text{ctg} \rho_2 - \cos(\delta_2 - \delta_1)} \right]. \end{array} \right. \quad (1.41)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_3 = \text{Re } S_3 + i \text{Im } S_3 = (\cos \delta_2 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_1) + i(\sin \delta_2 - \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_1); \\ |S_3| = \sqrt{[1 + \text{ctg}^2 \rho_2 \text{tg}^2 \rho_1 - 2 \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg} S_3 = \text{arctg} \left(\frac{\sin \delta_2 - \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_2 + \text{ctg} \rho_2 \text{tg} \rho_1 \cos \delta_1} \right); \end{array} \right. \quad (1.42)$$

$$\begin{cases} S_4 = \text{Re}S_4 + i\text{Im}S_4 = (\sin\delta_1 + \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1 \sin\delta_2) + i(\cos\delta_1 + \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1 \cos\delta_2); \\ |S_4| = \sqrt{[1 + \text{ctg}^2\rho_2 \text{tg}^2\rho_1 + 2\text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1 \cos(\delta_2 - \delta_1)]}; \\ \text{Arg}S_4 = \text{arctg}\left(\frac{\cos\delta_1 + \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1 \cos\delta_2}{\sin\delta_1 + \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1 \sin\delta_2}\right). \end{cases} \quad (1.43)$$

В подальшому для спрощення (без зниження повноти аналізу) будемо розглядати співвідношення (1.40) - (1.43) у наближенні слабкої фазової модуляції ($\delta_i \leq 0,12$; $\cos(\delta_1 - \delta_2) \rightarrow 1$; $\sin(\delta_1 - \delta_2) \rightarrow \delta_1 - \delta_2$).

Зазначимо, що дане припущення не є штучним для оптично-тонких гістологічних зрізів тканин міокарда та стінки прямої кишки. Можна показати, що для лазерного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ у межах геометричної товщини $l = 30 \mu\text{m}$ повністю оптично-анізотропного шару біологічної тканини ($\Delta n \approx 10^{-4} \div 1.5 \times 10^{-3}$ [2,7,8]) максимальний фазовий зсув ($\delta_{12} \equiv \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l$) коливається в межах $0.03 \leq \delta \leq 0.45$. При цьому серед двопробенезаломлюючих сіток або “острівків” (скупчень просторово не орієнтованих протеїнових молекул) існують варіації поперечних розмірів двопробенезаломлюючих ($2 \mu\text{m} \leq \Delta l \leq 20 \mu\text{m}$) структур, які формують слабкі фазові модуляції ($2 \mu\text{m} \leq \Delta \delta \leq 20 \mu\text{m}$) у площині поляризаційно-неоднорідного зображення.

За таких умов залежності (1.40) – (1.43) набувають наступного вигляду

$$\begin{cases} |S_1| = [1 + \text{tg}\rho_1 \text{tg}\rho_2]; \\ \text{Arg}S_1 = \text{arctg}\left[\frac{(\delta_2 - \delta_1)}{1 + \text{ctg}\rho_1 \text{ctg}\rho_2}\right]. \end{cases} \quad (1.44)$$

$$\begin{cases} |S_2| = [1 - \text{tg}\rho_1 \text{tg}\rho_2]; \\ \text{Arg}S_2 = \text{arctg}\left[\frac{(\delta_2 - \delta_1)}{\text{ctg}\rho_1 \text{ctg}\rho_2}\right]. \end{cases} \quad (1.45)$$

$$\begin{cases} |S_3| = 1 - \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1; \\ \text{Arg}S_3 = \text{arctg}\left(\frac{\delta_2 - \delta_1 \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1}{1 + \text{ctg}\rho_2 \text{tg}\rho_1}\right); \end{cases} \quad (1.45)$$

$$\begin{cases} |S_4| = 1 + \operatorname{ctg}\rho_2 \operatorname{tg}\rho_1; \\ \operatorname{Arg} S_4 = \operatorname{arctg} \left(\frac{1 + \operatorname{ctg}\rho_2 \operatorname{tg}\rho_1}{\delta_1 + \delta_2 \operatorname{ctg}\rho_2 \operatorname{tg}\rho_1} \right). \end{cases} \quad (1.47)$$

З аналізу одержаних співвідношень (1.43) – (1.47) випливає, що модуль СКС $|S_{i=1;2;3;4}(\Delta x, \Delta y)|$ несе інформацію про орієнтаційну будову $\rho(x, y)$ полікристалічних мереж і структур. Фаза СКС $\operatorname{Arg}(S_{i=1;2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ несе інформацію про їхнє двопронезаломлення ($\delta(x, y)$).

Як відомо, перший параметр вектора Стокса $S_1(r)$ характеризує повну інтенсивність у точці r ; другий $S_2(r)$ і третій $S_3(r)$ - зміни азимута і еліптичності поляризації, а четвертий $S_4(r)$ - величину еліптичності поляризації. Виходячи з цього у подальшому ми проведемо детальний аналітичний та експериментальний аналіз можливостей поляриметрії “двоточкових” параметрів вектора Стокса на прикладі $S_3(r_1, r_2)$ і $S_4(r_1, r_2)$.

1.5. Інтерференційні розподіли інтенсивності поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля оптично анізотропних біологічних шарів

З метою аналітичного описання процесу формування інтерференційних розподілів об’єктних полів оптично-анізотропних біологічних шарів розглянемо наведені на рис. 1.6 модельні уявлення в двох наближеннях:

- гістологічні зрізи біологічних тканин, в яких оптично-анізотропні мережі володіють тривимірним розподілом напрямів оптичних осей $\rho(x, y, z)$ фібрилярних двопронезаломлюючих кристалів;
- полікристалічні плівки біологічних рідин, в яких формуються планарні (x, y) оптично-анізотропні мережі біохімічних кристалів.

1.5.1. Поляризаційно-інтерференційні прояви оптичної анізотропії гістологічних зрізів біологічних тканин

Процес формування інтерференційних картин в загальному випадку поляризаційно-неоднорідних лазерних полів можна представити наступним чином

$$\begin{cases} U_x(r) + U_y(r) \exp(-i\delta); \\ E_{0x} + E_{0y}. \end{cases} \quad (1.48)$$

Тут U_x, U_y – амплітуди ортогональних компонент еліпса поляризації, δ – фазовий зсув між ними; E_{0x}, E_{0y} – ортогональні складові амплітуди E_0 лінійно поляризованої опорної хвилі з азимутом поляризації Θ

$$\begin{cases} E_{0x} = E_0 \cos \Theta; \\ E_{0y} = E_0 \sin \Theta. \end{cases} \quad (1.49)$$

Результат інтерференційного додавання двох полів (1.48), (1.49) описується наступними інтерференційними рівняннями

$$\begin{cases} U_x^*(r) = E_{0x} + U_x(r) + 2\sqrt{E_{0x}U_x(r)}\cos\varphi; \\ U_y^*(r) = E_{0y} + U_y(r) + 2\sqrt{E_{0y}U_y(r)}\cos(\varphi - \delta(r)). \end{cases} \quad (1.50)$$

Тут φ – різниця фаз між опорною хвилею та об'єктною хвилею в залежності від координати (r) об'єктного поля.

В термінах інтенсивності вираз (1.50) можна представити у вигляді інтерференційної (компланарної до площини коливань (Θ) амплітуди E_0 опорної хвилі) $\tilde{I}(r)$ та адитивної (ортогональної до Θ) $\bar{I}(r)$ компонент

$$\begin{cases} \tilde{I}(r) = I_0 + I_x(r)\cos^2 \Theta + I_y(r)\sin^2 \Theta + 2\sqrt{I_x(r)I_y(r)}\sin \Theta \cos \Theta \cos \delta(r) + \\ + 2\sqrt{I_0I_x(r)}\cos \Theta \cos \varphi + 2\sqrt{I_0I_y(r)}\sin \Theta \cos(\varphi - \delta(r)); \\ \bar{I}(r) = I_x(r)\sin^2 \Theta + I_y(r)\cos^2 \Theta. \end{cases} \quad (1.51)$$

Для спрощення аналізу, можна припустити, що $\varphi \equiv 0$. В цьому випадку співвідношення (1.51) переписуться наступним чином

$$\begin{cases} \tilde{I}(r) = I_0 + I_x(r)\cos^2 \Theta + I_y(r)\sin^2 \Theta + 2\sqrt{I_0I_x(r)}\cos \Theta + \\ + 2\sqrt{I_y(r)}\sin \Theta (\sqrt{I_0} + \sqrt{I_x(r)}\cos \Theta)\cos \delta(r); \\ \bar{I}(r) = I_x(r)\sin^2 \Theta + I_y(r)\cos^2 \Theta. \end{cases} \quad (1.52)$$

Контраст $W(r_{i+1}, r_i)$ інтерференційної картини, що формується складовими поля з різною поляризацією (2.50) описується співвідношенням вигляду

$$K(r_{i+1}, r_i) = \frac{[\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})] - [\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)]}{[\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})] + [\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)]}. \quad (1.53)$$

Тут r_i, r_{i+1} – координати найближчих точок, інтенсивності коливань яких приймають екстремальні значення $I_{\max}, I_{\min}$.

Аналіз виразу (1.53), із врахуванням співвідношень (1.50) - (1.52) виявляє, що величина $W(r_{i+1}, r_i)$ суттєво залежить від стану поляризації точок об'єктного поля біологічної тканини.

Наочно це можна проілюструвати на основі взаємозв'язку між власними параметрами (азимут $\alpha(r)$ та еліптичність $\beta(r)$ світлових коливань) стану еліптичної поляризації та записом у вигляді ортогональних компонент її комплексної амплітуди. У такій інтерпретації величина інтенсивності $I(r)$ в кожній точці об'єктного поля запишеться наступним чином

$$I(r) = U_x^2(r) + U_y^2(r) = a^2(r) + b^2(r) = a^2(r)[1 + \operatorname{tg}^2 \beta(r)], \quad (1.54)$$

Із врахуванням (2.54) співвідношення (2.52) записуються у вигляді

$$\begin{cases} \tilde{I}(r) = I_0 + I(r)(1 + \operatorname{tg}^2 \beta(r))^{-1} [\cos^2(\alpha(r) - \Theta) + \operatorname{tg}^2 \beta(r) \sin^2(\alpha(r) - \Theta)] + \\ + 2\sqrt{I_0 I(r)} \operatorname{tg} \beta(r) (1 + \operatorname{tg}^2 \beta(r))^{-1} \sin(\alpha(r) - \Theta) + \\ + 2(1 + \operatorname{tg}^2 \beta(r))^{-1} [I(r) \operatorname{tg} \beta(r) \sqrt{0.5 \sin 2(\alpha(r) - \Theta)} + \sqrt{I_0 I(r)} \cos(\alpha(r) - \Theta)] \cos \delta(r); \\ \bar{I}(r) = I(r)(1 + \operatorname{tg}^2 \beta(r))^{-1} [\sin^2(\alpha(r) - \Theta) + \operatorname{tg}^2 \beta(r) \cos^2(\alpha(r) - \Theta)], \end{cases} \quad (1.55)$$

і аналітичний вираз контрасту інтерференційної картини приймає вигляд функціонала залежного від співвідношення інтенсивності і поляризації опорного (I_0, Θ) та об'єктного (I, α, β) полів

$$K = \frac{\left[\frac{\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})}{\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})} \right] - \left[\frac{\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)}{\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)} \right]}{\left[\frac{\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})}{\tilde{I}(r_{i+1}) + \bar{I}(r_{i+1})} \right] + \left[\frac{\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)}{\tilde{I}(r_i) + \bar{I}(r_i)} \right]} = G[I_0, I, \Theta, \alpha, \beta]. \quad (1.56)$$

1.5.2. Поляризаційно-інтерференційні прояви оптичної анізотропії планарних полікристалічних плівок біологічних рідин

Ми розглянемо процес формування інтерференційного розподілу у площині поляризаційно-неоднорідного зображення оптично-тонкої (недеполяризуючої) полікристалічної плівки біологічної рідини.

Можна показати, що при накладанні плоскої опорної хвилі (E - вектор Джонса) на поляризаційно-неоднорідне зображення $\{D\}A$ ($\{D\}$ - матриця Джонса об'єкта, A - вектор Джонса опромінюючого пучка) у точці з координатою r сформується наступне поле

$$U(r) = \{D\}(r)A(r) + E(r). \quad (1.57)$$

Вектори Джонса опромінюючої та опорної хвилі мають наступний вигляд

$$\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |A_x| \exp(i\psi_x) \\ |A_y| \exp(i\psi_y) \end{pmatrix}; \quad (1.58)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_x| \exp(i\phi_x) \\ |E_y| \exp(i\phi_y) \end{pmatrix} \exp(i\varphi), \quad (1.59)$$

де $|A_x|, |A_y|, |E_x|, |E_y|$ - модулі, а $|\psi_x|, |\psi_y|, |\phi_x|, |\phi_y|$ - фази ортогональних складових комплексних амплітуд A і E , φ - фазовий зсув між опорною (E) та об'єктною (U) хвилями у точці r поляризаційно-неоднорідного зображення полікристалічного шару.

У розгорненому вигляді матричне рівняння (1.57) записується наступним чином

$$\begin{pmatrix} U_x \\ U_y \end{pmatrix}(r) = \begin{pmatrix} d_{11}(r) & d_{12}(r) \\ d_{21}(r) & d_{22}(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}(r) + \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}(r). \quad (1.60)$$

Величина інтенсивності $I(r)$ інтерференційної картини визначається виразом

$$I(r) = |U_x(r)|^2 + |U_y(r)|^2, \quad (1.61)$$

який з урахуванням (1.58)-(1.60) переписується у вигляді ортогональних складових $U_x(r)$ і $U_y(r)$ комплексної амплітуди $U(r)$

$$\begin{cases} U_x(r) = (d_{11}A_x + d_{12}A_y + E_x)(r); \\ U_y(r) = (d_{21}A_x + d_{22}A_y + E_y)(r). \end{cases} \quad (1.62)$$

Тут d_{ik} - елементи матриці Джонса двопроменезаломлюючого полікристалічного шару у точці r з напрямком оптичної осі $\rho(r)$ та величиною фазового зсуву $\delta(r)$

$$\begin{cases} d_{11}(r) = \cos^2 \rho + \sin^2 \rho \exp(-i\delta); \\ d_{12}(r) = d_{21}(r) = \cos \rho \sin \rho (1 - \exp(-i\delta)); \\ d_{22}(r) = \sin^2 \rho + \cos^2 \rho \exp(-i\delta). \end{cases} \quad (1.63)$$

Розглянемо більш частковий (без зниження повноти аналізу) випадок азимутально-інваріантного (незалежного від кута обертання площини зразку відносно напрямку опромінення) поляризаційно-інтерференційного картографування:

- опромінююча та опорна хвилі циркулярно поляризовані

$$\begin{cases} \psi_y - \psi_x = 0.5\pi; & |A_x| = |E_x| \equiv 1; \\ \phi_y - \phi_x \equiv 0.5\pi; & |A_y| = |E_y| \equiv 1; \end{cases} \quad (1.64)$$

$$A = E = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}; \quad (1.65)$$

- фазові флуктуації полікристалічного шару малі

$$\delta \rightarrow 0 : \cos \delta \approx 1; \quad (1.66)$$

$$\delta \rightarrow 0 : \sin \delta \approx \delta \quad (1.67)$$

За цих умов залежності (1.62) – (1.64) набувають вигляду

$$\begin{cases} d_{11} = 1 - i\delta \sin^2 \rho; \\ d_{12} = d_{21} = i\delta \cos \rho \sin \rho; \\ d_{22} = 1 - i\cos^2 \rho. \end{cases} \quad (1.68)$$

$$\begin{pmatrix} U_x \\ U_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1 - i\delta \sin^2 \rho)_{11} & (i\delta \cos \rho \sin \rho)_{12} \\ (i\delta \cos \rho \sin \rho)_{21} & (1 - i\delta \cos^2 \rho)_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \varphi + i \sin \varphi \\ -\sin \varphi + i \cos \varphi \end{pmatrix}; \quad (1.69)$$

$$I(r) = \delta^2(r) - 2\delta(r)\sin\varphi(r) + 2\cos\varphi(r). \quad (1.70)$$

З аналізу (1.70) випливає, що у залежності від зміни різниці фаз між опорною та об'єктними хвилями в площині мікроскопічного зображення полікристалічного шару інтенсивність інтерференційної картини змінюється у наступних межах

$$\begin{cases} \varphi(r) = 0 \leftrightarrow I_{\min}(r) = \delta^2(r); \\ \varphi(r) = \pi \leftrightarrow I_{\max}(r) = 2 + \delta^2(r). \end{cases} \quad (1.71)$$

Виходячи з (1.71), видність інтерференційного розподілу визначиться виразом

$$W(\varphi, \delta) = \frac{I_{\max}^{(\varphi=0)} - I_{\min}^{(\varphi=\pi)}}{I_{\max}^{(\varphi=0)} + I_{\min}^{(\varphi=\pi)}} = \frac{1}{1 + \delta^2}. \quad (1.72)$$

Аналіз (1.72) показує, що зміна інтенсивності в інтерференційному розподілі поляризаційно-неоднорідного зображення полікристалічної плівки визначається виключно фазовою модуляцією за рахунок наявності двопронезаломлення ($\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l$) її речовини.

Для плоскої опорної хвилі можна вважати $\varphi = 0$. За таких умов координатна зміна локального контрасту $W(r_1, r_2 = r_1 + \Delta r)$ визначається співвідношенням у вигляді координатної зміни квадратичного значення фазового параметру

$$W(\delta, r_1, r_2) = \frac{\delta^2(r_1) - \delta^2(r_2)}{\delta^2(r_1) + \delta^2(r_2)}. \quad (1.73)$$

Отже, шляхом поляризаційно-інтерференційного картографування мікроскопічного зображення полікристалічної плівки біологічної рідини можна одержати координатний розподіл (у межах $m \times n$ пікселів цифрової камери)

$$\text{величини локального контрасту } W(m \times n) = W \begin{pmatrix} r_{11} & \dots & r_{1n} \\ \vdots & \dots & \vdots \\ r_{m1} & \dots & r_{mn} \end{pmatrix} \text{ та оцінити слабкі}$$

зміни двопронезаломлення даного шару.

$$\begin{pmatrix} U_x \\ U_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1 - i\delta \sin^2 \rho)_{11} & (i\delta \cos \rho \sin \rho)_{12} \\ (i\delta \cos \rho \sin \rho)_{21} & (1 - i\delta \cos^2 \rho)_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \varphi + i \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}; \quad (1.74)$$

$$I(r) = \delta(r) \sin^2 \rho(r) (\delta(r) - 2 \sin \varphi(r)) + 2(1 + \cos \varphi(r)); \quad (1.75)$$

$$\begin{cases} \varphi(r) = 0; \\ I(r) = \delta^2(r) \sin^2 \rho(r). \end{cases} \quad (1.76)$$

$$W(\varphi, \delta) = \frac{I_{\max}^{(\varphi=0)} - I_{\min}^{(\varphi=\pi)}}{I_{\max}^{(\varphi=0)} + I_{\min}^{(\varphi=\pi)}} = \frac{1}{1 + 0.5\delta^2 \sin^2 \rho}. \quad (1.77)$$

$$W(\delta, r_1, r_2) = \frac{\delta^2(r_1) \sin^2 \rho(r_1) - \delta^2(r_2) \sin^2 \rho(r_2)}{\delta^2(r_1) \sin^2 \rho(r_1) + \delta^2(r_2) \sin^2 \rho(r_2)}. \quad (1.78)$$

Тут r_1, r_2 - координати найближчих точок при скануванні з кроком $\Delta r = 1 \text{ pix} = 2 \mu\text{m}$.

Слід зазначити, що розподіли (1.77), (1.78) значень контрасту інтерференційної картини можна розглядати у рамках двох підходів:

1. Прямий аналіз координатних залежностей величини $W(r)$ у рамках статистичного, кореляційного або фрактального підходів. Під координатними розподілами контрасту будемо розуміти двомірні ансамблі значень локальної видимості між сусідніми точками (пікселів) інтерференційної картини поляризаційно-неоднорідного поля у площині зображення оптично анізотропного біологічного шару.

2. Застосування зворотного дифракційного перетворення $W(r)$ з метою цифрового голографічного відтворення координатних розподілів комплексних амплітуд об'єктного поля $E_x(\varphi, r)$ і $E_y(\varphi, r)$.

У рамках першого підходу визначаються діагностичні взаємозв'язки між набором статистичних, автокореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують розподіли локальних значень контрасту та аналогічними параметрами, які характеризують розподіли напрямів оптичних осей $\rho(x, y)$ та фазових зсувів $\delta(x, y)$ між ортогональними складовими амплітуди E_x, E_y , що вносяться мережами біологічних кристалів.

У рамках другого підходу шляхом цифрового голографічного відтворення координатних розподілів комплексних амплітуд об'єктного поля $E_x(r)$ і $E_y(r)$ (співвідношення (1.79), (1.80)) можна здійснити експериментальне визначення набору комплексних "одно"- (комплексні амплітуди та відповідні параметри вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)$) і "двоточкових" (модуль $|S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)|$ і фаза $\text{Arg}(S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y))$ СКС) параметрів у сукупності фазових площин $\varphi_k = k\Delta\varphi; (0 \leq \varphi_k \leq \varphi)$, які характеризують пошарову структуру поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних шарів та їхніх оптично-анізотропних мереж.

У результаті відкриваються нові можливості у лазерній поляриметрії – одержання тривимірних (3D) розподілів параметрів вектора Стокса, азимута, еліптичності поляризації та модуля і фази СКС.

1.6. Методи і засоби Стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних полів біологічних шарів

1.6.1. "Одноточкові" методи лазерної поляриметрії

В основі всіх "одноточкових" методів лазерної поляриметрії лежить принцип багатофункціонального поляризаційного аналізу (фільтрації) координатних розподілів інтенсивності поляризаційно-неоднорідних полів, які сформовані оптично-анізотропними біологічними шарами.

Оптична та функціональна блок-схема лазерної поляриметрії наведена на рис. 1.7.

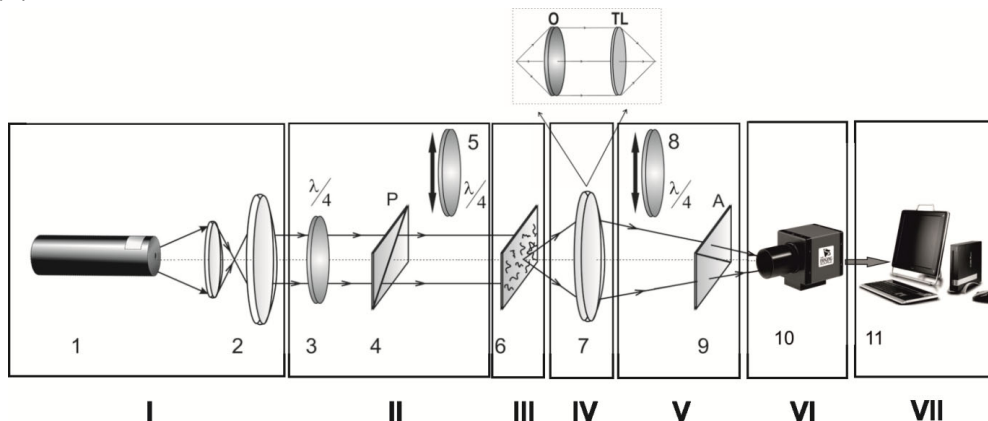


Рис. 1.7. Оптична та функціональна блок-схема поляриметра, де 1 – He-Ne лазер; 2 – коліматор; 3 – стаціонарна чвертьхвильова пластинка; 5, 8 – механічно рухомі чвертьхвильові пластинки; 4, 9 – поляризатор і аналізатор; 6 – біологічний шар; 7 – поляризаційний мікрооб’єктив; 10 – CCD камера; 11 – персональний комп’ютер

Тут:

- I – блок лазерного зондування;
- II – блок поляризаційного опромінювання;
- III – об’єктний блок;
- IV – блок формування зображення;
- V – блок поляризаційного аналізу;
- VI – блок реєстрації зображень;
- VII – блок обробки даних.

Функціональна та алгоритмічна схема лазерного стокс-поляриметра приведена на рис. 1.8.

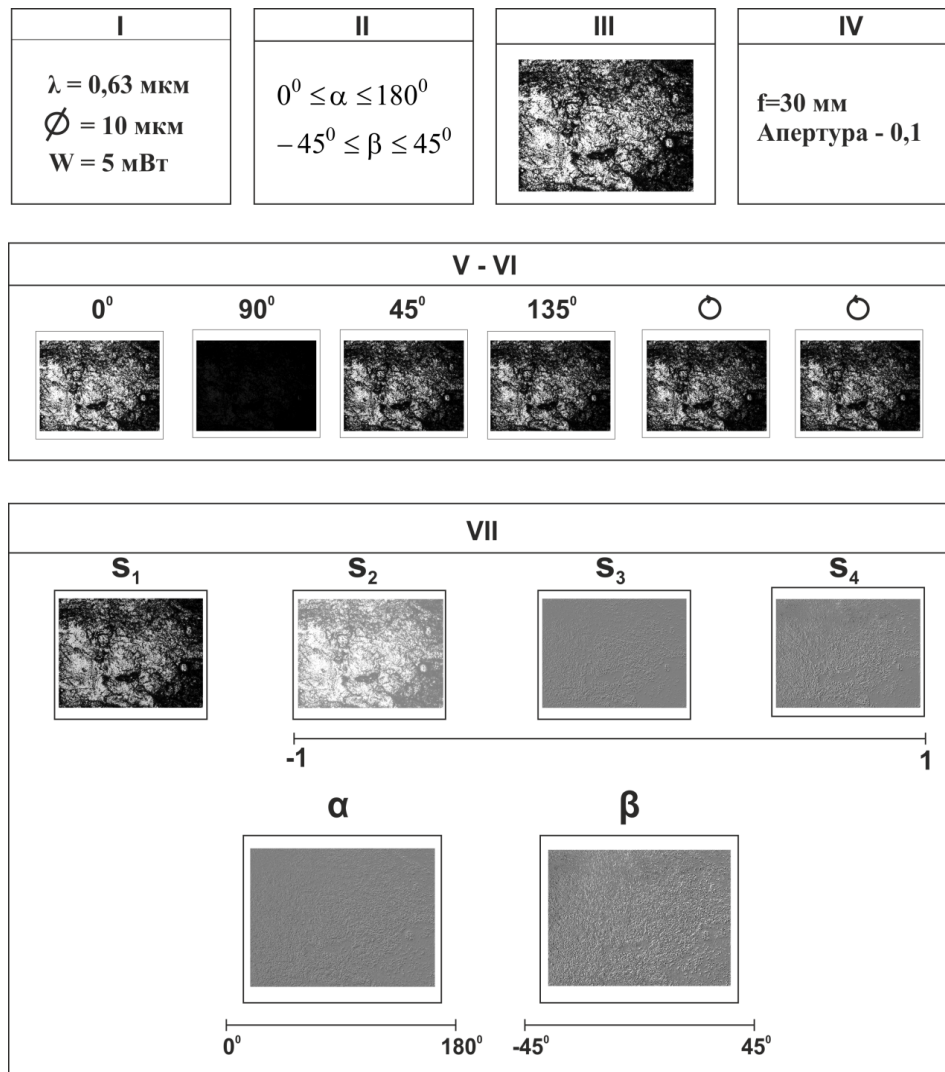


Рис. 1.8. Функціональна та алгоритмічна схема лазерної стокс-поляриметрії

Головними інформаційними “продуктами” даного методу є координатні розподіли значень параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(m \times n)$, азимута $\alpha(m \times n)$ та еліптичності $\beta(m \times n)$ поляризації мікроскопічних зображень біологічних шарів.

1.6.2. “Одноточковий” поляризаційно-інтерференційний метод

На рис. 1.9 приведена оптична схема поляризаційної інтерферометрії лазерних мікроскопічних зображень біологічних шарів.

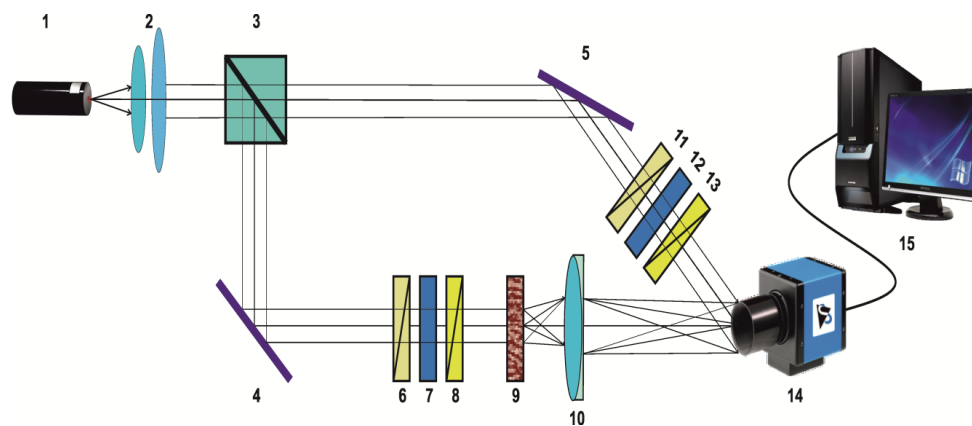


Рис. 1.9. Оптична схема поляризаційної інтерферометрії мікроскопічних зображень оптично-анізотропних біологічних шарів. Пояснення у тексті

Паралельний ($\varnothing = 2 \times 10^3 \mu m$) пучок He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu m$) лазера 1, сформований за допомогою коліматора 2, за допомогою 50% світлоподільника 3, розділяється на “опромінюючий” та “опорний”.

“Опромінюючий” за допомогою обертаючого дзеркала 4 спрямовується крізь поляризаційний фільтр 6 – 8 у напрямку зразку біологічного шару 9. Поляризаційно-неоднорідне зображення об’єкту 9 об’єктивом 10 проектується у площину цифрової камери 14.

“Опорний” пучок дзеркалом 5 спрямовується дзеркалом крізь поляризаційний фільтр 11 – 13 у площину поляризаційно-неоднорідного зображення об’єкту 9.

У результаті формується інтерференційна картина, координатний розподіл інтенсивності якої реєструє цифрова камера 14.

Формування станів поляризації “опромінюючого” та “опорного” пучків здійснюється за допомогою поляризаційних фільтрів 6 – 8 і 11 – 13. Кожен з таких фільтрів складається з:

- “вхідних” поляризаторів 6 і 11, які формують плоскополяризовані з азимутом $\alpha_0 = 0^\circ$ пучки;
- чвертьхвильових пластинок 7 і 12, які формують правоциркулярно поляризовані пучки $\beta_0 = +45^\circ$;
- “вихідних” поляризаторів 8 і 13, які за рахунок обертання площини пропускання формують без зміни інтенсивності плоскополяризовані з довільним азимутом $0^\circ \leq \alpha_0 \leq 180^\circ$ пучки.

Примітка: технічні характеристики основних оптичних та електронних складових експериментального розташування поляризаційної інтерферометрії співпадають із даними, що наведені у описанні схеми лазерної поляриметрії (рис. 1.8).

Методика поляризаційно-інтерференційного картографування поля комплексних амплітуд в площині мікроскопічного зображення біологічного шару полягає у наступній сукупності дій:

- Одночасне формування в “опромінюючому” та “опорному” паралельних лазерних пучках одного з подібних за величинами азимута та еліптичності станів поляризації, наприклад
 $(0^\circ - 0^\circ); (90^\circ - 90^\circ); (45^\circ - 45^\circ); (135^\circ - 135^\circ); (\otimes - \otimes); (\oplus - \oplus)$.

- Для кожного з таких станів поляризації реєстрацію координатного розподілу інтенсивності інтерференційної картини в площині сукупності пікселів $(m \times n)$ цифрової камери 14.

- Шляхом сканування вздовж рядків $\left(\begin{matrix} 1,2,3,\dots,n; \\ \dots\dots\dots; \\ m,2,3,\dots,n \end{matrix} \right)$ пікселів з кроком 1pix

вимірюють величини інтенсивності сусідніх точок інтерференційного розподілу $I(r)$ і $I(r + 1\text{pix})$.

- Для кожної пари точок розраховують величину локального контрасту за співвідношенням

$$W(r, r + 1\text{pix}) = \frac{|I(r) - I(r + 1\text{pix})|}{I(r) + I(r + 1\text{pix})} \quad (1.81)$$

і одержують мапу локального контрасту $W(m \times n)$ інтерференційного розподілу поляризаційно-неоднорідного поля комплексних амплітуд зображення біологічного шару.

1.6.3. Поляризаційно-інтерференційне картографування параметрів вектора Стокса

Узагальненням схеми поляризаційної інтерферометрії є схема Стокс-проариметричного картографування, що наведена на рис. 1.10.

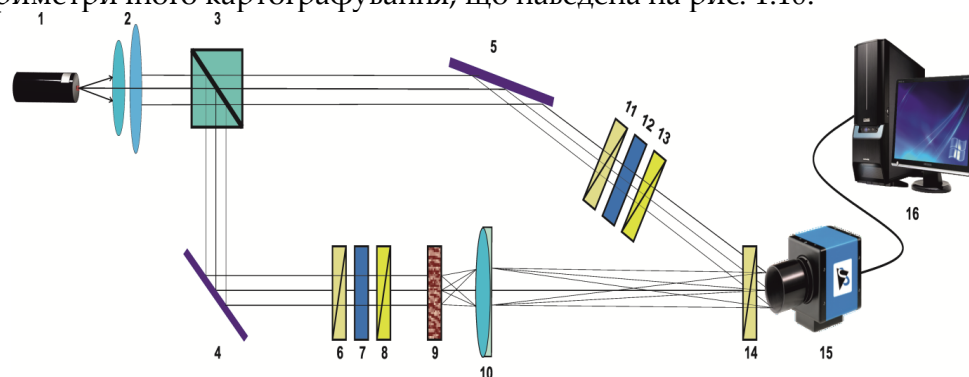


Рис. 1.10. Оптична схема поляризаційно-інтерференційного картографування параметрів вектора Стокса оптично-анізотропних біологічних шарів. Пояснення у тексті.

Приведена на рис. 1.10 оптична схема доповнена у порівнянні із схемою поляризаційної інтерферометрії (рис. 1.9) поляризатором 14, який розташований перед світлочутливою площадкою цифрової камери 15.

Методика поляризаційно-кореляційного визначення сукупності параметрів вектора Стокса полягає у наступній сукупності дій:

- Одночасне формування в “опромінюючому” та “опорному” паралельних лазерних пучках одного з подібних станів поляризації (наприклад $(0^0 - 0^0)$; $(90^0 - 90^0)$; $(45^0 - 45^0)$; $(135^0 - 135^0)$; $(\otimes - \otimes)$; $(\oplus - \oplus)$).

- Для кожного з таких станів поляризації реєстрацію кожної парціальної інтерференційної картини експериментально здійснюють крізь поляризатор-аналізатор 14 з орієнтацією площини пропускання під кутами $\Theta = 0^0$; $\Theta = 90^0$.

- Відновлення для кожного парціального поляризаційно-інтерференційного розподілу у сукупності фазових перерізів $\varphi = const$ за допомогою інтегрального дифракційного перетворення координатних розподілів комплексних амплітуд $\{E_x(\varphi, r); E_y(\varphi, r)\}$ (співвідношення (1.79), (1.80)) об’єктного поля у площині мікроскопічного зображення біологічного шару.

- Розрахунку у кожній фазовій площині ($\varphi_k = k\Delta\varphi, k = 0; 1; 2; \dots$) координатних розподілів (x, y) сукупності параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)$ та поляризаційних параметрів $\alpha(\varphi, x, y)$ і $\beta(\varphi, x, y)$ за наступними алгоритмами

$$\begin{aligned} S_1(\varphi_k, x, y) &= \left(|E_x|^2 + |E_y|^2 \right) (\varphi_k, x, y); \\ S_2(\varphi_k, x, y) &= \left(|E_x|^2 - |E_y|^2 \right) (\varphi_k, x, y); \\ S_3(\varphi_k, x, y) &= 2 \operatorname{Re} [E_x E_y^*] (\varphi_k, x, y); \\ S_4(\varphi_k, x, y) &= 2 \operatorname{Im} [E_x E_y^*] (\varphi_k, x, y). \end{aligned} \quad (1.82)$$

$$\alpha(\varphi_k, x, y) = 0,5 \operatorname{arctg} \left[\frac{S_3(\varphi_k, x, y)}{S_2(\varphi_k, x, y)} \right]; \quad (1.83)$$

$$\beta(\varphi_k, x, y) = 0,5 \operatorname{arctg} \left[\frac{S_4(\varphi_k, x, y)}{S_1(\varphi_k, x, y)} \right]. \quad (1.84)$$

Функціональна та алгоритмічна схема лазерного стокс-корелометра приведена на рис. 1.11.

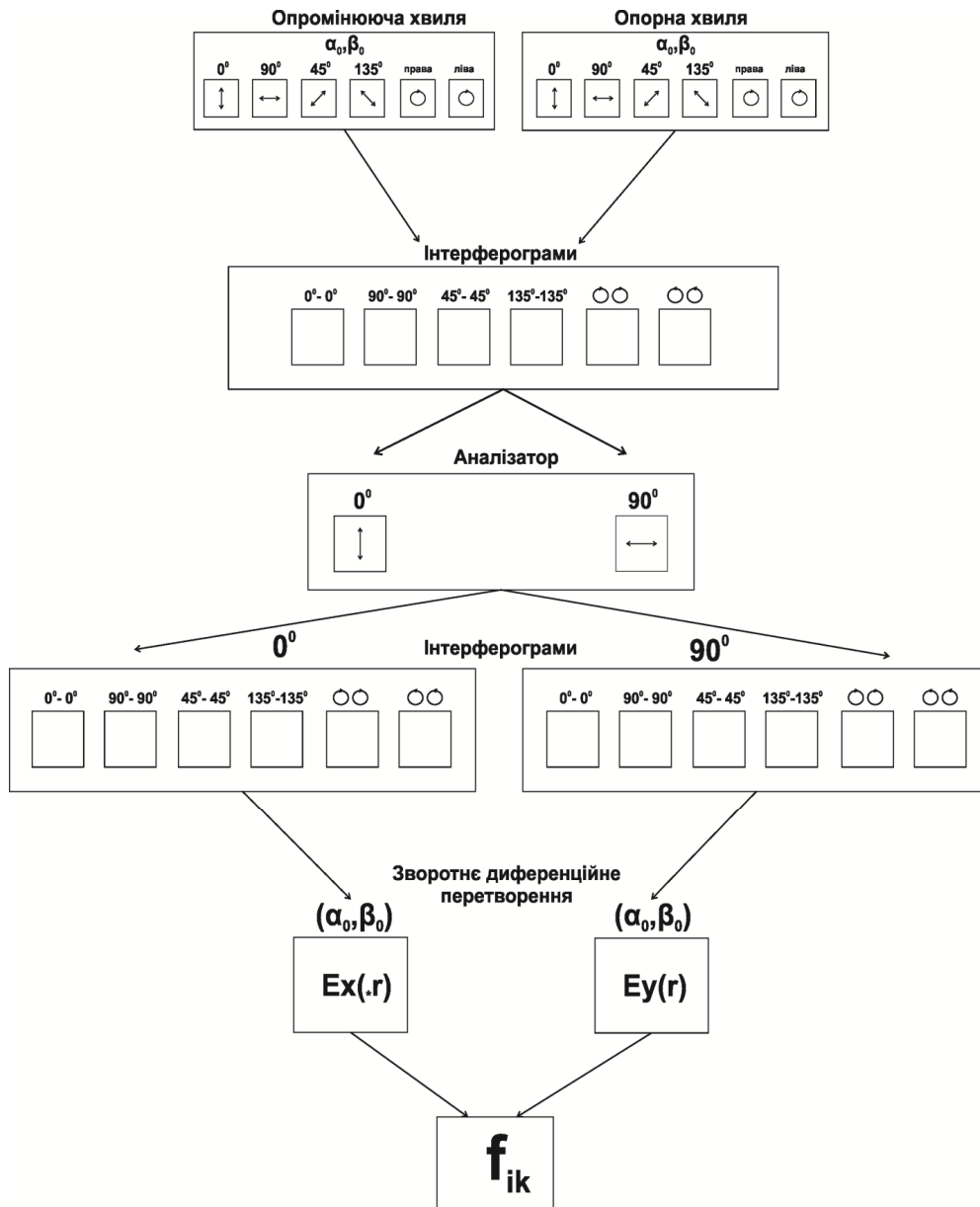


Рис. 1.11. Функціональна та алгоритмічна схема поляризаційно-інтерференційного Стокс-поляриметричного картографування.

1.6.4. Методика вимірювання координатних розподілів модуля і фази СКС об'єктного поля біологічного шару

Експериментальна методика Стокс-корелометричного картографування об'єктного поля біологічного шару полягає у наступній послідовності кроків:

1. Опромінують зразок 6 циркулярно-поляризованим пучком лазерного світла 1, що забезпечує фільтр, який складається з чвертьхвильових пластинок 3,5 і поляризатора 4 (рис. 1.7);

2. Обертають вісь пропускання поляризатора-аналізатора 9 (у відсутності чвертьхвильової пластинки 8) на кути $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$, $\Theta = 45^\circ$, $\Theta = 135^\circ$ і вимірюють інтенсивності пропущеного випромінювання $I_0^\otimes; I_{90}^\otimes; I_{45}^\otimes; I_{135}^\otimes$;

3. Розраховують у межах кожного пікселя цифрової камери 11 значення першого, другого та третього параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3}^{\otimes}$

$$S_1 = I_0^{\otimes} + I_{90}^{\otimes}; \quad (1.85)$$

$$S_2 = I_0^{\otimes} - I_{90}^{\otimes}; \quad (1.86)$$

$$S_3 = I_{45}^{\otimes} - I_{135}^{\otimes}. \quad (1.87)$$

4. Установлюють перед поляризатором-аналізатором 9 чвертьхвильову пластинку 8, орієнтують її вісь найбільшої швидкості під кутами $+45^0$ і -45^0 відносно площини пропускання поляризатора та вимірюють інтенсивності пропущеного випромінювання $I_{\otimes}^{\otimes}; I_{\oplus}^{\otimes}$.

5. Розраховують двомірний масив значень четвертого параметру вектора Стокса S_4 .

$$S_4 = I_{\otimes}^{\otimes} - I_{\oplus}^{\otimes}. \quad (1.88)$$

6. Обчислюють координатні розподіли значень двоточкових параметрів вектора Стокса за наступними алгоритмами:

$$\left\{ \begin{aligned} |S_2| &= \sqrt{\left[\sqrt{I_0(r_1)I_0(r_2)} - \sqrt{I_{90}(r_1)I_{90}(r_2)} \cos(\delta_2 - \delta_1) \right]^2 + \left[\sqrt{I_{90}(r_1)I_{90}(r_2)} \sin(\delta_2 - \delta_1) \right]^2}; \\ ArgS_2 &= \arctg \left(\frac{\left[\sqrt{I_{90}(r_1)I_{90}(r_2)} \sin(\delta_2 - \delta_1) \right]}{\left[\sqrt{I_0(r_1)I_0(r_2)} - \sqrt{I_{90}(r_1)I_{90}(r_2)} \cos(\delta_2 - \delta_1) \right]} \right). \end{aligned} \right. \quad (1.89)$$

$$\left\{ \begin{aligned} |S_3| &= \sqrt{\left[\sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \cos \delta_2 + \sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \cos \delta_1 \right]^2 + \left[\sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \sin \delta_2 - \sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \sin \delta_1 \right]^2}; \\ ArgS_3 &= \arctg \left(\frac{\left[\sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \sin \delta_2 - \sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \sin \delta_1 \right]}{\left[\sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \cos \delta_2 + \sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \cos \delta_1 \right]} \right). \end{aligned} \right. \quad (1.90)$$

$$\left\{ \begin{aligned} |S_4| &= \sqrt{\left[\sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \sin \delta_1 + \sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \sin \delta_2 \right]^2 + \left[\sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \cos \delta_2 + \sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \cos \delta_1 \right]^2}; \\ ArgS_4 &= \arctg \left(\frac{\left[\sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \cos \delta_2 + \sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \cos \delta_1 \right]}{\left[\sqrt{I_0(r_2)I_{90}(r_1)} \sin \delta_1 + \sqrt{I_0(r_1)I_{90}(r_2)} \sin \delta_2 \right]} \right). \end{aligned} \right. \quad (1.91)$$

$$\delta(r) = \arctg \left[\left(\frac{S_4(r)S_2(r)}{S_3(r)} \right) \left(\frac{1 + \frac{I_{90}(r)}{I_0(r)}}{1 - \frac{I_{90}(r)}{I_0(r)}} \right) \right]. \quad (1.92)$$

Тут I_0 і I_{90} - інтенсивності при орієнтації площини пропускання поляризатора 0° і 90° ; δ_i - фазові зсуви між ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання у точках з координатами r_1 і r_2 .

1.6.5. Методика вимірювання 3D розподілів модуля і фази СКС об'єктного поля біологічного шару

У експериментальному розташуванні Стокс-поляриметра з опорною лазерною хвилею (рис. 1.10) реалізують наступну послідовність дій:

- Формують в "опромінюючому" та "опорному" паралельних лазерних пучках подібні стани поляризації, - наприклад, $(0^\circ - 0^\circ)$; $(90^\circ - 90^\circ)$; $(45^\circ - 45^\circ)$; $(135^\circ - 135^\circ)$; $(\otimes - \otimes)$; $(\oplus - \oplus)$.

- Для кожного з таких станів поляризації реєструють кожну парціальну інтерференційну картину крізь поляризатор-аналізатор 14 з орієнтацією площини пропускання під кутами $\Theta = 0^\circ$; $\Theta = 90^\circ$.

- Відновлюють для кожного парціального поляризаційно-інтерференційного розподілу у сукупності фазових перерізів $\varphi = const$ за допомогою інтегрального дифракційного перетворення (співвідношення (1.79), (1.80)) координатні розподіли комплексних амплітуд $\{E_x(\varphi, r); E_y(\varphi, r)\}$ об'єктного поля у площині мікроскопічного зображення біологічного шару.

- Розраховують (співвідношення (1.82)) у кожній фазовій площині ($\varphi_k = k\Delta\varphi, k = 0; 1; 2; \dots$) координатні розподіли (x, y) сукупності параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)$.

- Застосовують алгоритми (1.89) – (1.92) для обчислення пошарових розподілів модуля $|S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)|$ і фази $Arg[S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y)]$ СКС поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля оптично-анізотропного біологічного шару.

1.6.6. Методи і засоби просторово-частотної фільтрації поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів біологічних шарів

Для масштабно-селективного аналізу поляризаційної, інтерференційної та поляризаційно-кореляційної структури об'єктних полів полікристалічних мереж біологічних шарів ми використали методику просторово-частотної фільтрації у лазерній Стокс-поляриметрії.

На рис. 1.12 представлена схема такого лазерного Стокс-поляриметра з просторово-частотною фільтрацією.

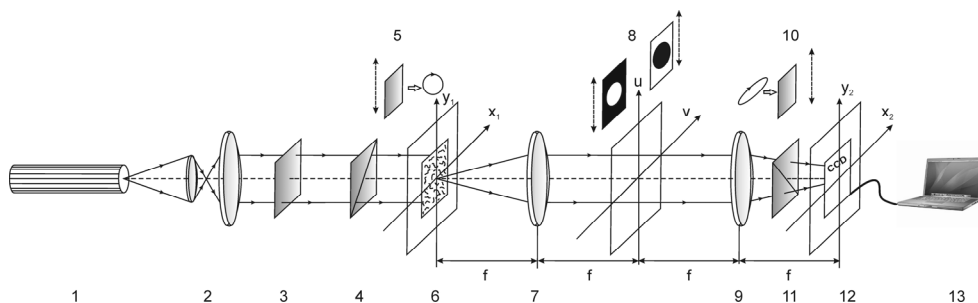


Рис. 1.12. Оптична схема стокс-поляриметра з використанням просторово-частотної фільтрації, де 1 – He-Ne лазер; 2 – коліматор; 3 – стаціонарна чвертьхвильова платівка; 5, 10 – механічно рухомі чвертьхвильові платівки; 4, 11 – поляризатор та аналізатор відповідно; 6 – об’єкт дослідження; 7, 9 – мікрооб’єктиви; 8 – низькочастотний та високочастотний фільтри, 12 – CCD камера; 13 – персональний комп’ютер

Освітлення досліджуваного зразку 6 проводилося паралельним ($\varnothing = 10^4$ мкм) пучком He-Ne лазера ($\lambda = 0,6328$ мкм, потужність $W = 5$ мВт). Поляризаційний освітлювач складається з чвертьхвильових платівок 3, 5 та поляризатора 4, що забезпечує формування лазерного пучка з довільним азимутом $0^0 \leq \alpha_0 \leq 180^0$ або еліптичністю $0^0 \leq \beta_0 \leq 90^0$ поляризації.

Зразки біологічних шарів розміщувалися у фокальній площині поляризаційного мікрооб’єктиву 7 (фокусна відстань $f = 30$ мм, збільшення 4X, цифрова апертура $N.A. = 0,1$).

У задній фокальній площині розміщувався просторово-частотний (низькочастотний або високочастотний) фільтр 8.

Поляризаційний мікрооб’єктив 8 (фокусна відстань $f = 30$ мм, збільшення 4X, цифрова апертура $N.A. = 0,1$) розміщався на фокусній відстані від частотної площини об’єктиву 7 і, таким чином, здійснював зворотне фур'є-перетворення просторово-частотно відфільтрованого поля лазерного випромінювання.

Координатний розподіл інтенсивності такого поля реєструвався в площині світлочутливої CCD-камери 12 (розмір світлочутливої площадки $N = m \times n = 800 \times 600$ пікселів), яка знаходилася також на фокальній відстані від мікрооб’єктиву 8 та забезпечувала діапазон вимірювання структурних елементів відновленого зображення біологічного шару для наступних геометричних розмірів 2 мкм – 2000 мкм.

1.7. Характеристика об’єктів дослідження

У дисертаційній роботі досліджувалися оптично тонкі оптично анізотропні біологічні шари - гістологічні зрізи біологічних тканин і полікристалічні плівки рідин людини.

Зразки для дослідження виготовлялися за існуючими у медицині стандартними методиками. За допомогою заморожувального кріотома

виготовлялися оптично тонкі (геометрична товщина $l = 20\mu m \div 40\mu m$) гістологічні зрізи біопсії біологічних тканин.

Плівки біологічних рідин органів людини формувалися шляхом нанесення краплі на оптично однорідне скло з наступним висушуванням при кімнатній температурі ($t = 22^{\circ}C$).

На серії рис. 1.13 – 1.15 наведено мікроскопічні зображення гістологічних зрізів біологічних тканин, які зареєстровані у співвісних ($0^{\circ} - 0^{\circ}$) - фрагменти (1) - і перехрещених ($0^{\circ} - 90^{\circ}$) - фрагменти (2) - поляризаторі – аналізаторі.

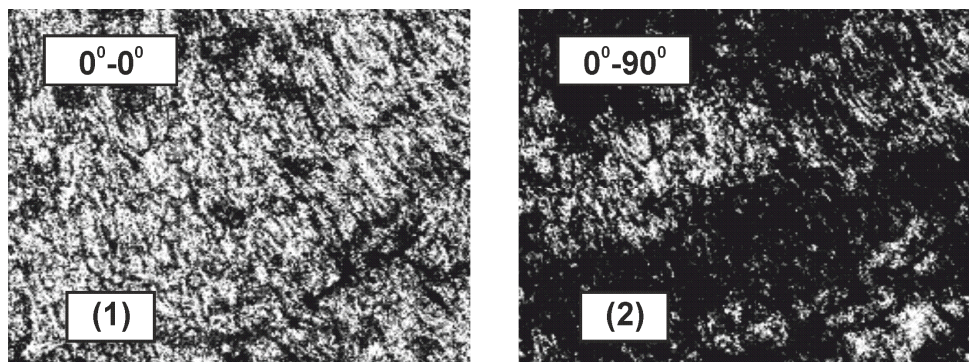


Рис. 1.13. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу міокарда. Пояснення у тексті.

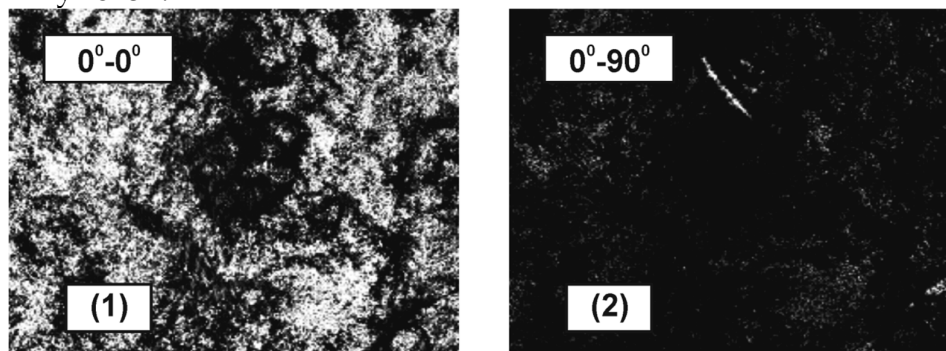


Рис. 1.14. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу ендометрія шийки матки. Пояснення у тексті.

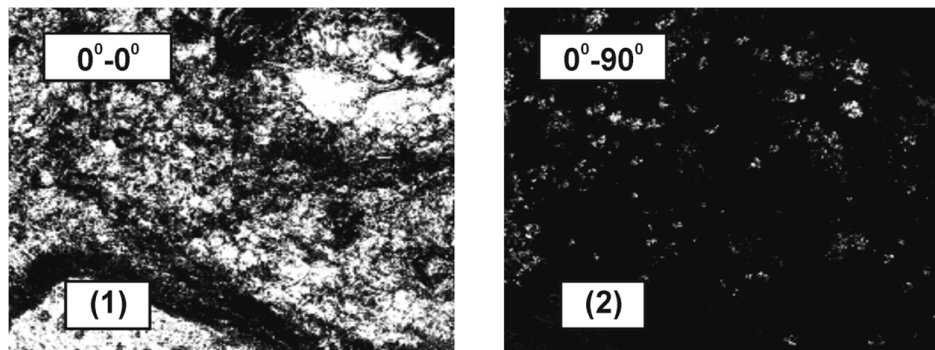


Рис. 1.15. Мікроскопічні зображення гістологічного зрізу нирки. Пояснення у тексті.

Із малюнків видно, що наведені координатна структура мікроскопічних зображень гістологічних зрізів всіх типів біологічних тканин (Рис. 1.13 – 1.15, фрагменти (1)) поляризаційно-неоднорідна. Дане твердження впливає з наявності значного просвітлення у зображеннях, які зареєстровані у “перехрещених” ($0^0 - 90^0$) поляризаторі - аналізаторі. Фізичною причиною цього є наявність оптичної анізотропії біологічних шарів. Результатом цього є перетворення азимута й еліптичності поляризації лазерного випромінювання та формування поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень.

Серію лазерних мікроскопічних зображень плівок біологічних рідин, які зареєстровані у співвісних ($0^0 - 0^0$) - фрагменти (1) - і перехрещених ($0^0 - 90^0$) - фрагменти (2) - поляризаторі – аналізаторі ілюструють рис. 1.16 – рис. 1.18.

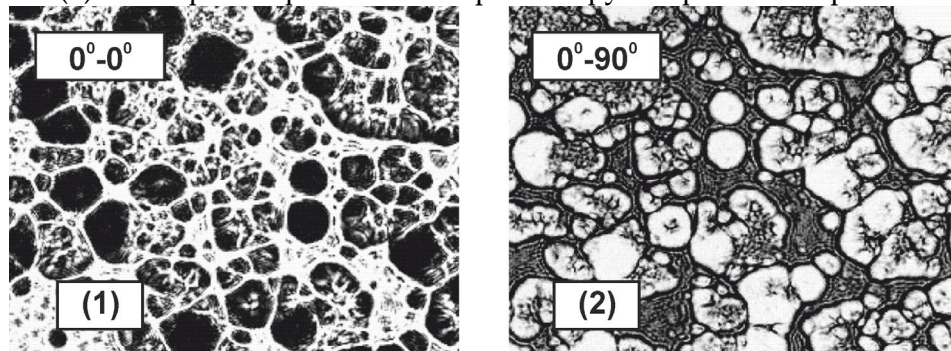


Рис. 1.16. Мікроскопічні зображення плівки сечі. Пояснення у тексті

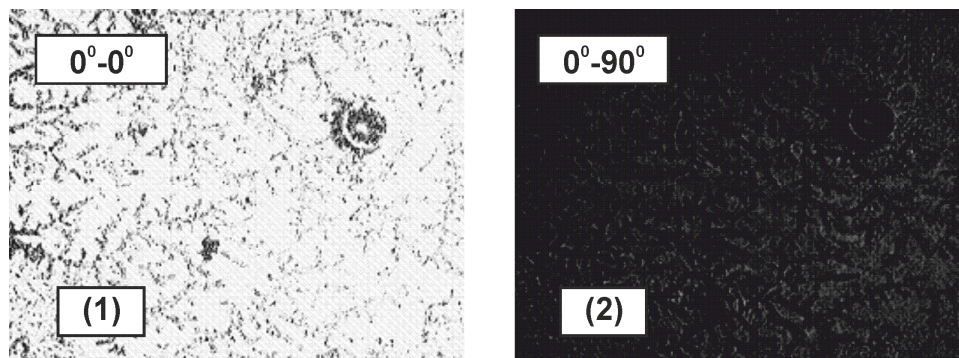


Рис. 1.17. Мікроскопічні зображення плівки ліквору. Пояснення у тексті

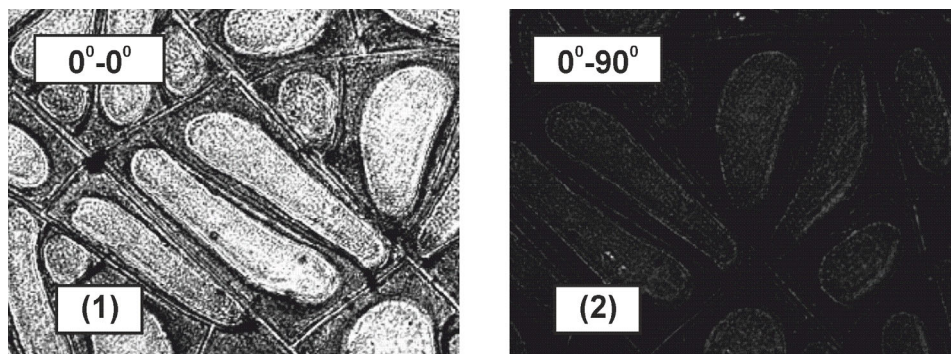


Рис. 1.18. Мікроскопічні зображення плівки плазми крові. Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз поляризаційної структури мікроскопічних зображень плівок рідин органів людини, як і у випадку гістологічних зрізів біологічних тканин (Рис. 1.13 – 1.15), виявив оптичну анізотропію таких полікристалічних об'єктів (Рис. 1.16 – 1.18, фрагменти (2)).

1.8. Методи і засоби аналітичної обробки експериментальних даних

1.8.1. Статистичний аналіз

Одержана сукупність “одноточкових” параметрів:

- ортогональні складові $E_x(r)$ і $E_y(r)$ комплексної амплітуди $E(r)$;
- розподіли параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(r)$;
- розподіли азимута поляризації $\alpha(r)$;
- розподіли еліптичності поляризації $\beta(r)$;
- розподіли фазових зсувів між ортогональними (лінійно- та циркулярно поляризованими) складовими амплітуди лазерного випромінювання $\delta(r)$;

“двоточкових” параметрів:

- ступень кореляції параметрів вектора Стокса (СКС), який характеризує кореляційну подібність значень параметрів вектора Стокса, що визначають взаємозв'язок між параметрами оптичної анізотропії біологічного шару та станами поляризації його граничного поля у точках з координатами r_1 і r_2 ;
- модуль СКС $|S_{i=1;2;3;4}|(x, y)$, який характеризує координатну узгодженість напрямів оптичних осей полікристалічної мережі;
- фаза СКС $Arg(S_{i=1;2;3;4}(x, y))$, який характеризує координатну узгодженість фазових флуктуацій оптично-анізотропних утворень;

поляризаційно-інтерференційних параметрів:

- різниця фаз між об'єктною та опорною хвилями $\varphi(r)$,
- розподіл локального контрасту інтерференційних картин поляризаційно-неоднорідних полів з накладеною опорною хвилею $Q(r_1, r_2)$ у точках з координатами r_1 і r_2 ;
- сукупність пошарових (φ) 3D розподілів параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, r)$;
- сукупність пошарових (φ) 3D розподілів азимута поляризації $\alpha(\varphi, r)$;
- сукупність пошарових 3D (φ) розподілів еліптичності поляризації $\beta(\varphi, r)$;
- сукупність пошарових (φ) 3D розподілів модуля $|S_{i=1;2;3;4}|(\varphi, x, y)$ “двоточкових” параметрів вектора Стокса;
- сукупність пошарових (φ) 3D розподілів фази $Arg(S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y))$ “двоточкових” параметрів вектора Стокса, а також *просторово-частотно відфільтрованих* розподілів $Q(r_1, r_2)$, $S_{i=1;2;3;4}(\varphi, r)$, $\alpha(\varphi, r)$, $\beta(\varphi, r)$, $|S_{i=1;2;3;4}|(\varphi, x, y)$, $Arg(S_{i=1;2;3;4}(\varphi, x, y))$ у подальшому $q(m \times n)$ використовувалися статистичні моменти першого (Z_1), другого (Z_2),

третього (Z_3) і четвертого (Z_4) порядків, які обчислювалися за такими алгоритмами

$$\begin{aligned} Z_1 &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N q_j; \\ Z_2 &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (q^2)_j}; \\ Z_3 &= \frac{1}{Z_2^3} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (q^3)_j; \\ Z_4 &= \frac{1}{Z_2^4} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (q^4)_j, \end{aligned} \quad (1.93)$$

де N - кількість пікселів світлочутливої площадки CCD-камери.

1.8.2. Кореляційний аналіз

Для оцінювання координатної неоднорідності розподілів $q(m \times n) \equiv \Psi$ ми використали автокореляційний аналіз у двох взаємно перпендикулярних напрямках (Ox і Oy).

У межах всіх рядків ($1, \dots, m$) цифрової камери обчислювалися усереднені автокореляційні функції розподілів значень параметрів $\Psi(x)$.

У межах всіх стовпчиків ($1, \dots, n$) цифрової камери обчислювалися усереднені автокореляційні функції розподілів значень параметрів $\Psi(y)$.

$$K(\Delta x) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{m} \int_0^x [\Psi^*(x = 1 \div m)] [\Psi^*(x - \Delta x)] dx; \quad (1.94)$$

$$K(\Delta y) = \lim_{y \rightarrow 0} \frac{1}{n} \int_0^y [\Psi^*(y = 1 \div n)] [\Psi^*(y - \Delta y)] dy. \quad (1.95)$$

Тут (Δx) і (Δy) "кроки", з якими змінюються розподіли $\Psi^*(x) = \Psi(x) - \bar{\Psi}$ і $\Psi^*(y) = \Psi(y) - \bar{\Psi}$, де $\bar{\Psi}$ - середнє значення, що визначене у межах всього масиву даних.

$$\bar{K}(\Delta x) = \sum_{j=1}^n \frac{K_j(\Delta x)}{n}; \quad (1.96)$$

$$\bar{K}(\Delta y) = \sum_{j=1}^m \frac{K_j(\Delta y)}{m}. \quad (1.97)$$

Залежності (1.96) і (1.97) оцінювалися шляхом обчислення сукупності статистичних моментів 1-го – 4-го порядків (співвідношення (1.93)). В подальшому

такі параметри будемо називати кореляційними моментами 1-го – 4-го порядків $Z_{i=1;2;3;4}^k$.

1.8.3. Фрактальний аналіз

- Для фрактального аналізу розподілів $q(m \times n)$ розраховувалися спектри потужності ($J(q)$). Далі обчислювалися log-log залежності спектрів потужності $\log J(q) - \log(\nu)$, де $\nu = l^{-1}$ - просторова частота, l - розмір структурного елемента у координатному розподілі значень $q(m \times n)$.

Залежності $\log J(q) - \log(\nu)$ оцінювалися шляхом обчислення сукупності статистичних моментів 1-го – 4-го порядків (співвідношення (2.93)). В подальшому такі параметри будемо називати спектральними моментами 1-го – 4-го порядків $Q_{i=1;2;3;4}^k$.

1.8.4. Вейвлет-аналіз структури об'єктних полів біологічних шарів

У діагностичних застосуваннях методів лазерної поляриметрії широкого використання набув масштабно-селективний або вейвлет - аналіз розподілів g .

Показано, що одномірний розподіл $g(x)$ можна розкласти в ряд

$$g(x) = \sum_{a,b=-\infty}^{\infty} C_{ab} \Psi_{ab}(x), \quad (1.98)$$

де $\Psi_{ab}(x) = \Psi(ax - b)$ - вейвлет-функція, що утворена з функції-прототипу зміщенням $\mathbf{b}$ та масштабуванням $-\mathbf{a}$.

Коефіцієнти розкладу (1.98) визначаються наступним виразом

$$C_{ab} = \int g(x) \Psi_{ab}(x) dx. \quad (1.99)$$

Результатом вейвлет - перетворення $g(x)$ є двомірний масив амплітуд вейвлет-перетворення - значень коефіцієнтів $W(a, b)$.

Вираз для спектра $W(a, b)$ має наступний аналітичний вигляд

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \Psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt. \quad (1.100)$$

1.8.5. Інформаційний аналіз і сила методу

Ми використали критерії доказової медицини:

- Чутливість (Se) – це пропорція правильних позитивних результатів (TP) діагностичного методу серед усіх хворих пацієнтів (D_+)

$$Se = \frac{TP}{D_+} 100\%. \quad (1.101)$$

- Специфічність (Sp) – це пропорція правильних негативних результатів (TN) методу серед групи здорових пацієнтів (D_-)

$$Sp = \frac{TN}{D_-} 100\%. \quad (1.102)$$

- Точність (Ac) – пропорція правильних результатів ($TP + TN$) тесту серед усіх обстежених пацієнтів ($D_+ + D_-$)

$$Ac = \frac{TP + TN}{D_+ + D_-} 100\%. \quad (1.103)$$

Точність відображає кількість правильних діагнозів одержаних методами Стокс-корелометрії мікроскопічних зображень і об'єктних полів біологічних препаратів.

1.9. Висновки до розділу 1

1. Узагальнено та обґрунтовано сукупність “одноточкових” і “двоточкових” поляризаційних і кореляційних параметрів полів лазерного випромінювання, перетвореного оптично-анізотропними біологічними шарами.
2. Розроблено аналітичне обґрунтування поляризаційних проявів оптичної анізотропії шляхом застосування:
 - поляризаційного “одноточкового” підходу;
 - поляризаційного “двоточкового” підходу;
 - поляризаційного-інтерференційного підходу;
 - стокс-корелометрії із застосуванням опорної хвилі.
3. Проведено аналіз методів і засобів “одноточкової” поляризаційної та поляризаційно-інтерференційної стокс-корелометрії.
4. Проведено аналіз методів і засобів “двоточнової” поляризаційної та поляризаційно-інтерференційної стокс-корелометрії.
5. Наведена характеристика об'єктів дослідження.
6. Проаналізовані аналітичні та інформаційні підходи до аналізу сукупності експериментальних результатів.

Розділ 2. МЕТОДИ І ЗАСОБИ СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЇ ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-НЕОДНОРІДНИХ ПОЛІВ РОЗСІЯНОГО БІОЛОГІЧНИМИ ШАРАМИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Даний розділ містить результати:

1. Комп'ютерного моделювання взаємозв'язків (у межах статистичного, кореляційного та фрактального підходів) між двовірними розподілами значень модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса (СКС) та розподілами напрямів оптичних осей і фазових зсувів, які вносяться модельними полікристалічними сітками циліндрів з прямолінійними та колоподібними оптичними осями.
2. Апробації методу поляризаційного СКС - картографування біологічних тканин (міокард і мозок – “фібрилярні оптично-анізотропні мережі” та стінка прямої кишки – “острівкові оптично-анізотропні структури”) і рідин (полікристалічні плівки синовіальної рідини – суперпозиція “структурованих та острівкових мереж біологічних кристалів”).
3. Експериментальної апробації методів вейвлет-аналізу та просторово-частотної фільтрації СКС – мап поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин і полікристалічних плівок біологічних рідин.

2.1. Комп'ютерне моделювання координатних розподілів модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток

2.1.1. Принципи комп'ютерного моделювання

У даному параграфі наведено матеріали комп'ютерного моделювання залежності координатних розподілів значень вектор-параметричних та мюллер-матричних зображень від різних типів полікристалічних мереж (Рис. 2.1):

- Планарні сітки прямолінійних оптично-анізотропних циліндрів з постійним значенням двопротинезамлення Δn (об'єкт А1) та суперпозицією типу $\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$ (об'єкт А2) (Рис. 3.1(а));
- Планарні сітки циліндрів з колоподібними оптичними осями та постійним значенням двопротинезамлення Δn (об'єкт Б1) та суперпозицією типу $\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$ (об'єкт Б2) (Рис. 3.1(б));
- Двошарові планарні сітки А-типу і Б-типу (Рис. 2.1(в));

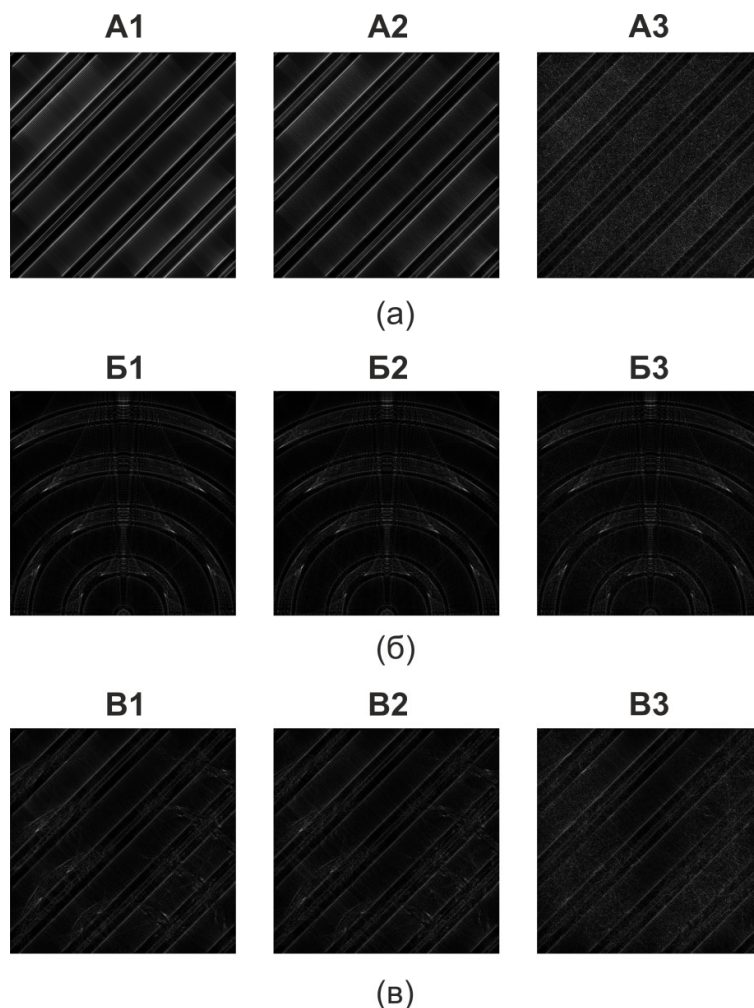


Рис. 2.1. До аналізу принципів комп'ютерного моделювання. Оптико-геометрична структура полікристалічних сіток

Даний вибір модельних об'єктів дозволяє в достатньо повній мірі проаналізувати поляризаційні прояви оптичної анізотропії реальних просторово-структурованих мереж протеїнових фібрил; просторово-локалізованих ("острівкових") оптично-анізотропних структур біологічних тканин, а також полікристалічних плівок біологічних рідин здорових і патологічно змінених органів людини.

Досліджувалися координатні розподіли значень модуля і фази СКС $S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$ об'єктів А, Б, В.

Одержана сукупність СКС – мап модельних об'єктів усіх типів аналізувалась в межах статистичного (обчислювалися статистичні моменти 1-4 порядків $Z_{i=1;2;3;4}$), кореляційного (обчислювалися автокореляційні функції, їх дисперсія Z_2^k та гострота піку Z_4^k) та фрактального (обчислювалися логарифмічні залежності спектрів потужності та їх дисперсія D^f) підходів.

2.1.2. Координатні розподіли значень модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток А – типу

На серії рис. 2.2, рис. 2.3 приведено результати комп'ютерного моделювання координатних мап, автокореляційних та логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів значень $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$, які характеризують оптично-анізотропні властивості об'єктів А1 (рис. 3.2), А3 (рис. 2.3).

З одержаних даних видно, що всі без виключення координатні розподіли $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ поляризаційних зображень двопронезаломлюючих сіток всіх типів мають індивідуальну топографічну структуру. Спільним є наявність гармонічної складової у розподілах значень СКС (рис. 2.2, рис. 2.3).

Аналіз у межах статистичного підходу гістограм $N(\text{Re } S_i)$ виявив наступні особливості:

- широкий діапазон ($0 \leq \text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) \leq 1$) зміни значень модуля СКС зображень сіток прямолінійних циліндрів об'єктів А1 (рис. 3.2), А2 (рис. 3.3);
- різну величину екстремуму залежностей $N(\text{Re } S_i)$, який локалізований в усіх випадках в околі $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) = 0$.

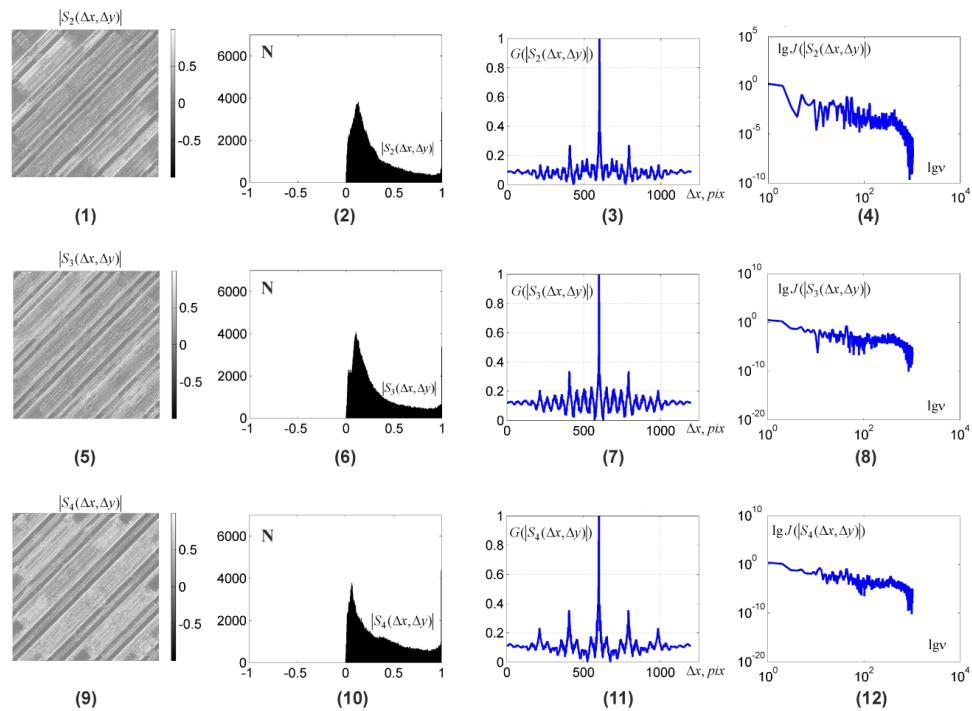


Рис. 2.2. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток А – типу з детермінованою А1 зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

Одержані результати можна пов'язати із наступними фізичними міркуваннями.

По-перше, величина параметрів модуля СКС $\text{Re}(S_2(\Delta x, \Delta y))$ і $\text{Re}(S_3(\Delta x, \Delta y))$ одночасно визначається ступенем координатної узгодженості напрямів геометричних осей ρ та величини фазового зсуву δ між ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання (розділ 1, параграф 1.6.4, співвідношення (1.89), (1.90), (1.91)).

По-друге, для об'єктів А-типу координатна зміна орієнтаційного параметру відсутня - $\rho(\Delta x, \Delta y) = \text{const}$. Тому для значень модуля СКС мало би мати місце $\text{Re}(S_{2,3}(\Delta x, \Delta y)) = 1$. Разом з тим, дані параметри залежать і від координатної зміни фазового зсуву $\delta(\Delta x)$.

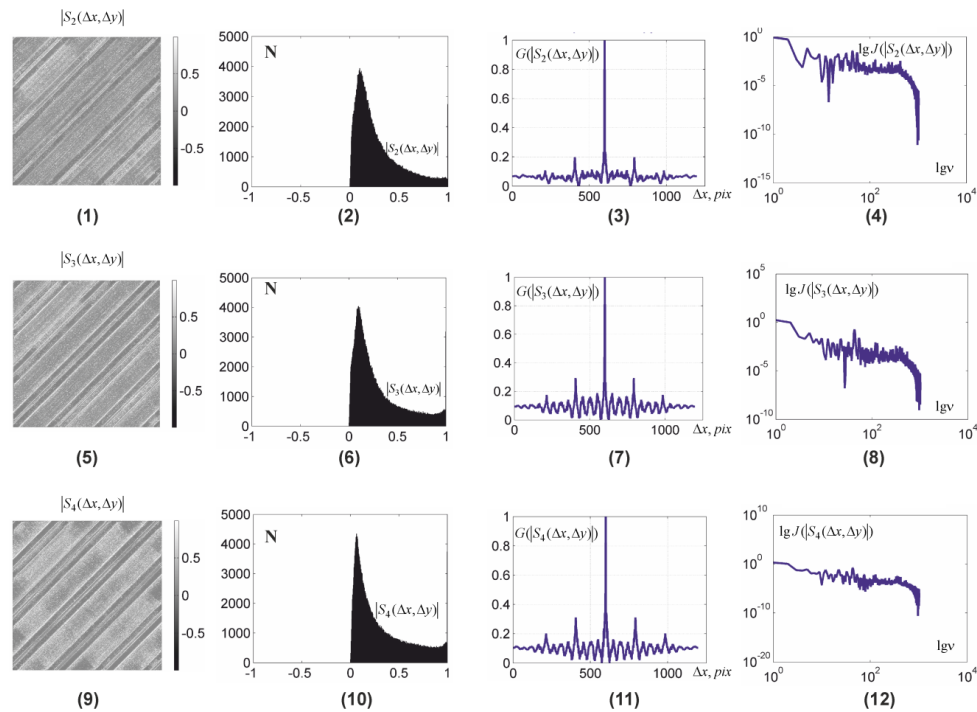


Рис. 2.3. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток **A3** – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm \text{random}(0, 5\Delta n)$) зміною величини двопроменезаломлення. Пояснення у тексті

По-третє, при скануванні поляризаційно-неоднорідного зображення вздовж горизонтального напрямку величина фазового зсуву періодично змінюється у межах поперечних розмірів кожного з циліндрів. Для мінімального значення ($\delta_{\min} = 0$) має місце максимальна узгодженість значень 2-го і 3-го параметрів вектора Стокса. Це виявляється у наступних екстремальних значеннях модуля СКС $\text{Re}(S_{2,3}(\Delta x, \Delta y; \delta_{\min} = 0)) = 1$. Навпаки, для максимального значення фазового зсуву ($\delta_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n D$) має місце зворотна ситуація – максимальна декореляція значень 2-го і 3-го параметрів вектора Стокса - $\text{Re}(S_{2,3}(\Delta x, \Delta y; \delta_{\max})) \rightarrow 0$. у

результаті впливу двох факторів – орієнтаційного та фазового – формується широкий діапазон зміни значень ($0 \leq \text{Re} S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y) \leq 1$) модуля СКС зображень сіток прямолінійних циліндрів **об'єктів А1**. При цьому вирішальний вплив відіграє координатна зміна фаз, яка для наших двопронезаломлюючих модельних об'єктів $\delta \gg 0$. Це виявляється у локалізації екстремуму гістограм $N(\text{Re} S_i)$ в околі малих величин, близьких до нульового значення. Така тенденція посилюється при наявності випадкової компоненти у фазових розподілах $\Delta n \pm \text{random}(0, 5\Delta n)$.

У межах кореляційного підходу виявлено, що сукупність автокореляційних функцій $G(\text{Re} S_i)$ координатних розподілів значень модуля СКС $\text{Re} S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$ зображень **об'єкту А1** являють собою плавно спадаючі з гармонічною модуляцією власних значень залежності (рис. 2.2). Даний факт добре узгоджується із теорією кореляційного аналізу гармонічних сигналів.

У нашому випадку – це періодична координатна зміна величини двопронезаломлення $\Delta n(x)$. Наявність випадкової компоненти $\pm \text{random}(0, 5\Delta n)$ (**об'єкт А2**) виявляється у зменшенні півширини та амплітуди флуктуацій залежностей $G(\text{Re} S_i)$, - рис. 2.2 і рис. 2.3.

У рамках фрактального підходу наш модельний аналіз був спрямований на виявлення тенденцій зміни логарифмічних залежностей просторово-частотних спектрів $\log J(\text{Re} S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log \nu$ координатних розподілів значень модуля СКС $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ у залежності від зміни розподілів величини двопронезаломлення. Це дасть можливість визначення взаємозв'язку між самоподібною структурою розподілів СКС поляризаційно-неоднорідних зображень реальних біологічних шарів та координатними розподілами величини двопронезаломлення сіток оптично анізотропних фібрил з прямолінійними та криволінійними геометричними осями. Одержані таким чином дані будуть використанні у якості “нульового” наближення у фрактальному аналізі розподілів значень модуля СКС $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ мікроскопічних зображень реальних біологічних шарів.

Для кристалічної сітки типу **А1** з детермінованими параметрами двопронезаломлення встановлено, що логарифмічні залежності спектрів потужності розподілів значень модуля СКС відповідних поляризаційно-неоднорідних зображень характеризуються практично одним нахилом нахилами апроксимуючих кривих (рис. 2.2). Така будова залежностей просторово-частотних спектрів розподілів значень модуля СКС може бути пов'язана із обмеженою кількістю двопронезаломлюючих циліндрів та детермінованим координатним розподілом фазових зсувів між ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання. Якщо такий закон порушується (кристалічні сітки типу **А2**) за рахунок рандомізації $\Delta n \pm \text{random}(0, 5\Delta n)$ розподілу величини двопронезаломлення, то ситуації дещо змінюється. Апроксимуючі криві до залежностей $\log J(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log \nu$ трансформуються.

Як видно з рис. 2.3, поряд з прямолінійною (масштабно-самоподібною) ділянкою (діапазон великих $\sim 100 \div 500 \mu m$ і середніх $\sim 50 \div 100 \mu m$ розмірів кристалічної сітки), формується криволінійна (випадкова) ділянка (діапазон малих розмірів $\sim 5 \div 10 \mu m$). Виявлений факт можна пов'язати з тим що розширюється спектр значень величини двопронезаломлення і за рахунок цього виникають додаткові множини випадкових значень у розподілах $Re S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$.

На серії рис. 2.4, рис. 2.5 приведено результати комп'ютерного моделювання координатних мап, автокореляційних та логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів значень фази СКС $Im(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$, які характеризують оптично-анізотропні властивості об'єктів A1 (рис. 2.4), A2 (рис. 2.5).

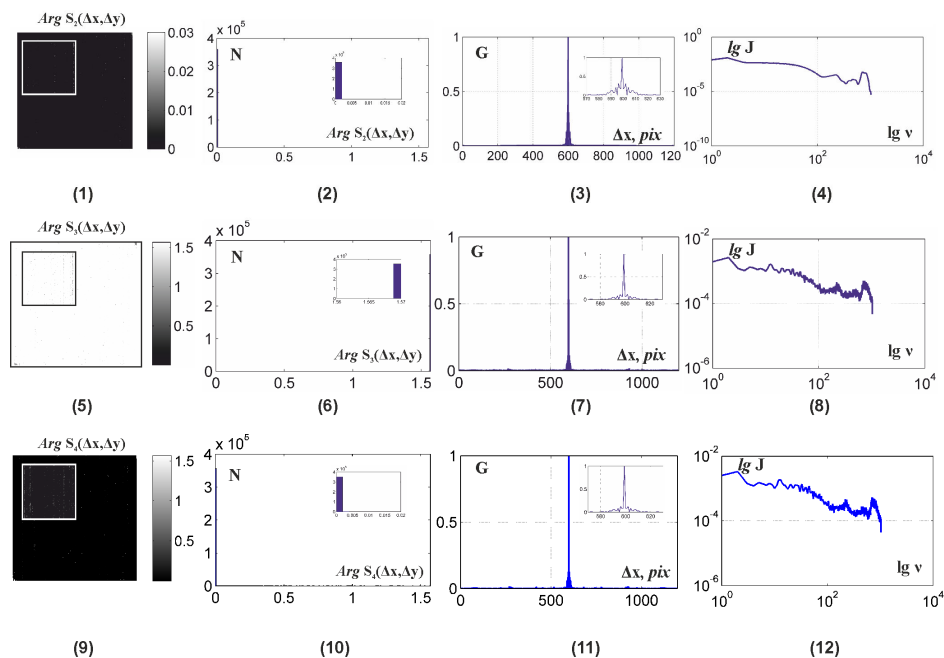


Рис. 2.4. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток А – типу з детермінованою A1 зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті.

Одержані результати можна пов'язати із особливостями фазової модуляції лазерного випромінювання оптично анізотропними циліндрами (розділ 1, параграф 1.6.4, співвідношення (1.89), (1.90), (1.91)). Для кожного кроку сканування вздовж полікристалічної сітки величина фазового зсуву між наступними ортогонально-поляризованими складовими амплітуди змінюється, але достатньо повільно. За рахунок цього “близькі” координатні зміни значень фази параметрів СКС $Arg(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ незначні. Це призводить до зростання кореляції між значеннями уявної частини $S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$. Кількісно такий сценарій виявляється у зменшенні величини екстремуму $N(Arg(S_{i=2;3;4})=0)$ та перерозподілі значень

$Arg(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ у всьому діапазоні $0 \leq Arg(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) \leq 1$. Така тенденція посилюється при наявності випадкової компоненти у фазових розподілах $\Delta n \pm random(0, 5\Delta n)$ - рис. 2.4 і рис. 2.5, фрагменти (2,6,10).

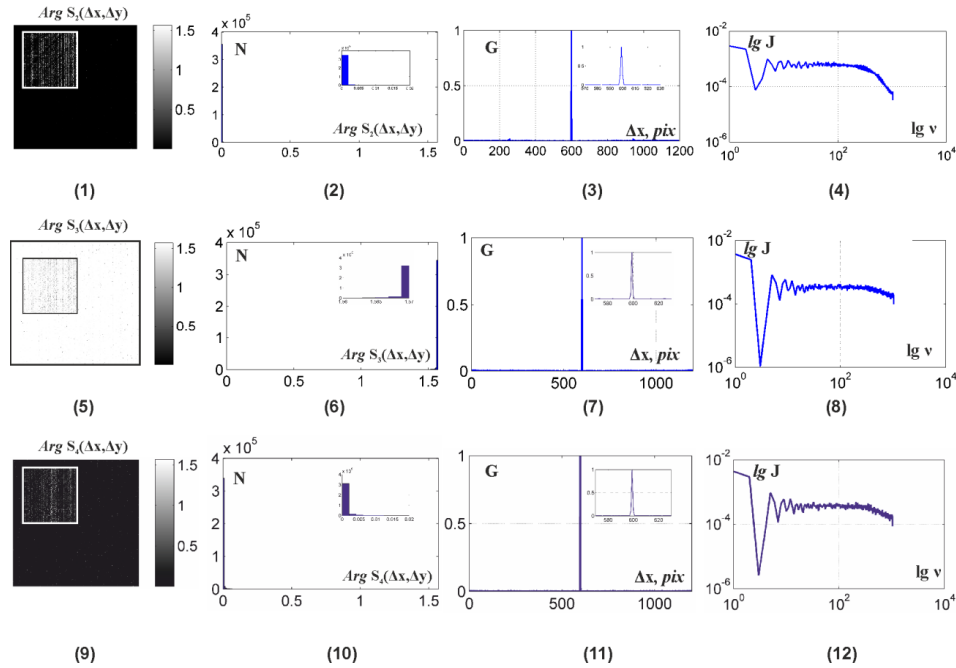


Рис. 2.5. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток A2 – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm random(0, 5\Delta n)$) зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

У межах кореляційного підходу виявлено, що сукупність автокореляційних функцій $G(Arg(S_{i=2;3;4}))$ координатних розподілів значень фази СКС $Arg(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ зображень **об'єктів A1 і A2** являють собою плавно спадаючі з гармонічною модуляцією власних значень залежності (рис. 2.4, рис. 2.5, фрагменти (3,7,11)) за періодичної координатної зміни величини двопронезаломлення $\Delta n(x)$. Наявність випадкової компоненти $\pm random(0, 5\Delta n)$ (**об'єкт A2**) виявляється у зменшенні півширини та амплітуди флуктуацій залежностей $G(Arg(S_{i=2;3;4}))$, - рис. 2.5, фрагмент (3,7,11).

У рамках фрактального підходу виявлено для кристалічної сітки типу **A1** з детермінованими параметрами двопронезаломлення - логарифмічні залежності спектрів потужності розподілів значень фази СКС відповідних поляризаційно-неоднорідних зображень подібні до аналогічних залежностей модуля СКС (рис. 2.2, рис. 2.3 і рис. 2.4, рис. 2.5, фрагменти (4,8,12)). Як видно з рис. 2.3 і рис. 2.4, поряд з прямолінійною (масштабно-самоподібною) ділянкою (діапазон великих $\sim 100 \div 500 \mu m$ і середніх $\sim 50 \div 100 \mu m$ розмірів кристалічної сітки), формується криволінійна (випадкова) ділянка (діапазон малих розмірів

$\sim 5 \div 10 \mu m$). Виявлений факт можна пов'язати з тим що розширюється спектр значень величини двопронезаломлення і за рахунок цього виникають додаткові множини випадкових значень у розподілах $Arg(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$.

2.1.3. Координатні розподіли модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток Б – типу

Вплив зміни геометрії укладання циліндрів з колоподібними геометричними осями у площині двопронезаломлюючої сітки (об'єкти Б1, Б2) на топографічну, кореляційну та масштабно-самоподібну структуру розподілів значень модуля СКС ілюструють рис. 2.6, рис. 2.7.

Аналіз одержаних двовірних розподілів значень модуля СКС $Re S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$ виявив формування асиметрично-розташованих топографічних структур відносно вертикального OY напрямку в площині двопронезаломлюючої сітки Б1 (Рис. 3.6).

Даний факт можна пов'язати із тим, що у кожній точці площини такого об'єкту одночасно змінюються напрямки оптичної осі γ (напрямок дотичної до колоподібної геометричної осі циліндру у цій точці) та величиною фазового зсуву ϕ (величина геометричного перерізу). За рахунок цього для кутів $\pm \gamma$ відносно напрямку OY реалізується різний ступень узгодженості між величинами параметрів вектора Стокса у різних точках площини сітки Б1. Тому у відповідних півплощинах має місце формування різних величин модуля СКС - $Re S_{i=2;3;4}[(x; x - \Delta x); (y)] \neq Re S_{i=2;3;4}[(x; x + \Delta x); (y)]$. Окрім цього швидкість координатної зміни даних кореляційних параметрів $Re S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)$ зростає.

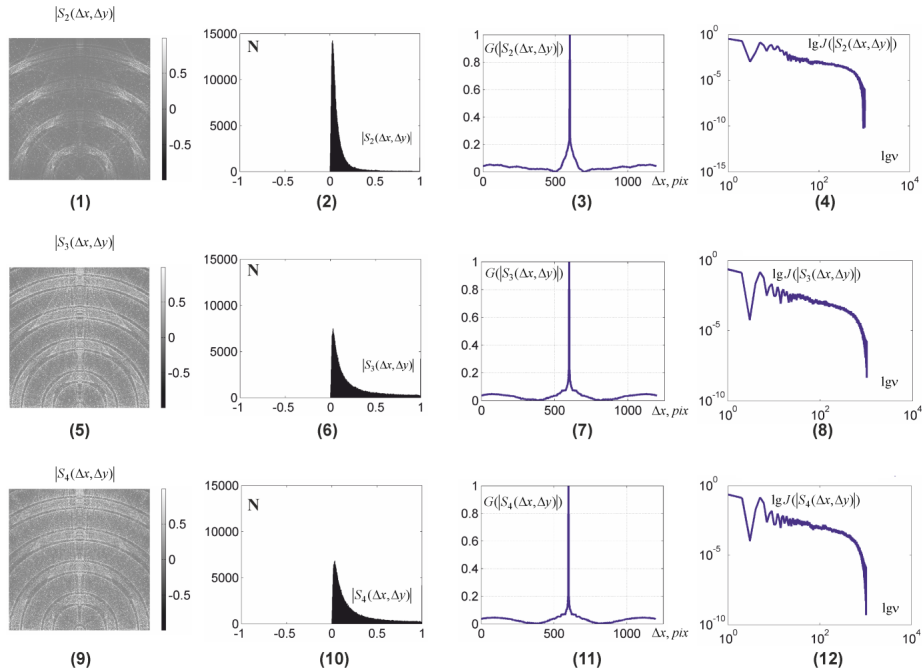


Рис. 2.6. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-

неоднорідних зображень полікристалічних сіток Б1 – типу з детермінованою зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

Якщо порівняти результати комп'ютерного моделювання оптично-анізотропних властивостей сіток різної геометрії (рис. 2.2 - циліндри з прямолінійними геометричними осями, рис. 2.6 – циліндри з колоподібними геометричними осями) можна відмітити:

- зростання декореляції між координатними розподілами параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного зображення сітки **Б1** - збільшення ймовірності мінімальних значень модуля СКС $N(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0) \uparrow$;

- зростання величини екстремумів $N(\text{Re } S_i \rightarrow 0)$ гістограм $N(\text{Re } S_i)$ - (рис. 2.2 (фрагменти (2,6,10)) і рис. 2.6 (фрагменти (2,6,10)), відповідно;

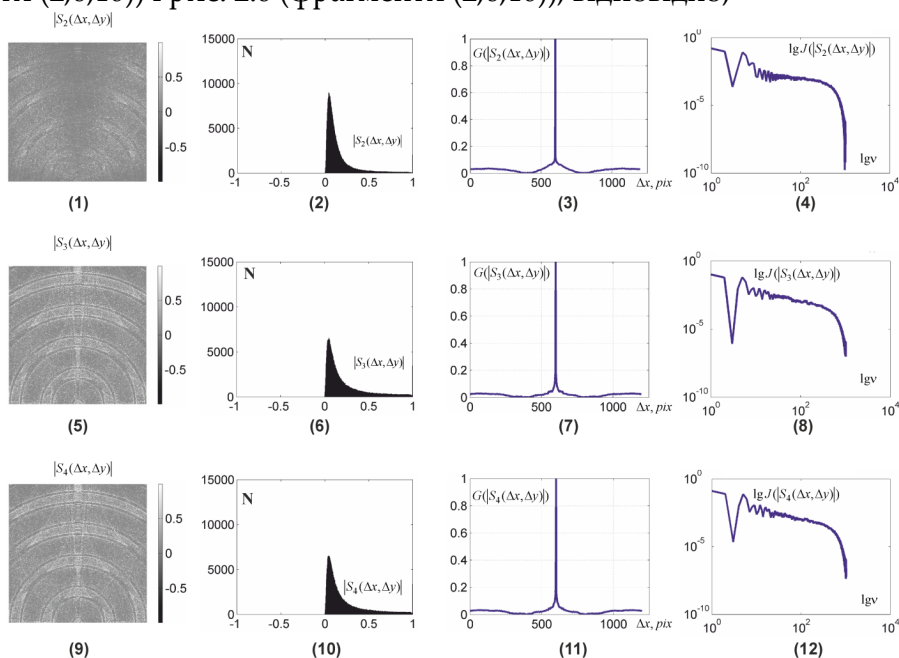


Рис. 2.7. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток **Б2** – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$) зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті.

- розраховані автокореляційні залежності $G(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y))$ трансформуються у більш швидко спадаючі криві з меншою півшириною та амплітудою модуляції власних значень у площині поляризаційно-неоднорідних зображень **об'єкту Б1** - (рис. 2.2 (фрагменти (3,7,11)) і рис. 2.6 (фрагменти (3,7,11))), відповідно;

- зменшуються діапазон прямолінійної ділянки апроксимуючої кривої та дисперсія логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y)) - \log \nu$ розподілів значень модуля СКС - (рис. 3.2 (фрагменти (4,8,12)) і рис. 2.6 (фрагменти (4,8,12))), відповідно.

Аналогічні та ще більш виразні тенденції спостерігаються для об'єктів з рандомізованою компонентою величини двопронезаломлення типу **Б2** ($\Delta n \pm \text{random}(0, 5\Delta n)$) - (рис. 2.3 (фрагменти (4,8,12)) і рис. 2.7 (фрагменти (4,8,12))), відповідно. Разом із тим, реальні оптично-анізотропні сітки можуть мати декілька шарів, де реалізується координатна залежність величини двопронезаломлення та геометричних напрямів укладання фібрил всієї мережі. У зв'язку з цим, актуальним є розгляд формування розподілів значень модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень багатошарових сіток із модульованою величиною двопронезаломлення.

Вплив зміни фазової модуляції за рахунок геометрії укладання циліндрів з колоподібними геометричними осями у площині двопронезаломлюючої сітки (об'єкти **Б1**, **Б2**) на топографічну, кореляційну та масштабно-самоподібну структуру розподілів значень фази СКС ілюструють рис. 2.8 - рис. 2.9.

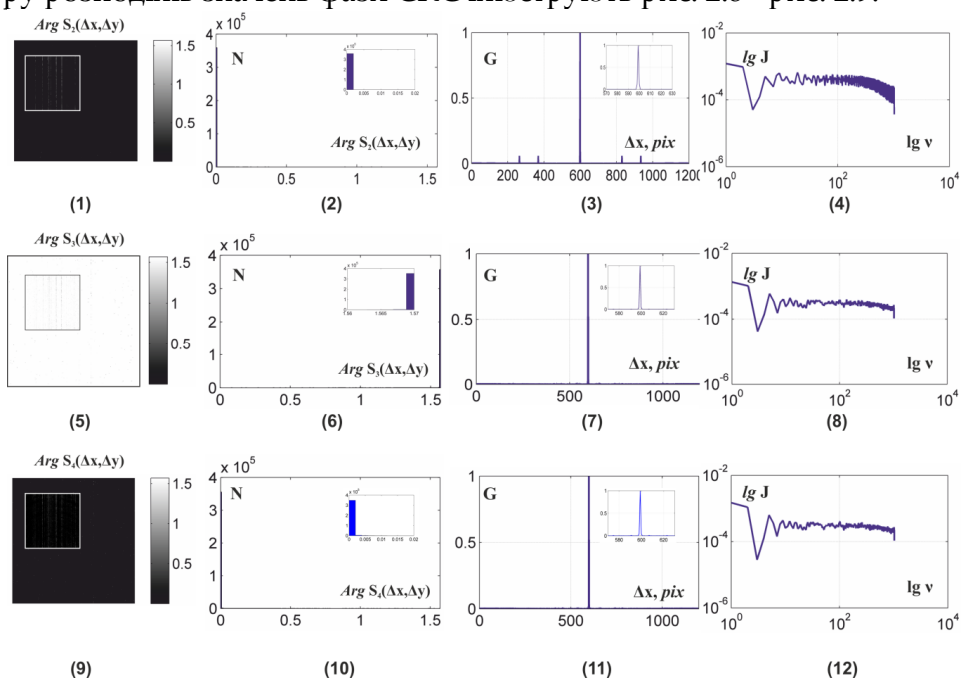


Рис. 2.8. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток **Б1** – типу з детермінованою зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

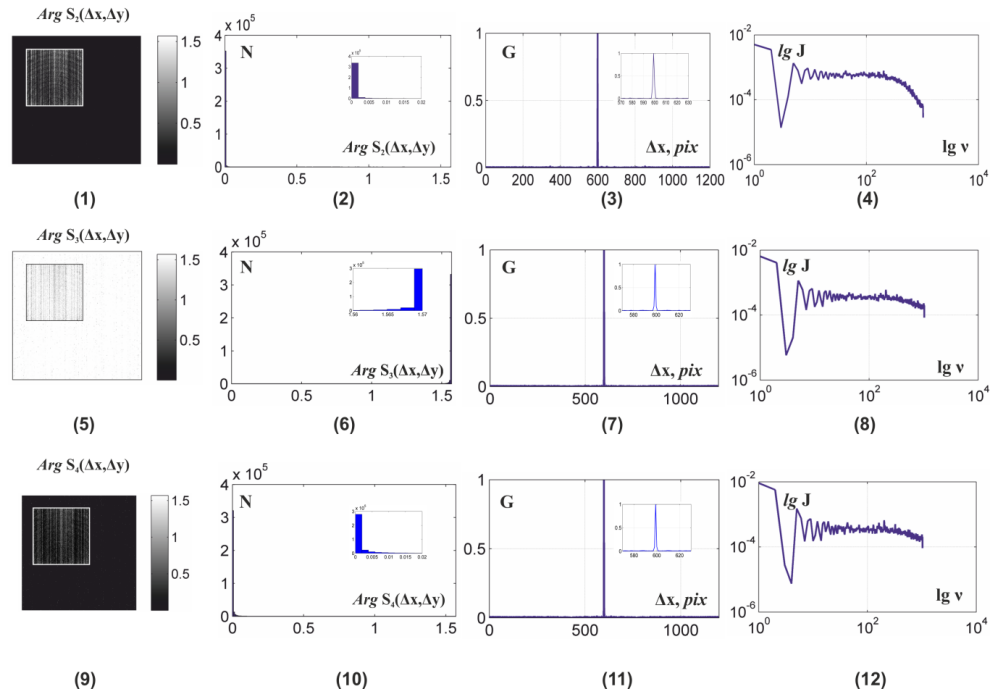


Рис. 2.9. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток Б2 – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$) зміною величини двопроменезаломлення. Пояснення у тексті

Аналіз одержаних двовірних розподілів значень фази СКС $\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ виявив певне зростання координатної декореляції. Даний факт можна пов'язати із тим, що за рахунок зміни напрямків оптичної осі γ формуються умови більш швидкої зміни величини фазового зсуву ϕ . За рахунок цього при повздовжньому скануванні збільшується кількість мінімальних значень $\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) \rightarrow \min$. Кількісно це виявляється у зростанні асиметрії гістограм $N(\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)))$ відносно головного екстремума $\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) = 0$ - рис. 2.8, рис. 2.9, фрагменти (2,6,10).

Розраховані автокореляційні залежності $G(\text{Arg}S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y))$ трансформуються у більш швидко спадаючі криві з меншою півшириною та амплітудою модуляції власних значень у площині поляризаційно-неоднорідних зображень **об'єктів Б1 і Б2** - рис. 2.8, рис. 2.9, фрагменти (3,7,11).

В рамках фрактального аналізу виявлено аналогічну, що і у випадку координатних розподілів модуля СКС (рис. 2.5 і рис. 2.6, фрагменти (4,8,12)), зменшення діапазону прямолінійної ділянки апроксимуючої кривої та дисперсія логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Arg}S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log v$ розподілів значень фази СКС - рис. 2.8, рис. 2.9, фрагменти (4,8,12).

2.1.4. Координатні розподіли модуля і фази СКС двошарових полікристалічних сіток В – типу

Результати комп'ютерного моделювання координатної, кореляційної та масштабно-самоподібної структури розподілів значень модуля СКС $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень двошарових **об'єктів В1, В2** типів ілюструють залежності наведені на серії рисунків 2.10, рис. 2.11.

Порівняльний аналіз одержаних даних комп'ютерного моделювання топографічної, кореляційної та масштабно-самоподібної структури розподілів значень модуля СКС $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень **об'єктів В1, В2** (рис. 2.10, рис. 2.11) з аналогічними результатами, одержаними для **об'єктів А1, А2** (рис. 2.2, рис. 2.3) і **В1, В2** (рис. 2.6, рис. 2.7) виявив подальше зростання декореляції між координатними розподілами параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного зображення - збільшення ймовірності мінімальних значень модуля СКС $N(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y) = 0) \uparrow$. При цьому зростають величини екстремумів $N(S_i \rightarrow 0)$ гістограм $N(S_i)$ (рис. 2.10, рис. 2.11, фрагменти (2,6,10)).

Залежності автокореляційних функцій $G(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ трансформуються у швидко спадаючі криві з меншою півшириною та амплітудою модуляції власних значень у площині поляризаційно-неоднорідних зображень **об'єкту В1** (рис. 2.10, фрагменти (3,7,11)).

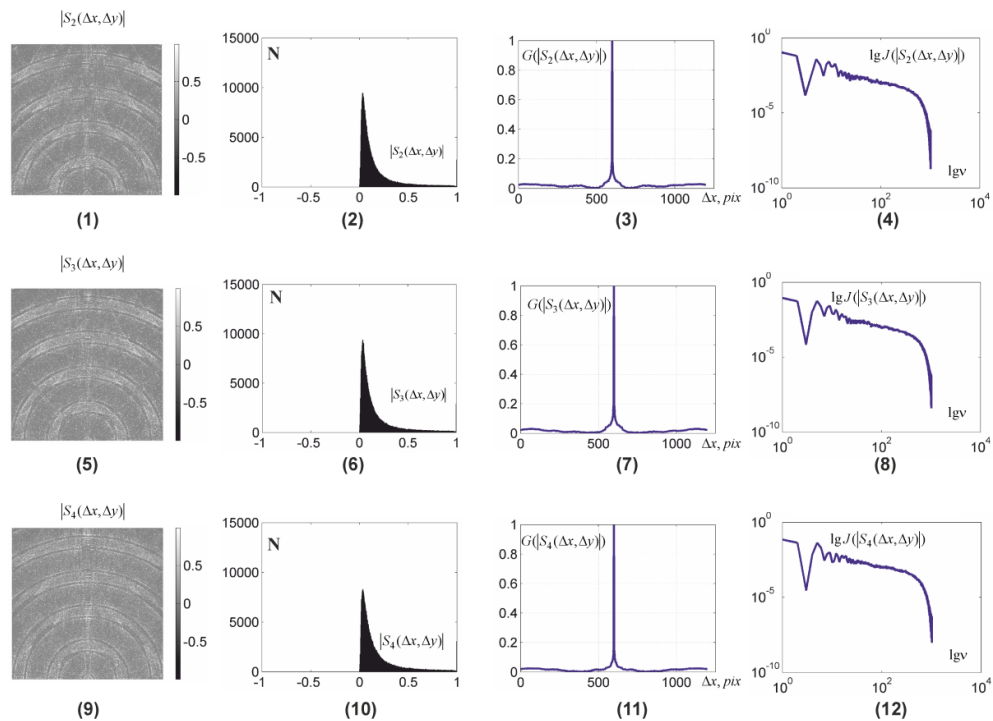


Рис. 2.10. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток В1 – типу з детермінованою зміною величини двопроменезаломлення. Пояснення у тексті

Фрактальний аналіз виявив подальше зменшення діапазону прямолінійної ділянки апроксимуючої кривої та дисперсії логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log \nu$ розподілів значень модуля СКС (рис. 2.10, рис. 2.11, фрагменти (4,8,12)).

З фізичної точки зору одержані результати можна пов'язати із зростаючим впливом координатної декореляції значень параметрів вектора Стокса за рахунок додаткової гармонічної модуляції величини фазових зсувів у площині двошарової сітки оптично-анізотропних циліндрів з прямолінійними та колоподібними геометричними осями. У даному випадку результуюче значення параметру вектора Стокса у будь якій точці двошарової сітки формується як суперпозиція фазового зсуву δ (геометричний шлях крізь два шари двопронезаломлюючих циліндрів) і локальних напрямків оптичних осей ρ в обох шарах. За рахунок цього в площині сітки типу **B1** частота зміни параметрів фазової анізотропії і відповідно до цього параметрів вектора Стокса більша ніж для одношарових сіток **A1** і **B1**.

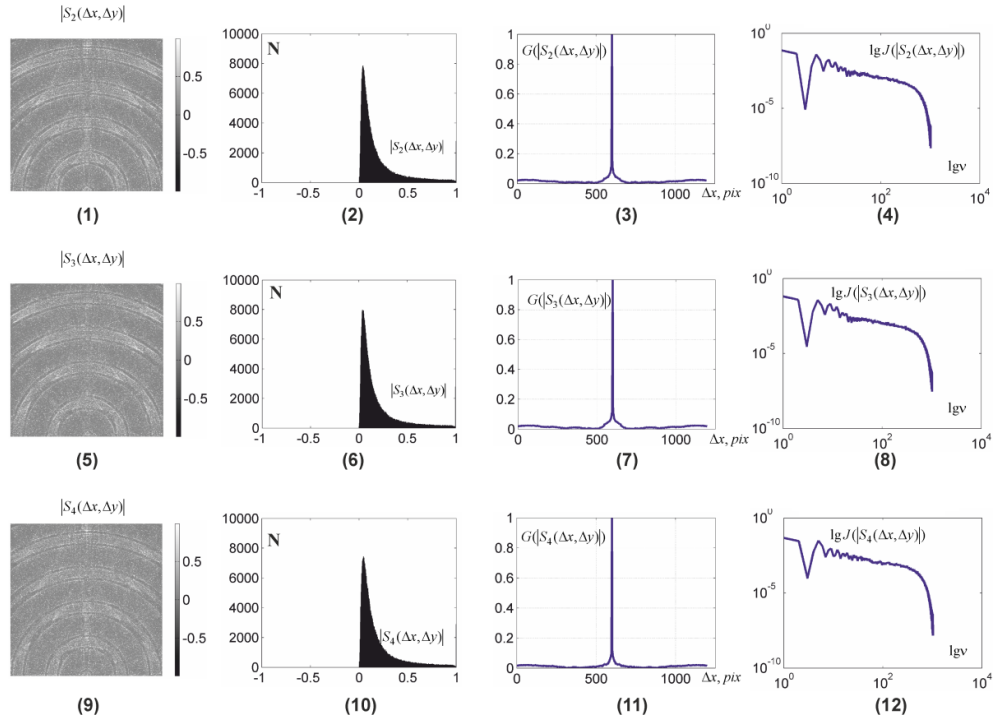


Рис. 2.11. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток B2 – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$) зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

Таким чином, у координатному розподілі значень модуля СКС $S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y)$ зростають мінімальні значення - $N(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0) \uparrow$; зростає швидкість спадання автокореляційних функцій $G(\text{Re } S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y))$ та зменшується

лінійний діапазон апроксимуючих кривих залежностей
 $\log J(\operatorname{Re} S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log v$.

Наявність рандомізованої компоненти у розподілах величини двопронезаломлення двошарових сіток **B2** “посилює” зазначені тенденції у статистичній, кореляційній та масштабно-самоподібній структурі координатних розподілів $\operatorname{Re} S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y)$.

Результати комп’ютерного моделювання координатної, кореляційної та масштабно-самоподібної структури розподілів значень фази СКС $\operatorname{Im}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень двошарових **об’єктів B1 і B2** типів ілюструють залежності наведені на серії рисунків 2.12 і 2.13.

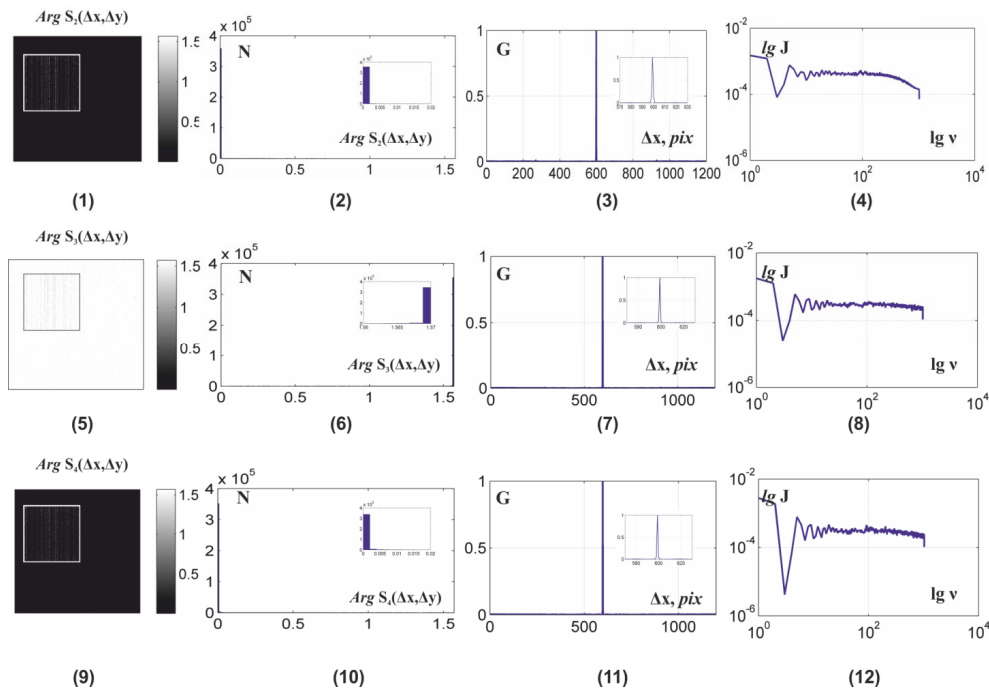


Рис. 2.12. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток **B1** – типу з детермінованою зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз одержаних даних комп’ютерного моделювання топографічної, кореляційної та масштабно-самоподібної структури розподілів значень фази СКС $\operatorname{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень **об’єктів B1, B2** (рис. 2.12, рис. 2.13) з аналогічними результатами, одержаними для **об’єктів A1, A2** (рис. 2.4, рис. 2.5) і **B1, B2** (рис. 2.8, рис. 2.9) виявив подальше зростання декореляції - збільшення ймовірності мінімальних значень фази СКС $N(\operatorname{Arg} S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0) \uparrow$.

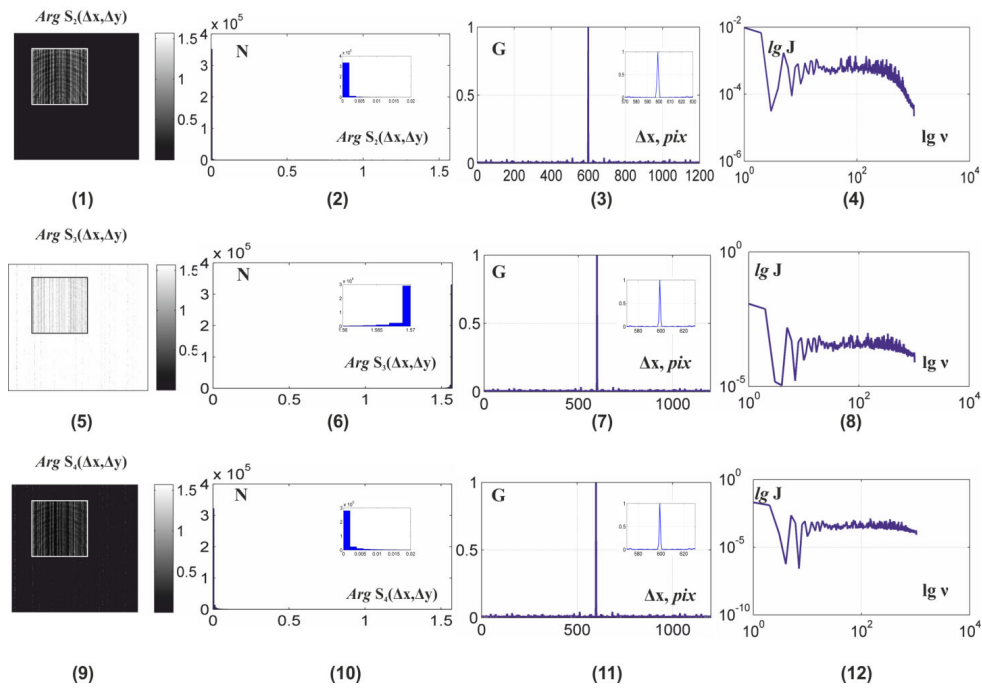


Рис. 2.13. Мапи (координатні розподіли, гістограми, автокореляційні функції, логарифмічні залежності спектрів потужності) фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток В2 – типу з детермінованою та рандомізованою ($\Delta n \pm \text{random}(0,5\Delta n)$) зміною величини двопронезаломлення. Пояснення у тексті

Залежності автокореляційних функцій $G(\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y)))$ характеризуються найменшою півшириною та амплітудою модуляції власних значень у площині поляризаційно-неоднорідних зображень **об’єктів В1 і В2**. При цьому має місце подальше зменшення діапазону прямолінійної ділянки апроксимуючої кривої та дисперсії логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))) - \log \nu$ розподілів значень фази СКС.

З фізичної точки зору одержані результати можна пов’язати із додатковою модуляцією величини фазових зсувів у площині двошарової сітки оптично-анізотропних циліндрів з прямолінійними та колоподібними геометричними осями за рахунок суперпозиції двопронезаломлення і локальних напрямків оптичних осей ρ в обох шарах.

2.1.5. Статистична, автокореляційна і масштабно-самоподібна структура координатних розподілів значень модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток двопронезаломлюючих циліндрів А, Б, В – типів

З метою кількісного оцінювання трансформації координатної, кореляційної та масштабно-самоподібної будови СКС мап поляризаційно-неоднорідних зображень планарних полікристалічних сіток усіх типів (**об’єкти А, Б, В**) обчислювалися статистичні моменти 1-го-4-го порядків (розділ 1, параграф 1.2.1, співвідношення (1.1)-(1.4)), кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків (розділ 1,

параграф 1.2.2) та дисперсія логарифмічних залежностей спектрів потужності (розділ 1, параграф 1.2.3), які характеризують координатні розподіли значень модуля $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ і фази $\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ СКС.

Результати вказаних обчислень приведені у таблиці 2.1 ($\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$) і таблиці 2.2 ($\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$).

Аналіз наведених у таблиці 2.1 даних виявив:

- індивідуальні для кожного типу (А, Б, В) полікристалічної сітки двопротенезаломлюючих циліндрів значення статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ кореляційних $Z_{i=2;4}^k$ і фрактальних D^f параметрів, які характеризують координатні розподіли $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$;

- максимально (виділено світло-сірим) для внутрішньо- (1, 2) та міжгрупових (А, Б, В) розподілів значень модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень сіток двопротенезаломлюючих циліндрів відрізняються величини статистичних моментів 3-го ($Z_3(\text{Re}S_{i=2;3;4})$) і 4-го ($Z_4(\text{Re}S_{i=2;3;4})$) порядків (до 1,82 разів), кореляційного моменту 4-го ($Z_4^*(\text{Re}S_{i=2;3;4})$) порядку (до 1,75 рази), а також дисперсії D^f (до 2 разів) логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Re}S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log \nu$.

•

Таблиця 2.1. Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри розподілів значень модуля $\text{Re}(S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y))$ СКС зображень сіток двопротенезаломлюючих циліндрів

		А		Б		В	
Типи сіток		А1	А2	Б1	Б2	В1	В2
Z_1	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,06	0,11	0,04	0,09	0,04	0,18
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,08	0,09	0,05	0,08	0,03	0,16
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,05	0,08	0,04	0,07	0,02	0,12
Z_2	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,13	0,11	0,09	0,07	0,08	0,06
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,11	0,1	0,08	0,065	0,074	0,056
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,14	0,17	0,16	0,21	0,19	0,23
Z_3	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,35	0,57	0,47	0,78	0,59	0,99
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,39	0,56	0,44	0,71	0,54	0,93
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,44	0,87	0,59	1,17	0,71	1,29
Z_4	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	1,28	0,88	1,76	0,96	1,98	1,03
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	1,18	0,82	1,68	0,94	1,89	1,08
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	1,04	0,63	1,83	0,96	2,05	1,06
Z_2^k	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,007	0,011	0,009	0,014	0,011	0,019
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,008	0,012	0,0085	0,016	0,01	0,017
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,007	0,013	0,0076	0,017	0,013	0,021
Z_4^k	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	2,26	2,05	2,84	1,97	2,97	2,15

D^f	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	2,21	2,11	2,78	1,89	2,89	2,01
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	2,38	1,76	3,16	2,01	3,45	1,86
	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,23	0,35	0,17	0,29	0,21	0,41
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,25	0,31	0,19	0,32	0,24	0,43
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,22	0,36	0,18	0,34	0,17	0,42

На основі проведеного комп'ютерного моделювання встановлено, що найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії є координатні розподіли модуля СКС 4-го параметру вектора Стокса - об'єктивні параметри $Z_{3;4}(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y)); Z_4^k(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y)); D^f(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y))$ досягають максимального рівня внутрішньо- та міжгрупових відмінностей (виділено темно-сірим).

Окрім цього, виявлено незначні відмінності між значеннями статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують розподіли величини модуля СКС 2-го і 3-го параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних зображень двопротенезаломлюючих сіток всіх типів. Тому в подальшому ми будемо використовувати аналіз двох СКС $\text{Re}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ і $\text{Re}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$.

Аналіз наведених у таблиці 2.2 даних виявив максимально (виділено світло-сірим) для внутрішньо- (1, 2) та міжгрупових (А, Б, В) розподілів значень модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень сіток двопротенезаломлюючих циліндрів відрізняються величини статистичних моментів 3-го ($Z_3(\text{Arg } S_{i=2;3;4})$) і 4-го ($Z_4(\text{Arg } S_{i=2;3;4})$) порядків (до 2 разів), кореляційного моменту 4-го ($Z_4^*(S_{i=2;3;4})$) порядку (до 1,85 рази), а також дисперсії D^f (до 2,2 разів) логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J(\text{Arg } S_{i=2;3;4}(\Delta x, \Delta y)) - \log \nu$.

Найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії є координатні розподіли фази СКС 4-го параметру вектора Стокса - об'єктивні параметри $Z_{3;4}(\text{Arg } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y)); Z_4^k(\text{Arg } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y)); D^f(\text{Arg } S_{i=4}(\Delta x, \Delta y))$ досягають максимального рівня внутрішньо- та міжгрупових відмінностей (виділено темно-сірим).

Одержані результати були покладені в основу порівняльного та прогностичного аналізу експериментальних досліджень модуля і фази СКС – мап реальних біологічних шарів – гістологічних зрізів біологічних тканин різного морфологічного та фізіологічного стану, а також полікристалічних плівок біологічних рідин органів людини.

Таблиця 2.2 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри розподілів значень фази $\text{Arg}(S_{i=2;3;4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС зображень сіток двопротенезаломлюючих циліндрів

		А		Б		В	
Типи сіток		А1	А2	Б1	Б2	В1	В2
Z_1	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,11	0,19	0,12	0,19	0,14	0,21
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,1	0,17	0,11	0,18	0,13	0,2

Z_2	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,13	0,22	0,16	0,27	0,21	0,32
	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,34	0,17	0,24	0,23	0,29	0,27
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,31	0,14	0,21	0,18	0,25	0,22
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,29	0,11	0,19	0,17	0,24	0,21
Z_3	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	1,58	0,57	0,85	0,65	0,98	0,79
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	1,44	0,63	0,91	0,69	1,09	0,83
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	1,71	0,71	0,99	0,77	1,29	0,92
Z_4	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,88	0,88	1,46	0,64	1,08	0,43
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,94	0,96	1,67	0,77	1,24	0,57
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	1,38	1,03	2,13	0,86	1,53	0,63
Z_2^k	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,009	0,019	0,008	0,022	0,008	0,025
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,011	0,016	0,007	0,026	0,010	0,028
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,007	0,014	0,006	0,023	0,006	0,021
Z_4^k	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	2,26	1,65	2,44	1,77	2,77	1,45
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	2,42	1,76	2,64	1,87	2,98	1,54
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	2,82	1,86	3,56	2,07	3,58	1,65
D^f	$S_2(\Delta x, \Delta y)$	0,21	0,34	0,13	0,29	0,11	0,49
	$S_3(\Delta x, \Delta y)$	0,17	0,32	0,11	0,25	0,09	0,42
	$S_4(\Delta x, \Delta y)$	0,13	0,31	0,11	0,21	0,07	0,45

2.2. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин і рідин

У даному параграфі наведено матеріали порівняльного аналізу даних комп'ютерного моделювання (розділ 2, параграф 2.1) та експериментальних досліджень статистичної, кореляційної та масштабно-самоподібної структури координатних розподілів значень модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин різної морфологічної будови (розділ 1, параграф 1.6).

Вимірювання координатних розподілів значень $\text{Re } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y); \text{Arg } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$ і $\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y); \text{Arg } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$ здійснювалось в експериментальному розташуванні стокс-поляриметра, оптична схема якого наведена на рис.1.3 (розділ 1, параграф 1.4.1).

Розрахунок значень $\text{Re } S_{i=2}(\Delta x; \Delta y); \text{Arg } S_{i=2}(\Delta x; \Delta y)$ і $\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y); \text{Arg } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$, які характеризують кореляційну узгодженість зображень орієнтаційної (розподіл напрямів оптичних осей) та двопротенезаломлюючої (розподіл фазових зсувів) структури досліджуваних зразків, здійснювався згідно з алгоритмом, який представлений у розділі 1, співвідношення (1.89), (1.91). Ми очікуємо одержати нову, додаткову інформацію у поляризаційних дослідженнях біологічних шарів. Річ у тім, що полікристалічна структура оптично-тонких (перетворюючих азимут і еліптичність поляризації

зонduючого лазерного пучка фібрилярних мереж у лазерній поляриметрії переважно розглядається у наближенні фазової анізотропії у сукупності точок площини біологічного шару. Разом з тим, відкритим залишається питання урахування кореляційної узгодженості параметрів фазової анізотропії (координатні розподіли напрямів оптичних осей та фазових зсувів) та поляризаційних параметрів (координатні розподіли значень азимута та еліптичності поляризації у термінах параметрів вектора Стокса) у різних точках мікроскопічного зображення біологічного шару. Даний підхід дозволить визначити нові інформативні резерви лазерної поляриметрії шляхом виявлення діагностичного взаємозв'язку між не тільки статистичними, але й топографічними розподілами параметрів фазової анізотропії та розподілами значень модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин з різною морфологічною будовою просторово-структурованих полікристалічних мереж.

2.2.1. Коротка характеристика об'єктів дослідження

В якості прикладів таких об'єктів ми обрали наступні зразки гістологічних зрізів біологічних тканин і плівок біологічних рідин:

- тканини зі структурованими просторово-впорядкованими фібрилярними мережами (передсердя міокарда **A***, - рис. 2.14а,г) – аналог двопротинезаломлюючої сітки типу **A**;
- тканини зі структурованими просторово-розупорядкованими фібрилярними мережами (шлуночок міокарда **B***, - рис. 2.14б,д) – аналог двопротинезаломлюючої сітки типу **B**;
- паренхіматозні тканини – з “острівковою” структурою оптично-анізотропних утворень (стінка прямої кишки **B***, - рис. 2.14в,е) – аналог двопротинезаломлюючої сітки типу **B**.

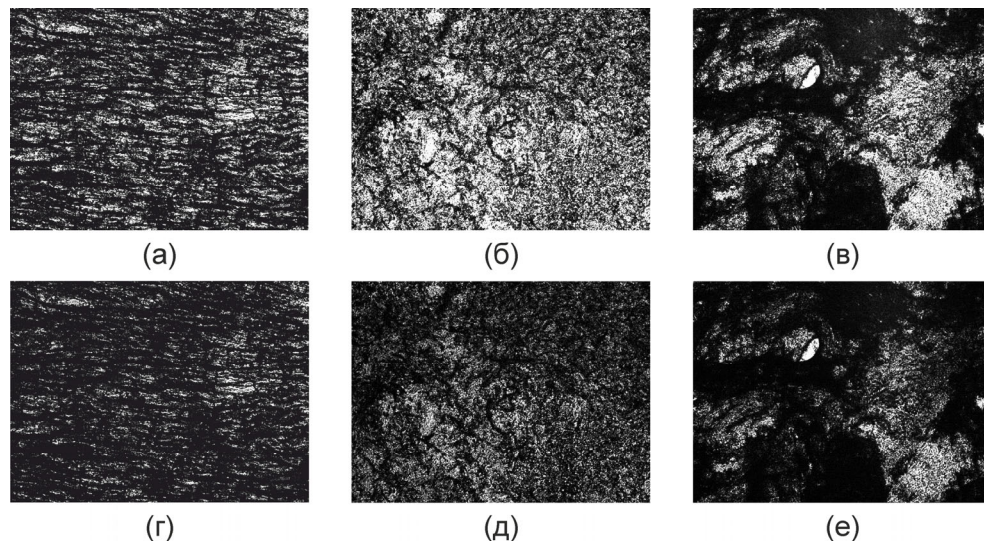


Рис. 2.14. Мікроскопічні зображення гістологічних зрізів біологічних тканин різної морфологічної будови. Пояснення у тексті роботи

Порівняльний аналіз наведених мікроскопічних зображень (рис. 3.14) виявив їх поляризаційно-неоднорідну структуру (координатні розподіли азимута та еліптичності поляризації, що візуалізовані у вигляді плям різної інтенсивності – фрагменти (б,в)), що сформована оптично-анізотропними мережами різної морфологічної будови.

З іншого боку зображення полікристалічних мереж кожного з розглянутих біологічних шарів володіє індивідуальною топографічною структурою. Кореляційна оцінка таких поляризаційно-неоднорідних зображень і є базисом для розробки комплексу об'єктивних методик багатомірної Стокс-корелометрії оцінювання змін оптичної анізотропії біологічних шарів різної морфологічної будови та фізіологічного стану.

Метою таких досліджень є виявлення об'єктивних критеріїв, які характеризують об'єктивні (статистичні, автокореляційні, фрактальні) параметри кореляційної узгодженості координатних проявів фазової анізотропії полікристалічних мереж і можуть бути покладені в основу диференціальної діагностики змін двопротинезаломлення біологічних кристалів.

В якості прикладного завдання застосування кореляційних принципів у лазерній поляриметрії нами буде розглянута:

- диференціальна діагностика та моніторинг зміни ступеня важкості системної патології – тканини нирки та печінки пацієнтів з різною стадією діабету.

2.2.2. Стокс-корелометрія тканини зі структурованими просторово-впорядкованими фібрилярними мережами – передсердя міокарда

На рис. 2.15 і рис. 2.16 наведено двомірні розподіли значень $Re S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.15) і $Arg S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.16) (фрагменти (1), (5)), гістограми N (фрагменти (2), (6)), автокореляційні G (фрагменти (3), (7)) і логарифмічні $\lg J - \lg(d^{-1})$ залежності (фрагменти (4), (8)) таких розподілів, обчислених для гістологічного зрізу передсердя міокарда із просторово-впорядкованою мережею міозинових волокон.

Аналіз одержаних даних виявив задовільну кореляцію між теоретичними (рис. 2.2 – рис. 2.5) та експериментальними (рис. 2.15, рис. 2.16) даними досліджень статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів $Re S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$; $Arg S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$ і $Re S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$; $Arg S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$.

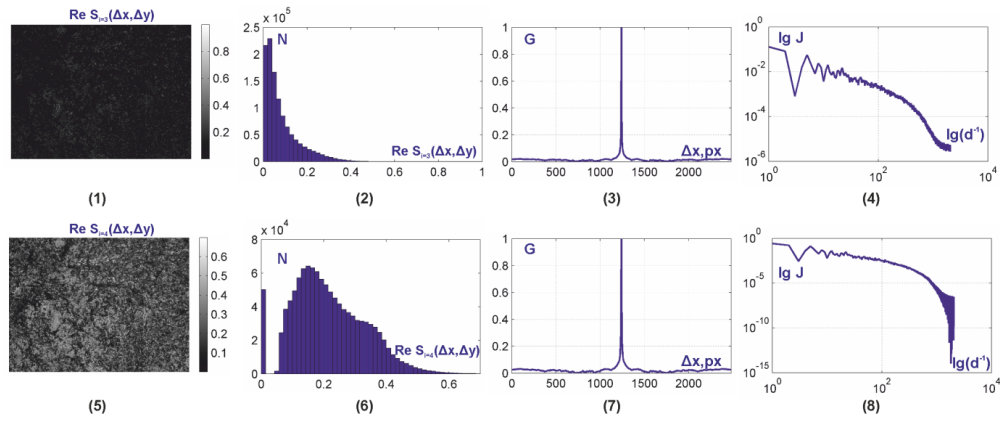


Рис. 2.15. Мапи модуля СКС поляризаційно-неоднорідного зображення передсердя міокарда (упорядкована двопронезаломлююча мережа А-типу). Пояснення у тексті

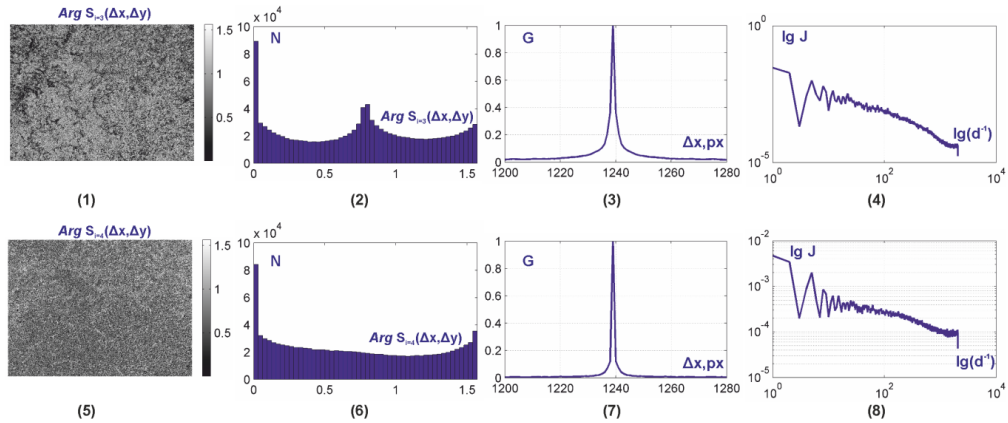


Рис. 2.16. Мапи фази СКС поляризаційно-неоднорідного зображення передсердя міокарда (упорядкована двопронезаломлююча мережа А-типу). Пояснення у тексті

Проте, виявлено і відмінності. Зокрема, суттєво більше розупорядкування (декореляцію) напрямів оптичних осей двопронезаломлюючої фібрилярної мережі міокарда. Відповідна гістограма $N(\text{Re } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ (рис. 2.15, фрагмент (2)) характеризується значно більшим основним екстремумом $\text{Re } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y) = 0$. Окрім цього, зростає рівень кореляційної подібності фазових зсувів – гістограма $N(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ характеризується наявністю окрім основного ($\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y) = 0$) додаткового екстремуму $\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y) \neq 0$ (рис. 2.15, фрагмент (6)). З фізичної точки зору, даний факт можна пов'язати із наявністю оптично-ізотропної (молекули актину) складової у двопронезаломлюючих міози нових волокнах. За рахунок цього зростає кількість “фазових кластерів” – ділянок із $\delta(\Delta x, \Delta y) = \text{const}$. У межах таких кластерів формуються сталі і відмінні від нуля значення модуля СКС $\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y) \neq 0$. Зазначене ускладнення координатної фазової модуляції призводить до формування досить великого рівномірного масиву випадкових значень $0 < \text{Arg } S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y) \leq 1$ на фоні

головного “декореляційного” екстремуму $ArgS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0$ фази СКС (рис. 2.16, фрагменти (2),(6)).

Для автокореляційних залежностей розподілів значень $ReS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y); ArgS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ практично відсутні флуктуації (рис. 2.15, рис. 2.16, фрагменти (3,7)) власних значень. Виявлений факт вказує на “дегармонізацію” структури фібрилярної мережі міокарда. Це підтверджують і дані фрактального аналізу. Логарифмічні залежності розподілів значень $ReS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y); ArgS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ володіють меншою дисперсією і більшим лінійним діапазоном (рис. 2.15, рис. 2.16, фрагменти (4,8)) у порівнянні із даними комп’ютерного моделювання (рис. 3.2 – рис.3.5, фрагменти (8,12)).

2.2.3. Стокс-корелометрія тканини зі структурованими просторово-розупорядкованими фібрилярними мережами – шлуночок міокарда

На серії залежностей рис. 2.17 і рис. 2.18 наведено статистичні, кореляційні та фрактальні характеристики розподілів значень $ReS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.17) і $ArgS_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.18), обчислених для гістологічного зрізу шлуночка міокарда із розупорядкованою мережею міозинових волокон.

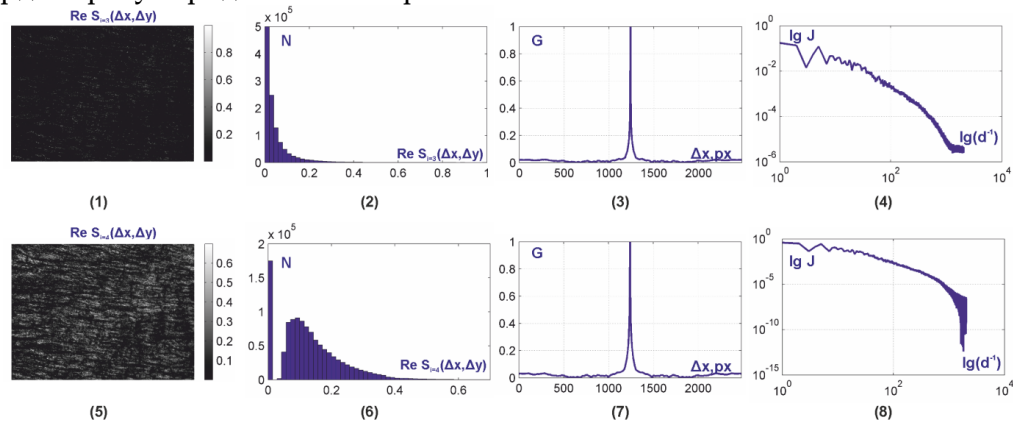


Рис. 2.17. Мапи модуля СКС поляризаційно-неоднорідного зображення шлуночка міокарда (розупорядкована двопротиналомлююча мережа Б-типу). Пояснення у тексті

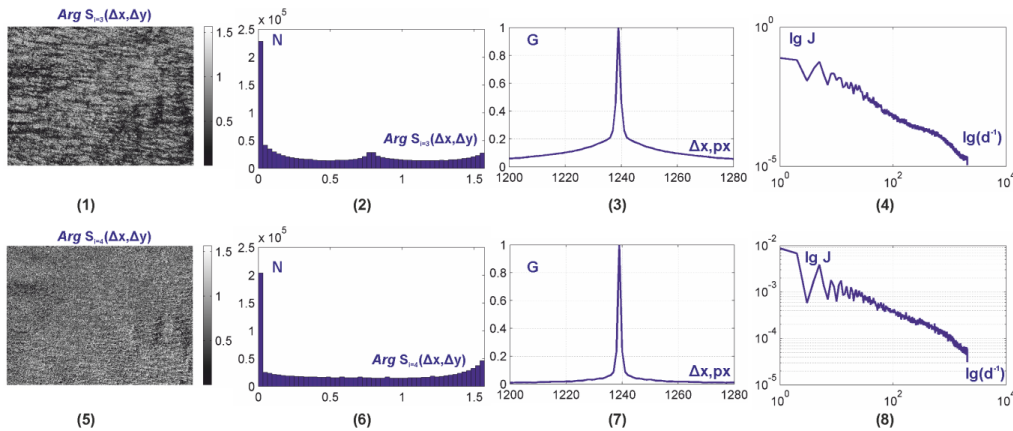


Рис. 2.18. Мапи фази СКС поляризаційно-неоднорідного зображення шлуночка міокарда (розупорядкована двоприменезаломлююча мережа Б-типу). Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз одержаних даних (рис. 2.17, рис. 2.18) про структуру СКС-мап поляризаційно-неоднорідного зображення шлуночка міокарда (розупорядкована двоприменезаломлююча мережа Б-типу) із аналогічними результатами, щодо поляризаційно-кореляційної структури зображення впорядкованої міозинової мережі передсердя міокарда (рис. 2.15, рис. 2.16) виявив суттєвий вплив статистизації розподілів напрямів оптичних осей і фазових зсувів. За рахунок цього збільшується рівень декореляції між значеннями параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда. Кількісно це виявляється у наступному:

- зростає гострота піку гістограми $N(\text{Re } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y) = 0)$ (рис. 3.17, фрагмент (2)) і зменшується величина додаткового екстремуму $(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y) \neq 0)$ розподілів $N(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ (рис. 2.17, фрагмент (6));
- зростають головні екстремуми гістограм $N(\text{Arg } S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0)$ (рис. 2.18, фрагменти (2),(6)).

2.2.4. Стокс-корелометрія тканини з “острівковою” структурою оптично-анізотропних утворень – стінка прямої кишки

На рис. 2.19 і рис. 2.20 наведено двомірні розподіли значень $\text{Re } S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.19) і $\text{Arg } S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)$ (рис. 2.20) та їхні гістограми N (фрагменти (2), (6)), автокореляційні G (фрагменти (3), (7)) і логарифмічні $\lg J - \lg(d^{-1})$ залежності (фрагменти (4), (8)), обчислені для гістологічного зрізу стінки прямої кишки – багатошарова тканина В - типу.

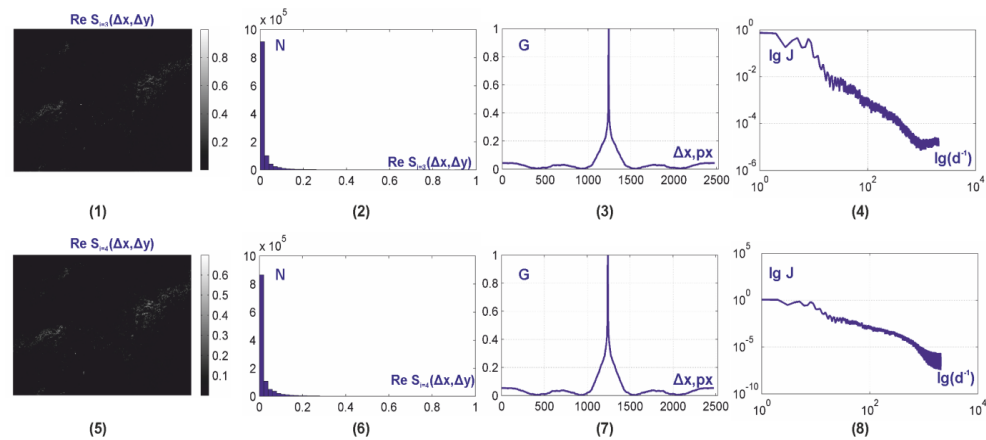


Рис. 2.19. Мапи модуля СКС поляризаційно-неоднорідного зображення стінки прямої кишки (багатошарова двоприменезаломлююча мережа В-типу). Пояснення у тексті

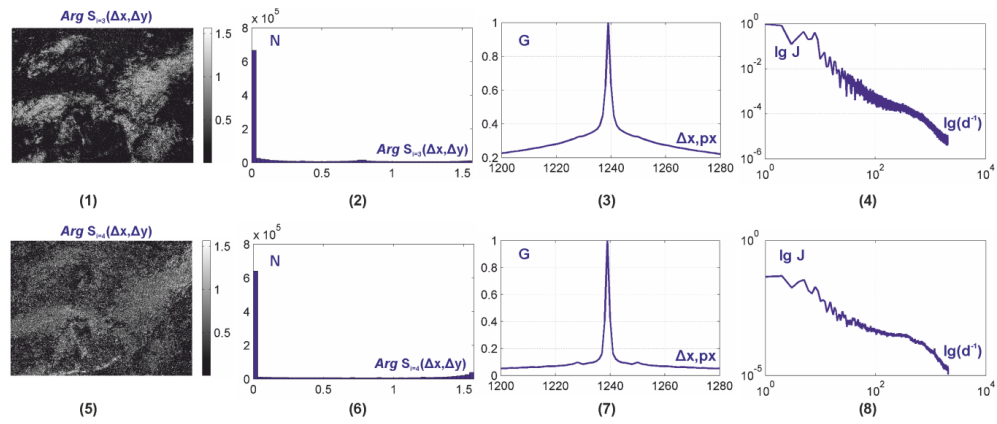


Рис. 2.20. Мапи фази СКС поляризаційно-неоднорідного зображення стінки прямої кишки (багатопарова двопротинезаломлююча мережа **В**-типу). Пояснення у тексті

Як видно з аналізу одержаних даних (рис. 2.19, рис. 2.20) про структуру СКС-мап поляризаційно-неоднорідного зображення багатопарової тканини **В**-типу має місце суттєве збільшення рівня декореляції між значеннями параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу стінки прямої кишки. Має місце подальше зростання гостроти піку гістограми $N(\text{Re } S_{i=3}(\Delta x; \Delta y) = 0)$ (рис. 2.19, фрагмент (2)) і зменшення величини додаткового екстремуму $(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y) \neq 0)$ розподілів $N(\text{Re } S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ (рис. 2.19, фрагмент (6)). Окрім цього, зростають головні екстремуми гістограм $N(\text{Arg } S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y) = 0)$ (рис. 2.20, фрагменти (2),(6)).

Для координатних розподілів значень модуля СКС $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних просторово структурованих фібрилярних мереж **А*** і **Б*** типів виявлено (рис. 2.17, рис. 2.18, фрагменти (1),(2),(5),(6)) значно більш складну у порівнянні з модельними (рис. 2.2 – рис. 2.5) сітками **А** і **Б** орієнтаційну та двопротинезаломлюючу топографічну структуру фібрилярних мереж реальних біологічних шарів **А*** і **Б*** типів. З фізичної точки зору даний факт можна пов'язати із наступними міркуваннями. По-перше, діапазон зміни геометричних розмірів (2 мкм – 200 мкм) міозинових фібрил міокарда значно більший ніж у модельному (50 мкм) випадку. Така особливість забезпечує більшу ймовірність повторюваності напрямів оптичних осей при скануванні точок площини зображення з кроком 1 pixel = 2 мкм. По-друге, у кожній двопротинезаломлюючій фібрилі міокарда поряд з оптично активними молекулами міозину розташовані оптично ізотропні молекули актину. У межах таких структур кореляційна узгодженість поляризаційних параметрів максимальна. Тому у площині зображення гістологічних зрізів міокарда поряд із ділянками деко реляції зростає кількість максимальних значень мапи модуля СКС, яка характеризує орієнтаційну складову полікристалічної фібрилярної мережі.

За рахунок варіації напрямів укладання та геометричних розмірів двопротинезаломлюючих фібрил СКС-мапи фазової складової поляризаційно-

неоднорідного зображення гістологічних зрізів міокарда володіють додатковими екстремумами (рис. 2.15, рис. 2.17, фрагменти (2,6)) у порівнянні із даними комп'ютерного моделювання (рис. 2.3, рис. 2.5, фрагменти (6,10)).

Порівняльний аналіз гістограм, визначених для СКС-мап поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень зразків міокарда з різною морфологічною будовою міозинових мереж виявив наступні відмінності між ними. По-перше, гострота піку ($Z_3 \uparrow$) та асиметрія ($Z_4 \uparrow$) розподілів $N(S_{i=2;4})$, одержаних для зразків групи **Б***, є більшою (рис. 2.18, фрагменти (2),(6)). При цьому, середнє ($Z_1 \downarrow$) та дисперсія ($Z_2 \downarrow$), навпаки зменшуються. Така трансформація імовірнісних розподілів значень модуля СКС свідчить про зростання декореляції між станами поляризації у точках мікроскопічного зображення гістологічного зрізу шлуночка міокарда (**Б***) за рахунок розширення діапазону напрямів оптичних осей розупорядкованих міозинових фібрил. Експериментально виявлені тенденції добре узгоджуються із даними комп'ютерного моделювання кореляційної структури поляризаційно-неоднорідних зображень сіток двопротинадомлюючих циліндрів із прямолінійними (**А** – рис. 2.2) та колоподібними (**Б** – рис. 2.4) геометричними осями.

Порівняльний аналіз експериментально одержаних даних про статистичну структуру СКС-мап поляризаційно-неоднорідних зображень об'єктів **Б*** з аналогічними результатами, одержаними для об'єктів **А*** (рис. 2.17) і **Б*** (рис. 2.18) виявив подальше зростання декореляції між координатними розподілами параметрів вектора Стокса у точках поляризаційно-неоднорідного зображення. Кількісно це виявляється у збільшенні ймовірності мінімальних значень модуля СКС $N(S_{i=2;4}(\Delta x; \Delta y) = 0) \uparrow$. При цьому, як і виявлено шляхом комп'ютерного моделювання (рис. 2.6, фрагменти (6),(10)), змінюються та зростають величини екстремумів $N(S_i \rightarrow 0)$ гістограм $N(S_i)$ (рис. 2.19, рис. 2.20, фрагменти (2),(6)). За рахунок цього реалізується наступна зміна статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)) - Z_{i=1;2} \downarrow$ і $Z_{i=3;4} \uparrow$.

2.3. Алгоритмічні методи обробки даних

2.3.1. Кореляційний аналіз

Як вже зазначалося, у кожній точці (m, n) поляризаційно-неоднорідного мікроскопічного зображення гістологічних зрізів **А*** - **Б*** і полікристалічних плівок **В*** у формується конкретне значення параметрів вектора Стокса $S_i(m, n)$. Такий розподіл параметрів вектора Стокса визначається морфологічною або полікристалічною, взагалі кажучи координатно-неоднорідною, будовою оптично-анізотропною складовою біологічного шару. Іншими словами, СКС-мапи $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ мікроскопічного зображення того чи іншого біологічного шару є також координатно-неоднорідними. Зазначена особливість робить актуальним не тільки статистичний, але й кореляційний аналіз двовірних розподілів $S_{i=2;4}(\Delta x; \Delta y)$ відповідних мікроскопічних зображень досліджуваних

зразків. Зазначимо, що така інформація є визначальною при диференціації двох статистично подібних $(Z_{j=1;2;3;4}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)) = Z_{j=1;2;3;4}(\tilde{S}_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)))$, але координатно-неоднорідних СКС-мап зображень зразків обох груп.

Ми використали, добре апробований у лазерній поляриметрії автокореляційний метод визначення набору автокореляційних функцій двомірних розподілів $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$.

Аналіз одержаних даних виявив:

1. Координатну неоднорідність, незалежно від типу зразка, розподілів значень модуля і фази СКС мікроскопічних зображень. На даний факт вказує швидке спадання автокореляційних функцій $G(S_{i=2;4}(\Delta x; \Delta y))$ (рис. 2.17 – рис. 2.20, фрагменти (3),(7)).

2. Порівняльний аналіз залежностей $G(S_{i=2;4}(\Delta x; \Delta y))$ виявив більш стрімке їхнє падіння для зразків типу **Б***, **В***. Така особливість може бути пов'язана зі зменшенням періоду координатної модуляції значень модуля $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$, які визначаються кореляційною узгодженістю параметрів (напрямок оптичної осі та фазовий зсув між ортогональними складовими амплітуди) двопротинезаломлення полікристалічних мереж.

Співставлення даних комп'ютерного моделювання автокореляційних залежностей $G(S_{i=2;4}(\Delta x; \Delta y))$ (рис. 2.2 – рис. 2.7, фрагменти (3),(11)) і експериментальних результатів (рис. 2.17 – рис. 2.20, фрагменти (3),(7)) виявило подібні тенденції. Проте, для експериментально визначених функцій півширина зростає, а гострота піку, навпаки, зменшується. Фізично даний факт можна пов'язати із наявністю оптично ізотропної складової у досліджуваних біологічних тканинах і рідинах. За рахунок цього зростає рівень координатної однорідності цієї складової у поляризаційно-неоднорідних зображеннях зразків реальних біологічних шарів.

2.3.2. Фрактальний аналіз

Даний підхід дозволяє оцінити масштабну самоподібність топографічної структури координатних розподілів значень $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ мікроскопічних зображень гістологічних зрізів і полікристалічних плівок біологічних тканин і рідин (розділ 1, параграф 1.8.3),

Відомо, що геометрія фібрилярних і полікристалічних мереж є ієрархічною або масштабно-самоподібною. Зокрема, для ниткоподібних протейнових мереж біологічних тканин це реалізується у наступній ієрархічній послідовності - "поліпептидний ланцюжок – мікрофібрила – фібрила – волокно - пучок". Виходячи з цього слід очікувати формування фрактальних або мультифрактальних розподілів значень не тільки поляризаційних, але й поляризаційно-кореляційних параметрів мікроскопічних зображень біологічних шарів.

У рамках стохастико-корелометричного картографування встановлено, що всі експериментально виміряні СКС-мапи $(\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)))$

володіють фрактальною або мультифрактальною структурою у межах трьох декад зміни геометричних розмірів полікристалічних біологічних структур. Апроксимуючі лінії до логарифмічних залежностей спектрів потужності $\lg J(\operatorname{Re} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ і $\lg J(\operatorname{Arg} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ або прямі, або ламані з двома кутами нахилу (рис. 2.17 – рис. 2.20, фрагменти (4),(8)).

З фізичної точки зору виявлені закономірності можна пов'язати із ієрархічною повторюваністю на різних масштабах геометричних розмірів (2 мкм – 2000 мкм) полікристалічних мереж напрямків оптичних осей та фазових зсувів між ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання. Пояснити наступними причинами. У результаті формуються фрактальні або мультифрактальні множини значень модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних шарів.

Порівняльний аналіз експериментальних залежностей $\lg J(\operatorname{Re} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ і $\lg J(\operatorname{Arg} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ з даними комп'ютерного моделювання виявив розширення частотного діапазону зміни значень модуля і фази $S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)$ для поляризаційно-неоднорідних зображень реальних біологічних шарів. Такий факт можна пов'язати із більшим діапазоном зміни геометричних розмірів реальних біологічних кристалів у порівнянні з модельними сітками двопротенезаломлюючих фібрил.

2.3.3. Порівняльні характеристики мап модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин

Результати статистичного ($Z_{i=1;2;3;4}$), кореляційного ($Z_{i=2;4}^k$) та фрактального (D^f) аналізу координатних розподілів значень $\lg J(\operatorname{Re} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ і $\lg J(\operatorname{Arg} S_{i=2;4}(\Delta x, \Delta y)) - \lg(d^{-1})$ поляризаційно-неоднорідних зображень оптично-тонких шарів біологічних тканин представлені у таблиці 2.3 і таблиці 2.4.

Таблиця 2.3. Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин

Параметри	Тканина		Тканина		Стінка прямої	
	міокарда A*		міокарда B*		кишки B*	
$\operatorname{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x, \Delta y))$	S_3	S_4	S_3	S_4	S_3	S_4
Z_1	0,04	0,21	0,081	0,12	0,019	0,061
Z_2	0,006	0,01	0,004	0,009	0,002	0,0078
Z_3	1,16	1,09	3,76	1,49	5,38	1,88
Z_4	4,05	1,25	13,88	2,18	43,5	4,76
Z_2^k	0,11	0,14	0,13	0,15	0,13	0,11
Z_4^k	1,14	1,26	1,46	0,98	1,27	0,74
D^f	0,34	0,24	0,34	0,21	0,25	0,17

Таблиця 2.4 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин

Параметри	Тканина міокарда A*		Тканина міокарда B*		Стінка прямої кишки B*	
$Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$	S_3	S_4	S_3	S_4	S_3	S_4
Z_1	0,63	0,7	0,44	0,51	0,29	0,4
Z_2	0,27	0,3	0,22	0,25	0,21	0,23
Z_3	0,34	0,13	0,74	0,37	1,39	1,07
Z_4	1,25	1,05	1,85	1,87	2,57	2,63
Z_2^k	0,11	0,14	0,13	0,15	0,13	0,11
Z_4^k	1,14	1,26	1,46	0,98	1,27	0,74
D^f	0,34	0,24	0,34	0,21	0,25	0,17

Аналіз наведених у таблиці 2.3 і таблиці 2.4 даних виявив:

- індивідуальні, як і у випадку комп'ютерного моделювання (таблиця 2.1 і таблиця 2.2), для кожного типу реального біологічного шару (**A***, **B***, **B***) значення статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$, кореляційних $Z_{i=2;4}^k$ і фрактальних D^f параметрів, які характеризують координатні розподіли $Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і $Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$;

- максимально (виділено світло-сірим) для внутрішньо- (**A***, **B***) та міжгрупових (**A***, **B***, **B***) розподілів значень модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних сіток оптично-тонких біологічних шарів відрізняються величини статистичних моментів 3-го ($Z_3(Re S_{i=3;4}; Arg S_{i=3;4})$) (до 3 – 5 разів) і 4-го ($Z_4(Re S_{i=3;4}; Arg S_{i=3;4})$) порядків (до 3 - 10 разів), кореляційного моменту 4-го ($Z_4^k(Re S_{i=3;4}; Arg S_{i=3;4})$) порядку (до 2,2 разів), а також дисперсії D^f (до 2,2 разів) логарифмічних залежностей спектрів потужності $\log J((Re S_{i=3;4}; Arg S_{i=3;4})) - \log \nu$.

Одержані результати були покладені в основу об'єктивного аналізу експериментальних досліджень СКС – мап реальних біологічних шарів – гістологічних зрізів біологічних тканин різного морфологічного та фізіологічного стану.

2.4. Стокс-корелометрична диференціація поляризаційно-неоднорідних зображень біологічних тканин

Продемонстрована можливість поляриметричної диференціації зразків біологічних тканин здорових і хворих людей. При цьому досягається висока чутливість методів лазерної поляриметрії, яка визначається значним діапазоном відмінності середніх (у межах контрольної й досліджуваної груп біологічних шарів) значень статистичних моментів, які характеризують розподіли поляризаційних параметрів (азимута і еліптичності поляризації) серії мікроскопічних зображень.

Головним об'єктом такої діагностики є різноманітні пухлинні або передпухлинні стани тканин органів людини з фібрилярною структурою полікристалічних мереж. Такі патології супроводжуються значними змінами фазової анізотропії за рахунок трансформації розподілів напрямів оптичних осей та величини двопроменезаломлення протеїнових фібрил.

За рахунок цього статистичний аналіз координатних розподілів значень азимута та еліптичності поляризації мікроскопічних зображень оптично-тонких шарів таких тканин є достатньо ефективним у диференціації патологічних станів.

Разом з тим, більшість життєво важливих органів людини (печінка, шлунок, підшлункова, селезінка, легені та ін.) володіють іншою паренхіматозною структурою. Тут оптично-анізотропні утворення сформовані у вигляді окремих, просторово-локалізованих "острівків". За рахунок цього зміни двопроменезаломлення внаслідок патологічного розупорядкування напрямів оптичних осей менші. Тому статистичний аналіз у даних випадках менш ефективний.

Окрім цього, існує низка достатньо не вивчених методами лазерної поляриметрії системних патологій (сепсис, діабет, колагенози, альбумінурія та ін.), що вражає дані органи.

Таким чином, можна стверджувати, поляриметрична діагностика потребує подальшого розвитку в сенсі вивчення особливостей змін оптичної анізотропії паренхіматозних тканин та виявлення на цій основі чутливих до таких змін об'єктивних параметрів.

У даному параграфі наведено результати СКС - картографування розподілу значень модуля $\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $\text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))$, які характеризують кореляційну узгодженість між станами поляризації точок мікроскопічних зображень гістологічних зрізів органів пацієнтів хворих на діабет:

- тканина нирки – структурована тканина з оптично-анізотропною двопроменезаломлюючою колагеновою мережею;
- тканина селезінка – паренхіматозна тканина з розупорядкованими оптично-анізотропними "острівками".

2.4.1. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів нирки пацієнта

На рис. 2.21 і рис. 2.22 приведені СКС – мапи розподілу значень модуля $S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$ і $S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$ мікроскопічних зображень гістологічних зрізів нирки здорового та хворого на діабет (11 діб) пацієнта

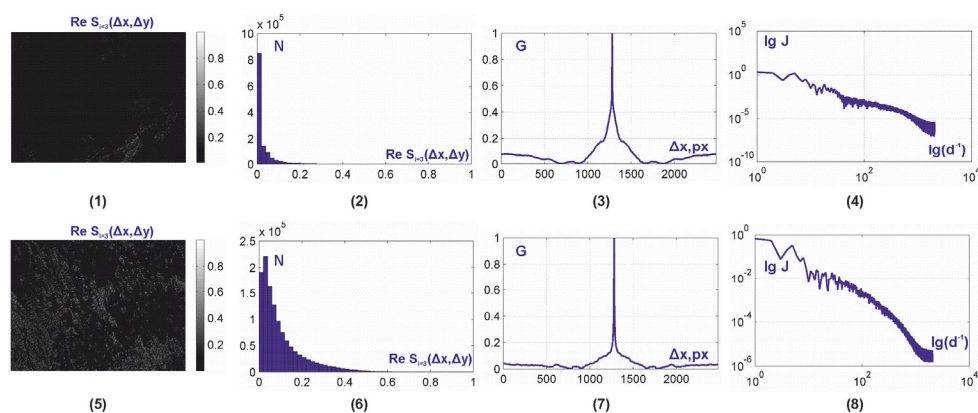


Рис. 2.21. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) модуля СКС $\text{Re}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) нирки паціюка. Пояснення у тексті

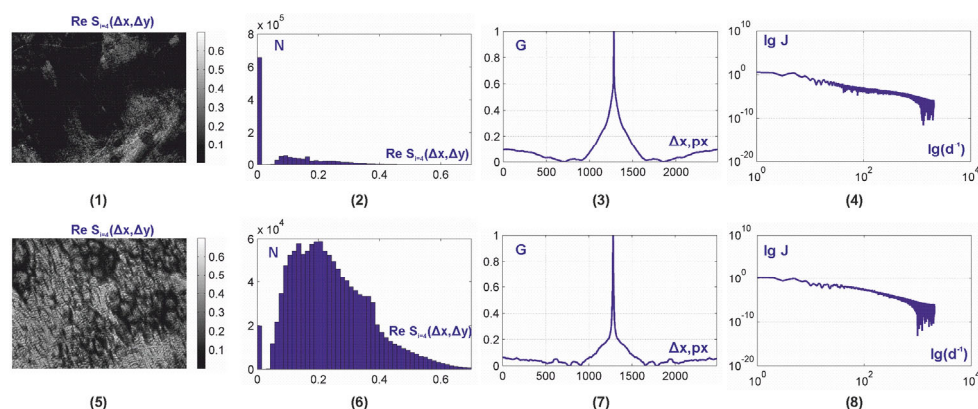


Рис. 2.22. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) модуля СКС $\text{Re}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) нирки паціюка. Пояснення у тексті

На рис. 2.23 і рис. 2.24 приведені СКС – мапи розподілу значень фази $S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$ і $S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$ мікроскопічних зображень гістологічних зрізів нирки здорового та хворого на діабет (11 діб) паціюка

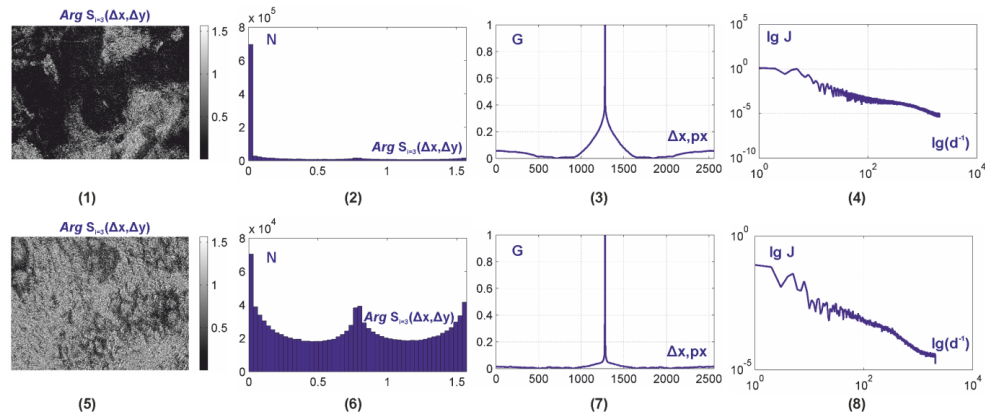


Рис. 2.23. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) фази СКС $Arg(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) нирки пацюка. Пояснення у тексті

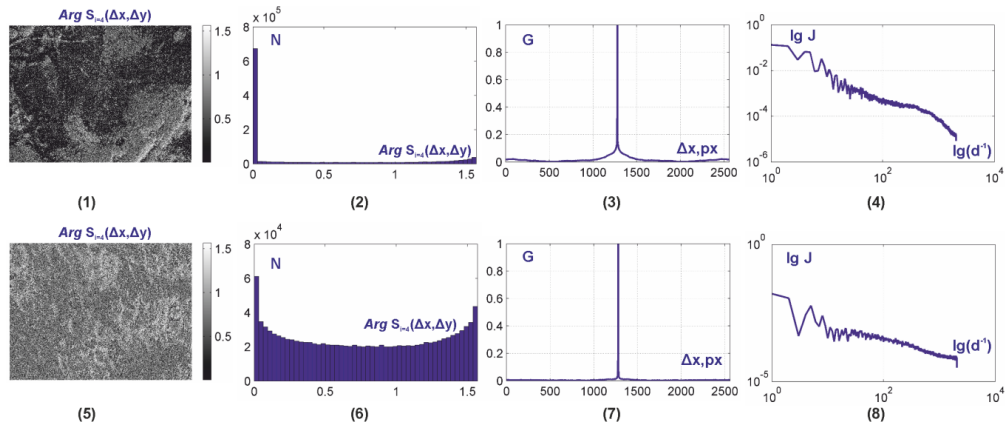


Рис. 2.24. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) фази СКС $Arg(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) нирки пацюка. Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз структури мап модуля СКС $Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних полів зразків нирки пацюка обох типів виявив зростання кореляційної узгодженості станів поляризації у зображенні зразку з діабетом. Аналітично на це вказує:

- зростає середнє і півширина гістограм $N^*(Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)))$ розподілів значень модуля $Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ граничного поля гістологічного зрізу нирки пацюка хворого на діабет (рис. 2.21, рис. 2.22, фрагменти (2),(6));

- аналогічні зміни мають місце для величини статистичних моментів 1-го і 2-го порядків, які характеризують розподіли значень фази СКС $Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу нирки хворого на діабет пацюка (рис. 2.23, рис. 2.24, фрагменти (2),(6));

• статистичні моменти вищих порядків, які характеризують асиметрію та ексцес розподілів модуля і фази СКС зображень зразка хворої нирки змінюються

$$\text{за наступним сценарієм} \begin{cases} Z_3(\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)), \text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow; \\ Z_4(\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)), \text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow. \end{cases}$$

• автокореляційні залежності координатних розподілів модуля і фази СКС характеризуються зростанням півширини і зменшенням гостроти піку

$$\begin{cases} Z_2^K(\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)), \text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))) \uparrow; \\ Z_4^K(\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y)), \text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow. \end{cases}$$

З фізичної точки зору виявлені зміни структури СКС-мап поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів нирки обох типів можна пояснити тим, що патологічний стан (діабет) супроводжується деструкцією тканини даного органу.

Оптично такий процес призводить до руйнації полікристалічної будови тканини нирки – зберігаються дрібномасштабні оптично-анізотропні структури. За рахунок цього флуктуації фазового зсуву між ортогональними складовими амплітуди зменшуються та стають дрібномасштабними.

Тому координатні залежності розподілів станів поляризації згладжуються і, таким чином, формується великий масив значень модуля $\text{Re}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $\text{Arg}(S_{i=3,4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС, які відмінні від нуля. Таким чином, зростає середнє та дисперсія, які характеризують відповідні гістограми на фоні зменшення величини асиметрії та ексцесу (рис. 2.23, рис. 2.24, фрагменти (2),(6)).

Кількісно можливості стокс-корелометричної диференціації двох груп зразків (по 36 гістологічних зрізів) нирки ілюструють дані, що наведені у таблиці 2.5 і таблиці 2.6.

Таблиця 2.5 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової та патологічно зміненої нирки паціюка

Параметри	$\text{Re}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$		$\text{Re}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$	
	норма	Діабет	Норма	Діабет
Z_1	$0,016 \pm 0,0011$	$0,027 \pm 0,0019$	$0,041 \pm 0,0034$	$0,14 \pm 0,011$
Z_2	$0,007 \pm 0,0005$	$0,013 \pm 0,0011$	$0,011 \pm 0,009$	$0,23 \pm 0,016$
Z_3	$3,78 \pm 0,24$	$1,35 \pm 0,12$	$2,07 \pm 0,19$	$0,69 \pm 0,055$
Z_4	$23,18 \pm 1,39$	$6,24 \pm 0,54$	$3,95 \pm 0,22$	$0,82 \pm 0,069$
Z_2^k	$0,11 \pm 0,009$	$0,07 \pm 0,005$	$0,09 \pm 0,007$	$0,06 \pm 0,005$
Z_4^k	$0,98 \pm 0,078$	$2,48 \pm 0,16$	$0,87 \pm 0,068$	$1,63 \pm 0,12$
D^f	$0,17 \pm 0,013$	$0,22 \pm 0,017$	$0,21 \pm 0,017$	$0,32 \pm 0,021$

Таблиця 2.6. Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової та патологічно зміненої нирки паціюка

Параметри	$Arg(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$		$Arg(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$	
Стан	норма	Діабет	норма	діабет
Z_1	$0,012 \pm 0,001$	$0,18 \pm 0,013$	$0,01 \pm 0,001$	$0,15 \pm 0,012$
Z_2	$0,016 \pm 0,0012$	$0,22 \pm 0,017$	$0,014 \pm 0,0011$	$0,2 \pm 0,015$
Z_3	$1,95 \pm 0,13$	$0,64 \pm 0,054$	$1,79 \pm 0,14$	$0,56 \pm 0,043$
Z_4	$4,09 \pm 0,33$	$0,78 \pm 0,061$	$3,29 \pm 0,27$	$0,67 \pm 0,051$
Z_2^k	$0,1 \pm 0,009$	$0,06 \pm 0,005$	$0,07 \pm 0,007$	$0,05 \pm 0,005$
Z_4^k	$1,48 \pm 0,078$	$3,64 \pm 0,16$	$2,37 \pm 0,068$	$4,61 \pm 0,12$

Аналіз наведених у таблиці 2.5 і таблиці 2.6 даних виявив наявність об'єктивних параметрів, які характеризують мапи модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів нирки здорових і хворих на діабет паціюків:

- $\Delta Z_1 = 1,85 - 3,2$ рази; $\Delta Z_2 = 1,9 - 2,1$ рази; $\Delta Z_3 = 2,6 - 3$ рази; $\Delta Z_4 = 3,9 - 4,8$ рази;
- $\Delta Z_2 = 1,2 - 1,6$ рази; $\Delta Z_4 = 1,95 - 2,5$ рази;
- $\Delta D = 1,2 - 1,5$ рази.

Для розподілів фази СКС одержано:

- $\Delta Z_1 = 12 - 15$ разів; $\Delta Z_2 = 11 - 14$ разів; $\Delta Z_3 = 2,5 - 3$ рази; $\Delta Z_4 = 4,9 - 5,2$ рази;
- $\Delta Z_2 = 1,3 - 1,45$ рази; $\Delta Z_4 = 1,9 - 2,5$ рази;
- $\Delta D = 1,4 - 1,8$ рази.

Найбільш чутливі показники виділені у таблицях 2.5 і 2.6 сірим.

2.4.2. Мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів печінки паціюка

На рис. 2.25 і рис. 2.26 приведені СКС – мапи розподілу значень модуля $Re(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ і $Re(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ мікроскопічних зображень гістологічних зрізів паренхіматозної тканини печінки здорового та хворого на діабет (11 діб) паціюка.

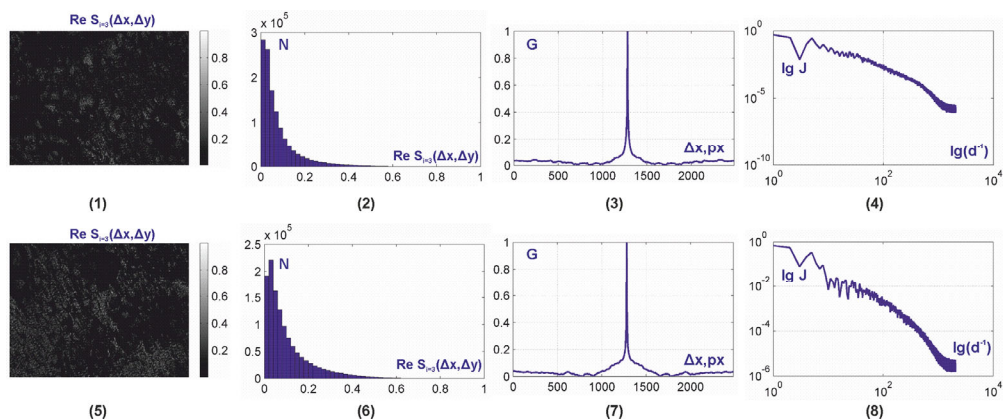


Рис. 2.25. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) модуля СКС $\text{Re}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) печінки пацюка. Пояснення у тексті

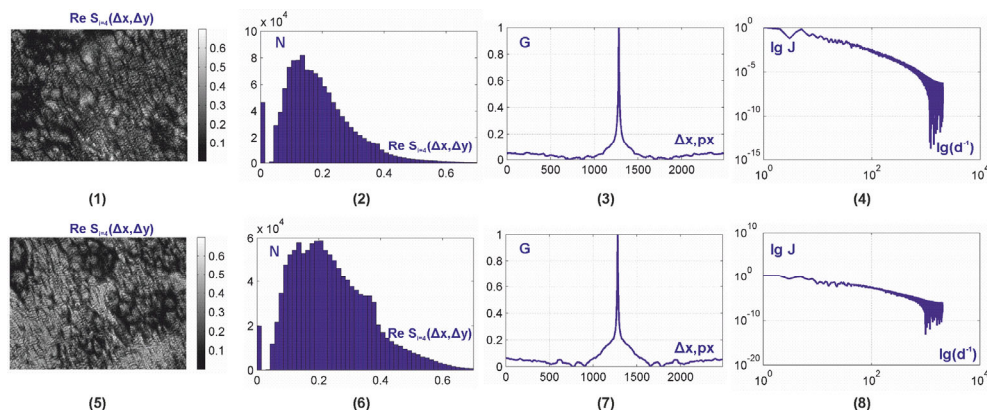


Рис. 2.26. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) модуля СКС $\text{Re}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) печінки пацюка. Пояснення у тексті

На рис. 2.27 і рис. 2.28 приведені СКС – мапи розподілу значень фази $S_{i=3}(\Delta x; \Delta y)$ і $S_{i=4}(\Delta x; \Delta y)$ мікроскопічних зображень гістологічних зрізів печінки здорового та хворого на діабет (11 діб) пацюка.

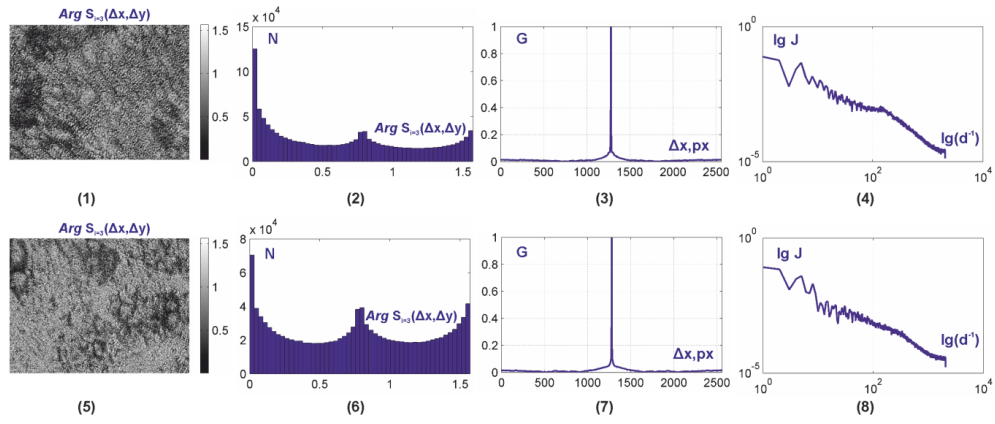


Рис. 2.27. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) фази СКС $Arg(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) печінки пацюка. Пояснення у тексті

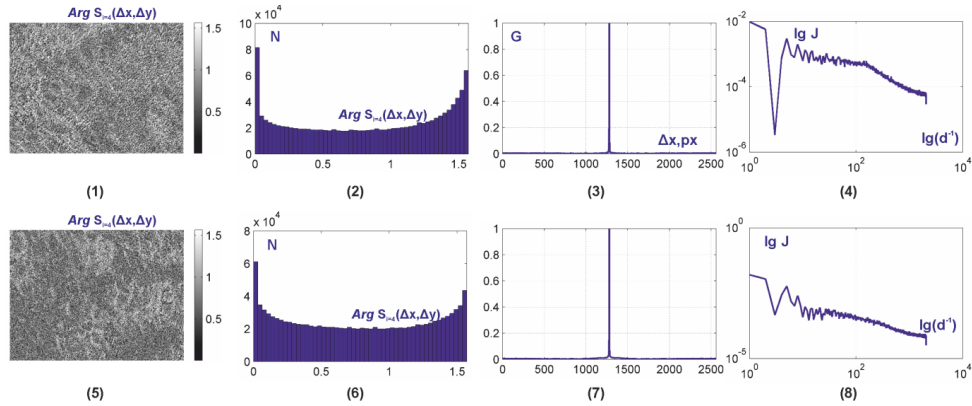


Рис. 2.28. Мапи (координатні розподіли (1),(5), гістограми (2),(6), автокореляційні функції (3),(7), логарифмічні залежності спектрів потужності (4),(8)) фази СКС $Arg(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$ поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової ((1)-(4)) та патологічно зміненої ((5)-(8)) печінки пацюка. Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз структури мап модуля $Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС поляризаційно-неоднорідних полів зразків печінки пацюка обох типів виявив аналогічні закономірності, що і у попередніх дослідженнях зображень нирки – рис. 2.21 – рис. 2.24. А саме:

- $\begin{cases} Z_1(Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \uparrow; \\ Z_2(Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \uparrow. \end{cases}$
- $\begin{cases} Z_3(Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow; \\ Z_4(Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow. \end{cases}$

$$\bullet \begin{cases} Z_2^K (\operatorname{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); \operatorname{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \uparrow; \\ Z_4^K (\operatorname{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y)); \operatorname{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))) \downarrow. \end{cases}$$

Проте, кількісно відмінності між статистичними, кореляційними та фрактальними параметрами, які характеризують координатні мапи модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів печінки пацієнтів менш виразні, ніж у випадку досліджень мікроскопічних зображень нирки.

Кількісно можливості стохастико-корелометричної диференціації двох груп зразків (по 36 гістологічних зрізів) печінки пацієнтів ілюструють дані, що наведені у таблиці 2.7 і таблиці 2.8.

Таблиця 2.7 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап модуля СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової та патологічно зміненої печінки пацієнта

Параметри	$\operatorname{Re}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$		$\operatorname{Re}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$	
Стан	Норма	Діабет	Норма	Діабет
Z_1	$0,018 \pm 0,0012$	$0,023 \pm 0,0017$	$0,11 \pm 0,093$	$0,15 \pm 0,012$
Z_2	$0,009 \pm 0,0005$	$0,015 \pm 0,0012$	$0,12 \pm 0,09$	$0,21 \pm 0,016$
Z_3	$3,27 \pm 0,22$	$2,15 \pm 0,17$	$1,07 \pm 0,11$	$0,89 \pm 0,065$
Z_4	$5,12 \pm 0,39$	$2,24 \pm 0,14$	$0,95 \pm 0,072$	$0,62 \pm 0,049$
Z_2^k	$0,11 \pm 0,009$	$0,08 \pm 0,005$	$0,095 \pm 0,007$	$0,067 \pm 0,005$
Z_4^k	$1,08 \pm 0,088$	$1,84 \pm 0,16$	$0,89 \pm 0,069$	$1,36 \pm 0,11$
D^f	$0,19 \pm 0,015$	$0,27 \pm 0,019$	$0,22 \pm 0,016$	$0,31 \pm 0,023$

Таблиця 2.8 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів здорової та патологічно зміненої печінки пацієнта

Параметри	$\operatorname{Arg}(S_{i=3}(\Delta x; \Delta y))$		$\operatorname{Arg}(S_{i=4}(\Delta x; \Delta y))$	
Стан	норма	Діабет	Норма	Діабет
Z_1	$0,12 \pm 0,009$	$0,17 \pm 0,014$	$0,14 \pm 0,011$	$0,22 \pm 0,017$
Z_2	$0,16 \pm 0,012$	$0,22 \pm 0,017$	$0,14 \pm 0,011$	$0,21 \pm 0,015$
Z_3	$0,91 \pm 0,082$	$0,63 \pm 0,057$	$0,77 \pm 0,064$	$0,58 \pm 0,041$
Z_4	$1,09 \pm 0,13$	$0,71 \pm 0,061$	$1,29 \pm 0,12$	$0,63 \pm 0,051$
Z_2^k	$0,11 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,006$	$0,08 \pm 0,007$	$0,06 \pm 0,005$
Z_4^k	$1,78 \pm 0,18$	$2,86 \pm 0,26$	$2,67 \pm 0,22$	$3,71 \pm 0,31$
D^f	$0,17 \pm 0,013$	$0,26 \pm 0,019$	$0,18 \pm 0,017$	$0,29 \pm 0,023$

Аналіз одержаних даних виявив наступні відмінності між сукупністю об'єктивних параметрів, які характеризують мапи модуля СКС поляризаційно-

неоднорідних зображень гістологічних зрізів нирки здорових і хворих на діабет пацієнтів:

- $\Delta Z_1 = 1,18 - 1,4$ рази; $\Delta Z_2 = 1,9 - 2,1$ рази; $\Delta Z_3 = 1,2 - 1,5$ рази; $\Delta Z_4 = 1,5 - 2,2$ рази;
- $\Delta Z_2 = 1,3 - 1,4$ рази; $\Delta Z_4 = 1,95 - 2,5$ рази;
- $\Delta D = 1,4 - 1,55$ рази.

Для розподілів фази СКС одержано:

- $\Delta Z_1 = 1,42 - 1,55$ разів; $\Delta Z_2 = 1,4 - 1,5$ рази; $\Delta Z_3 = 1,3 - 1,43$ рази; $\Delta Z_4 = 1,55 - 2$ рази;
- $\Delta Z_2 = 1,23 - 1,43$ рази; $\Delta Z_4 = 1,45 - 1,68$ рази;
- $\Delta D = 1,4 - 1,53$ рази.

Найбільш чутливі показники виділені у таблицях 3.7 і 3.8 сірим.

Якщо порівняти діагностичні дані статистичного, кореляційного та фрактального аналізу мап модуля і фази СКС поляризаційно-неоднорідних зображень структурованої (нирка) та паренхіматозної (селезінка) тканин пацієнта, то можна констатувати:

- високу чутливість до змін оптичної анізотропії структурованих фібрилярних мереж – відмінності між величинами об'єктивних параметрів досягають одного порядку величини;
- високу чутливість до змін оптичної анізотропії острівкових паренхіматозних структур – відмінності між величинами об'єктивних параметрів досягають 2 разів.

З метою визначення діагностичної ефективності стокс-корелометрії результати проведених досліджень було порівняно із даними методів класичної лазерної поляриметрії зразків даного типу.

2.4.3. Порівняльна ефективність методів лазерної поляриметрії та стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів структурованих і паренхіматозних тканин

В якості головного діагностичного параметру нами було обрано збалансовану точність методу $Ac, \%$ (розділ 1, параграф 1.8.5, співвідношення (1.101)–(1.102)).

Методи Стокс-корелометрії розподілів модуля $Re(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС поляризаційно-неоднорідних зображень порівнювався з методами поляризаційного картографування розподілів значень азимута та еліптичності відповідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів тканин нирки (таблиця 2.9) і печінки (таблиця 2.10) двох груп пацієнтів – здорових і хворих на діабет.

Таблиця 2.9 Точність методів Стокс-корелометрії та лазерної поляриметрії фібрилярної тканини нирки пацієнта у диференціальній діагностиці ступеня важкості системної патології (діабет).

Параметри	$Ac, \%$					
	$Re S_3$	$Re S_4$	$Arg S_3$	$Arg S_4$	$\alpha(x, y)$	$\beta(x, y)$

Z_1	80	82	86	87	65	68
Z_2	81	80	84	86	64	67
Z_3	82	81	87	85	72	73
Z_4	84	85	88	90	70	71
Z_2^k	72	71	75	77	62	64
Z_4^k	86	87	90	91	73	72
D^f	74	72	74	76	67	68

Таблиця 2.10 Точність методів Стокс-корелометрії та лазерної поляриметрії паренхіматозної тканини печінки пацюка у диференціальній діагностиці ступеня важкості системної патології (діабет)

Параметри	$Ac, \%$				$\alpha(x, y)$	$\beta(x, y)$
	$Re S_3$	$Re S_4$	$Arg S_3$	$Arg S_4$		
Z_1	79	80	84	85	61	63
Z_2	80	79	85	85	54	57
Z_3	76	78	82	81	66	68
Z_4	78	80	81	82	64	65
Z_2^k	75	75	73	74	52	54
Z_4^k	83	85	83	82	63	62
D^f	73	74	72	74	54	53

Проведений комплекс досліджень виявив суттєво більшу (на 25%-30%) точність методів Стокс-корелометрії у диференціації змін оптичної анізотропії оптично-тонких структурованих ($84\% \leq \max Ac \leq 90\%$) і паренхіматозних ($80\% \leq \max Ac \leq 85\%$) біологічних тканин.

Разом з тим, актуальним є більш складне фізичне завдання – диференціація слабких змін оптичної анізотропії. Такі зміни не супроводжуються значною поляризаційною модуляцією об'єктного лазерного поля. Зазначена модуляція реалізується при взаємодії лазерного випромінювання з оптично-тонкими полікристалічними плівками різноманітних біологічних рідин органів людини. У прикладному аспекті вони є легкодоступними і такими, що забезпечують можливість масового, скринінгового дослідження донорів і хворих пацієнтів.

З цією метою ми провели порівняльні дослідження діагностичної ефективності методів Стокс-корелометрії і лазерної поляриметрії у диференціації полікристалічних плівок плазми крові донорів і хворих на рак простати.

2.4.4. Порівняльна ефективність методів лазерної поляриметрії та Стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних плівок біологічних рідин

Як і у параграфі 2.4.3. в якості головного діагностичного параметру нами було обрано збалансовану точність методу $Ac, \%$ (розділ 1, параграф 1.8.5, співвідношення (1.101)–(1.102)).

Досліджувалися методами Стокс-корелометрії розподілів модуля $\text{Re}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ і фази $\text{Arg}(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС поляризаційно-неоднорідних зображень і методами поляризаційного картографування розподілів значень азимута та еліптичності таких зображень полікристалічних плівок плазми крові донорів (36 зразків) і хворих на рак простати (36 зразків) – таблиця 3.11.

Таблиця 2.11. Точність методів Стокс-корелометрії та лазерної поляриметрії полікристалічних плівок плазми крові донорів і хворих на рак простати

Параметри	$Ac, \%$					
	$\text{Re } S_3$	$\text{Re } S_4$	$\text{Arg } S_3$	$\text{Arg } S_4$	$\alpha(x, y)$	$\beta(x, y)$
Z_1	79	80	84	85	61	63
Z_2	80	79	85	85	54	57
Z_3	76	78	82	81	66	68
Z_4	78	80	81	82	64	65
Z_2^k	75	75	73	74	52	54
Z_4^k	83	85	83	82	63	62
D^f	73	74	72	74	54	53

З одержаних даних випливає, що у випадку слабких змін оптичної анізотропії методи Стокс-корелометрії залишаються більш чутливими (на 10%-20%) у порівнянні із методами поляризаційного картографування. Проте, точність виявлення патології знижується у порівнянні із дослідженням мап модуля і фази СКС зображень гістологічних зрізів біологічних тканин знижується і складає $Ac \approx 80\%$.

Таким чином, постає актуальне завдання розробки та удосконалення методів поляризаційної діагностики полікристалічних біологічних шарів із слабкими фазовими флуктуаціями.

Наступний розділ дисертаційної роботи присвячений обґрунтуванню аналітичних принципів та розробці експериментальних методик лазерної поляриметрії оптично-анізотропних шарів із використанням опорної когерентної хвилі.

2.4. Висновки до розділу 2

1. Проведено комп'ютерне моделювання процесів формування модуля і фази СКС об'єктних полів одношарових і двошарових сіток лінійних і колоподібних двопроменезаломлюючих циліндрів з детермінованими та стохастичними оптико-анізотропними властивостями та визначено взаємозв'язки між статистичними, кореляційними і фрактальними параметрами, які

характеризують розподіли величини МСКС і ФСКС зображень модельних мереж та розподілами напрямів оптичних осей і величини двопротенезаломлення.

2. Виявлено та досліджено взаємозв'язки між поляризаційно-кореляційною (розподіли модуля і фази СКС 3-го і 4-го параметрів “двоточкового” вектора Стокса) структурою об'єктного поля в площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин та особливостями архітектури оптично-анізотропної складової впорядкованих (шлуночок міокарда) і розупорядкованих (передсердя міокарда) лінійно двопротенезаломлюючих мереж, а також острівкових двопротенезаломлюючих паренхіматозних структур (стінка прямої кишки).

3. Установлені величини та діапазони зміни набору об'єктивних параметрів, які характеризують випадкову (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків), кореляційну (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків) та масштабно-самоподібну (дисперсія розподілу логарифмічних залежностей спектрів потужності) структуру мап МСКС і ФСКС 3-го і 4-го параметрів “двоточкового” вектора Стокса в площині поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованою та паренхіматозною оптично-анізотропними складовими.

4. Вперше методом Стокс-корелометричного картографування виявлено та проаналізовано в межах статистичного аналізу фізичні процеси зміни оптичної анізотропії (розподіли напрямів оптичних осей і фазова модуляція) зразків біологічних структурованих (нирка) і паренхіматозних (печінка) тканин внутрішніх органів паціюка, що обумовлені системною патологією (діабет).

5. Виявлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 1-го - 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини модуля і фази СКС 3-го і 4-го параметрів “двоточкового” параметру вектора Стокса поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів здорових та уражених діабетом тканин нирки та печінки паціюка. На цій основі методом Стокс-корелометричного картографування реалізовано диференціацію змін оптичної анізотропії таких зразків з хорошою збалансованою точністю, яка на 20% - 30% вища за точність методів прямого поляризаційного картографування, а саме:

- Модуль СКС - $84\% \leq \max A_c \leq 90\%$,.
- Фаза СКС - $80\% \leq \max A_c \leq 86\%$.

6. Апробовано Стокс-корелометричну методику в диференціації слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок плазми крові здорових донорів і хворих на рак простати. Виявлено, що у випадку слабких змін оптичної анізотропії методи Стокс-корелометрії залишаються більш чутливими (на 10%-20%) у порівнянні із методами поляризаційного картографування. Проте, точність виявлення патології знижується у порівнянні із дослідженням мап модуля і фази СКС зображень гістологічних зрізів біологічних тканин знижується і складає $A_c \approx 80\%$.

Розділ 3. ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНЕ КАРТОГРАФУВАННЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ БІОЛОГІЧНИХ ШАРІВ

Даний розділ містить результати:

1. Апробації методу поляризаційно-інтерференційного картографування біологічних тканин (міокард і мозок – “фібрилярні оптично-анізотропні мережі” та стінка прямої кишки – “острівкові оптично-анізотропні структури”) і рідин (полікристалічні плівки синовіальної рідини – суперпозиція “структурованих та острівкових мереж біологічних кристалів”).
2. Експериментальної апробації методів просторово-частотної фільтрації мап локального контрасту інтерференційних розподілів поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин і полікристалічних плівок біологічних рідин.

3.1. Поляризаційно-інтерференційний підхід до діагностики структури полікристалічних біологічних шарів

Детально процес формування контрасту інтерференційної картини, що утворюється при накладанні опорної хвилі на поляризаційно-неоднорідне мікроскопічне зображення біологічного шару ми розглянули у розділі 1, параграф 1.6.2, співвідношення (1.81). Тут ми звернемо увагу на точність визначення фазового зсуву $\tilde{\delta}$ шляхом вимірювання контрасту інтерференційної картини у сусідніх точках зображення з координатами $x_1; x_2 = x_1 + 1\text{pix}$.

Припустимо (без зниження повноти аналізу), що $I(x_1) \approx I(x_2) \approx I_0$ і запишемо інтерференційні рівняння для таких точок

$$\begin{cases} I_1 = I_0 + I(x_1) + 2\sqrt{I_0 I(x_1)} \cos \delta_1; \\ I_2 = I_0 + I(x_2) + 2\sqrt{I_0 I(x_2)} \cos \delta_2. \end{cases} \quad (3.1)$$

З (4.1) одержимо вираз для локального контрасту інтерференційної картини у точках $x_1; x_2 = x_1 + 1\text{pix}$

$$W = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} = \frac{(\cos \delta_2 - \cos \delta_1)}{2 + (\cos \delta_2 + \cos \delta_1)}. \quad (3.2)$$

Нехай фазові зсуви δ_1 і δ_2 малі (співвідношення (4.1)) і відрізняються на деяку (взагалі кажучи мінімальну) величину $\Delta\tilde{\delta}$: $\delta_2 = \delta_1 + \Delta\tilde{\delta}$. З урахуванням цього інтерференційні співвідношення

$$W = \frac{(\cos(\delta_1 + \Delta\tilde{\delta}) - \cos \delta_1)}{2 + (\cos(\delta_1 + \Delta\tilde{\delta}) + \cos \delta_1)} = \frac{\Delta\tilde{\delta}^2}{4 - \Delta\tilde{\delta}^2}. \quad (3.3)$$

З аналізу виразу (3.3) випливає, що величина локального контрасту квадратична від величини фазового зсуву. Тому чутливість інтерференційного картографування суттєво вища ніж пряме фотометричне поляризаційне картографування. Зокрема при точності в 2% при фотометруванні інтенсивності $I_{\min}, I_{\max}$ реалізується можливість детектування фазового зсуву на рівні 0,003.

Отже, проведенні співставлення обох методів поляризаційного та інтерференційного картографування полікристалічних шарів із слабкими фазовими флуктуаціями виявило перевагу методики із використанням опорної лазерної хвилі.

Важливим є також той факт, що накладання опорної хвилі на поляризаційно-неоднорідне зображення полікристалічного біологічного шару в оптичному діапазоні реалізує картографування топографії фазових розподілів у вигляді ансамблю локальних максимумів і мінімумів інтенсивності.

З метою виявлення діагностичних можливостей поляризаційно-інтерференційного картографування на першому етапі ми виконали комплекс досліджень об'єктів з різною топографічною будовою оптично-анізотропних мереж:

- структуровані двопронезаломлююча мережі – гістологічних зріз передсердя міокарда (рис. 3.1);
- розупорядковані двопронезаломлююча мережі – гістологічних зріз шлуночка міокарда (рис. 3.5);
- паренхіматозна тканина – гістологічний зріз стінки матки (рис. 3.11).

Методика вимірювань координатних розподілів величини локального контрасту інтерференційних розподілів у площині поляризаційно-неоднорідних зображень детально представлена у розділі 1, параграф 1.6.2, рис. 1.10.

3.2. Поляризаційно-інтерференційні зображення структурованих біологічних тканин з впорядкованою фібрилярною мережею

3.2.1. Поляризаційні мапи просторово-впорядкованої мережі

На рис. 3.1 приведено мікроскопічне зображення (збільшення 4х) оптично-тонкого гістологічного зрізу передсердя міокарда із просторово впорядкованою двопронезаломлюючою мережею міозинових фібрил.

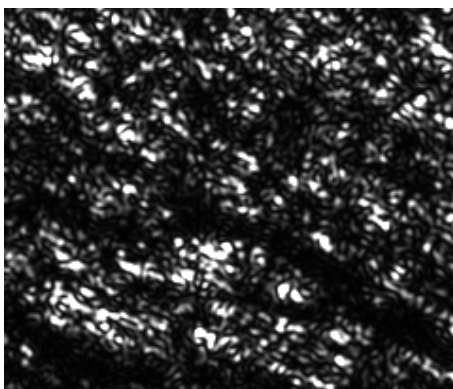


Рис. 3.1. Поляризаційне зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда. Пояснення у тексті роботи

Результати дослідження поляризаційної структурності мікроскопічного зображення даного оптично-анізотропного біологічного шару представлені у вигляді координатних розподілів величини параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ (рис. 3.2), а також поляризаційних мап азимута $\alpha(x,y)$ і еліптичності $\beta(x,y)$ (рис. 3.3). Експериментальні вимірювання проведено із використанням добре апробованих методик поляризаційного картографування.

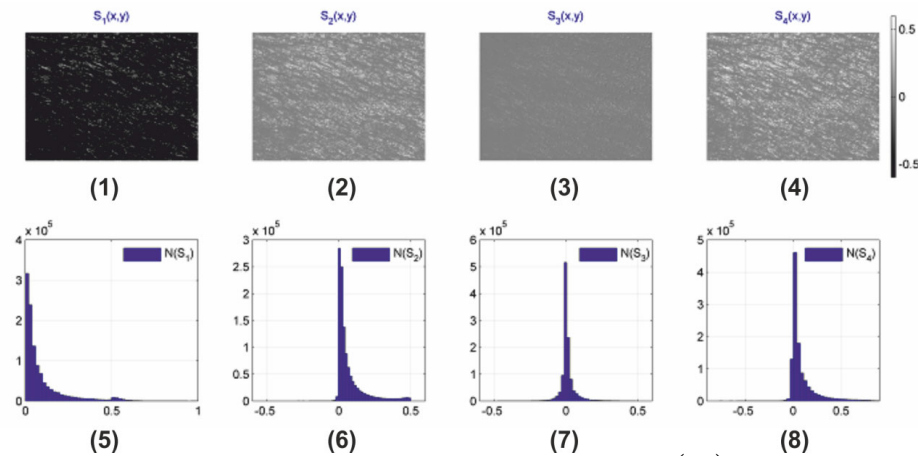


Рис. 3.2. Двомірні мапи $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ і гістограми $N(S_i)$ розподілів значень 1-го – 4-го параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда. Пояснення у тексті роботи

З одержаних даних видно, що сукупність двомірних розподілів параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ характеризується відмінними від нуля значеннями. Виявлений факт вказує на наявність різнополяризованих ділянок у площині мікроскопічного зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда.

Фізично це пов'язано із проявами лінійного двопротенезаломлення міозинових фібрил міокарда. В залежності від напрямку оптичної осі та величини фазового зсуву між лінійно та ортогонально поляризованими складовими амплітуди перетвореної лазерної хвилі формується набір еліптично поляризованих хвиль з різними значеннями α і β .

Кількісно такі розподіли поляризаційних параметрів ілюструють двомірні $\alpha(x,y)$ і $\beta(x,y)$ та статистичні $N(\alpha); N(\beta)$ залежності, що наведені на рис. 3.3.

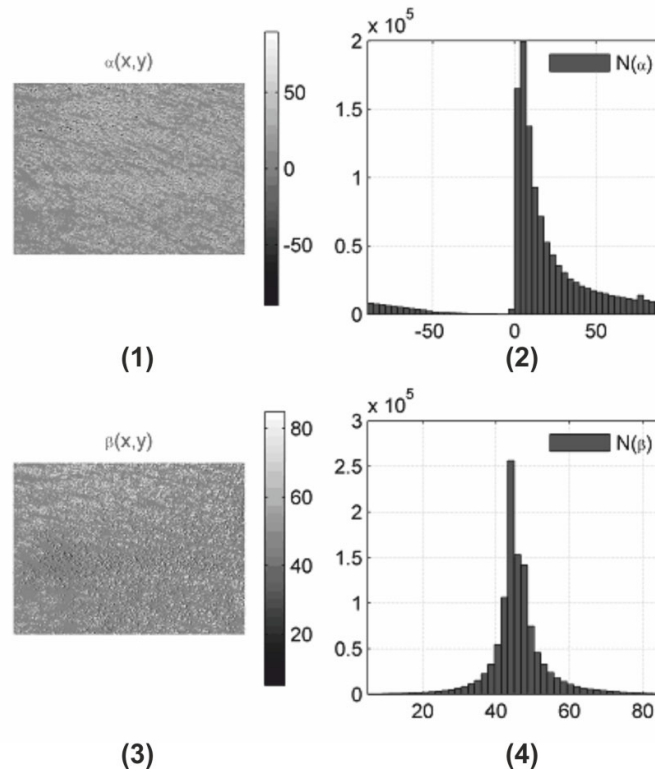


Рис. 3.3. Поляризаційні мапи та гістограми розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічного зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда. Пояснення у тексті роботи

Одержані результати вказують на виразну поляризаційну неоднорідність граничного об'єктного поля оптично-анізотропного шару міокарда:

1. діапазон зміни випадкових значень азимута поляризації складає $0^0 \leq \alpha \leq 180^0$;
2. діапазон зміни випадкових значень еліптичності поляризації складає $0^0 \leq \beta \leq 90^0$.

При накладанні плоскополяризованої з азимутом $\alpha = 0^0$ опорної хвилі на таке поляризаційно-неоднорідне поле відбуваються два основних механізми утворення поляризаційно-інтерференційного поля у площині зображення гістологічного зрізу міокарда:

Формування інтерференційного розподілу інтенсивності за наступним алгоритмом

$$I_i(x, y) = I_0 + \tilde{I}(x, y) \cos^2 \alpha (1 + tg^2 \beta) + 2\sqrt{I_0 \tilde{I}(x, y) \cos^2 \alpha (1 + tg^2 \beta)} \cos \delta(x, y). \quad (3.4)$$

Тут I_0 - інтенсивність опорної хвилі; $\tilde{I}(x, y)$ - інтенсивність об'єктного поля у точці з координатами (x, y) і станом поляризації α, β і фазовим зсувом $\delta(x, y)$.

1. Формування розподілу поляризаційних еліпсів за наступним алгоритмом

$$\begin{aligned}\frac{X}{E_x} + \frac{Y}{E_y} - \frac{2XY}{E_x E_y} \cos \delta_{xy} &= \sin^2 \delta_{xy}; \\ E_x &= \sqrt{\tilde{I} \cos^2 \alpha (1 + tg^2 \beta)}; \\ E_y &= \sqrt{\tilde{I} \sin^2 \alpha (1 + tg^2 \beta)}.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Отже, в площині зображення оптично-анізотропного біологічного шару формується інтерференційне поле із складним топографічним розподілом величини локального контрасту $W = \frac{I_i^{\max}(x,y) - I_i^{\min}(x,y)}{I_i^{\max}(x,y) + I_i^{\min}(x,y)}$ (співвідношення (3.10)), а також поляризаційними розподілами азимута $\alpha(E_x, E_y, \delta_{xy})$ та еліптичності $\beta(E_x, E_y, \delta_{xy})$ (співвідношення (3.5)).

З метою візуалізації поляризаційно-неоднорідної структури інтерференційної картини (3.4), (3.5) ми розмістили перед світлочутливою площадкою цифрової камери лінійний поляризатор аналізатор. Площина пропускання поляризаційного фільтра складала 45° відносно площин поляризації опорної та об'єктної хвиль.

3.2.2. Поляризаційно-інтерференційні мапи міокарда зі структурованою двопротенезаломлюючої мережею

На рис. 3.4. представлено мікроскопічне поляризаційно-інтерференційне зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда зі структурованою двопротенезаломлюючої мережею.

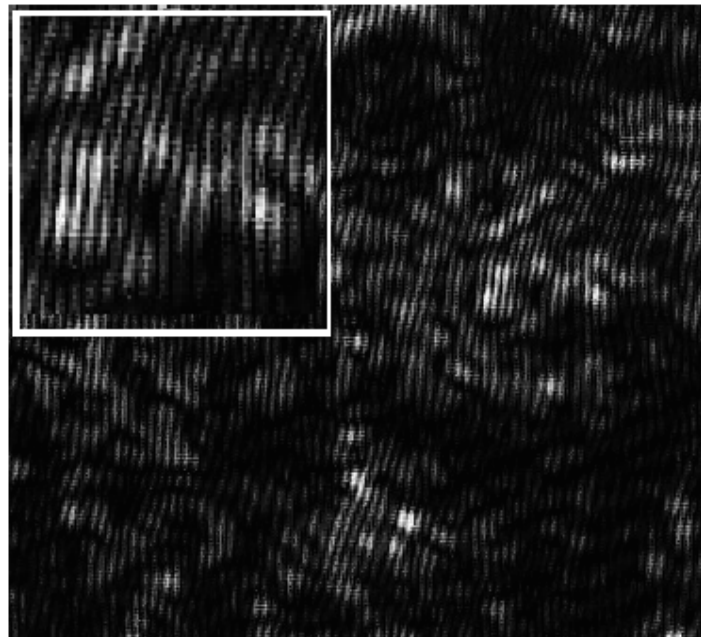


Рис. 3.4. Поляризаційно-інтерференційне зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда зі структурованою двопротинезаломлюючою мережею. Пояснення у тексті роботи

З одержаних даних видно, що координатний розподіл інтенсивності інтерференційних смуг у площині зображення характеризується топографічною неоднорідністю і широким діапазоном зміни величини локального контрасту. Це можна пов'язати із наступними фізичними міркуваннями.

По-перше, величина локального контрасту $W(x_1, x_2)$ визначається трьома факторами:

- співвідношенням інтенсивності об'єктного $\tilde{I}(x, y)$ і опорного полів I_0

$$\tilde{I} = I_0 \Leftrightarrow W(x_1, x_2) \rightarrow \max;$$
- фазовою узгодженістю між опорною (фазовий зсув φ) та об'єктною (фазовий зсув $\delta(x, y)$) хвилями -

$$\tilde{I}_{\max} \Leftrightarrow \varphi - \delta = 2k\pi; k = 0; 1; 2; \dots$$

$$\tilde{I}_{\min} \Leftrightarrow \varphi - \delta = (2k + 1)\pi/2; k = 0; 1; 2; \dots$$
- поляризаційною узгодженістю станів поляризації опорної (Ω) та об'єктної (α, β) хвилі -

$$\alpha \rightarrow \Omega;$$

$$\beta \rightarrow 0.$$

По-друге, за рахунок дисперсії напрямів укладання та геометричних розмірів двопротинезаломлюючих фібрил формуються координатно-неоднорідні розподіли напрямів оптичних осей та фазових зсувів між ортогональними лінійно поляризованими складовими амплітуди лазерної хвилі. При проходженні лазерного пучка крізь такий оптично-анізотропний шар відбувається складна топографічна модуляція його амплітуди (інтенсивності), фази (δ) і поляризації (α, β).

По-третє, накладання монополяризованої лазерної опорної хвилі з постійною амплітудою $\Delta\delta(x_1, x_2)$ і фазою $\varphi \equiv 0$ на поляризаційно- ($\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}$), амплітудно- ($\tilde{E}$) та фазово- ($\tilde{\delta}$) неоднорідне об'єктне когерентне поле відбувається багатопараметрична інтерференція. Результатом додавання амплітуд E_0 і $\tilde{E}$ у різних ділянках (x, y) площини зображення оптично-анізотропного шару є формування топографічно-складного інтерференційного розподілу з ділянками максимального і мінімального локального контрасту.

Ми вже зазначали, що величина такого контрасту дуже чутлива до зміни амплітуди фазової модуляції $\Delta\delta(x_1, x_2)$. Тому, координатний розподіл значень локального контрасту $W(x_1, x_2)$ стає інтегральним носієм інформації про оптичні прояви фазової анізотропії фібрилярних мереж біологічних шарів.

3.3. Поляризаційно-інтерференційні зображення структурованих біологічних тканин з розупорядкованою фібрилярною мережею

3.3.1. Поляризаційні мапи двопротинезаломлюючої мережі розупорядкованої за напрямками оптичних осей.

На рис. 3.5 наведено мікроскопічну фотографію фібрилярної мережі другого типу – розупорядковані за напрямками міозинові фібрили шлуночка міокарда.



Рис. 3.5. Поляризаційне зображення гістологічного зрізу шлуночка міокарда. Пояснення у тексті роботи

Як видно, морфологічна структура даного зразку є просторово розорієнтованою сукупністю міозинових фібрил, яка суттєво відрізняється від аналогічної просторово впорядкованої за напрямками укладання мережі передсердя міокарда, що наведена на рис. 3.1.

Результати дослідження поляризаційної структурності мікроскопічного зображення даного зразка оптично-анізотропного біологічного шару представлені у вигляді координатних розподілів величини параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x, y)$ (рис. 3.6), а також поляризаційних мап азимута $\alpha(x, y)$ і еліптичності $\beta(x, y)$ (рис. 3.7).

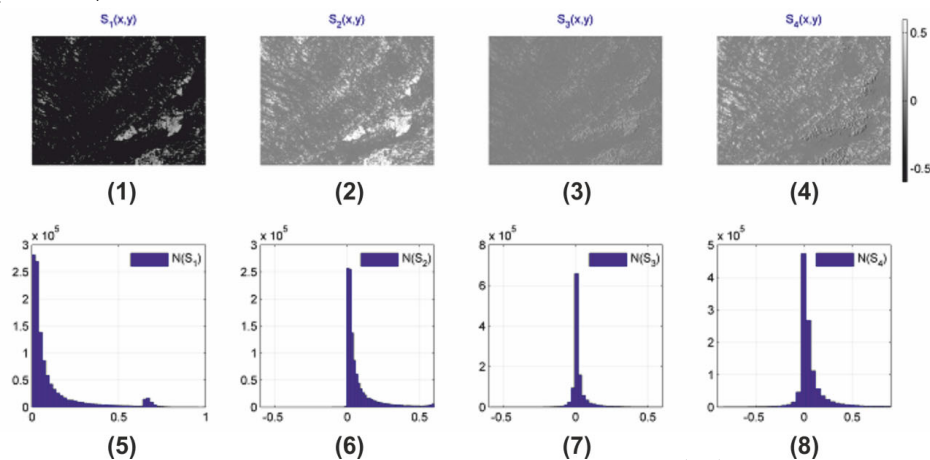


Рис. 3.6. Двомірні мапи $S_{i=1;2;3;4}(x, y)$ і гістограми $N(S_i)$ розподілів значень 1-го – 4-го параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу шлуночка міокарда. Пояснення у тексті роботи

З одержаних даних видно, що сукупність двомірних розподілів параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x, y)$, як і у випадку просторово впорядкованої мережі (рис.

3.2) характеризує поляризаційну неоднорідність мікроскопічного зображення гістологічного зрізу розорієнтованої двопротенезаломлюючої мережі шлуночка міокарда.

Кількісно такі розподіли поляризаційних параметрів ілюструють двомірні $\alpha(x, y)$ і $\beta(x, y)$ та статистичні $N(\alpha); N(\beta)$ залежності, що наведені на рис. 3.7.

Одержані результати вказують на широкі діапазони зміни випадкових значень азимута ($0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$) і еліптичності ($0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$) поляризації.

З порівняльного аналізу двомірних розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень зразків міокарда обох типів впливає дещо вищий рівень поляризаційної однорідності мікроскопічного зображення гістологічного зрізу міокарда з просторово-впорядкованою двопротенезаломлюючою мережею (рис. 3.3). Об'єктивно це впливає з того, що основні екстремуми ($N_{\max}(\alpha = \beta = 0)$ - кількість пікселів із незмінним станом поляризації) гістограм розподілів азимута та еліптичності поляризації у зображенні даного об'єкту (рис. 3.3, фрагменти (2),(4)) в 1,5 разів більші за аналогічні параметри гістограм, обчислених для зразка шлуночка міокарда (рис. 3.7, фрагменти (2),(4)).

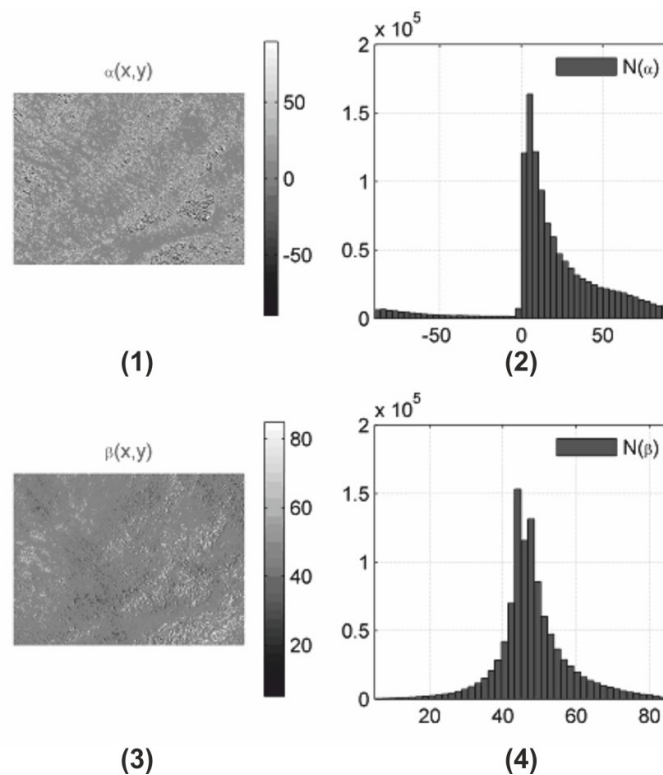


Рис. 3.7. Поляризаційні мапи та гістограми розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічного зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда. Пояснення у тексті роботи

Фізично це пов'язано із більшою дисперсією напрямів укладання міозинових фібрил шлуночка міокарда (рис. 3.5). При практично однаковій фазовій модуляції зразками обох типів рівень еліптичності визначається напрямом оптичної осі.

3.3.2. Поляризаційно-інтерференційні мапи розупорядкованих мереж біологічних кристалів

Проаналізований у параграфі 4.3.1 сценарій формування поляризаційно-неоднорідного поля призводить до зростання рівня декореляції окремих його ділянок з плоскополяризованою опорною хвилею, - рис. 3.8.

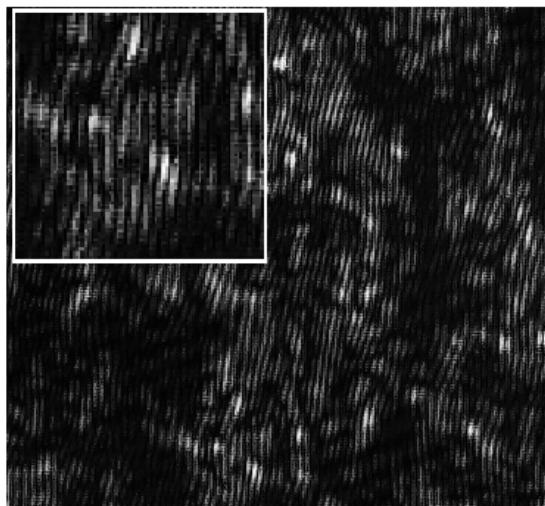


Рис. 3.8. Поляризаційно-інтерференційне зображення гістологічного зрізу шлуночка міокарда з розупорядкованою за напрямками оптичних осей двопротенезаломлюючої мережею. Пояснення у тексті роботи

Аналіз топографічної структури одержаного інтерференційного розподілу виявив:

- наявність як і у випадку інтерференційного розподілу поля в площині зображення гістологічного зрізу передсердя міокарда (рис. 4.4) ділянок із різним рівнем локального контрасту;
- зменшення кількості ділянок з максимальним рівнем локального контрасту у порівнянні з топографічною картиною інтерференції, кА наведена для зразка з просторово впорядкованою двопротенезаломлюючої мережею (рис. 4.4).

3.4. Мапи локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображення структурованих біологічних тканин

3.4.1. Статистична структура мап локального контрасту

Відмінності поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображень оптично-анізотропних біологічних тканин з різною орієнтаційною будовою ілюструють залежності, що наведені на рис. 3.9.

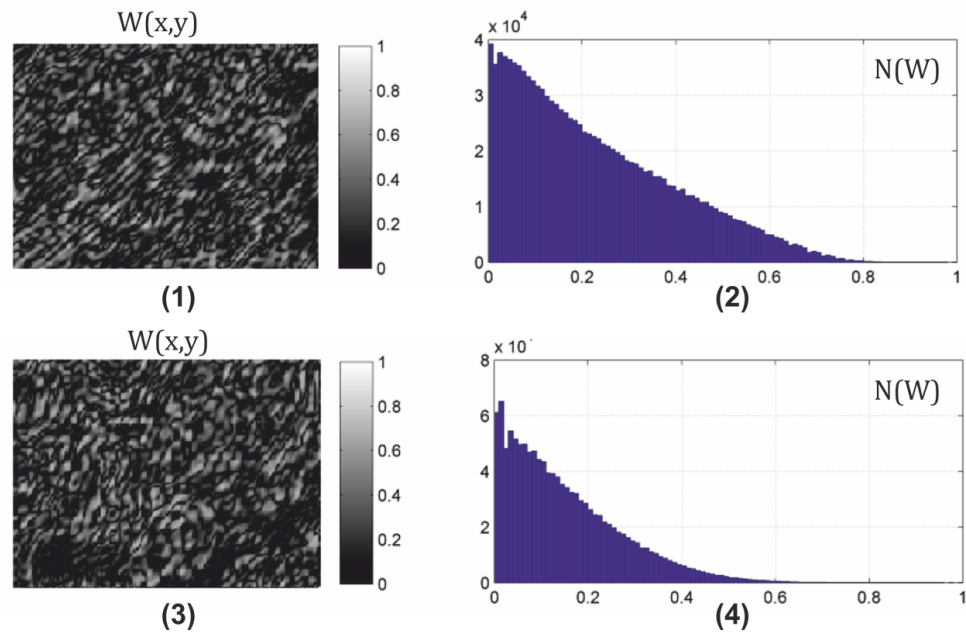


Рис. 3.9. Двомірні мапи (лівий стовпчик) і гістограми (правий стовпчик) розподілів значень локального контрасту інтерференційних розподілів у площині поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів міокарда з просторово впорядкованою (верхній рядок) і розупорядкованою (нижній рядок) фібрилярною мережею

Порівняльний аналіз одержаних гістограм розподілів значень локального контрасту поляризаційно-інтерференційних картин оптично – анізотропних шарів міокарда з різною морфологією двопроменезаломлюючих міозинових мереж виявив:

- різний діапазон зміни величини локального контрасту (рис. 3.9, фрагменти (1),(3)) - для впорядкованих мереж гістологічних зрізів міокарда $0 \leq W \leq 0,8$ (рис. 3.9, фрагмент (2)), для розупорядкованих мереж - $0 \leq W \leq 0,6$ (рис. 3.9, фрагмент (4));

- гістограми $N(W)$ розподілів випадкових значень локального контрасту W для обох інтерференційних розподілів мають достатньо симетричну структуру з головним екстремумом - $N_{\max}(W) \approx 0$ (рис. 3.9, фрагменти (2),(4));

- для гістограми $N(W)$, обчисленої для поляризаційно-інтерференційного розподілу у площині мікроскопічного зображення гістологічного зрізу міокарда з просторово-впорядкованою за напрямками оптичних осей двопроменезаломлюючої мережею, притаманна більша ймовірність значень високого локального контрасту та більша дисперсія розкиду таких значень – рис. 3.9, фрагменти (2) і (4), відповідно.

Ми вже зазначали, що для обох зразків міокарда (рис. 4.1, рис. 4.5) рівень фазової модуляції $\tilde{\delta}(x, y)$ лазерного випромінювання двопроменезаломлюючими фібрилами з однаковою дисперсією геометричних розмірів є близьким.

Тому, слід очікувати, що розподіли мапи локального контрасту (розділ 1, параграф 1.6.2, співвідношення (1.81)) інтерференційних розподілів об'єктного поля є достатньо подібними.

З фізичної точки зору відмінність одержаних результатів можна пов'язати з більшим рівнем поляризаційної неоднорідності інтерференційного розподілу (рис. 3.8) в площині зображення гістологічного зрізу міокарда з розупорядкованою двопротенезаломляючою мережею міозинових фібрил (рис. 3.5 – рис. 3.7). За рахунок цього зростає декореляція між станом поляризації опорної хвилі (Ω) і локальними станами поляризації (α, β) у точках (x, y) мікроскопічного зображення (розділ 1, співвідношення (1.81)). Виходячи з цього більш ймовірним є формування менших значень локального контрасту (розділ 1, співвідношення (1.81)).

3.4.2. Кореляційна і фрактальна структура мап локального контрасту поляризаційно-інтерференційних зображень шарів структурованих біологічних тканин

З метою одержання додаткової інформації про координатну і топографічну структуру поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображень біологічних тканин зі структурованими двопротенезаломляючими мережами (рис. 3.1 і рис. 3.5) ми застосували кореляційний та фрактальний аналіз двовірних мап локального контрасту (рис. 3.9).

На рис. 3.10 приведені залежності автокореляційних функцій $K_w(\Delta x)$ (фрагменти (1),(3)) і логарифмічних залежностей $\log J(W) - \log v$ спектрів потужності $J(W)$ (фрагменти (2),(4)) розподілів локального контрасту W (рис. 3.9, фрагменти (1),(3)).

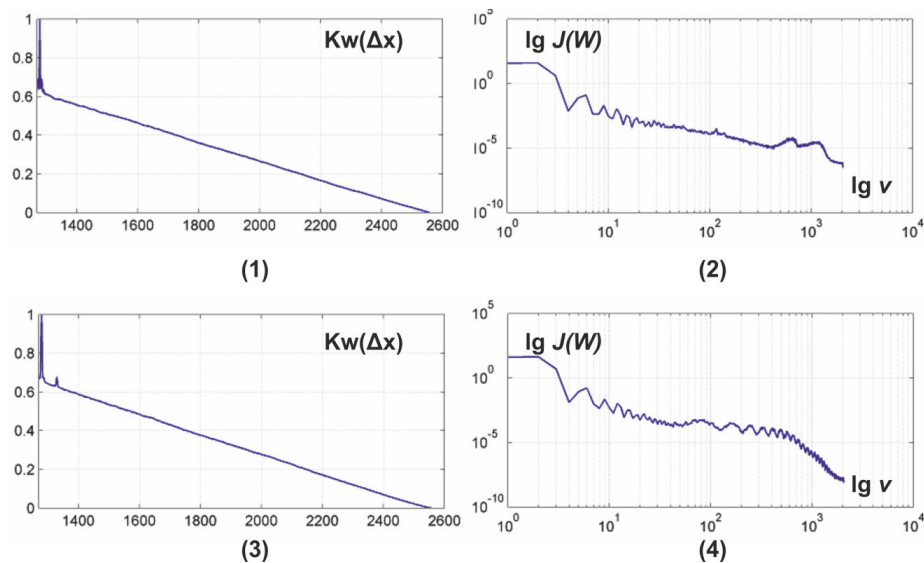


Рис. 3.10. Кореляційні та фрактальні параметри двовірних розподілів локального контрасту поляризаційно-інтерференційних картин у площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів передсердя і шлуночка міокарда. Пояснення у тексті роботи

Аналіз одержаних автокореляційних $K_w(\Delta x)$ і логарифмічних залежностей $\log J(W) - \log \nu$ виявив:

- автокореляційні функції $K_w(\Delta x)$, що обчислені для координатних розподілів локального контрасту W , умовно складаються з двох частин – “статистичної” (швидко спадаючої) і “стохастичної” (монотонно спадаючої);
- для більш координатно-неоднорідного (рис. 3.9, фрагмент (3)) розподілу $W(x, y)$ поляризаційно-інтерференційного зображення гістологічного зрізу розупорядкованої двопротенезаломлюючої фібрилярної мережі міокарда (рис. 3.5) статистична складова $K_w(\Delta x)$ (рис. 3.10, фрагмент (3)) у порівнянні з аналогічною залежністю автокореляційної функції, що обчислена для $W(x, y)$ зображення міокарда з просторово впорядкованою мережею (рис. 3.10, фрагмент (1));
- логарифмічні залежності $\log J(W) - \log \nu$ для обох мап локального контрасту характеризуються одним нахилом апроксимуючої кривої (рис. 3.10, фрагменти (2),(4));
- дисперсія розкиду $\log J(W) - \log \nu$ вища для розподілу $W(x, y)$ у площині зображення гістологічного зрізу впорядкованої двопротенезаломлюючої мережі міоцинових фібрил передсердя міокарда (рис. 3.10, фрагмент (3)).

Виявлені закономірності з фізичної точки зору можна пояснити тим, що двовірні розподіли локального контрасту $W(x, y)$ містять координатно-неоднорідно розподілені ділянки стаціонарних значень локального контрасту $W(\Delta x, \Delta y) \approx \text{const}$. Для різних типів орієнтаційної будови фібрилярних мереж зразків міокарду масштаб $W(\Delta x, \Delta y)$ різний.

Зокрема для розупорядкованої за напрямками оптичних осей міоцинової сітки масштаб таких “інтерференційних” кластерів $W(x, y) \approx \text{const}$ менший за рахунок більшої поляризаційної неоднорідності відповідного об’єктного поля.

Тому швидкість спадання відповідних автокореляційних функцій $K_w(\Delta x)$ при незначних координатних зсувах, які відповідають масштабам $W(x, y) \approx \text{const}$, вища ніж для залежностей, що обчислені для мап локального контрасту інтерференційних розподілів мікроскопічного зображення міокарда з впорядкованою фібрилярною сіткою.

При подальшому збільшенні геометричного зсуву Δx координатно-віддалені кластери з однаковими значеннями величини локального контрасту “перенакладаються”. За рахунок цього швидкість наростання декореляції структур мап локального контрасту інтерференційних розподілів в площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів обох типів міокарда уповільнюється. Кількісно це ілюструють ділянки монотонного спадання автокореляційних функцій $K_w(\Delta x)$, - рис. 3.10, фрагменти (1),(3). Тому, найбільш чутливим до зміни просторової структури двопротенезаломлюючих мереж міокарда є гострота піку та півширина автокореляційних залежностей, які

характеризуються кореляційними моментами 4-го і 2-го порядків (розділ 1, параграф 1.8.2).

Фрактальність розподілів величини локального контрасту $W(x, y)$ можна пояснити тим, що геометрія будови окремих фібрил і сформованих ними фібрилярних мереж для фізіологічно нормальних біологічних тканин є масштабно-самоподібною.

Тому, поляризаційно-кореляційні прояви оптичних властивостей таких структур, які ми детектуємо у вигляді мап локального контрасту інтерференційних розподілів об'єктних полів, також фрактальні, що було підтверджено у низці лазерно-поляриметричних досліджень.

Порівняльний масштабно-самоподібний аналіз логарифмічних залежностей спектрів потужності розподілів величини локального контрасту інтерференційних зображень обох типів зразків міокарда виявив зростання дисперсії розкиду $\log J(W) - \log v$ для розподілу $W(x, y)$ у площині зображення гістологічного зрізу впорядкованої двопротинезаломлюючої мережі міозинових фібрил передсердя міокарда.

Даний факт можна пояснити більшими геометричними масштабами такої оптично-анізотропної сітки. За рахунок цього, у спектрі потужності $J(W)$ збільшується амплітуда низьких просторових частот v , які характеризують великі розміри структурних елементів $W(\Delta x, \Delta y)$ відповідної мапи локального контрасту $W(x, y)$.

Кількісно такі відмінності найбільш виразно характеризує статистичний момент 2-го порядку – дисперсія (D^f , - розділ 1, параграф 1.8.3, співвідношення (1.93)) розкиду $\log J(W) - \log v$.

3.4.3. Об'єктивні статистичні, кореляційні і фрактальні параметри мап локального контрасту шарів структурованих біологічних тканин

Раніше ми зазначали, що обрані для дослідження об'єкти володіють дуже близькою фазовомодулюючою здатністю, але різною поляризаційною структурністю мікроскопічних зображень за рахунок відмінностей розподілів напрямів оптичних осей двопротинезаломлюючих фібрил у площині гістологічних зрізів. Даний факт призводить до трансформації розподілів величини локального контрасту інтерференційних розподілів об'єктного поля в площині мікроскопічних зображень шарів міокарда різної морфологічної будови.

В таблиці 3.1 приведені величини статистичних (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків $Z_{i=1;2;3;4}$), кореляційних (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків $K_{j=2;4}$) і фрактальних (D^f) параметрів, які характеризують координатні розподіли величини локального контрасту W поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів міокарда з різною морфологією двопротинезаломлюючих мереж оптично-анізотропних двопротинезаломлюючих міозинових фібрил.

Аналіз одержаних даних виявив найбільш чутливі (виділено сірим) до зміни розподілів величини локального контрасту інтерференційних картин в площині мікроскопічних зображень орієнтаційної структури полікристалічних фібрилярних сіток міокарду параметри:

- статистичні моменти 1-го і 2-го порядків - $Z_{i=1;2}$ (відмінності складають 1,5 – 1,6 рази);
- кореляційний момент 4-го порядку - Z_4^k (відмінності складають 1,5 рази);
- дисперсія - D^f (відмінності складають 1,6 рази).

Таблиця 3.1. Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап локального контрасту

Параметри	Передсердя міокарда	Шлуночок міокарда
Z_1	0,32	0,21
Z_2	0,29	0,18
Z_3	0,21	0,29
Z_4	0,35	0,46
Z_2^k	0,07	0,05
Z_4^k	1,32	1,99
D^f	0,33	0,21

3.5. Поляризаційно-інтерференційні зображення паренхіматозних біологічних тканин

В цьому параграфі наведено результати досліджень поляризаційної та інтерференційної структури лазерних полів, перетворених оптично-анізотропним шаром полікристалічна структура якого має острівкову будову.

Розглянуто два типи тканин одного органу людини:

- гістологічний зріз біопсії стінки здорової матки;
- гістологічний зріз біопсії доброякісної пухлини (фіброміоми) матки.

3.5.1. Поляризаційні мапи мікроскопічного зображення полікристалічного паренхіматозного шару - стінки здорової матки

На рис. 3.11 наведено мікроскопічне зображення біологічного шару даного типу – гістологічного зрізу стінки здорової матки.

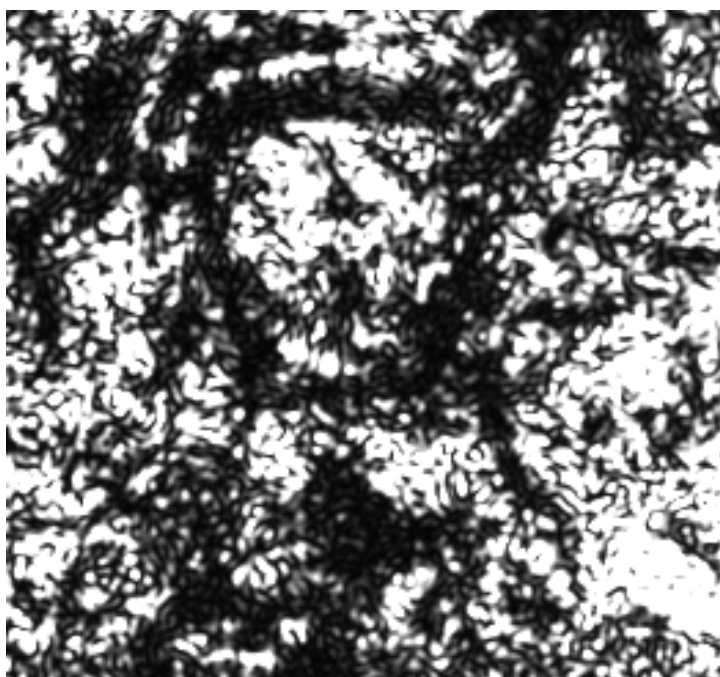


Рис. 3.11. Поляризаційне зображення гістологічного зрізу тканини стінки матки. Пояснення у тексті роботи

Результати дослідження поляризаційної структурності мікроскопічного зображення даного зразка паренхіматозного оптично-анізотропного біологічного шару представлені у вигляді координатних розподілів величини параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ (рис. 3.12), а також поляризаційних мап азимута $\alpha(x,y)$ і еліптичності $\beta(x,y)$ (рис. 3.13).

З одержаних даних видно, що сукупність двомірних розподілів параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$, як і у випадку структурованих двопротенезаломлюючих мереж, (рис. 3.2, рис. 3.6) свідчить про поляризаційну неоднорідність мікроскопічного зображення гістологічного зрізу паренхіматозної тканини.

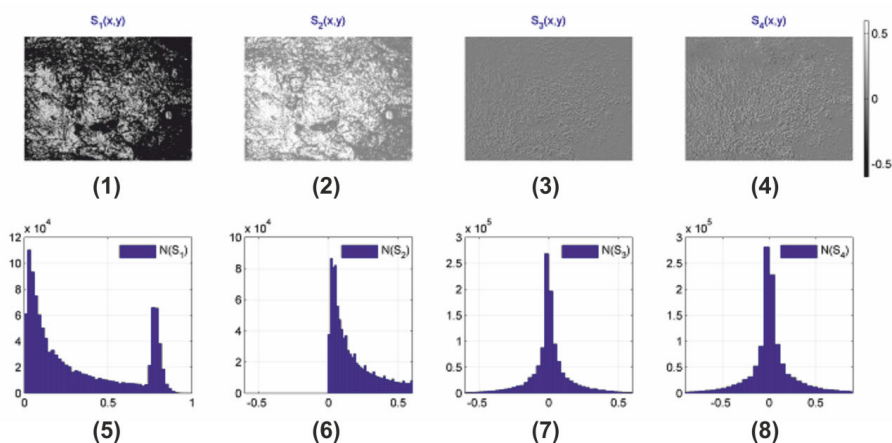


Рис. 3.12. Двомірні мапи $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ і гістограми $N(S_i)$ розподілів значень 1-го – 4-го параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу стінки матки. Пояснення у тексті роботи

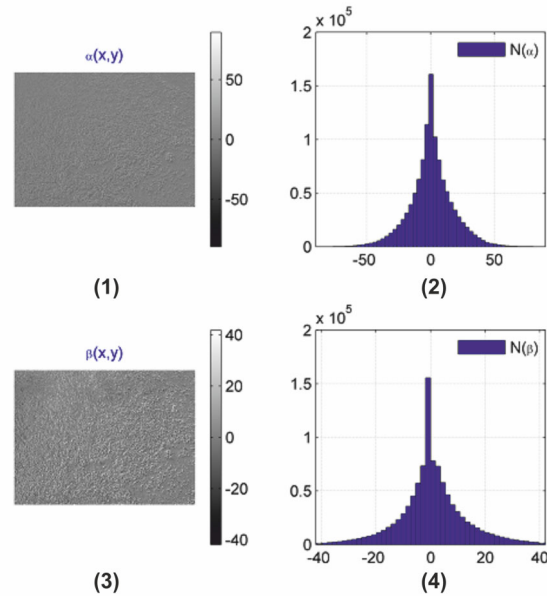


Рис. 3.13. Поляризаційні карти та гістограми розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічного зображення гістологічного зрізу стінки матки. Пояснення у тексті роботи

Одержані результати вказують на звуження діапазонів зміни випадкових значень азимута ($0^{\circ} \leq \alpha \leq 100^{\circ}$) і еліптичності ($0^{\circ} \leq \beta \leq 70^{\circ}$) поляризації у порівнянні з розподілами поляризаційних параметрів мікроскопічних зображень зразків міокарда обох типів (рис. 3.3 і рис. 3.7).

Фізично це пов'язано із впливом двох факторів. Перше, - зменшення двопронизаломлення за рахунок відсутності оптично-анізотропних полікристалічних структур з далеким порядком – ниткоподібні протейнові фібрили, волокна та пучки. Наявна острівкова структура паренхіми з оптичної точки зору зберігає лише близький порядок – клубочки поліпептидних ланцюгів і мікрофібрил.

Тому рівень двопронизаломлення малий і відповідно зменшується фазова модуляція лазерного випромінювання, що пройшло крізь такий полікристалічний шар.

Друге, - більшою дисперсією напрямів укладання протейнових мікрофібрил стінки матки (рис. 3.11). Внаслідок цього, слід очікувати зменшення рівня контрасту інтерференційної картини в площині мікроскопічного зображення та, навпаки, зростання топографічної однорідності розподілу параметра локального контрасту.

3.5.2. Поляризаційно-інтерференційні карти полікристалічного паренхіматозного шару – стінка здорової матки

На рис. 3.14 приведений приклад поляризаційно-інтерференційного розподілу лазерного поля в площині зображення гістологічного зрізу

паренхіматозного полікристалічного шару фізіологічно нормальної біологічної тканини стінки матки.

Аналіз топографічної структури одержаного інтерференційного розподілу виявив:

- зменшення рівня контрасту у порівнянні з інтерференційними розподілами поля в площині зображень гістологічних зрізів передсердя (рис. 4.4) і шлуночка (рис. 4.8) міокарда;

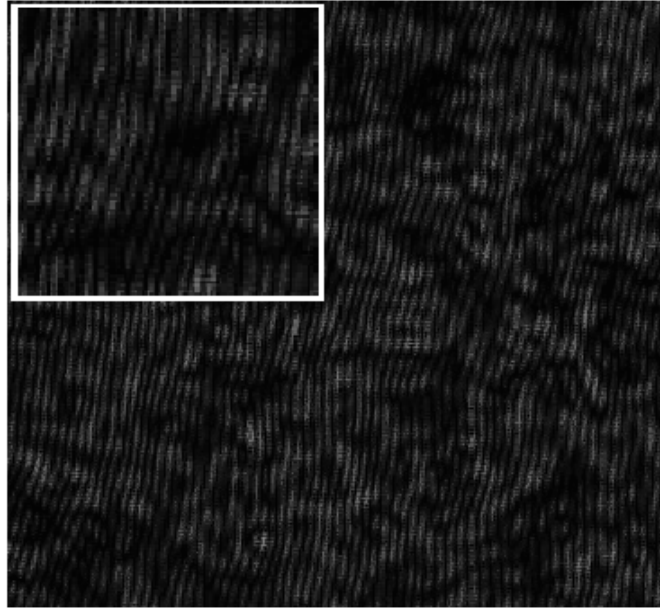


Рис. 3.14. Поляризаційно-інтерференційне зображення гістологічного зрізу біопсії стінки здорової матки. Пояснення у тексті роботи

- зростання топографічної однорідності мапи локального контрасту у порівнянні з топографічними картинами інтерференції у площині зображень зразків міокарда з просторово впорядкованою (рис. 4.4) та розупорядкованою (рис. 4.8) двопротинезаломлюючими мережами.

3.5.3. Поляризаційні мапи мікроскопічного зображення полікристалічного паренхіматозного шару - фіброміомати матки

На рис. 3.15 наведено мікроскопічне зображення біологічного шару другого типу – гістологічного зрізу доброякісної пухлини (фіброміомати) матки.

Співставлення поляризаційних зображень гістологічних зрізів стінки здорової матки (рис. 3.11) і фіброміомати (рис. 3.15) виявляє більш дрібнодисперсну полікристалічну структуру тканини доброякісної пухлини. Даний факт відповідає процесам патологічної деструкції морфологічної будови паренхіми стінки матки.

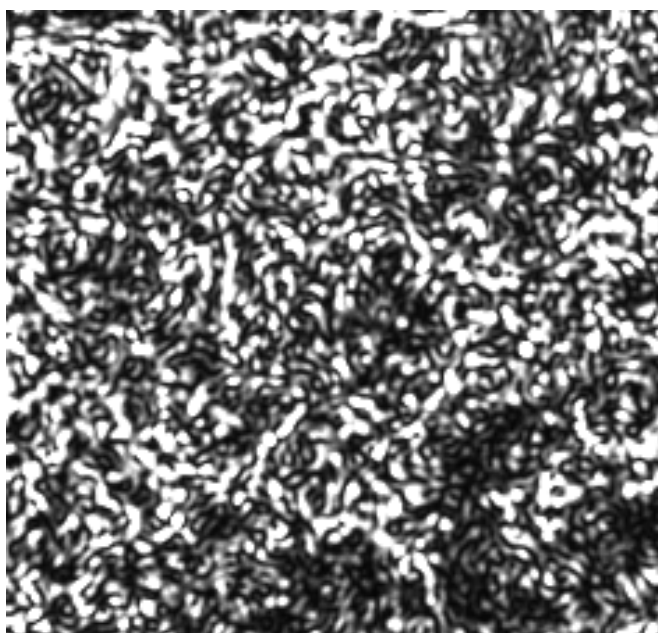


Рис. 3.15. Поляризаційне зображення гістологічного зрізу стінки матки

Результати дослідження поляризаційної структурності мікроскопічного зображення шару фіброміоми представлені у вигляді координатних розподілів величини параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ (рис. 3.16), а також поляризаційних мап азимута $\alpha(x,y)$ і еліптичності $\beta(x,y)$ (рис. 3.17).

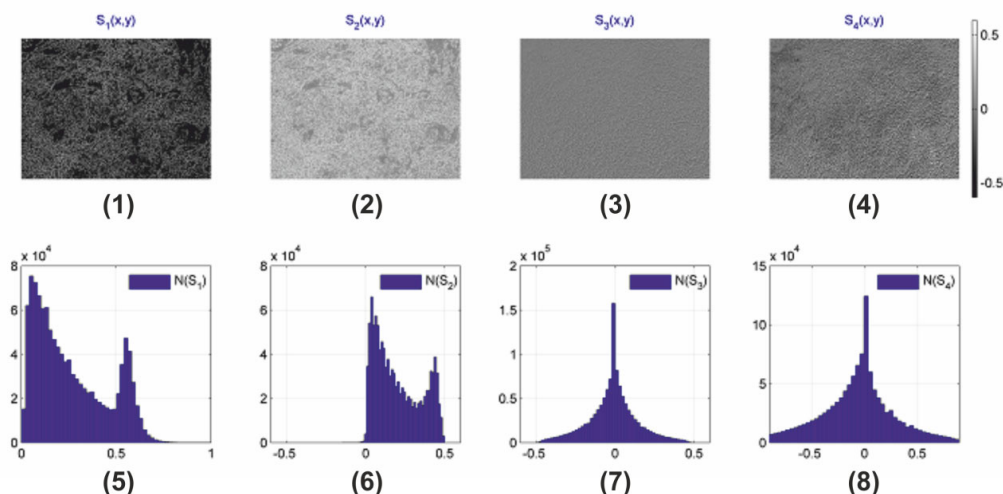


Рис. 3.16. Двомірні мапи $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ і гістограми $N(S_i)$ розподілів значень 1-го – 4-го параметрів вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного зображення гістологічного зрізу фіброміоми матки. Пояснення у тексті роботи

Аналіз наведених на рис. 3.16 двомірних розподілів параметрів вектора Стокса $S_{i=1;2;3;4}(x,y)$ виявив поляризаційну неоднорідність мікроскопічного зображення гістологічного зрізу доброякісної пухлини. Проте, має місце подальше зменшення поляризаційної неоднорідності даного зображення –

головні екстремуми ($\alpha=0^0; \beta=0^0$) гістограм розподілів поляризаційних параметрів набагато більші ніж попередньо одержані гістограми розподілу величини азимута і еліптичності поляризації (рис. 3.1, рис. 3.5 і рис. 3.13).

Фізично це можна пояснити зменшенням двопронезаломлення за рахунок деструкції полікристалічної структури стінки матки.

Наявна острівкова оптично анізотропна структура тканини даного типу більш дрібномасштабна у порівнянні із здоровою тканиною стінки матки (рис. 3.11 і рис. 3.15). Тому слід очікувати подальші зменшення рівня контрасту інтерференційної картини при зростанні її топографічної однорідності.

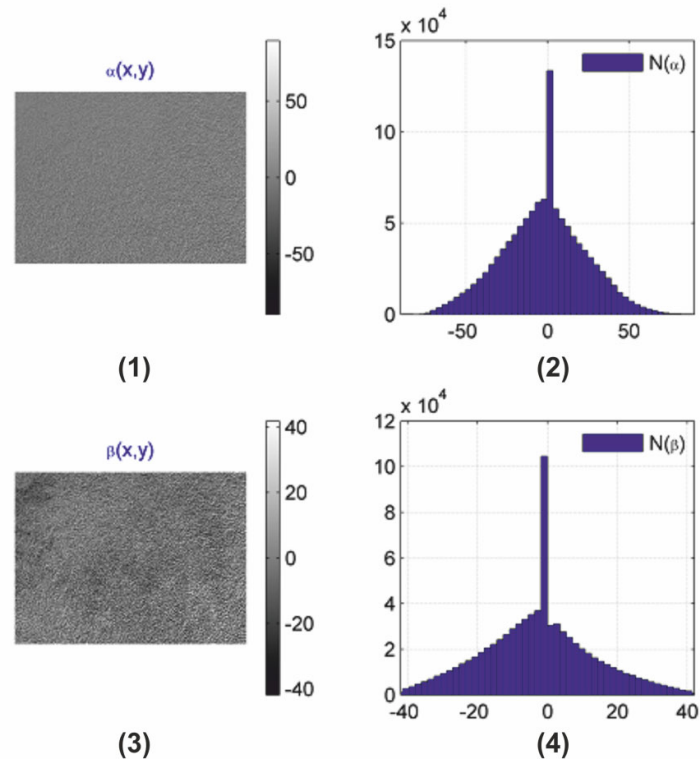


Рис. 3.17. Поляризаційні карти та гістограми розподілів поляризаційних параметрів мікроскопічного зображення гістологічного зрізу фіброміому матки. Пояснення у тексті роботи

3.5.4. Поляризаційно-інтерференційні карти полікристалічного паренхіматозного шару – стінка здорової матки

На рис. 3.18 приведений поляризаційно-інтерференційний розподіл лазерного поля в площині зображення гістологічного зрізу паренхіматозного полікристалічного шару фіброміому стінки матки.

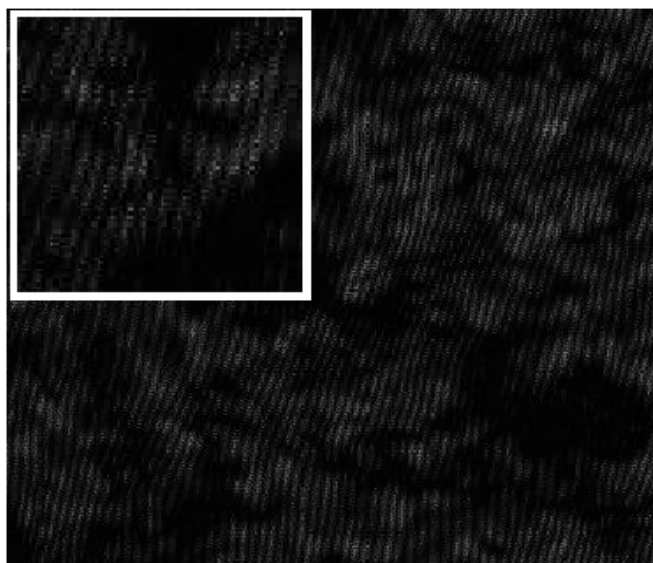


Рис. 3.18. Поляризаційно-інтерференційне зображення гістологічного зрізу біопсії стінки здорової матки. Пояснення у тексті роботи

Аналіз топографічної структури одержаного інтерференційного розподілу підтвердив зменшення рівня контрасту зростання топографічної однорідності мапи локального контрасту у порівнянні з інтерференційними розподілами поля в площині зображень гістологічних зрізів передсердя (рис. 3.4) і шлуночка (рис. 3.8) міокарда, а також біопсії стінки здорової матки (рис. 3.14).

3.6. Мапи локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображення шарів паренхіматозних оптично-анізотропних біологічних тканин

3.6.1. Статистична структура мап локального контрасту

Відмінності двох поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображень паренхіматозних оптично-анізотропних біологічних тканин ілюструють залежності, що наведені на рис. 3.19.

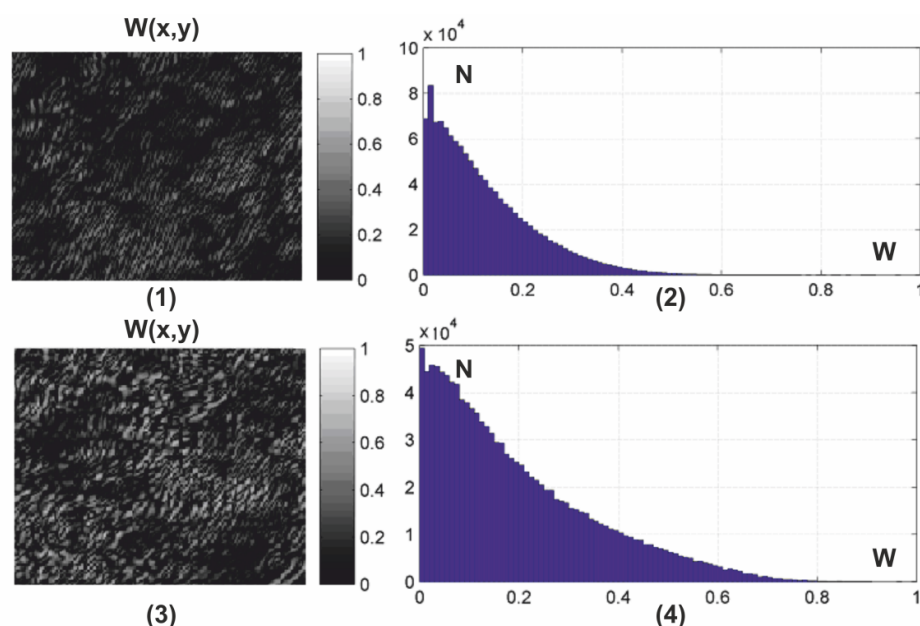


Рис. 3.19. Двомірні мапи (лівий стовпчик) і гістограми (правий стовпчик) розподілів значень локального контрасту інтерференційних розподілів у площині поляризаційно-неоднорідних зображень гістологічних зрізів стінки здорової матки (верхній рядок) і фіброміоми (нижній рядок)

Порівняльний аналіз одержаних гістограм розподілів значень локального контрасту поляризаційно-інтерференційних картин оптично – анізотропних паренхіматозних шарів стінки здорової матки і фіброміоми, як і у випадку структурованих тканин міокарда (рис. 3.9) виявив значні діапазони зміни величини локального контрасту $0 \leq W \leq 0,5$ і $0 \leq W \leq 0,7$ (рис. 3.19, фрагменти (2),(4)).

Гістограми $N(W)$ розподілів випадкових значень локального контрасту W мають більш асиметричну структуру (рис. 3.19, фрагменти (1),(3)) у порівнянні з аналогічними залежностями мап локального контрасту інтерференційних розподілів в площині зображень гістологічних зрізів міокарда (рис. 3.9, фрагменти (1),(3)).

Для гістограми $N(W)$ поляризаційно-інтерференційного розподілу у площині мікроскопічного зображення стінки здорової матки притаманна менша ймовірність значень високого локального контрасту – головний екстремум змінюється за сценарієм - $N_{\max}(W) \approx 0 \uparrow$.

З фізичної точки зору відмінність одержаних результатів можна пов'язати з більшим рівнем поляризаційної однорідності інтерференційного розподілу (рис. 3.18) в площині зображення гістологічного зрізу фіброміоми (рис. 3.15 – рис. 3.17). За рахунок цього зростає кореляція між станом поляризації опорної хвилі (Ω) і превалюючими локальними станами поляризації ($\alpha, \beta \rightarrow \Omega$) у точках (x, y) відповідного мікроскопічного зображення. Тому більш ймовірним стає сценарій

формування більших значень локального контрасту (розділ 1, параграф 1.6.2, співвідношення (1.81) .

3.6.2. Кореляційна і фрактальна структура мап локального контрасту поляризаційно-інтерференційних зображень шарів паренхіматозних біологічних тканин

На рис. 3.20 приведені залежності автокореляційних функцій $K_W(\Delta x)$ (фрагменти (1),(2)) і логарифмічних залежностей $\log J(W) - \log \nu$ спектрів потужності $J(W)$ (фрагменти (3),(4)) розподілів локального контрасту W (рис. 3.19, фрагменти (1),(3)) інтерференційних картин об'єктних полів гістологічних зрізів біопсії тканин стінки матки різного фізіологічного стану.

Аналіз одержаних даних виявив, що обчислені для координатних розподілів локального контрасту W автокореляційні функції $K_W(\Delta x)$, як і у випадку поляризаційно-інтерференційних розподілів зображень фібрилярних мереж міокарда (рис. 3.19, фрагменти (1),(3)), монотонно спадають. Причому швидкість спадання більша ніж у випадку аналогічних залежностей, які характеризують координатну однорідність мап $W(x, y)$ гістологічних зрізів міокарда (рис. 3.9, фрагменти (1),(3)).

Для більш координатно-неоднорідного (рис. 3.19, фрагмент (3)) розподілу $W(x, y)$ поляризаційно-інтерференційного зображення стінки здорової матки залежність $K_W(\Delta x)$ спадає більш швидко (рис. 3.20, фрагмент (3)) у порівнянні з аналогічною залежністю автокореляційної функції, що обчислена для $W(x, y)$ зображення фіброміоми (рис. 3.20, фрагмент (1)).

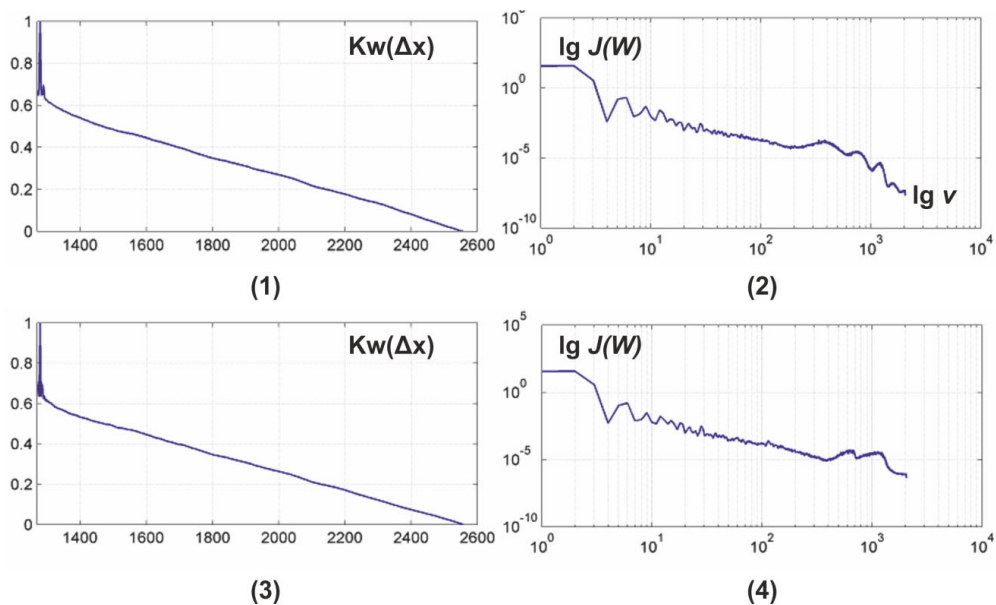


Рис. 3.20. Кореляційні та фрактальні параметри двовірних розподілів локального контрасту поляризаційно-інтерференційних картин у площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів стінки матки і фіброміоми. Пояснення у тексті роботи

Дисперсія розкиду логарифмічних залежностей $\log J(W) - \log \nu$ обох мап локального контрасту вища для розподілу $W(x, y)$ у площині зображення гістологічного зрізу стінки матки (рис. 3.20, фрагмент (3)).

Виявлені закономірності з фізичної точки зору можна пояснити тим, що двомірні розподіли локального контрасту $W(x, y)$ поляризаційно-інтерференційних зображень полікристалічних шарів паренхіматозних тканин містять більш дрібні (у порівнянні із поляризаційно-інтерференційними мапами зображень структурованих шарів міокарда) за масштабами ділянки стаціонарних значень локального контрасту $W(\Delta x, \Delta y) \approx \text{const}$. Тому і півширина автокореляційних функцій $K_W(\Delta x)$ менша ($Z_2^k \downarrow$), а відповідна гострота піку ($Z_4^k \uparrow$) більша.

Фрактальність розподілів величини локального контрасту $W(x, y)$ можна пояснити тим, що геометрія будови оптично-анізотропних мереж фізіологічно нормальних біологічних тканин є масштабно-самоподібною.

Тому, поляризаційно-кореляційні прояви оптичних властивостей таких двопротенезаломлюючих структур також фрактальні.

Онкологічні зміни призводять до руйнації оптично-анізотропних комплексів з наступним формуванням дрібномасштабних структур, що і виявляється у зростанні модуляції ($D^f \uparrow$) відповідних залежностей $\log J(W) - \log \nu$ на високих просторових частотах ν .

3.6.3. Об'єктивні статистичні, кореляційні і фрактальні параметри мап локального контрасту шарів паренхіматозних біологічних тканин

В таблиці 3.2 приведені усереднені у межах двох груп зразків гістологічних зрізів (по 27 зразків) величини статистичних (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків $Z_{i=1;2;3;4}$), кореляційних (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків $K_{j=2;4}$) і фрактальних (D^f) параметрів, які характеризують координатні розподіли величини локального контрасту W поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів стінки матки різного фізіологічного стану.

Таблиця 3.2 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри мап локального контрасту мікроскопічних зображень гістологічних зрізів стінки матки

Параметри	Норма ($n = 27$)	Фіброміома ($n = 27$)
Z_1	$0,18 \pm 0,011$	$0,29 \pm 0,017$
Z_2	$0,14 \pm 0,008$	$0,22 \pm 0,013$
Z_3	$0,49 \pm 0,029$	$0,39 \pm 0,021$
Z_4	$0,64 \pm 0,043$	$0,48 \pm 0,032$
Z_2^k	$0,04 \pm 0,003$	$0,06 \pm 0,004$
Z_4^k	$2,19 \pm 0,13$	$1,48 \pm 0,09$
D^f	$0,21 \pm 0,014$	$0,24 \pm 0,015$

Аналіз одержаних даних виявив чутливість наступних об'єктивних параметрів до диференціації зразків здорової тканини і доброякісної пухлини:

- статистичні моменти 1-го, і 2-го порядків $Z_{i=1,2}$ - відмінності лежать у межах 1,45 – 1,54 разів;

кореляційний момент 4-го порядку Z_4^k - відмінність значень складає 1,48 разів.

Нами проведено дослідження порівняльної ефективності методів лазерної поляриметрії (картографування розподілів значень азимута та еліптичності поляризації) та поляризаційно-інтерференційного картографування мікроскопічних зображень гістологічних зрізів здорової тканини стінки матки та її фіброміоми.

В якості головного діагностичного параметру слугувала збалансована точність методу $Ac, \%$ (розділ 1, параграф 1.8.5, співвідношення (1.101) – (1.103)).

Таблиця 3.3 Точність методів поляризаційно-інтерференційного картографування та лазерної поляриметрії тканини стінки матки у диференціальній діагностиці доброякісних пухлин

Параметри	$Ac(W), \%$	$Ac(\alpha), \%$	$Ac(\beta), \%$
Z_1	86	72	76
Z_2	77	70	74
Z_3	88	84	87
Z_4	90	84	86
Z_2^k	72	71	68
Z_4^k	90	88	86
D^f	82	78	74

Отже, проведений цикл досліджень поляризаційно-інтерференційної структури мікроскопічних зображень полікристалічних біологічних шарів з різною орієнтаційно-фазовою будовою двопротинезаломлюючої компоненти виявив співрозмірну збалансовану точність розглянутих методів на хорошому рівні ($80\% \leq Ac(W) \leq 90\%$) у диференціації змін оптичної анізотропії, що обумовлені патологічними змінами структури біологічних тканин.

Разом з тим, клінічне застосування таких методик потребує травматичної операції біопсії, що суттєво обмежує їх застосування на ранніх етапах діагностики морфологічних і фізіологічних змін різноманітних органів людини.

Тому наступним кроком нашого дисертаційного дослідження стало вивчення можливостей розширення функціональних можливостей даного методу шляхом визначення можливостей методу поляризаційно-інтерференційного картографування більш доступних для клінічної практики полікристалічних плівок біологічних рідин у диференціальній діагностиці патологічних станів органів людини.

3.7. Поляризаційно-інтерференційні зображення полікристалічних плівок біологічних рідин

У даному параграфі приведено результати дослідження взаємозв'язків між сукупністю статистичних, кореляційних і фрактальних параметрів, які характеризують мапи локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів, та слабкими змінами фазової анізотропії, які реалізуються у полікристалічних плівках біологічних рідин органів людини з різною патологією.

На першому етапі розглядалися поляризаційні та інтерференційні прояви полікристалічної структури плівки плазми крові донора.

3.7.1. Поляризаційно-інтерференційна структура мікроскопічного зображення плазми крові

Полікристалічну структуру плівки плазми крові донора ілюструє мікроскопічне зображення, що наведене на рис. 3.21.

Полікристалічні мережа плівки плазми крові складається переважно з голчастих кристалів альбуміну (лінійне двопроменезаломлення), сферолітичних кристалів глобуліну (циркулярне двопроменезаломлення), а також ниткоподібного фібрину (лінійне двопроменезаломлення).

Наявність лінійно двопроменезаломлюючих структур забезпечує формування еліптично поляризованих хвиль, а циркулярно двопроменезаломлююча кристали обертають площину поляризації лазерного випромінювання.

Таким чином, формується поляризаційно-неоднорідне зображення плівки плазми крові.

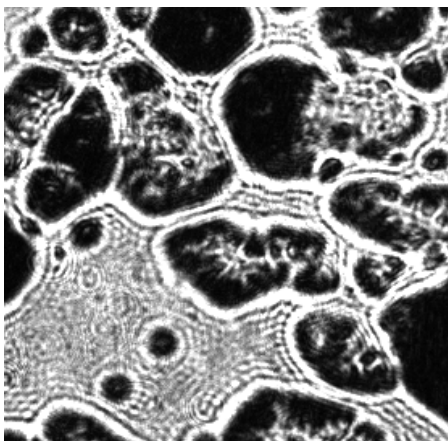


Рис. 3.21. Поляризаційне зображення полікристалічної плівки плазми крові здорового донора

На рис. 3.22 і рис. 3.23 приведені розподіли параметрів вектора Стокса та поляризаційні мапи такого зображення.

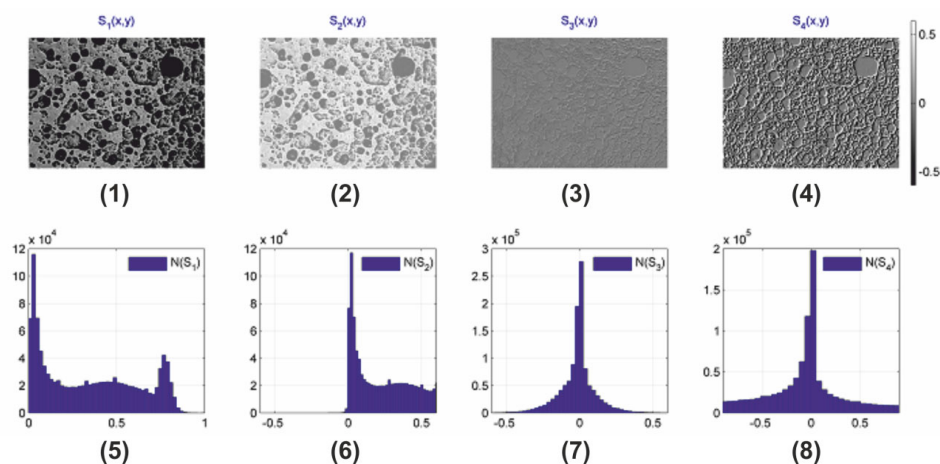


Рис. 3.22. Мапи і гістограми розподілу значень параметрів вектора Стокса полікристалічної плівки плазми крові. Пояснення у тексті роботи

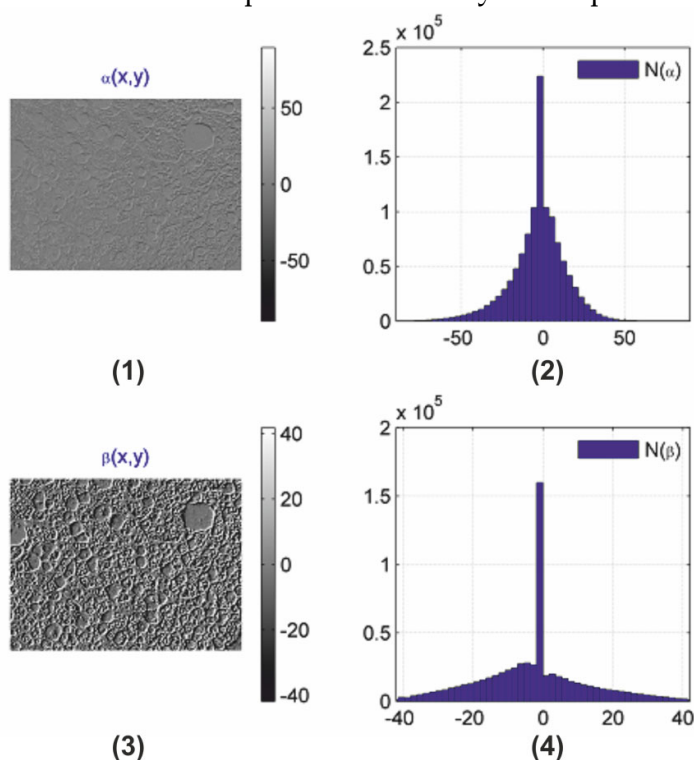


Рис. 3.23. Поляризаційні мапи та гістограми розподілів значень азимута та еліптичності мікроскопічного зображення полікристалічної плівки плазми крові. Пояснення у тексті роботи

Одержані результати з одного боку свідчать про наявність поляризаційної структурності мікроскопічного зображення полікристалічного шару плазми крові. З іншого боку, переважна більшість точок одержаного зображення “монополяризована” з азимутом і еліптичністю, які співпадають зі станом поляризації опромінюючої зразок лазерної хвилі. Фізично такий факт можна пов’язати з оптично-тонкою геометричною товщиною зразка та незначною концентрацією оптично-анізотропних сполук у плівці плазми крові. За рахунок

цього фазова модуляція лазерного випромінювання таким полікристалічним шаром також незначна.

При накладанні опорної хвилі на таке мікроскопічне зображення формується достатньо поляризаційно-однорідний інтерференційний розподіл з невисоким загальним рівнем локального контрасту, - рис. 3.24.

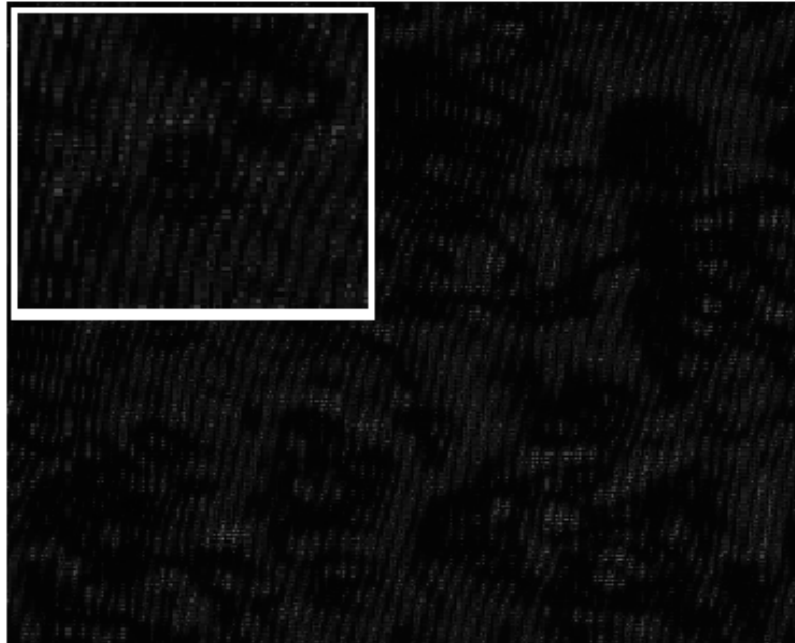


Рис. 3.24. Поляризаційно-інтерференційний розподіл у площині зображення полікристалічної плівки плазми крові. Пояснення у тексті роботи

Кількісно статистичні, кореляційні і фрактальні параметри такого поляризаційно-інтерференційного розподілу поля комплексних амплітуд в площині мікроскопічного зображення полікристалічної плівки плазми крові характеризують мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), автокореляційна функція (фрагмент (3)) і логарифмічна залежність спектру потужності розподілу величини локального контрасту, що наведені на рис. 3.25.

Аналіз одержаних розподілів локального контрасту поляризаційно-інтерференційного розподілу зображення полікристалічної плівки плазми крові підтвердив незначну фазову модуляцію лазерного випромінювання та високий рівень монополяризованого фону. Кількісно це ілюструє структура гістограм $N(W)$, які обчислені для двох “поляризаційних проекцій” ($\Omega = 0^\circ$ (фрагмент (2)) і $\Omega = 90^\circ$ (фрагмент (4))) інтерференційного розподілу у площині полікристалічного шару біологічної рідини.

Порівняльний аналіз одержаних гістограм $N(W)$ у випадку $\Omega = 0^\circ$ виявив широкий діапазон зміни величини локального контрасту $0 \leq W \leq 1$ (рис. 3.25, фрагмент (2)). Особливістю даного розподілу є зсув серії локальних екстремумів W у ділянку малих значень $0 \leq N_{\max}(W) \leq 0,25$.

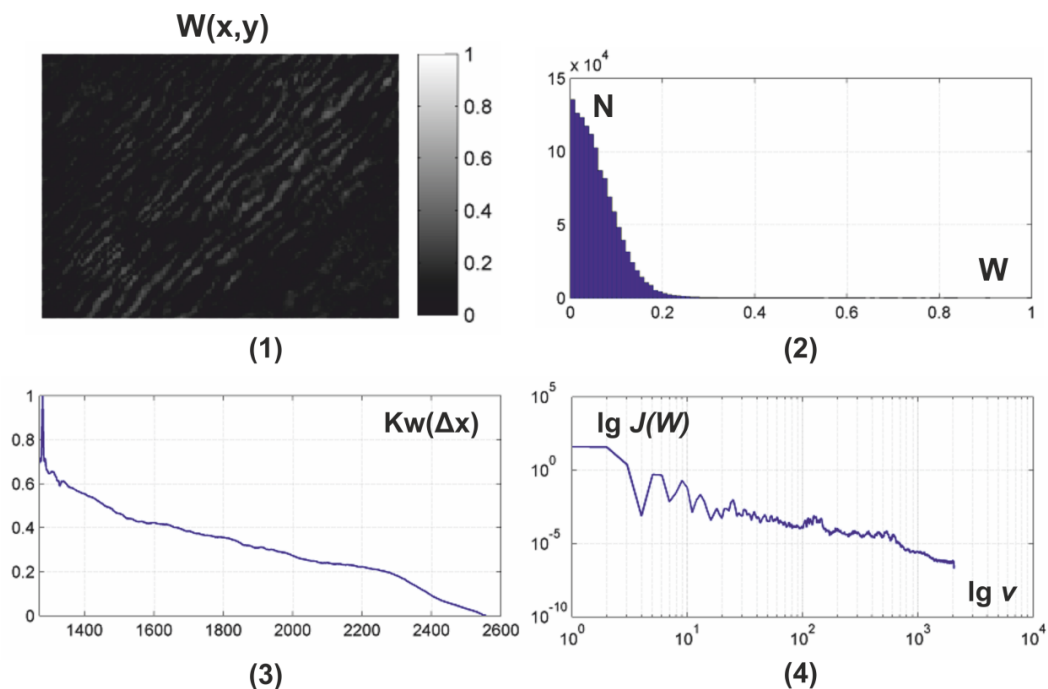


Рис. 3.25. мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), автокореляційна функція (фрагмент (3)) і логарифмічна залежність спектру потужності розподілу величини локального контрасту поляризаційно-інтерференційного розподілу у площині полікристалічної плівки плазми крові для орієнтації площини пропускання лінійного аналізатора $\Omega = 0^\circ$

Для орієнтації площини пропускання поляризатора-аналізатора $\Omega = 90^\circ$ гістограма $N(W)$ поляризаційно-інтерференційного розподілу трансформується у сукупність малочисельних, близьких до нуля екстремумів (рис. 3.25, фрагмент (2)).

З фізичної точки зору одержані результати можна пов'язати з наявністю слабкої фазової модуляції ($0 \leq N_{\max}(W) \leq 0,25$) на тлі поляризаційно-однорідного фону в площині зображення полікристалічної плівки плазми крові. За рахунок цього зростає ймовірність мінімальних значень локального контрасту (рис. 3.25, фрагмент (4)). З іншого діагностично-актуальним для детектування фазової модуляції полікристалічними структурами плівки плазми крові залишається флуктуація значень локального контрасту ($1 \leq W \leq 0,85$) у достатньо широкому діапазоні (рис. 3.25, фрагмент (4)).

Такий сценарій було покладено в основу диференціації полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційною патологією різної важкості, а також часового моніторингу некротичних змін полікристалічної структури плівок ліквору у завданні визначення давності настання смерті.

3.8. Диференціальна поляризаційно-інтерференційна діагностика слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок біологічних рідин

3.8.1. Поляризаційно-інтерференційна диференціальна діагностика слабких змін фазової анізотропії полікристалічних плівок синовіальної рідини

У даному параграфі наведено матеріали дослідження поляризаційно-фазової та інтерференційної диференціації полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини двох типів:

- реактивний синовіт (24 зразка), - група 1;
- асептичний синовіт (29 зразків), - група 2.

На рис. 3.26 представлені поляризаційні фотографії полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з післяопераційними реактивному (фрагмент (1)) та асептичному (фрагмент (2)) синовіті.

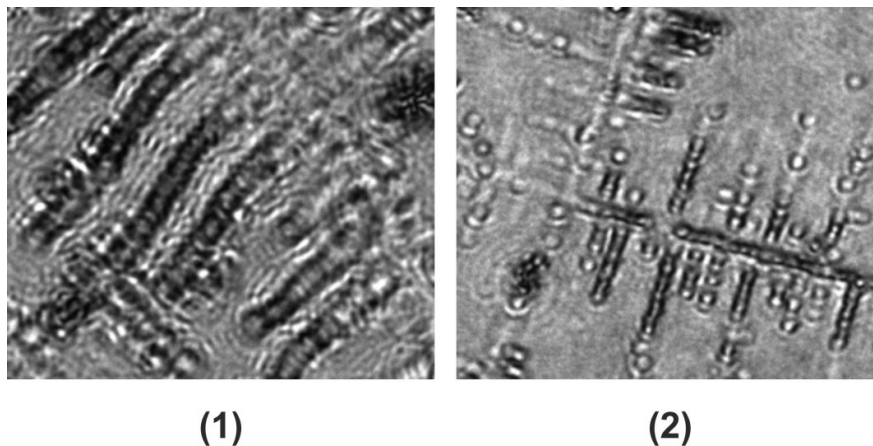


Рис. 3.26. Поляризаційні зображення полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційними реактивному (фрагмент (1)) та асептичному (фрагмент (2)) синовіті

Порівняльний аналіз приведених зображень виявив подібну за орієнтаційною будовою полікристалічну структуру плівок синовіальної рідини. Основними оптично-анізотропними складовими такої рідини є двопроменезаломлюючі альбумін, глобулін та колагенові волокна. За рахунок лінійного двопроменезаломлення формується координатний розподіл фазових зсувів між лінійно-поляризованими ортогональними складовими амплітуди лазерного випромінювання у різних точках мікроскопічного зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини.

Вимірювання фазовозсуваючої здатності таких зразків виконувалося за поляризаційною методикою (вимірювання координатних розподілів величини азимута та еліптичності поляризації).

На рис. 3.27 приведені фазові мапи (фрагменти (1),(3)) і гістограми розподілу значень фазових зсувів (фрагменти (2),(4)) у площині мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з

післяопераційними реактивному (фрагменти (1),(2)) та асептичному (фрагмент (3),(4)) синові.

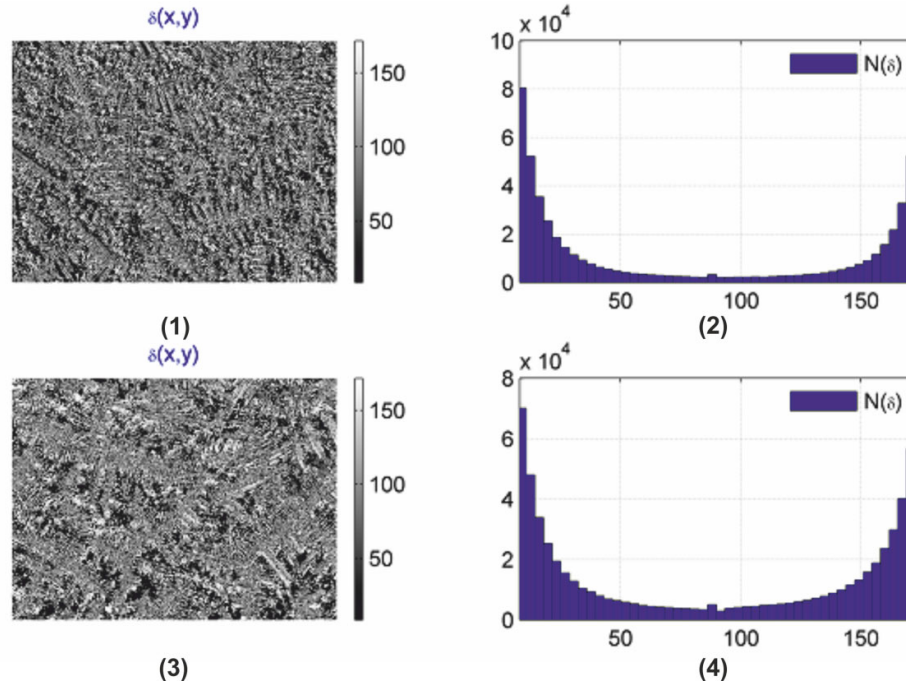


Рис. 3.27. Мапи та гістограми розподілу значень фазових зсувів, які вносяться полікристалічними плівками синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційними реактивному (фрагменти (1),(3)) та асептичному (фрагмент (2),(4)) синовіті. Пояснення у тексті роботи

З порівняльного аналізу фазових розподілів у мікроскопічних зображеннях зразків обох типів впливає:

- фазова мапа складається з двох компонентів – однорідної, що сформована “оптично-ізотропою” складовою ($\delta(x, y) = 0$), та неоднорідної, яка сформована флуктуаціями ($\tilde{\delta}(x, y) \neq 0$) фази за рахунок наявності “оптично-анізотропної” полікристалічної складової;
- розподіли локальних екстремумів ймовірності того чи іншого значення фазового зсуву в точках зображень полікристалічних плівок обох типів дуже близькі за структурою (рис. 3.27, фрагменти (2),(4)).

Результати більш чутливого до слабких флуктуацій фази (параграф 3.1) поляризаційно-інтерференційного картографування мікроскопічних зображень полікристалічних плівок плазми крові приведені на рис. 3.28.

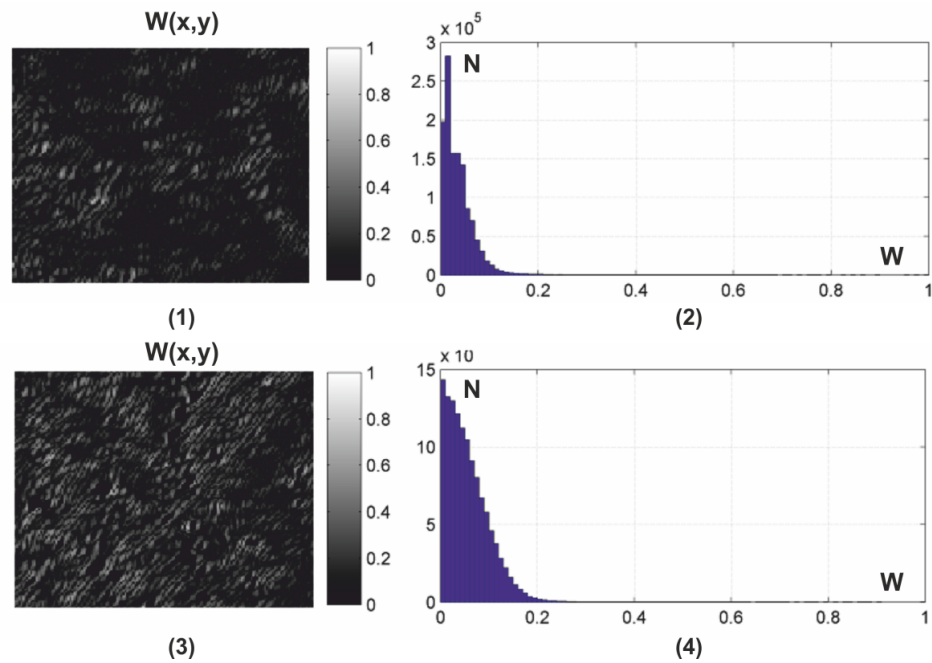


Рис. 3.28. Мапи і гістограми розподілу значень локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційними реактивному (фрагменти (1),(3)) та асептичному (фрагмент (2),(4)) синовіті. Пояснення у тексті роботи

З одержаних даних випливає значно більша відмінність між статистичною структурою мап локального контрасту інтерференційних розподілів у площині зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційними реактивним (фрагменти (1),(3)) та асептичним (фрагмент (2),(4)) синовіті.

Виявлено зростання загального рівня і діапазону зміни значень W для поляризаційно-інтерференційного розподілу в площині зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини при асептичному синовіті (рис. 3.28, фрагмент (4)). Даний факт можна пов'язати із зростанням рівня кристалізації плівки синовіальної рідини приданій післяопераційній патології колінного суглоба.

Відмінності між мапами локального контрасту у межах кореляційного та фрактального підходів ілюструють залежності, що наведені на рис. 3.29.

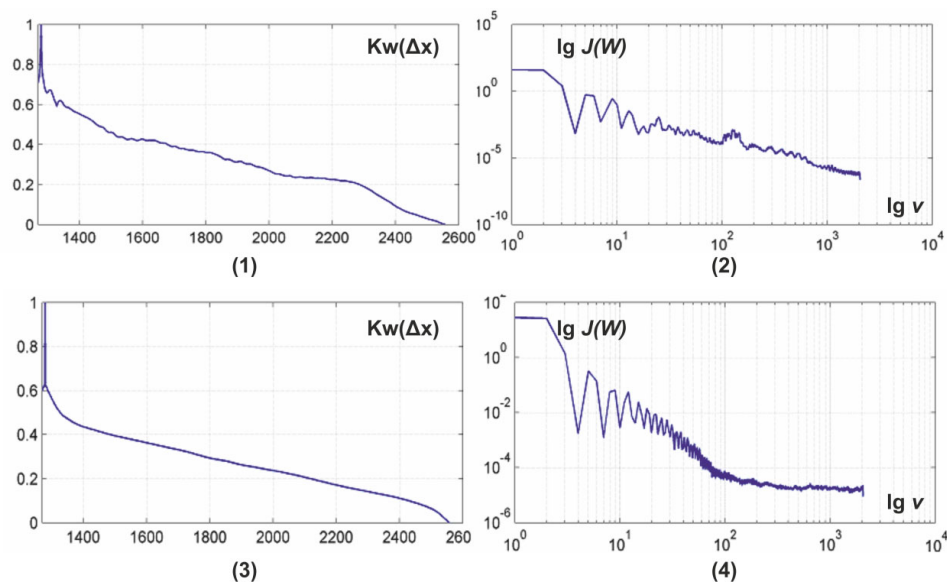


Рис. 3.29. Автокореляційні функції та логарифмічні залежності розподілів значень локального контрасту поляризаційно-інтерференційних розподілів у площині зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини суглоба людини з післяопераційними реактивному (фрагменти (1),(3)) та асептичному (фрагмент (2),(4)) синовіті. Пояснення у тексті роботи

Аналіз одержаних даних виявив, що автокореляційні функції $K_w(\Delta x)$ для обох розподілів локального контрасту монотонно спадають.

Для більш координатно-однорідного (рис. 3.28, фрагмент (1)) розподілу $W(x, y)$ поляризаційно-інтерференційного зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини при реактивному синовіті залежність $K_w(\Delta x)$ спадає повільніше (рис. 3.29, фрагмент (1)) у порівнянні з аналогічною залежністю автокореляційної функції, що обчислена для $W(x, y)$ зображення шару біологічної рідини при асептичному синовіті (рис. 3.29, фрагмент (2)).

Логарифмічні залежності $\log J(W) - \log \nu$ для обох мап локального контрасту характеризуються різними (для “норми” і “пухлини”) амплітудами флуктуацій власних значень. При цьому дисперсія розкиду $\log J(W) - \log \nu$ вища для розподілу $W(x, y)$ у площині зображення плівки синовіальної рідини при асептичному синовіті (рис. 3.20, фрагмент (3)).

Такий факт можна пов’язати із більшими розмірами оптично-анізотропних структур ($10 \mu m \div 50 \mu m$) і відповідними до них масштабами кластерів $W(\Delta x, \Delta y) \approx const$ у середньому ($\nu = 10^1 \div 10^2$) діапазоні просторових частот ν спектру потужності розподілу $W(x, y)$ зображення плівки синовіальної рідини при асептичному синовіті.

3.8.2. Об’єктивні параметри фазових розподілів і мап локального контрасту плівок синовіальної рідини

В таблиці 3.4 приведені величини:

- статистичних (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків $Z_{i=1,2,3,4}$);
- кореляційних (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків $K_{j=2,4}$);
- фрактальних (D^f)

параметрів, які характеризують координатні розподіли величини:

- фазових зсувів (рис. 3.27, фрагменти (2),(4));
- локального контрасту W поляризаційно-інтерференційних розподілів

(рис. 3.28, фрагменти (2),(4))

у площині мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з післяопераційними реактивним і асептичним синовітом.

Аналіз одержаних даних виявив:

- неоднозначність диференціації зразків полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різною післяопераційною патологією методом поляризаційно-фазового контрасту – відмінності між всіма об'єктивними параметрами не перевищує 25% - 30%;

Таблиця 3.4 Статистичні, кореляційні та фрактальні параметри фазових мап і розподілів локального контрасту плівок синовіальної рідини

Параметри	$\delta(x, y)$		$W(x, y)$	
	реактивний синовіт	асептичний синовіт	Реактивний синовіт	асептичний синовіт
Z_1	$0,072 \pm 0,004$	$0,083 \pm 0,005$	$0,14 \pm 0,008$	$0,19 \pm 0,011$
Z_2	$0,12 \pm 0,007$	$0,145 \pm 0,008$	$0,11 \pm 0,006$	$0,16 \pm 0,009$
Z_3	$0,21 \pm 0,014$	$0,15 \pm 0,008$	$0,84 \pm 0,049$	$0,73 \pm 0,041$
Z_4	$0,77 \pm 0,042$	$0,65 \pm 0,039$	$1,06 \pm 0,053$	$0,81 \pm 0,048$
Z_2^k	$0,098 \pm 0,006$	$0,077 \pm 0,005$	$0,03 \pm 0,002$	$0,05 \pm 0,003$
Z_4^k	$1,28 \pm 0,07$	$1,69 \pm 0,09$	$2,31 \pm 0,18$	$1,53 \pm 0,11$
D^f	$0,14 \pm 0,008$	$0,19 \pm 0,011$	$0,21 \pm 0,014$	$0,29 \pm 0,017$

Таблиця 3.5 Точність методів поляризаційно-інтерференційного картографування та лазерної поляриметрії полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різною ступенем важкості післяопераційного стану

Параметри	$Ad(W), \%$	$Ad(\alpha), \%$	$Ad(\beta), \%$
Z_1	72	72	76
Z_2	68	70	74
Z_3	76	80	76
Z_4	84	82	78
Z_2^k	70	71	68
Z_4^k	84	80	74

- дещо більшу чутливість об'єктивних параметрів, обчислених для розподілів локального контрасту, до зміни полікристалічної структури плівок синовіальної рідини – відмінності між ними лежать у межах 1,45 – 1,6 разів.

Нами проведено дослідження порівняльної ефективності методів:

- лазерної поляриметрії (картографування розподілів значень азимута та еліптичності поляризації);

- поляризаційно-інтерференційного картографування мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різною ступенем важкості післяопераційного стану.

Отже, проведений цикл порівняльних досліджень поляризаційної та інтерференційної структури мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини виявив більш високу (на 5% - 10%) діагностичну чутливість до слабких змін оптичної анізотропії плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різним ступенем важкості патології ніж сукупність традиційних методів поляризаційного картографування

Проте, збалансована точність статистичного аналізу мап локального контрасту інтерференційних розподілів поля комплексних амплітуд в площині мікроскопічного зображення біологічних шарів не перевищує задовільного рівня $Ac \leq 84\%$.

3.9. Масштабно-селективний аналіз мап локального контрасту інтерференційних розподілів мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини

У даній частині роботи досліджено додаткові можливості розширення функціональних можливостей та підвищення чутливості методу поляризаційно-інтерференційного картографування слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок синовіальної рідини з використанням вейвлет-аналізу координатних розподілів величини локального контрасту (розділ 1, параграф 1.8.4) об'єктного поля.

Результати масштабного-селективного вейвлет-аналізу (розділ 1, параграф 1.8.4, співвідношення (1.98), (1.99), (1.100)) розподілів локального контрасту $W(x,y)$ інтерференційного розподілу зображення плівок синовіальної рідини колінного суглоба з реактивним та асептичним синовітом представлені на рис. 3.30 і рис. 3.31 серією двовірних (фрагменти (1)) і лінійних (фрагменти (2),(3)) залежностей амплітуд вейвлет-коефіцієнтів.

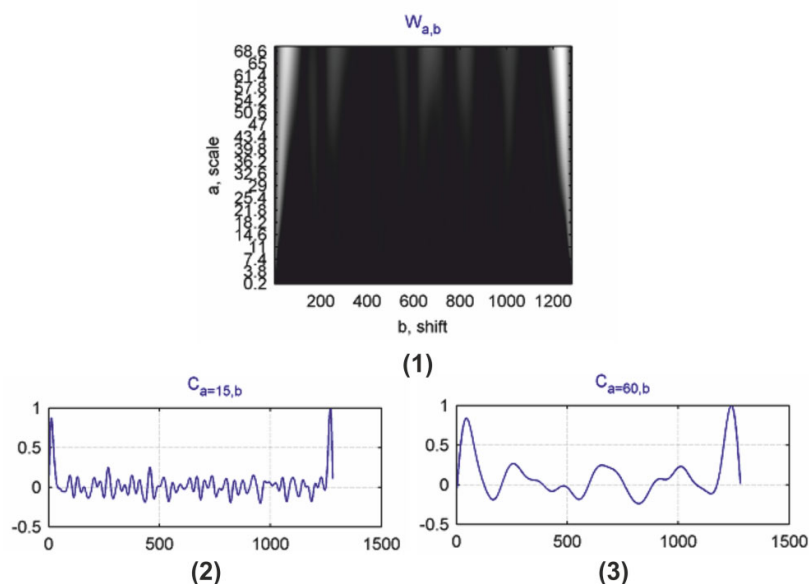


Рис. 3.30. Мапа (фрагмент (1)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини локального контрасту W інтерференційного розподілу в площині мікроскопічного зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини колінного суглоба з реактивним синовітом . Пояснення у тексті

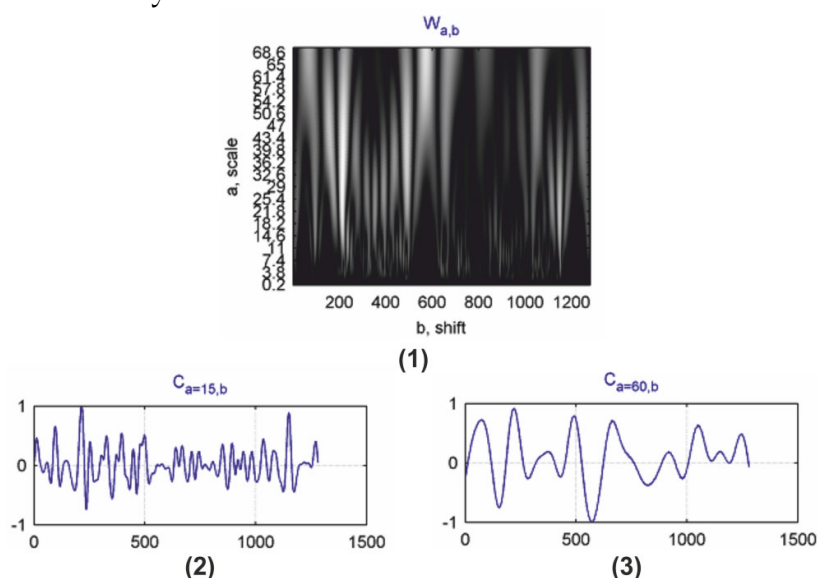


Рис. 3.31. Мапа (фрагмент (1)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини локального контрасту W інтерференційного розподілу в площині мікроскопічного зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини колінного суглоба з асептичним синовітом. Пояснення у тексті

Аналіз одержаних даних виявив індивідуальну структуру мап вейвлет-коефіцієнтів (рис. 3.30, рис. 3.31, фрагменти (1) та їх лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ на різних масштабах ($a=15$ і $a=55$) МНАТ функції, які одержані для координатних розподілів величини локального контрасту W інтерференційної

картини в площині мікроскопічного зображення полікристалічної плівки синовіальної рідини колінного суглоба з реактивним і асептичним синовітом - рис. 3.30, рис. 3.31, фрагменти (2),(3).

Для інтерференційного розподілу поляризаційно-неоднорідного поля полікристалічної плівки синовіальної рідини колінного суглоба з асептичним синовітом флуктуації амплітуди лінійних залежностей вейвлет-коефіцієнтів $C_{a=15,b}$ координатного розподілу $W(x,y)$ зменшується (рис. 3.31, фрагмент (2)); для великомасштабних коефіцієнтів зростає $C_{a=55,b} \uparrow$, - рис. 3.31, фрагмент (3).

Установлені закономірності можна пов'язати з тим, що амплітуда вейвлет-коефіцієнта $C_{a,b}$ визначається ступенем кореляційної узгодженості розмірів структурного елементу мапи локального контрасту ($W(\Delta x, \Delta y) \approx const$ з розмірами вікна МНАТ функції, що по рядках сканує координатний розподіл $W(x,y)$).

У випадку асептичної патології колінного суглоба для полікристалічної мережі плівок синовіальної рідини зростає кількість великомасштабних колагенових волокон. Тому у мапах локального контрасту інтерференційних розподілів поля комплексних амплітуд таких зразків формується більший рівень кореляції ($-0,35 < C_{a=55,b} < 0,75$, - рис. 3.30, фрагмент (3)) ніж для аналогічних розподілів $W(x,y)$ в площині об'єктного поля зразків плівок синовіальної рідини колінного суглоба з реактивним синовітом ($-0,75 < C_{a=55,b} < 0,85$, - рис. 3.31, фрагмент (3)). Навпаки, для менших масштабів МНАТ функції діапазон зміни амплітуди відмінності між флуктуаціями розподілів величини вейвлет-коефіцієнтів $C_{a=15,b}$ не такі виразні., - рис. 3.30 ($-0,15 < C_{a=15,b} < 0,15$, - фрагмент (3)) і рис. 4.31 ($-0,25 < C_{a=15,b} < 0,25$, - фрагмент (3)). Даний факт можна пов'язати з тим, що концентрація, а відповідно і кількість дрібномасштабних оптично-анізотропних утворень, практично однакова для зразків синовіальної рідини хворих обох патологій. Внаслідок цього кількість ділянок $W(\Delta x, \Delta y) \approx const$ та їхні геометричні розміри незначно змінюються в інтерференційних розподілах об'єктного поля лазерного випромінювання полікристалічних плівок синовіальної рідини обох типів. У результаті рівень кореляційної узгодженості між розмірами вікна ($a=15$) МНАТ функції та площею $W(\Delta x, \Delta y) \approx const$ близький як для реактивного, так і асептичного синовіту.

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд залежностей $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $W(x,y)$ приведені в таблиці 3.6.

Таблиця 3.6. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують лінійні залежності амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $W(x, y)$

$W(x, y)$ Z_i	$C_{a=0,15,b}$		$C_{a=0,55,b}$	
	Реактивний синовіт	Асептичний синовіт	Реактивний синовіт	Асептичний синовіт
Z_1	$0,05 \pm 0,003$	$0,06 \pm 0,004$	$0,09 \pm 0,006$	$0,12 \pm 0,008$
Z_2	$0,09 \pm 0,006$	$0,11 \pm 0,007$	$0,13 \pm 0,008$	$0,16 \pm 0,009$
Z_3	$0,67 \pm 0,041$	$0,56 \pm 0,036$	$0,77 \pm 0,048$	$0,46 \pm 0,029$
Z_4	$0,58 \pm 0,033$	$0,43 \pm 0,024$	$0,55 \pm 0,031$	$0,76 \pm 0,046$

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків (таблиця 3.6), які характеризують розподіли амплітуди вейвлет-коефіцієнтів множин значень локального контрасту на різних масштабах ($a = 15$ і $a = 55$) МНАТ функції, що сканує мапи $W(x, y)$ інтерференційних розподілів в площині мікроскопічних зображень полікристалічних мереж плівок синовіальної рідини обох груп пацієнтів, виявив наступні відмінності, що пов'язані з різною післяопераційною патологією колінного суглоба

$$W = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,2; \Delta Z_2(\varphi) = 1,2; \Delta Z_3(\varphi) = 1,2; \Delta Z_4(\varphi) = 1,3; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,3; \Delta Z_2(\varphi) = 1,2; \Delta Z_3(\varphi) = 1,7; \Delta Z_4(\varphi) = 1,4. \end{cases}$$

В таблиці .7 приведені дані інформаційного аналізу (розділ 1, параграф 1.8.5, співвідношення (1.101) - (1.103)) діагностичних можливостей додаткового вейвлет-аналізу мап модуля СКС.

З даних, які наведені в таблиці 3.7 випливає, що застосування масштабно-селективного вейвлет-аналізу (рис. 3.30, рис. 3.31) координатних розподілів локального контрасту (рис. 3.29, фрагменти (1),(3)) інтерференційних розподілів в площині мікроскопічних зображень полікристалічних плівок синовіальної рідини забезпечує підвищення чутливості методу поляризаційно-інтерференційного картографування на 5%-6% (таблиця 3.5 і таблиця 3.7).

Таблиця 3.7 Збалансована точність вейвлет-аналізу даних методу 3D картографування МСКС об'єктних полів полікристалічних плівок сечі

Z_i	$C_{a=0,15,b}, Ac, \%$	$C_{a=0,55,b}, Ac, \%$
Z_1	68	76
Z_2	72	74
Z_3	74	88
Z_4	74	86

Максимальний рівень точності диференціації слабких змін оптичної анізотропії досягає майже хорошого рівня $Ac(Z_3) \sim 88\%$.

3.10. Висновки до розділу 3

1. Розглянуто та обґрунтовано ефективність і більш високу чутливість методу поляризаційно-інтерференційної діагностики оптично-анізотропної структури біологічних шарів.

2. Виявлено взаємозв'язки між поляризаційною (розподіли параметрів вектора Стокса, азимута та еліптичності поляризації) та інтерференційною (розподіли величини локального контрасту) структурою об'єктного поля в площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин з різною архітектурою оптично-анізотропної складової:

- впорядковані лінійно двопротинезаломлюючі мережі – шлуночок міокарда;
- розупорядковані фібрилярні міозинові сітки – передсердя міокарда;
- острівкові двопротинезаломлюючі паренхіматозні структури – стінка матки.

3. Установлені величини та діапазони зміни набору об'єктивних параметрів, які характеризують випадкову (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків), кореляційну (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків) та масштабно-самоподібну (дисперсія розподілу логарифмічних залежностей спектрів потужності) структуру мап локального контрасту інтерференційних картин в площині поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованою та паренхіматозною оптично-анізотропними складовими.

4. Виявлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини локального контрасту інтерференційних картин в площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів здорової та доброякісно-зміненої (фіброміома) тканини стінки матки. На цій основі методом поляризаційно-інтерференційного картографування реалізовано диференціацію змін оптичної анізотропії таких зразків з хорошою збалансованою точністю $Ac \sim 85\%$, яка на 5% - 10% вища за точність методів прямого поляризаційного картографування.

5. Апробовано поляризаційно-інтерференційну методику в диференціації слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різною післяопераційною патологією – реактивний та асептичний синовіт. Установлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини локального контрасту інтерференційних картин в площині мікроскопічних зображень плівок синовіальної рідини обох типів та досягнуто задовільної збалансованої точності $Ac \sim 80\%$.

6. Визначено ефективність у диференціації слабких фазових змін масштабно-селективного вейвлет-аналізу мап локального контрасту інтерференційних розподілів мікроскопічних зображень полікристалічних плівок біологічних рідин і установлені взаємозв'язки між статистичними моментами 1-го – 4-го порядків, які характеризують лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів на різних

масштабах МНАТ функції та розподіли оптичної анізотропії мереж біохімічних кристалів плівок синовіальної рідини.

7. Досягнуто хорошої збалансованої точності $A_c \sim 85\%$ методу поляризаційно-інтерференційного картографування розподілів комплексних амплітуд об'єктного поля полікристалічних плівок ліквору у диференціації слабких змін оптичної анізотропії, що пов'язані з різним ступенем важкості післяопераційної патології колінного суглоба людини.

Розділ 4. 3D ПОЛЯРИЗАЦІЙНЕ КАРТОГРАФУВАННЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК БІОЛОГІЧНИХ РІДИН

Даний розділ містить матеріали експериментальної апробації методу стокс-поляриметрії з використанням опорної лазерної хвилі.

Наведено результати пошарового вимірювання координатних розподілів величини еліптичності поляризації лазерного випромінювання перетвореного полікристалічними плівками біологічних рідини з різною симетрією оптично-анізотропних мереж біохімічних сполук – ліквор і жовч.

У межах статистичного і кроскореляційного підходів визначено величини та діапазони зміни статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли еліптичності поляризації лазерного випромінювання, перетвореного дендритними та сферолітними полікристалічними мережами у різних фазових перерізах.

Розглянуто ефективність методу 3D поляризаційного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію.

Досліджено додаткові можливості розширення функціональних можливостей та підвищення чутливості методу 3D поляризаційного картографування полікристалічних мереж з використанням техніки просторово-частотної фільтрації на основі прямого та зворотного Фур'є перетворення об'єктних полів плівок біологічних рідин органів людини.

Актуальність таких досліджень в рамках нашої дисертаційної роботи пов'язана з наступними фундаментальними та прикладними аспектами:

1. Полікристалічні плівки біологічних рідин являють собою сукупність послідовно розташованих планарних шарів з мережами біохімічних кристалів різної просторової симетрії. Така структура полегшує пошук алгоритмів розв'язання обернених фізичних задач кристалооптики на основі визначення сукупності взаємозв'язків між розподілами напрямів оптичних осей біологічних кристалів, величиною їх фазової анізотропії (лінійного та циркулярного двопроменезаломлення) та розподілами параметрів поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля таких полікристалічних шарів.

2. Відомі методи лазерної поляриметрії з використанням техніки поляризаційного картографування мікроскопічних зображень оптично-анізотропних біологічних шарів несуть усереднену по всьому об'єму інформацію про оптичні прояви фазової анізотропії у вигляді усереднених за величинами розподілів параметрів вектора Стокса і відповідних до них значень азимута та еліптичності поляризації. Тому у випадку слабких змін лінійного та циркулярного двопроменезаломлення точність детектування та диференціації на цій основі трансформації структури полікристалічних мереж різних біологічних шарів суттєво знижується до незадовільного для лабораторної практики рівня (розділ 2, параграф 2.4, таблиця 2.9 і таблиця 2.10).

3. Розроблення та експериментальна апробація техніки тривимірного поляризаційного картографування з використанням опорної лазерної хвилі на

основі цифрового голографічного відтворення пошарових розподілів комплексних амплітуд об'єктного відкривають нові фундаментальні та прикладні можливості дослідження 3D структури полікристалічних мереж на основі об'єктивного аналізу сукупності пошарових розподілів параметрів поляризації об'єктного поля лазерного випромінювання.

4. Нарешті, біологічні рідини та їх плівки є легкодоступними об'єктами, що відкриває нові можливості поляриметричної діагностики у скринінгових дослідженнях.

4.1. Тривимірні мапи еліптичності поляризації дендритних полікристалічних мереж плівок ліквору

В якості дослідних зразків було використано оптично - тонкі плівки ліквору з оптичними товщинами $\tau = 0,089 \div 0,096$, в межах яких реалізується умова однократного розсіювання лазерного випромінювання дендритною мережею голчастих кристалів.

Експериментальні вимірювання виконувалися в розташуванні поляризаційно-інтерференційного стокс-корелометра (розділ 1, параграф 1.6.3, рис. 1.11) за методикою, представленою в розділі 1, параграф 1.6.3, співвідношення (1.82), (1.83), (1.84). В якості головного інформаційного параметру (без зниження повноти аналізу) було обрано еліптичність поляризації, величина якої інтегрально визначається як двопронезаломленням біохімічних кристалів, так і напрямками оптичних осей. "Опорними" фазовими площинами (розділ 1, параграф 1.6.3, співвідношення (1.83), (1.84)) в процесі 3D відтворення розподілів величини еліптичності поляризації слугували - $\varphi = 0,4\text{рад}$, $0,8\text{рад}$, $1,2\text{рад}$. Результати пошарового відтворення поляризаційних мап еліптичності приведені на серії залежностей рис. 4.1, рис. 4.4 і рис. 4.7.

Рис. 4.2, рис. 4.5 і рис. 4.8 ілюструють топографічну структуру ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації лазерного випромінювання в товщі полікристалічної плівки ліквору у різних фазових перерізах. Дані кроскореляційного аналізу пошарових розподілів величини еліптичності поляризації представлені у вигляді серії автокореляційних функцій на рис. 4.3, рис. 4.6 і рис. 4.9.

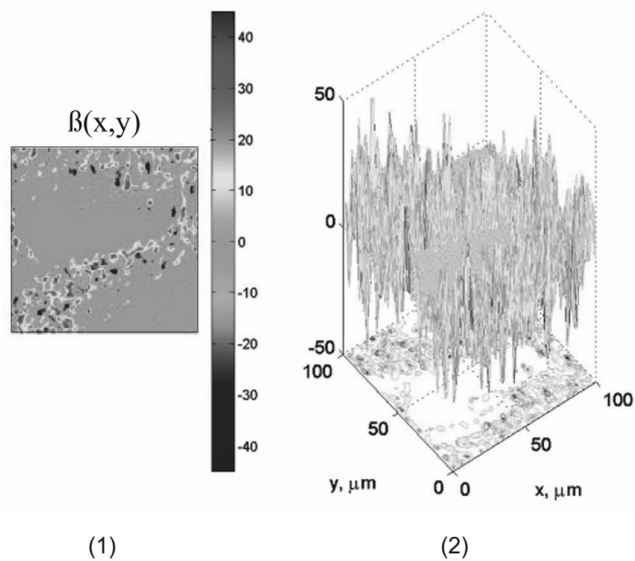


Рис. 4.1. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

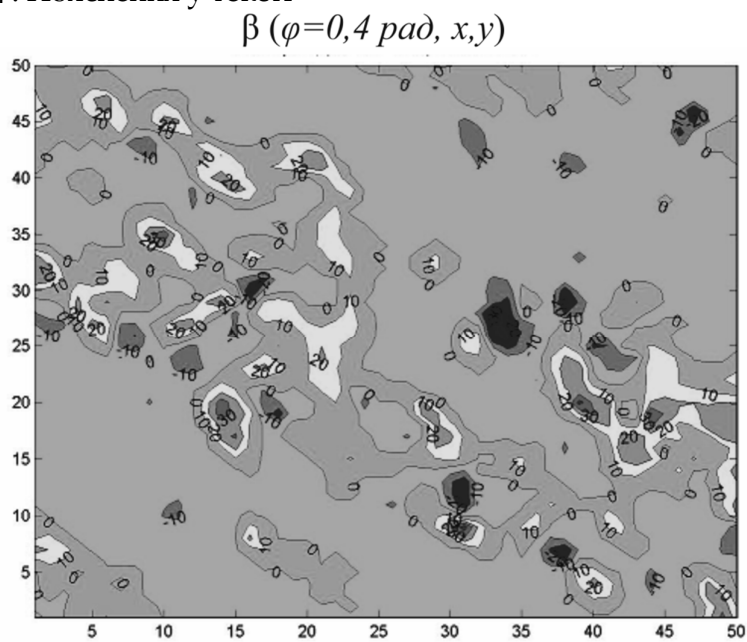


Рис. 4.2. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

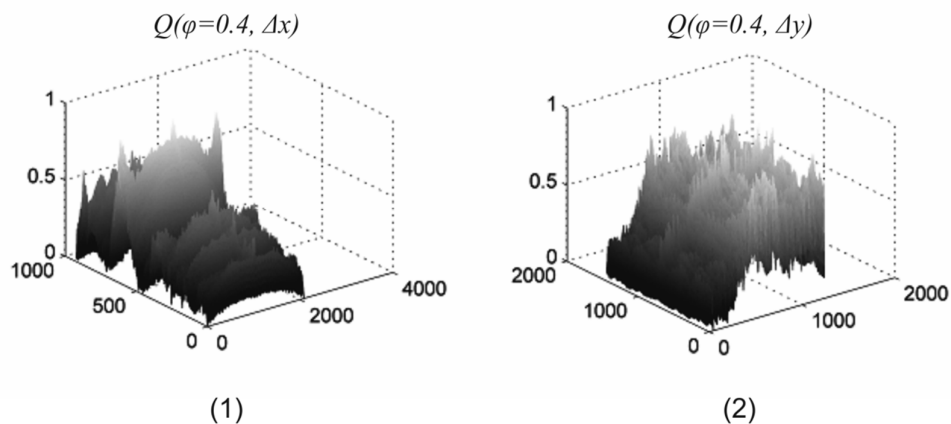


Рис. 4.3. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

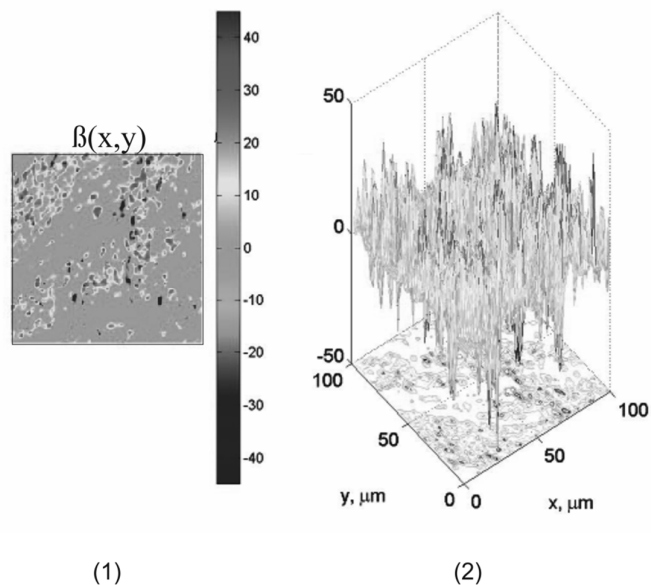


Рис. 4.4. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапа еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

$$\beta (\varphi=0.8 \text{ рад}, x,y)$$

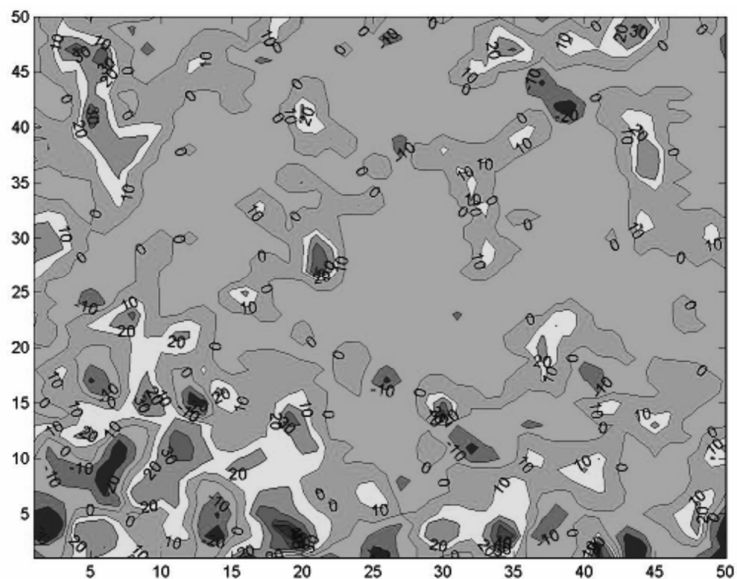


Рис. 4.5. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

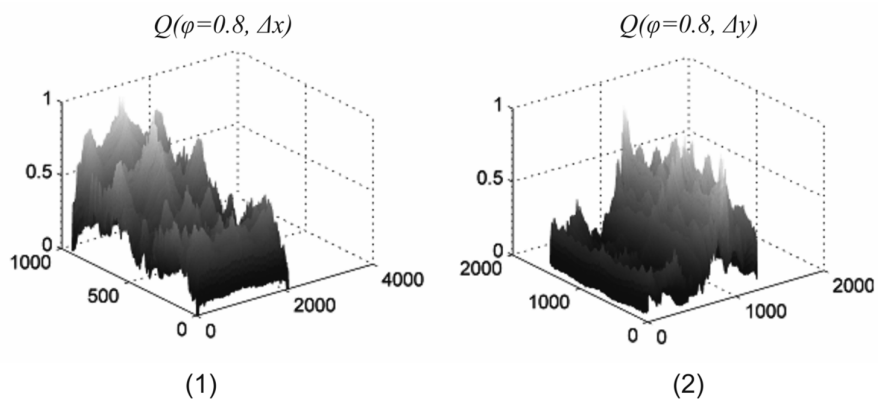


Рис. 4.6. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

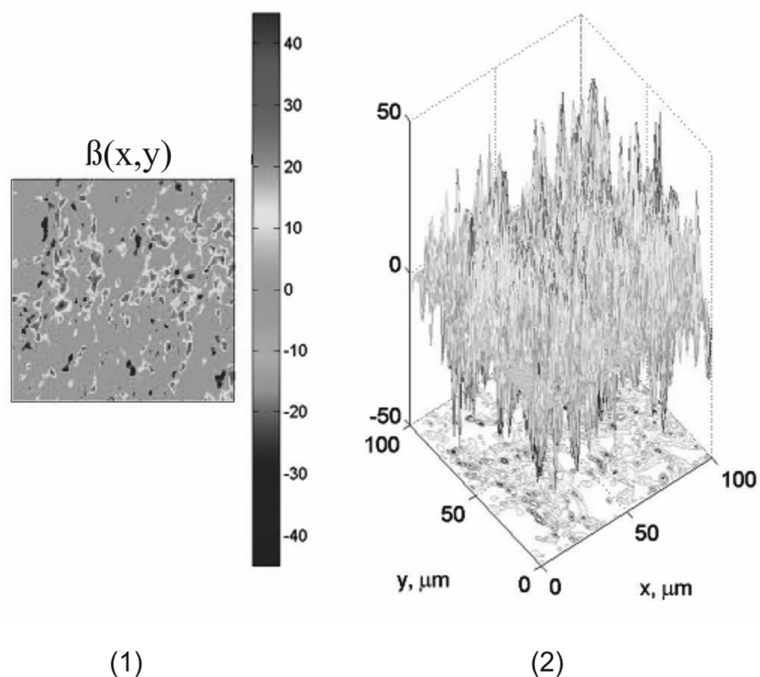


Рис. 4.7. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапа еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

$$\beta (\varphi=1.2 \text{ рад}, x,y)$$

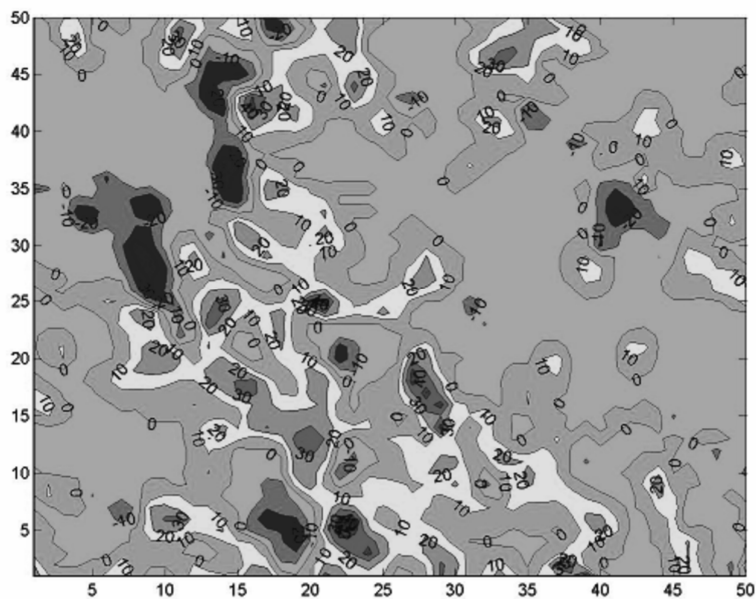


Рис. 4.8. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

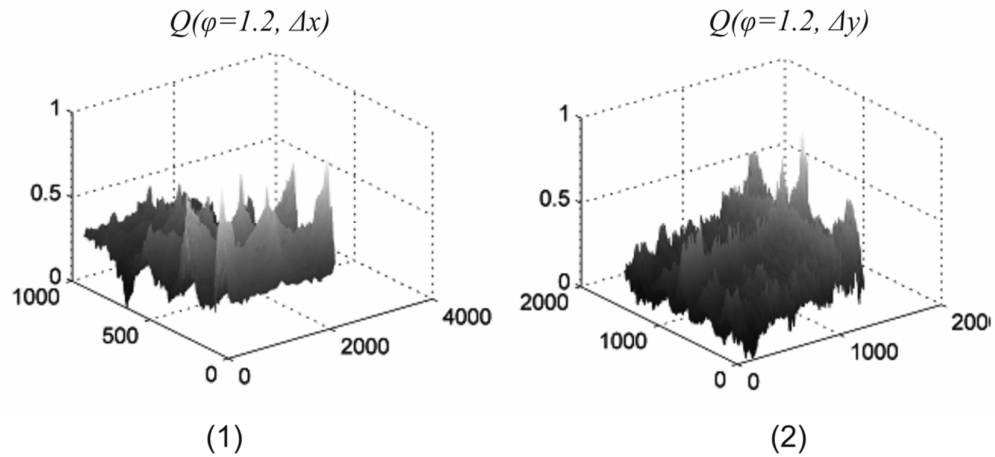


Рис. 4.9. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

Аналіз одержаних даних поляризаційного картографування в різних фазових перерізах поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічною мережею дендритних кристалів плівки ліквору (рис. 4.1 – рис. 4.9) виявив:

1. Головними поляриметричними проявами полікристалічної структури оптично анізотропного шару ліквору є формування розподілів величини еліптичності поляризації (рис. 4.1, рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.5, рис. 4.7, рис. 4.8, фрагменти (1),(2)).

2. Для кожного з координатних розподілів $\beta(\varphi_i, x, y)$, у межах парціальних фазових перерізів $\varphi_i = 0,4 \text{ рад}$, $0,8 \text{ рад}$, $1,2 \text{ рад}$, притаманна індивідуальна статистична (імовірність і діапазон зміни величини еліптичності поляризації – рис. 4.1, рис. 4.4, рис. 4.7, фрагменти (2)) та топографічна (особливості координатного розподілу значень β) структура - рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8.

3. Топографічна структура мап еліптичності поляризації являє собою сукупність локальних доменів $\beta(\Delta x, \Delta y) \approx \text{const}$, які хаотично розташовані в площині фазових перерізів φ_i перетвореного полікристалічною плівкою ліквору поля лазерного випромінювання - рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8.

4. Із зростанням ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) поляризаційно-неоднорідного поля ($\beta(x, y)$) збільшуються діапазон зміни локальних значень еліптичності поляризації ($\Delta\beta \uparrow$) і самі значення β - рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8, відповідно.

5. Автокореляційні функції $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$, що характеризують ступень узгодженості поляризаційних мап $\beta(\varphi_i, x, y)$ в ортогональних напрямках (Ox і Oy), являють собою складні спадаючі залежності із флуктуаціями ($\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$) власних значень залежності – рис. 4.3, рис. 4.6, рис. 4.9.

6. Із зростанням ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) поляризаційно-неоднорідного поля ($\beta(x,y)$) зменшується півширина залежностей кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$, а також амплітуда флуктуацій $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$.

Проаналізуємо одержані результати з фізичної точки зору у межах статистичного та кореляційного підходів.

Статистичний аналіз. Полікристалічна дендритна мережа формується планарно розташованими в площині плівки ліквору голкоподібними лінійно двопротоменезаломлюючими (δ) кристалами альбуміну з хаотично розташованими напрямками (ρ) оптичних осей (розділ 1, параграф 1.8). Таким чином зразок оптико-анізотропні властивості плівки ліквору визначаються розподілами фазових Φ_δ і орієнтаційних Φ_ρ параметрів. При проходженні поляризованого лазерного випромінювання крізь локальний кристал з випадковими параметрами ρ_i, δ_i формується випадкове значення еліптичності β_i поляризації (розділ 1, параграф 1.8.1). В результаті в певній парціальній площині формується двомірний розподіл випадкових значень еліптичності Φ_β .

Кількісною оцінкою такого розподілу є сукупність статистичних моментів 1-го – 4-го порядків $Z_{i=1;2;3;4}(\beta)$.

В нашій ситуації шляхом варіацій по наростаючій величині фазового перерізу φ_i можна послідовно детектувати розподіли $\Phi_\beta(\varphi_i)$ в різних парціальних площинах полікристалічної плівки ліквору.

Слід зазначити, що для малих значень φ_i (в нашому випадку $\varphi = 0,4 \text{ рад}$) найбільш імовірними є координатно-локалізовані окремі акти взаємодії лазерного випромінювання з окремими кристалами. За рахунок цього мапа розподілу еліптичності поляризації $\beta(x,y)$ являє собою сукупність локальних поляризаційних доменів $\beta(\Delta x, \Delta y) \approx \text{const}$ з незначним діапазоном зміни величини еліптичності ($-20^\circ \leq \beta \leq 20^\circ$) на фоні найбільш імовірного лінійно поляризованого випромінювання ($\beta = 0^\circ$), що відповідає оптично ізотропним ділянкам плівки ліквору - рис. 4.2. Тому такий розподіл $\Phi_\beta(\varphi_i = 0,4 \text{ рад})$ в загальному характеризується малими значеннями статистичних моментів 1-го (середнє) і 2-го (дисперсія) порядків і, навпаки, значним рівнем асиметрії ($Z_3(\beta)$) і ексцесу ($Z_4(\beta)$).

Для більших значень фазового перерізу (в нашому випадку $\varphi = 0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) зростає імовірність взаємодії з декількома оптично-анізотропними кристалічними утвореннями дендритної мережі. Внаслідок цього зростає кількість, площа, величина та діапазон зміни еліптичності в межах поляризаційних доменів – рис. 5.5 і рис. 5.8. Кількісно це виявляється у протилежних тенденціях зміни величини статистичних моментів - $Z_1(\beta)$ і $Z_2(\beta)$ - зростають; статистичні моменти вищих порядків, навпаки, зменшуються.

Кореляційний аналіз. Порівняльний аналіз координатної структури мап еліптичності поляризації $\beta(\varphi, x, y)$ у різних фазових перерізах φ_i виявив наступні спільні особливості.

По-перше, координатну неоднорідність топографічної будови поляризаційних доменів.

По-друге, розташування таких поляризаційних ділянок ($\beta(\Delta x, \Delta y) \approx const$) повторюється з певною періодичністю – рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8.

Перший чинник виявляється в достатньо швидкому спаданні власних значень автокореляційних функцій Q , які визначалися у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Другий – призводить до формування квазіперіодичних флуктуацій ($\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$) величини кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$.

Така структура автокореляційних залежностей поляризаційних мап голчастих мереж біохімічних кристалів плівки ліквору добре узгоджується з даними поляризаційного картографування гістологічних зрізів біологічних тканин з лінійно двопротинезаломлюючими фібрилярними сітками.

Зростання величини фазового перерізу (в нашому випадку $\varphi = 0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) призводить до зменшення півширини кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$, зростанню гостроти їх піку, а також зменшенню амплітуди їх флуктуацій $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$, $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$. Причиною цього є зростання координатної неоднорідності поляризаційно-неоднорідного лазерного поля в даних площинах. А саме, збільшується кількість локальних поляризаційних доменів, в межах площі яких зростає величина та діапазону зміни еліптичності – рис. 4.5 і рис. 4.8 за рахунок збільшення імовірності взаємодії лазерного випромінювання з декількома оптично-анізотропними кристалічними утвореннями дендритної мережі.

З фізичної точки зору такий процес вказує на формування більш поляризаційно-неоднорідного поля лазерного випромінювання, перетвореного ансамблем кристалів дендритної мережі плівки ліквору.

Кількісно це виявляється у протилежних тенденціях зміни величини кореляційних моментів – середнє значення ($K_1(\beta)$) і півширина ($K_2(\beta)$) – кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$ мап еліптичності поляризації $\beta(\varphi_i, x, y)$ зменшуються. Кореляційні моменти вищих порядків ($K_{3,4}(\beta)$) – асиметрія та ексцес крос кореляційних), навпаки, зростають із збільшенням величини фазового перерізу 3D розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки ліквору.

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційних $K_{j=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли та кроскореляційні функції величини еліптичності β поляризації тривимірного мікроскопічного зображення полікристалічної дендритної мережі плівки ліквору у різних фазових перерізах φ приведені в таблиці 4.1.

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків у різних фазових перерізах 3D розподілу еліптичності поляризації об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору виявив значні відмінності між ними:

- $\Delta Z_1(\varphi) = 2,1; \Delta Z_2(\varphi) = 1,9; \Delta Z_3(\varphi) = 2,3; \Delta Z_4(\varphi) = 2,3;$
- $\Delta K_1(\varphi) = 2,3; \Delta K_2(\varphi) = 2,4; \Delta K_3(\varphi) = 2,7; \Delta K_4(\varphi) = 2,9.$

Як видно, найбільш чутливими до зміни параметрів лінійного двопронезаломлення (ρ, δ) полікристалічної мережі дендритних кристалів в об'ємі плівки ліквору виявилися статистичні $(Z_{i=3;4}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 2,3 рази) і

Таблиця 4.1. Статистичні $(Z_{i=1;2;3;4})$ і кореляційні $(K_{j=1;2;3;4})$ моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності β поляризації мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору у різних фазових перерізах φ

$Z_i(\beta)$			$K_j(\beta)$		
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,09	$\varphi = 0,4$	K_1	0,19
	Z_2	0,11		K_2	0,12
	Z_3	1,18		K_3	0,47
	Z_4	1,57		K_4	0,65
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,13	$\varphi = 0,8$	K_1	0,12
	Z_2	0,15		K_2	0,08
	Z_3	0,87		K_3	1,03
	Z_4	1,09		K_4	1,49
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,19	$\varphi = 1,2$	K_1	0,07
	Z_2	0,21		K_2	0,05
	Z_3	0,53		K_3	1,28
	Z_4	0,48		K_4	1,87

кореляційні $(K_{i=3;4}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 2,7 – 2,9 рази) моменти вищих порядків, які характеризують розподіли величини еліптичності $\beta(\varphi, x, y)$ поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання.

4.2. Тривимірні мапи еліптичності поляризації сферолітних полікристалічних мереж плівок жовчі

Оптично-анізотропна структура плівок жовчі переважно формується за рахунок кристалізації трьох типів сполук:

- глибокоподібні кристали моногідрату холестеролу і білірубінату кальцію;
- голчасті кристали жирних кислот.

Відомі наступні механізми кристалізації:

- дендритний - призводить до перетворення рідкокристалічної оптико - анізотропної фракції у сукупність твердих голчастих оптично одновісних двопроменезаломлюючих кристалів;

- дисклінаційний - фази призводить до формування твердокристалічної фракції у вигляді прямокутних, ромбовидних кристалів моногідрату холестеролу.

В результаті спостерігається утворення глибок білірубінату кальцію і мікросферолітів карбоната кальцію. Така структура полікристалічної мережі плівки жовчі володіє менш виразним (за рахунок значної разорієнтації напрямів оптичних осей локальних кристалів) лінійним двопроменезаломленням у порівнянні з ансамблем структурованих за напрямками сукупності голчастих кристалів в об'ємі плівки ліквору.

Результати пошарового відтворення поляризаційних мап еліптичності об'ємного розподілу лазерного випромінювання, перетвореного сферолітною кристалічною мережею плівки жовчі приведені на серії залежностей рис. 4.10, рис. 4.13 і рис. 4.16. Рис. 4.11, рис. 4.14 і рис. 4.17 ілюструють топографічну структуру ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації лазерного випромінювання в товщі полікристалічної плівки жовчі у різних фазових перерізах. Дані кроскореляційного аналізу пошарових розподілів величини еліптичності поляризації в об'ємі плівки жовчі представлені у вигляді серії автокореляційних функцій на рис. 4.12, рис. 4.15 і рис. 4.18.

Порівняльний з даними (рис. 4.1 – рис. 4.9) поляризаційного картографування об'ємного розподілу еліптичності об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору аналіз одержаних результатів в різних фазових перерізах поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічною мережею сферолітних кристалів плівки жовчі, (рис. 4.10 – рис. 4.18) виявив:

1. Як і для оптичних проявів дендритної мережі голчастих кристалів плівки ліквору (рис. 4.1, рис. 4.2, рис. 4.4, рис. 4.5, рис. 4.7, рис. 4.8, фрагменти (1),(2)) у кожному фазовому перерізі об'ємного поля лазерного випромінювання мережі сферолітних кристалів жовчі має місце формування поляризаційної неоднорідності у вигляді розподілів невеликих за розмірами острівкових доменів еліптичності поляризації (рис. 4.10, рис. 4.11, рис. 4.13, рис. 4.14, рис. 4.16, рис. 4.17, фрагменти (1),(2)).

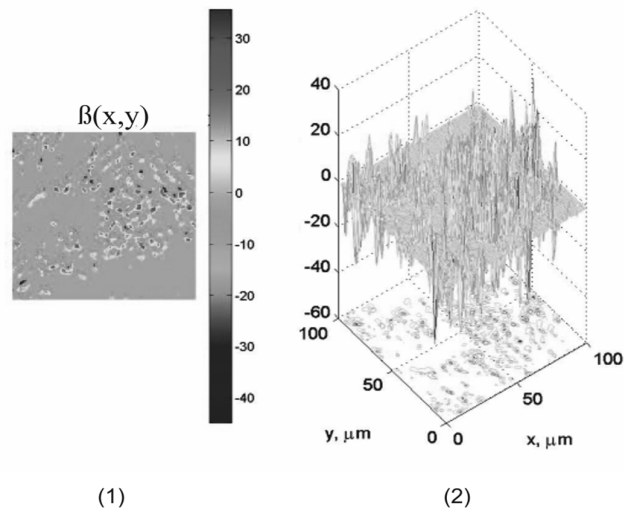


Рис. 4.10. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

$$\beta (\varphi=0.4 \text{ рад}, x,y)$$

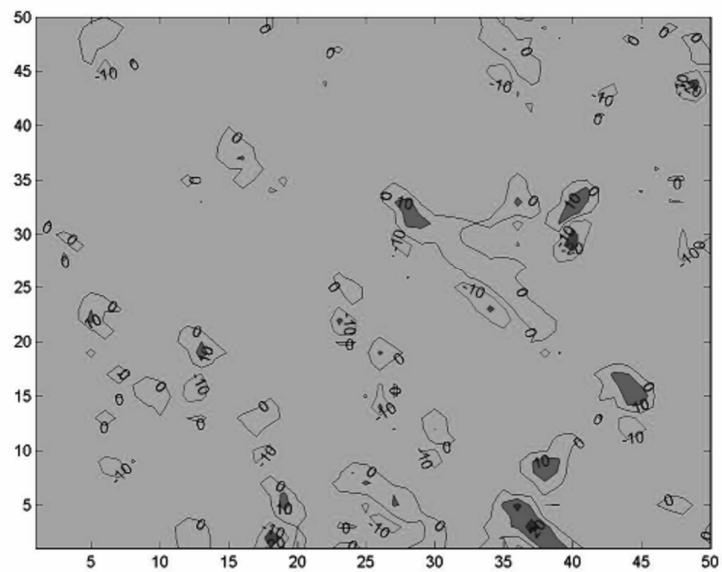


Рис. 4.11. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

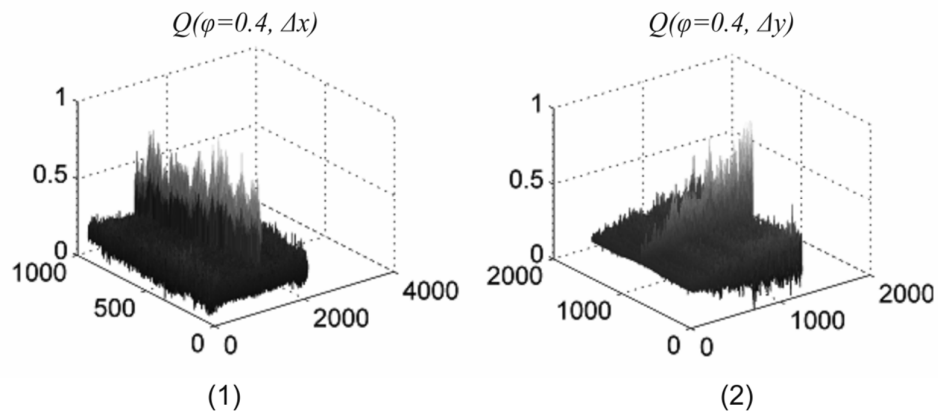


Рис. 4.12. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

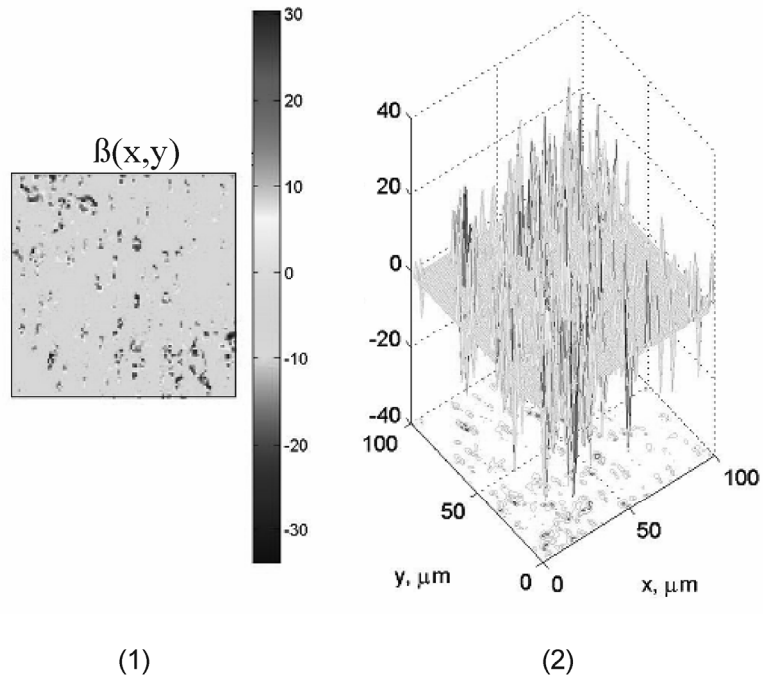


Рис. 4.13. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапа еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

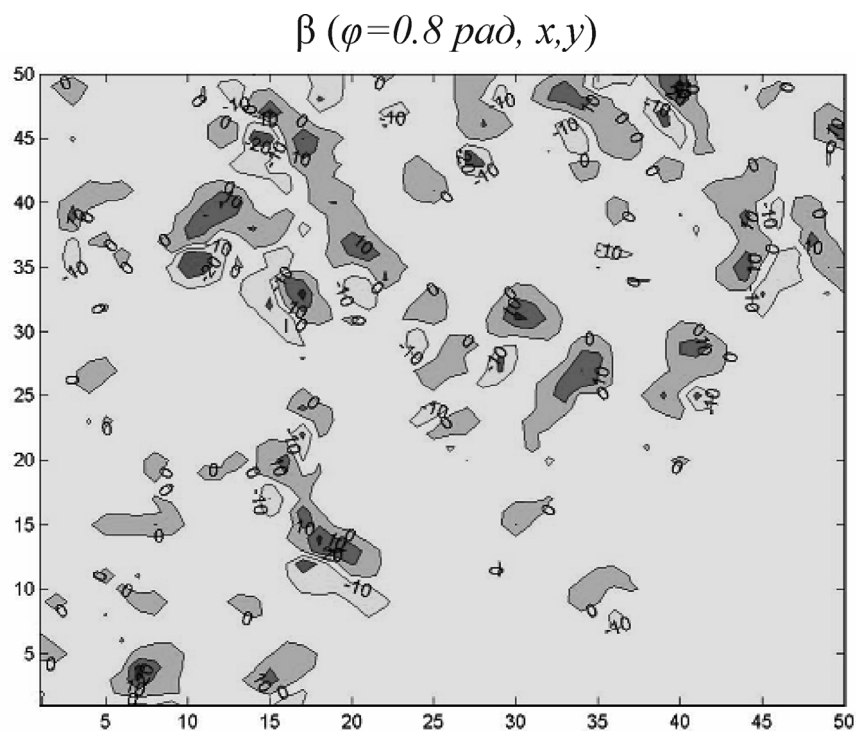


Рис. 4.14. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

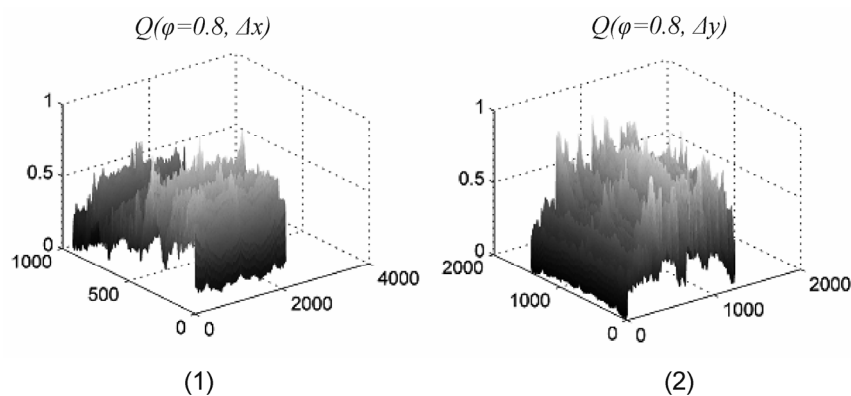


Рис. 4.15. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

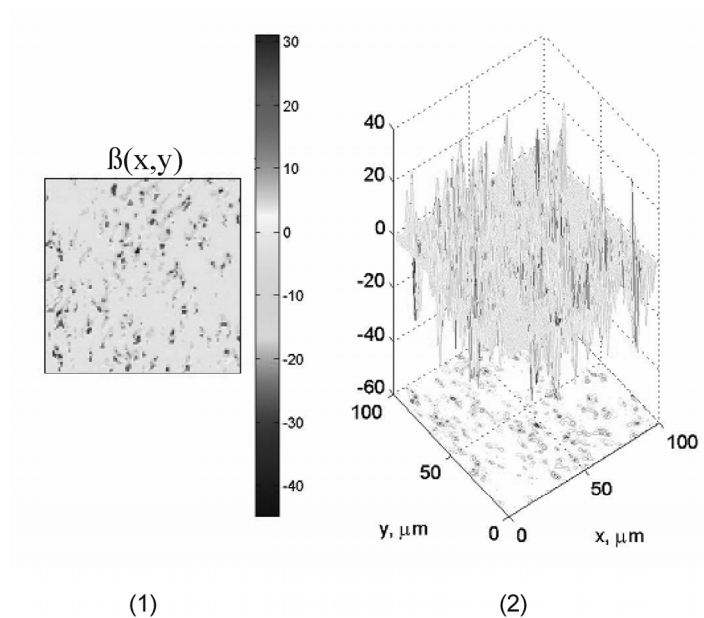


Рис. 4.16. Координатна (фрагмент (1)) та об'ємна (фрагмент (2)) структура мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

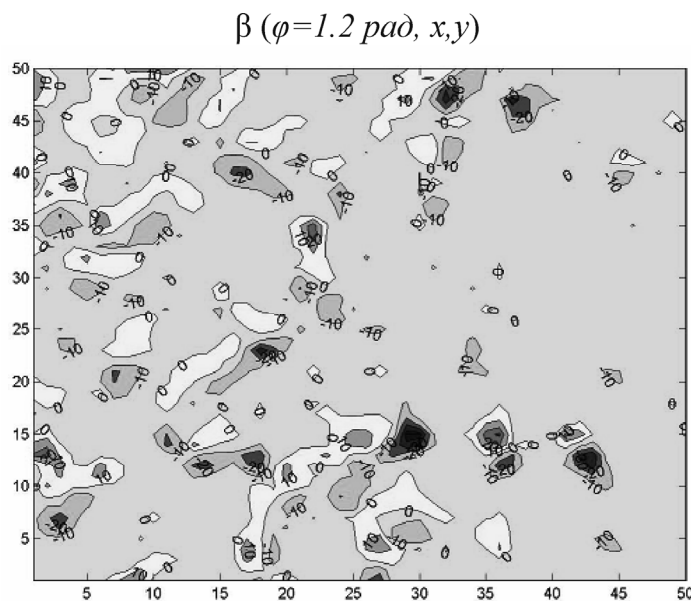


Рис. 4.17. Топографічна структура ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

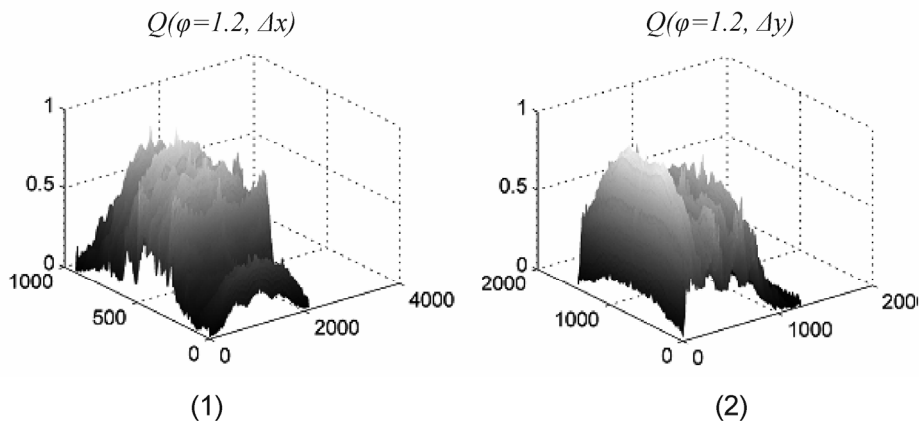


Рис. 4.18. Кроскореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

2. У межах парціальних фазових перерізів $\varphi_i = 0,4 \text{ рад}$, $0,8 \text{ рад}$, $1,2 \text{ рад}$ для кожного з таких координатних розподілів $\beta(\varphi_i, x, y)$ притаманна значна перевага поляризаційно-однорідних ділянок над індивідуальними за статистичною (рис. 4.10, рис. 4.13, рис. 4.16, фрагменти (2)) та топографічною структурою доменів з еліптичною поляризацією - рис. 4.11, рис. 4.14, рис. 4.17.

3. Топографічна структура мап еліптичності поляризації об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі являє собою сукупність малочисельних (у порівнянні з даними 3D поляризаційного картографування плівки ліквору - рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8) локальних еліптично поляризованих доменів $\beta(\Delta x, \Delta y) \approx \text{const}$, які хаотично розташовані в площині фазових перерізів φ_i - рис. 4.11, рис. 4.14, рис. 4.17.

4. Зростання ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) поляризаційно-неоднорідного поля плівки жовчі (рис. 4.11, рис. 4.14, рис. 4.17) виявляє більш повільне збільшення діапазону зміни локальних значень еліптичності поляризації ($\Delta\beta \uparrow$) і самі значення β у порівнянні з пошаровими мапами еліптичності поляризації дендритної полікристалічної мережі плівки ліквору - рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8, відповідно.

5. Кроскореляційні функції $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$, обчислені для серії поляризаційних мап $\beta(\varphi_i, x, y)$ сферолітної полікристалічної мережі плазми крові (рис. 4.12, рис. 4.15, рис. 4.18) в ортогональних напрямках (Ox і Oy), характеризуються меншим спаданням і амплітудою флуктуацій ($\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$) власних значень у порівнянні з аналогічними автокореляційними залежностями пошарових мап поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля плівки ліквору - рис. 4.3, рис. 4.6, рис. 4.9.

6. Із зростанням ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного поля ($\beta(x, y)$) полікристалічної плівки жовчі

незначно зменшується півширина залежностей кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$, а також амплітуда слабких флуктуацій $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$.

У межах статистичного та кореляційного підходів проведемо аналіз фізичних причин формування тривимірного розподілу поляризаційно-неоднорідного поля сферолітної мережі біохімічних кристалів плівки жовчі людини.

Статистичний аналіз.

Ми вже зазначали, що полікристалічна мережа плівки жовчі формується планарно розташованими сферолітними лінійно двопротенезаломлюючими кристалами білірубінату кальцію і мікросферолітів карбоната кальцію.

За рахунок значної разорієнтації напрямів оптичних осей локальних кристалів полікристалічної мережі плівки жовчі володіє менш виразним лінійним двопротенезаломленням у порівнянні з ансамблем структурованих за напрямками сукупності голчастих кристалів в об'ємі плівки ліквору. Тому при проходженні поляризованого лазерного випромінювання крізь сферолітний кристал з випадковими параметрами ρ_i, δ_i формується менше значення еліптичності β_i поляризації (розділ 1, параграф 1.8.1).

В результаті в фазових перерізах формуються двомірні розподіли випадкових значень еліптичності Φ_β з незначним діапазоном зміни величини еліптичності ($-20^\circ \leq \beta \leq 20^\circ$) на фоні найбільш імовірного лінійно поляризованого випромінювання ($\beta = 0^\circ$), що відповідає оптично ізотропним ділянкам плівки жовчі – рис. 4.11, рис. 4.14, рис. 4.17.

Зростання величини фазового перерізу призводить ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$, $1,2 \text{ рад}$) до незначного зростання кількості, площі, величини та діапазону зміни еліптичності в межах поляризаційних доменів – рис. 4.14 і рис. 4.17. Тому розподіли $\Phi_\beta(\varphi_i)$ в загальному характеризується малими значеннями статистичних моментів 1-го (середнє) і 2-го (дисперсія) порядків і, навпаки, значним рівнем асиметрії ($Z_3(\beta)$) і ексцесу ($Z_4(\beta)$).

Для більших значень фазового перерізу об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля плівки жовчі за рахунок зростання імовірності взаємодії з кристалічними утвореннями сферолітної мережі середнє ($Z_1(\beta)$) і дисперсія ($Z_2(\beta)$) зростають. Статистичні моменти вищих порядків ($Z_{3,4}(\beta)$), які характеризують асиметрію та гостроту піку автокореляційних функцій, навпаки, дещо зменшуються.

Кореляційний аналіз.

Порівняльний аналіз координатної структури мап еліптичності поляризації $\beta(\varphi_i, x, y)$ об'єктного поля плівки плазми крові (рис. 4.11, рис. 4.14, рис. 4.17) виявив наступні відмінності від аналогічних пошарових розподілів лазерного випромінювання, перетвореного мережею голчастих кристалів плівки ліквору рис. 4.2, рис. 4.5, рис. 4.8:

- менші розміри поляризаційних доменів еліптичності на фоні значних поляризаційно-однорідних ділянок;

- хаотичне розташування таких поляризаційних-неоднорідних ділянок ($\beta(\Delta x, \Delta y) \approx const$) в площині парціального фазового перерізу поля лазерного випромінювання.

Внаслідок цього значення автокореляційних функцій Q спадають повільніше, мають менш гострий пік за рахунок більшої півширини, а також більш симетричні. Флуктуації ($\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$ і $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$) власних значень кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$ пошарових мап еліптичності поляризації в усіх фазових перерізах незначні.

Виявлена структура автокореляційних залежностей $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$ поляризаційних мап еліптичності $\beta(\varphi_i, x, y)$ об'єктного поля сферолітичних мереж біохімічних кристалів плівки жовчі добре узгоджується з даними поляризаційного картографування гістологічних зрізів паренхіматозних біологічних тканин з острівковими оптично анізотропними утвореннями протейнових молекул.

Із збільшенням ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) величини фазового перерізу об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі за рахунок зростання координатної неоднорідності поляризаційно-неоднорідного лазерного поля в даних площинах має місце зменшення півширини кроскореляційних функцій $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$ та амплітуди їх флуктуацій $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$, $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$, а також зростання гостроти їх піку, – рис. 4.14 і рис. 4.17. Такі тенденції об'єктивно характеризують протилежні зміни величини кореляційних моментів – $K_1(\beta) \downarrow$, $K_2(\beta) \downarrow$ і, навпаки, $K_{3,4}(\beta) \uparrow$.

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційних $K_{j=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують координатні розподіли та кроскореляційні функції величини еліптичності β поляризації тривимірного мікроскопічного зображення полікристалічної сферолітної мережі плівки жовчі у різних фазових перерізах φ приведені в таблиці 4.2.

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків у різних фазових перерізах 3D розподілу еліптичності поляризації об'єктного поля полікристалічної мережі дендритний і сферолітичних кристалів плівок ліквору і жовчі виявив значні відмінності між ними. Параметри $Z_{i=1;2;3;4}$ відрізняються в межах 1,2 – 1,8 разів; $K_{i=1;2;3;4}$ - в 1,5 – 1,95 рази.

Виявлена різниця може стати підґрунтям для визначення та розробки об'єктивних критеріїв диференціації оптичних проявів полікристалічних мереж біологічних шарів з різними типами симетрії методом 3D поляризаційного картографування.

Окрім цього, нами встановлені наступні відмінності між статистичними і кореляційними параметрами мап еліптичності поляризації у різних фазових перерізах:

- $\Delta Z_1(\varphi)=1,9; \Delta Z_2(\varphi)=1,6; \Delta Z_3(\varphi)=1,5; \Delta Z_4(\varphi)=1,6;$
- $\Delta K_1(\varphi)=1,5; \Delta K_2(\varphi)=1,5; \Delta K_3(\varphi)=1,7; \Delta K_4(\varphi)=1,65.$

Таблиця 4.2. Статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності β поляризації мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі у різних фазових перерізах φ

$Z_i(\beta)$			$K_j(\beta)$		
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,06	$\varphi = 0,4$	K_1	0,31
	Z_2	0,09		K_2	0,22
	Z_3	1,41		K_3	0,37
	Z_4	1,95		K_4	0,51
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,09	$\varphi = 0,8$	K_1	0,27
	Z_2	0,11		K_2	0,18
	Z_3	1,18		K_3	0,53
	Z_4	1,59		K_4	0,64
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,12	$\varphi = 1,2$	K_1	0,21
	Z_2	0,14		K_2	0,15
	Z_3	0,97		K_3	0,62
	Z_4	1,24		K_4	0,78

Як видно, найбільш чутливими до зміни параметрів структури полікристалічної мережі сферолітних кристалів в об'ємі плівки жовчі виявилися статистичні ($Z_{i=1;2}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 1,6 – 1,9 рази) і кореляційні ($K_{i=3;4}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 1,65 – 1,7 рази) моменти різних порядків, які характеризують розподіли величини еліптичності $\beta(\varphi, x, y)$ поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання.

Дана інформація про статистичну та топографічну структуру пошарових мап еліптичності поляризації може бути використана для визначення принципів диференціації змін оптичної анізотропії плівок біологічних рідин одного органу людини.

4.3. 3D – диференціація поляризаційних мап полікристалічних плівок сечі здорових донорів та хворих на альбумінурію

В даній частині роботи наведені результати досліджень диференціації змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі здорових донорів (36 зразків – група 1) і хворих на альбумінурію (36 зразків – група 2).

Полікристалічна структура плівок сечі здорових донорів являє собою суперпозицію і сферолітних (оксалати кальцію, кристали вуглекислого вапна, сечокислого амонію, трипельфосфатів) і незначної кількості голчастих (білкові

епітеліальні та гіалінові циліндри, кров'яні циліндри) оптично анізотропних утворень. Наявність патології нирок (альбумінурія) виявляється у появі в січці незначної кількості білків, які кристалізуються у вигляді лінійно двопротомнезаломяючих циліндрів.

На серії рис. 4.19, рис. 4.22 і рис. 4.25 представлені координатна (фрагменти (1),(3)) та об'ємна (фрагменти (2),(4)) структура мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1),(2)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у різних фазових перерізах $\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$ об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання.

Рис. 4.20, рис. 4.23 і рис. 4.25 ілюструють топографічну структуру пошарових мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі з групи 1 і групи 2.

Результати кроскореляційного аналізу пошарових розподілів ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) величини еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2)) приведені на серії рис. 4.21, рис. 4.24 і рис. 4.27.

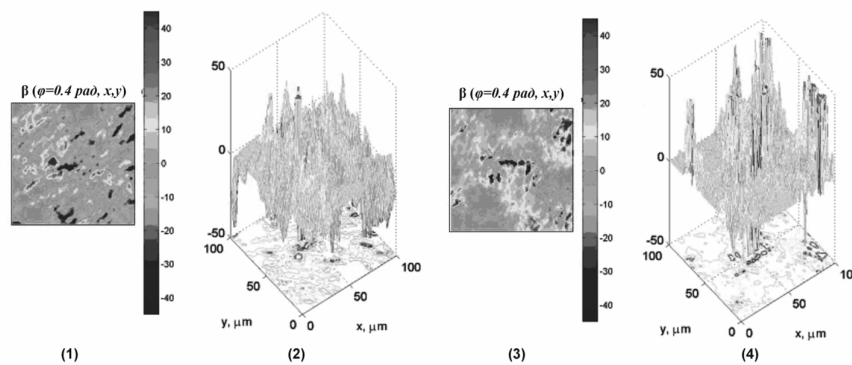


Рис. 5.19. Координатна (фрагменти (1),(3)) та об'ємна (фрагменти (2),(4)) структура мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1),(2)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (3),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

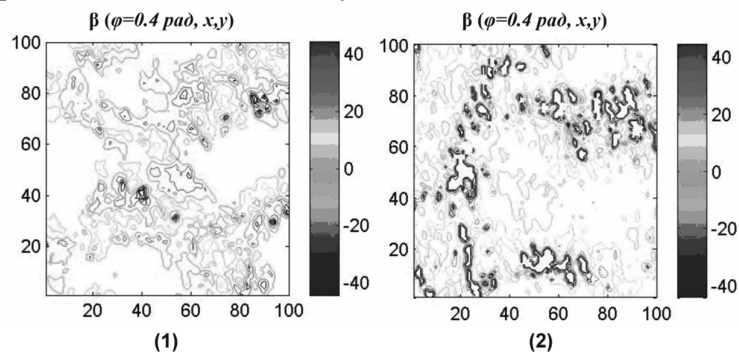


Рис. 4.20. Топографічна структура ($100 \text{ pix} \times 100 \text{ pix}$) мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

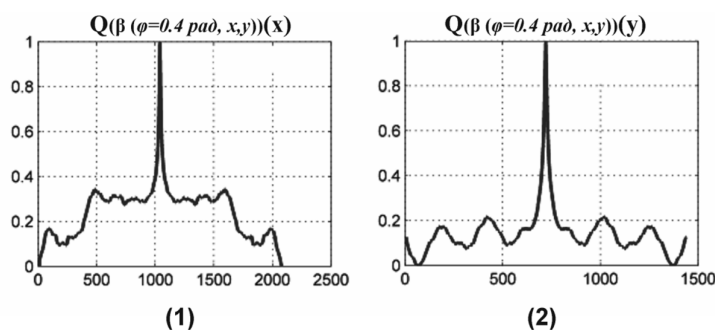


Рис. 4.21. Автокореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

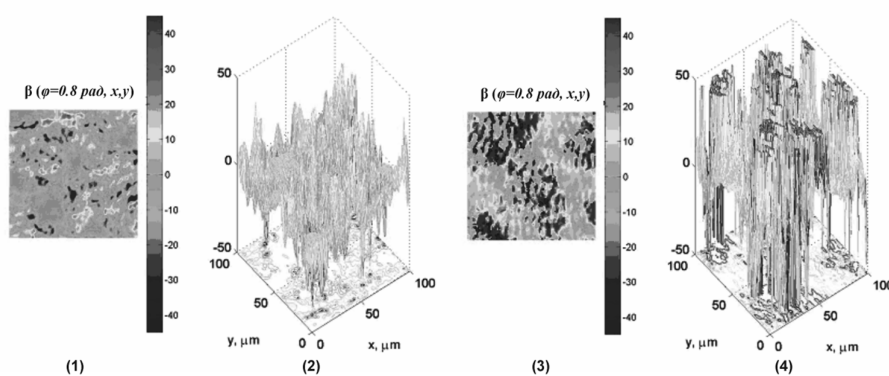


Рис. 4.22. Координатна (фрагменти (1),(3)) та об'ємна (фрагменти (2),(4)) структура мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1),(2)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

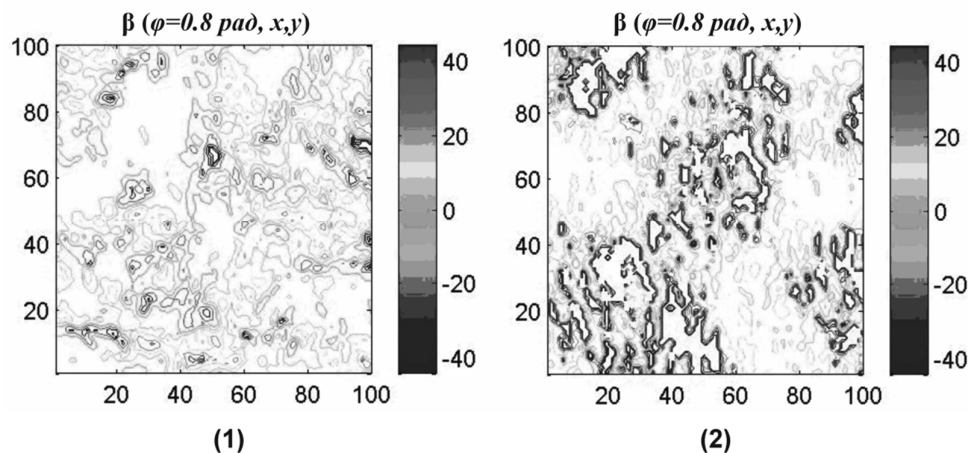


Рис. 4.23. Топографічна структура $(100\text{ pix} \times 100\text{ pix})$ мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

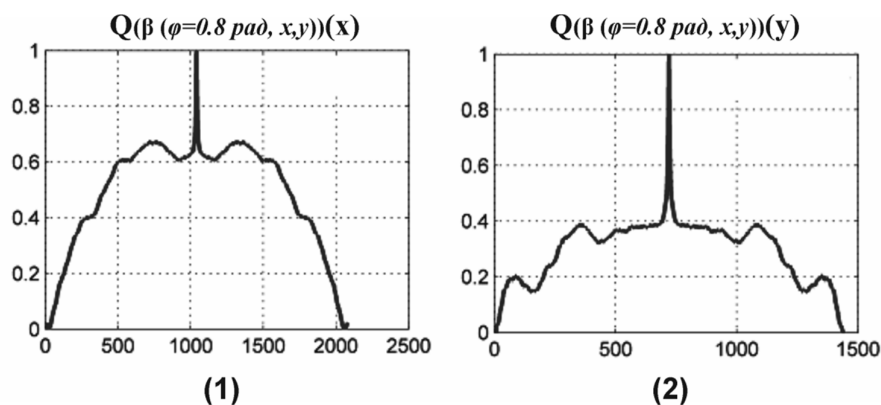


Рис. 4.24. Автокореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

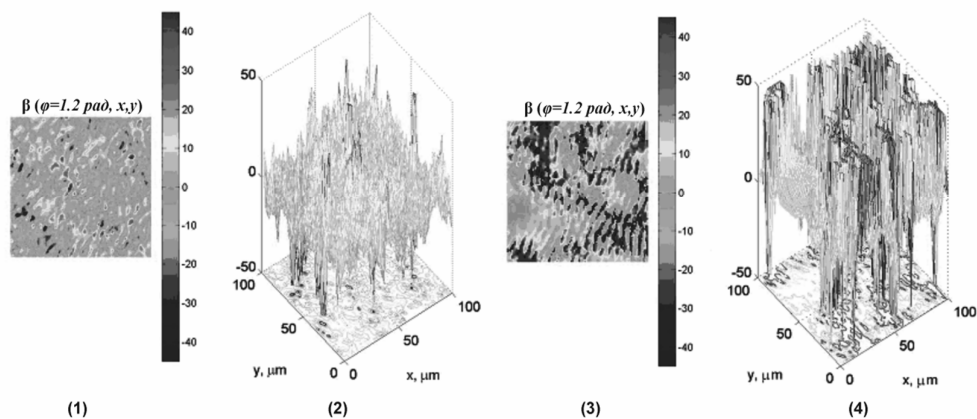


Рис. 4.25. Координатна (фрагменти (1),(3)) та об'ємна (фрагменти (2),(4)) структура мапа еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1),(2)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (3),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

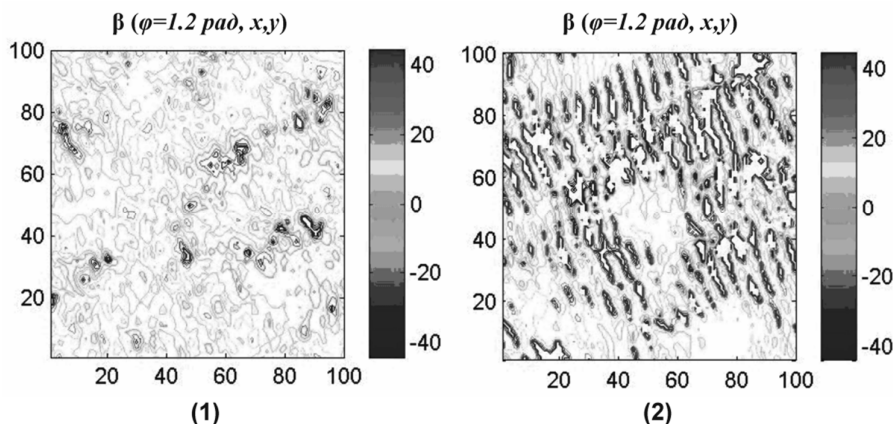


Рис. 4.26. Топографічна структура ($100\text{ pix} \times 100\text{ pix}$) мап еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті.

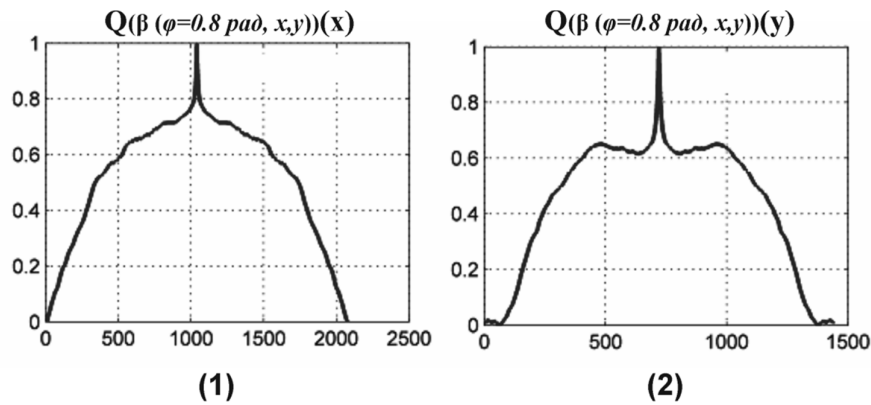


Рис. 4.27. Автокореляційні функції розподілу величини еліптичності поляризації полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагмент (1)) та хворих на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

Аналіз даних 3D поляризаційного картографування полікристалічних плівок сечі обох груп виявив наступні спільні закономірності:

1. Наявність поляризаційно – неоднорідної структури (розподіли величини еліптичності поляризації $\beta(\varphi, x, y)$) об'єктних полів зразків плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію в усіх фазових перерізах $\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$ – рис. 5.19, рис. 5.20, рис. 4.22, рис. 4.23, рис. 4.25 і рис. 4.26

2. З ростом величини фази φ_i має місце зростання середньої величини β та діапазону зміни даного параметру в пошарових перерізах об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання полікристалічних плівок сечі обох груп пацієнтів.

3. Топографічна структура мап еліптичності поляризації складається з двох основних частин – поляризаційно-однорідної ($\beta(\varphi, x, y) = 0$) та доменної, статистично розподіленої за величиною розмірами, площею та формою локальних кластерів $\beta_i(\varphi, x, y) = \text{const}$ – рис. 4.20, рис. 4.23 і рис. 4.26.

4. Автокореляційні залежності $Q(x)$ і $Q(y)$ координатних розподілів величини еліптичності поляризації $\beta_i(\varphi, x, y)$ складаються з двох частин – монотонно спадаючої та флуктуаційної – рис. 4.21, рис. 4.24, рис. 4.27.

Виявлені наступні відмінності між пошаровими мапами еліптичності поляризації 3D розподілів об'єктного поля полікристалічних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію.

1. Для полікристалічних оптично анізотропних мереж плівок сечі з групи 2 притаманний більший рівень лінійного двопроменезаломлення, що виявляється у зростанні середнього значення та діапазону розкиду величини еліптичності поляризації для всіх фазових перерізів ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) об'єктного поля – фрагменти (2) і (4) рис. 4.19, рис. 4.22 і рис. 4.25.

2. Мапи еліптичності поляризації $\beta_i(\varphi, x, y)$ поля лазерного випромінювання в об'ємі полікристалічних плівок сечі хворих на альбумінурію

більш топографічно-неоднорідні неоднорідні та складаються з сукупності поляризаційних доменів $\beta_i(\varphi, x, y) = const$ більшого рівня, кількості та площі на тлі поляризаційно-однорідного фону у порівнянні з аналогічними поляризаційними мапами полікристалічних мереж плівок сечі здорових донорів - фрагменти (1) і (2) рис. 4.20, рис. 4.23 і рис. 4.26.

3. Автокореляційні залежності $Q(x)$ і $Q(y)$ координатних розподілів величини еліптичності поляризації $\beta_i(\varphi, x, y)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними мережами хворих на альбумінурію характеризуються меншою півшириною та амплітудою флуктуацій на тлі більшої асиметрії та гостроти піку, - фрагменти (1) і (2) рис. 4.21, рис. 4.24 і рис. 4.27.

4. Для двох груп зразків плівок сечі у межах статистичного та кореляційного підходів виявлені наступні тенденції зміни величини статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують оптичні прояви альбумінурії у порівнянні контрольною групою здорових донорів - $Z_{1,2} \uparrow; Z_{3,4} \downarrow$ і $K_{1,2} \downarrow; K_{3,4} \uparrow$.

Одержані результати можна пов'язати з впливом наступних фізичних чинників.

По-перше, наявність патології нирок виявляється у потраплянні в сечу хворих білкових сполук, які кристалізуються у вигляді сукупності оптично-анізотропних білкових епітеліальних та гіалінових циліндрів. Речовина і форма таких просторово-орієнтованих біохімічних утворень характеризується наявністю оптичної осі та лінійним двопроменезаломленням.

По-друге, за рахунок таких трансформацій загальний рівень еліптичності поляризації об'єктного поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічною мережею плівки сечі хворих пацієнтів, зростає у порівнянні з поляризаційними параметрами мап фазових перерізів поля, сформованого переважно сферолітними полікристалічними утвореннями плівок сечі пацієнтів з контрольною групою.

Паралельно до цього збільшується кількість, розкид значень і розміри поляризаційних доменів еліптичності для зразків з групи 2. Тому слід очікувати збільшення середнього ($Z_1(\beta)$) і дисперсії ($Z_2(\beta)$), і, навпаки, зменшення асиметрії ($Z_3(\beta)$) та ексцесу ($Z_4(\beta)$), які характеризують розподіли величини еліптичності поляризації $\beta(\varphi, x, y)$ в усіх фазових перерізах ($\varphi = 0,4 \text{ рад}; 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$) 3D розподілу поля лазерного випромінювання в об'ємі полікристалічних плівок, які містять лінійно двопроменезаломлюючі білкові циліндри.

У межах кореляційного підходу зростання поляризаційної неоднорідності об'єктного поля плівок сечі хворих альбумінурією призводить до більш швидкої декореляції розподілів еліптичності (швидке спадання $Q(\varphi_i, \Delta x)$ і $Q(\varphi_i, \Delta y)$ та зменшення амплітуди осциляцій $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta x)$, $\tilde{Q}(\varphi_i, \Delta y)$) поляризації.

Тому для таких зразків має місце наступний сценарій зміни кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків - $K_{1,2}(\beta) \downarrow; K_{3,4}(\beta) \uparrow$.

В таблиці 4.3 і таблиці 4.4 приведені середні значення ($\bar{Z}_{i=1;2;3;4}$, $\bar{K}_{i=1;2;3;4}$) і середні похибки ($\pm \sigma$) статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційних $K_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, визначених для серії фазових ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) розподілів величини еліптичності поляризації ($\beta_i(\varphi, x, y)$) в межах обох груп біологічних препаратів (36 зразків) полікристалічних плівок сечі.

Паралельно з цим визначалися інформаційні параметри (збалансована точність Ac) даного методу тривимірного поляризаційного картографування у завданні диференціації змін полікристалічної структури плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію (розділ 1, параграф 1.8.5, співвідношення (1.101)-(1.103)).

З даних наведених в таблиці 4.3 випливає, що шляхом поляризаційного картографування об'ємних розподілів поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі, можна здійснити диференціацію оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою точністю (виділено сірим) - $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 82\% - 86\%$.

Як видно, такий рівень точності досягається у певному “оптимальному” фазовому перерізі. На нашу думку це пов'язано зі специфікою конкретної структури полікристалічних мереж зразків плівок сечі з різних груп пацієнтів. Іншими словами, де існують максимальні статистичні відмінності між параметрами лінійного двопронезаломлення мереж біохімічних кристалів, які виявляється у максимальних за даної ситуації відмінностях розподілів величини еліптичності поляризації.

Таблиця 4.3 Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують “фазові” розподіли β мікроскопічних зображень плівок сечі

β		Норма	Альбумінурія	$Ac, \%$
$\varphi = 0,4$	Z_1	$0,08 \pm 0,005$	$0,1 \pm 0,006$	69
	Z_2	$0,11 \pm 0,006$	$0,13 \pm 0,007$	71
	Z_3	$1,65 \pm 0,092$	$1,21 \pm 0,073$	75
	Z_4	$2,21 \pm 0,13$	$1,57 \pm 0,092$	78
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,105 \pm 0,006$	$0,14 \pm 0,008$	70
	Z_2	$0,125 \pm 0,007$	$0,16 \pm 0,009$	74
	Z_3	$1,32 \pm 0,086$	$0,88 \pm 0,054$	82
	Z_4	$1,88 \pm 0,11$	$1,06 \pm 0,064$	86
$\varphi = 1,2$	Z_1	$0,14 \pm 0,008$	$0,21 \pm 0,013$	74
	Z_2	$0,15 \pm 0,009$	$0,19 \pm 0,011$	72
	Z_3	$1,12 \pm 0,073$	$0,87 \pm 0,058$	80
	Z_4	$1,34 \pm 0,079$	$0,92 \pm 0,068$	78

Таблиця 4.4 Кореляційні моменти $K_{j=1;2;3;4}$, які характеризують “фазові” розподіли β мікроскопічних зображень плівок сечі

β		Норма	Альбумінурія	$Ac, \%$
$\varphi = 0,4$	K_1	$0,23 \pm 0,015$	$0,18 \pm 0,011$	68
	K_2	$0,17 \pm 0,011$	$0,14 \pm 0,08$	70
	K_3	$0,46 \pm 0,028$	$0,68 \pm 0,044$	78
	K_4	$0,62 \pm 0,038$	$0,89 \pm 0,052$	80
$\varphi = 0,8$	K_1	$0,19 \pm 0,012$	$0,16 \pm 0,009$	68
	K_2	$0,15 \pm 0,008$	$0,12 \pm 0,007$	72
	K_3	$0,67 \pm 0,047$	$1,18 \pm 0,062$	84
	K_4	$0,91 \pm 0,059$	$1,68 \pm 0,091$	86
$\varphi = 1,2$	K_1	$0,16 \pm 0,009$	$0,13 \pm 0,007$	72
	K_2	$0,12 \pm 0,007$	$0,105 \pm 0,006$	70
	K_3	$1,08 \pm 0,068$	$1,81 \pm 0,099$	84
	K_4	$1,24 \pm 0,072$	$1,92 \pm 0,11$	82

Аналіз середньої величини та середніх похибок ($\bar{K}_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$) визначення кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які наведені в таблиці 4.4, виявив зростання збалансованої точності на 3% - 7% і розширення діапазону фазових зсувів, де обчислювалися відповідні автокореляційні функції $Q(\Delta x)$ і $Q(\Delta y)$ розподілів еліптичності поляризації $\beta(\varphi, x, y)$ об’єктного поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі.

Установлено, що шляхом кореляційного аналізу пошарових розподілів поляризаційно-неоднорідного поля можна реалізувати диференціацію зразків полікристалічних плівок сечі здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою точністю (виділено сірим) для різних фазових перерізів - $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 84\% - 86\%$ і $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 1,2)) = 82\% - 84\%$.

Слід зазначити, що проведений статистичний (таблиця 5.3) і кореляційний (таблиця 4.4) аналіз структури 3D розподілів поляризаційно-неоднорідних полів полікристалічних плівок сечі не містить диференціації оптичних проявів різних за розмірами двопротенезаломлюючих сферолітичних і дендритних кристалів. Тому актуальним з точки зору розширення функціональних можливостей і підвищення чутливості методу поляризаційного картографування з використанням опорної хвилі, є завдання “розділення” таких проявів з наступним об’єктивним аналізом одержаних даних. В якості такого додаткового методу ми використали техніку просторово-частотної фільтрації поляризаційних мап еліптичності в найбільш діагностично-чутливих фазових перерізах об’єктного поля.

4.4. Просторово-частотна фільтрація пошарових мап еліптичності поляризації 3D розподілів об’єктних полів полікристалічних плівок біологічних рідин

В даній частині роботи представлені результати дослідження статистичної ($\bar{Z}_{i=1;2;3;4}(\beta) \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$) та кореляційної ($Q(\Delta x)$ і $Q(\Delta y)$, $\bar{K}(\beta)_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$) структури у найбільш “чутливих” (φ^*) до змін оптичної анізотропії (рис. 4.22 – рис. 4.27) полікристалічних плівок біологічних рідин методами:

- прямого Фур’є перетворення поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля – пошарові координатні розподіли величини еліптичності ($\beta(\varphi^*, x, y)$) просторово-частотних (ν, μ) спектрів $\Psi(\beta, \nu, \mu)$) (розділ 1, параграф 1.6.6, рис. 1.13);

- просторово-частотної фільтрації на основі зворотного Фур’є перетворення – координатні розподіли велико- $\beta^*(\varphi^*, x, y)$ та дрібномасштабної $\beta^{**}(\varphi^*, x, y)$ складових мап еліптичності поляризації $\beta(\varphi^*, x, y)$ (розділ 1, параграф 1.6.6, рис. 1.13).

В якості об’єктів дослідження використовувалися полікристалічні плівки наступних біологічних рідин:

- ліквор – мережа дендритних біохімічних кристалів;
- жовч – мережа сферолітних біохімічних кристалів;
- сеча – сферолітно-дендритна мережа біохімічних кристалів.

4.4.1. Фур’є – спектри мап еліптичності поляризації фазових перерізів об’єктного поля полікристалічних плівок біологічних рідин

Методика експериментального вимірювання, розрахунку статистичних і кореляційних параметрів Фур’є спектрів двовірних розподілів поляризаційних параметрів об’єктних полів гістологічних зрізів біологічних тканин.

В нашому випадку ми додатково скористались даним методом з метою розширення функціональних можливостей і підвищення чутливості цифрової голографічної техніки 3D пошарового поляризаційного картографування планарних полікристалічних шарів з різною просторово-орієнтаційною симетрією оптично-анізотропних утворень біохімічних сполук (розділ 1, параграф 1.6.6, рис. 1.13).

Мережа дендритних біохімічних кристалів

Результати експериментального дослідження Фур’є образів розподілів еліптичності $\Psi(\beta, \nu, \mu)$ поляризації у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ (фрагмент (1)), гістограм $N(\Psi)$ (фрагмент (2), кроскореляційних функцій $Q(\Psi, \Delta x)$ і $Q(\Psi, \Delta y)$ (фрагменти (3),(4)) представлені на рис. 4.28.

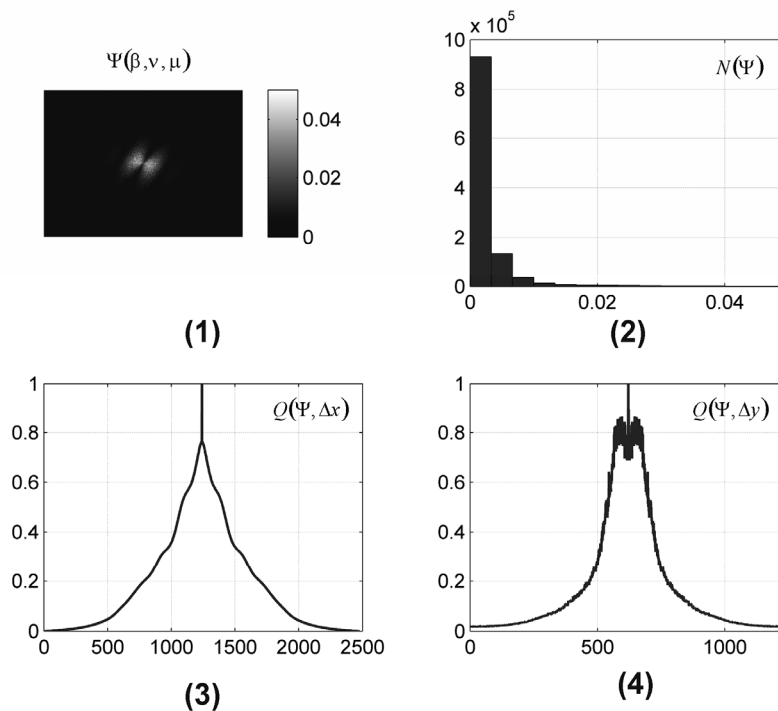


Рис. 4.28. Координатний розподіл (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)) і кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу випадкових значень еліптичності в Фур'є площині поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічною плівкою ліквору

З одержаних даних видно, що об'єктне поле (рис. 4.28, фрагмент (1)) полікристалічної плівки ліквору в фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ Фур'є площині є поляризаційно-неоднорідним.

Відповідна гістограма розподілу величини еліптичності поляризації характеризується наявністю головного екстремуму і достатньо широким діапазоном зміни випадкових значень β (рис. 4.28, фрагмент (2)).

Кроскореляційні функції $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$ і $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ мають індивідуальний вигляд (різну півширину та гостроту піку) і являють собою монотонно спадаючі залежності (рис. 5.28, фрагменти (3),(4)).

Порівняльний аналіз статистичних $N(\varphi^*, \Psi)$ і кореляційних $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$, $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ залежностей з аналогічними розподілами, одержаними в аналогічному фазовому перерізі граничної зони об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору (рис. 5.4 – рис. 5.6) виявив більший рівень поляризаційної однорідності поля лазерного випромінювання (рис. 4.28, фрагмент (1)). На це вказує менший середній рівень і діапазон зміни ($\Delta\beta$) величини еліптичності поляризації (рис. 4.28, фрагмент (2)).

Відповідні кроскореляційні функції $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$, $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ характеризуються більшою півшириною та гостротою піку, а також відсутністю осциляцій власних значень $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$, $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ (рис. 4.6 і рис. 4.28, фрагменти (3),(4)).

Така структура розподілу станів поляризації дослідженого об'єктного поля дендритної полікристалічної мережі плівки ліквору, з оптичної точки зору, може бути пов'язана з процесом усереднення розкиду значень еліптичності локально поляризованих в граничній зоні парціальних лазерних хвиль за рахунок інтерференційного усереднення в Фур'є площині. За рахунок цього в даній зоні дифракції формується ансамбль поляризаційних доменів, більших за площею та з меншим діапазоном розкиду значень еліптичності у порівнянні з граничним полем. Тому, кроскореляційні функції $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$, $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ більш плавно спадають і мають достатньо симетричну структуру (рис. 4.6 і рис. 4.28, фрагменти (3),(4)).

Кількісно поляризаційну структуру Фур'є образів розподілів еліптичності $\Psi(\beta, \nu, \mu)$ поляризації у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ поля полікристалічної плівки ліквору характеризують статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які наведені в таблиці 4.5.

З аналізу даних наведених у таблиці 4.5 видно, що значення середнього Z_1 і дисперсії Z_2 зменшуються в 1,3 – 1,5 разів; асиметрія Z_3 та ексцес Z_4 , навпаки зростають в 1,25 – 1,35 рази (таблиця 5.1). Кореляційні моменти 1-го – 4-го порядків зазнають протилежних змін (таблиця 4.1) - $K_{1;2} \uparrow$ (1,18 – 1,26 рази) і $K_{3;4} \downarrow$ (1,22 – 1,4 рази).

Таблиця 4.5. Статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності β поляризації в Фур'є площині об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

$Z_i(\beta)$			$K_j(\beta)$		
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,06	$\varphi = 0,8$	K_1	0,22
	Z_2	0,09		K_2	0,19
	Z_3	1,41		K_3	0,31
	Z_4	1,95		K_4	0,45

Таким чином у межах проведених досліджень поляризаційної структури об'єктного поля дендритної мережі полікристалічної плівки ліквору було виявлено зростання поляризаційної однорідності лазерного випромінювання в Фур'є площині.

Мережа сферолітних біохімічних кристалів

На рис. 4.29 представлені розподіл еліптичності $\Psi(\beta, \nu, \mu)$ поляризації (фрагмент (1)), його гістограма $N(\Psi)$ (фрагмент (2)) та кроскореляційні функції $Q(\Psi, \Delta x)$ і $Q(\Psi, \Delta y)$ (фрагменти (3),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ Фур'є площини об'єктного поля мережі сферолітних кристалів плівки жовчі.

Як і у випадку аналогічних досліджень поля лазерного випромінювання, перетвореного мережею дендритних кристалів плівки ліквору (рис. 4.28, фрагменти (1),(2)) об'єктне поле, що сформоване сукупністю сферолітичних біохімічних кристалів плівки жовчі в фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ Фур'є площині також є поляризаційно-неоднорідним - (рис. 4.29, фрагменти (1),(2)). Проте, відповідна гістограма розподілу величини еліптичності поляризації характеризується зсувом головного екстремуму в бік менших значень β , діапазон зміни яких також зменшується (рис. 4.28 і рис. 4.29, фрагменти (2)).

Зростання поляризаційної однорідності поля лазерного випромінювання (рис. 4.28, рис. 4.29, фрагменти (1)) ілюструє збільшення півширини монотонно спадаючих кроскореляційних функцій $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$ і $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ - рис. 4.28, рис. 4.29, фрагменти (3),(4)).

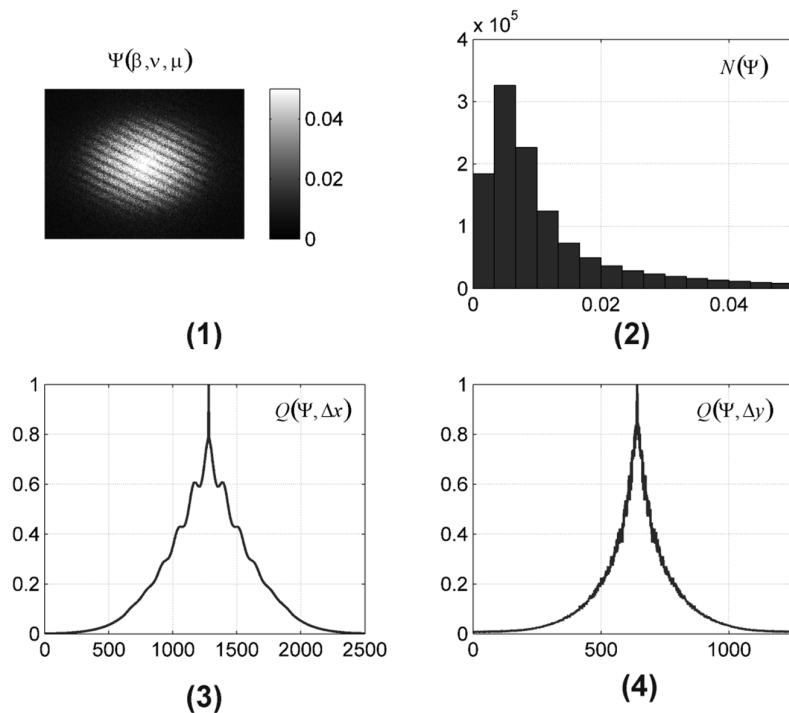


Рис. 4.29. Координатний розподіл (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)) і кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу випадкових значень еліптичності в Фур'є площині поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічною плівкою жовчі

Виявлені особливості статистичної та топографічної структури мап еліптичності поляризації дослідженого об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі можна пояснити більш поляризаційно-однорідною структурою парціальних хвиль, які сформовані мережею сферолітичних кристалів (рис. 4.13, рис. 4.14), у порівнянні з поляризаційно-неоднорідним полем мережі голчастих кристалів альбуміну плівки ліквору (рис. 4.4 – рис. 4.6). Результат перехресної інтерференції таких хвиль призводить до формування в Фур'є площині поляризаційних доменів з незначною дисперсією розкиду значень еліптичності.

За рахунок цього в даній зоні дифракції кроскореляційні функції $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x)$, $\Delta Q(\varphi^*, \Psi, \Delta y)$ більш плавно спадають і мають достатньо симетричну структуру (рис. 4.15 і рис. 4.29, фрагменти (3),(4)).

Кількісні параметри, що характеризують статистичну і топографічну поляризаційну структуру Фур'є образів розподілів еліптичності $\Psi(\beta, \nu, \mu)$ поляризації у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ поля полікристалічної плівки жовчі приведені в таблиці 4.6

Таблиця 4.6. Статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності β поляризації в Фур'є площині об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

$Z_i(\beta)$			$K_j(\beta)$		
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,07	$\varphi = 0,8$	K_1	0,26
	Z_2	0,075		K_2	0,23
	Z_3	1,68		K_3	0,27
	Z_4	2,15		K_4	0,35

З порівняльного аналізу даних, наведених у таблиці 4.6, видно, що для поляризаційної структури поля полікристалічної плівки сферолітичних кристалів жовчі в Фур'є площині значення середнього Z_1 і дисперсії Z_2 зменшуються в 1,28 – 1,46 разів; асиметрія Z_3 та експес Z_4 , навпаки зростають в 1,35 – 1,42 рази. Кореляційні моменти 1-го – 4-го порядків зазнають протилежних змін (таблиця 5.2) - $K_{1;2} \uparrow$ (1,1 – 1,27 рази) і $K_{3;4} \downarrow$ (1,82 – 1,96 рази).

Таким чином у межах проведених порівняльних досліджень поляризаційної структури в Фур'є площині об'єктного поля дендритної і сферолітної мережі полікристалічних плівок ліквору і жовчі було виявлено помітні відмінності між статистичними і кореляційними параметрами, що її характеризують. Даний факт було покладено в основу визначення діагностичних можливостей методу 3D Фур'є поляриметрії планарних полікристалічних плівок рідин органів людини.

Сферолітно-дендритна мережа біохімічних кристалів

В даній частині представлені результати досліджень ефективності методу 3D Фур'є поляриметрії планарних полікристалічних плівок сечі у диференціації змін оптичної анізотропії внаслідок патології нирок (альбумінурія).

На рис. 4.30 представлені у фазовому перерізі $\varphi^* = 0,8$ Фур'є площини об'єктного поля полікристалічних плівок сечі мапи (фрагменти (1),(2)), гістограми (фрагменти (3),(4)) та автокореляційні функції $Q(\varphi^*, \Psi, \Delta x, \Delta y)$ (фрагменти (5),(6)) розподілів величини еліптичності β поляризації здорових донорів (фрагменти (1)-(3)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (4)-(6)).

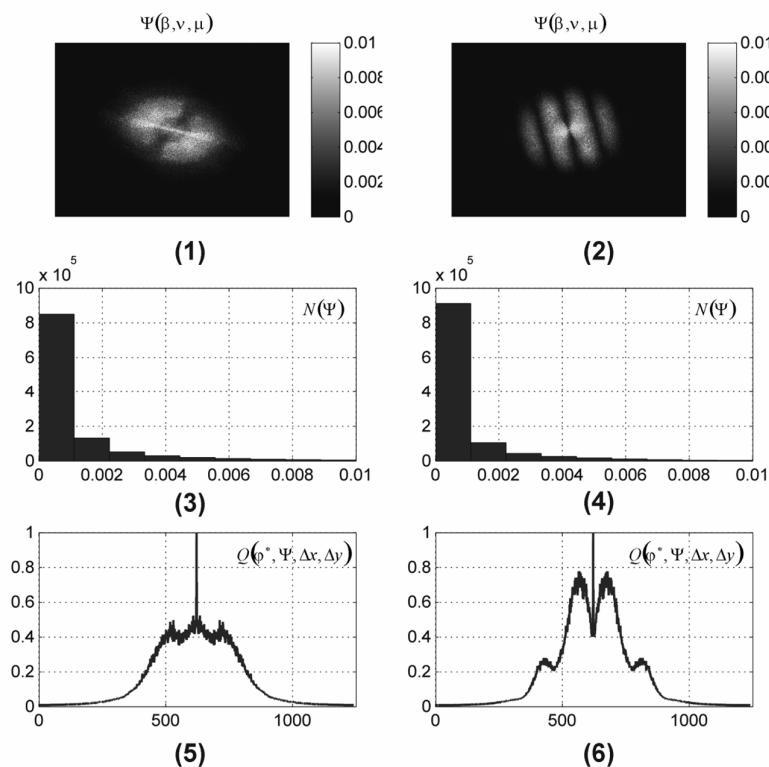


Рис. 4.30. Мапи (фрагменти (1),(2)), гістограми (фрагменти (3),(4)) та автокореляційні функції (фрагменти (5),(6)) розподілів випадкових значень еліптичності в Фур'є площині поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі здорового донора (фрагменти (1)-(3)) і хворого на альбумінурію (фрагменти (4)-(6))

Аналіз даних 3D поляризаційного картографування полікристалічних плівок сечі обох груп у Фур'є площині об'єктного поля виявив наступні спільні закономірності - наявність поляризаційно-неоднорідної структури об'єктних полів зразків плівок сечі з обох груп пацієнтів. При цьому встановлено:

1. Фур'є образ оптично анізотропних мереж плівок сечі з групи 2 характеризується більшим середнім значенням та діапазону розкиду величини еліптичності поляризації – фрагменти (2) і (5) рис. 5.30.

2. Автокореляційні залежності $Q(\phi^*, \Psi, \Delta x, \Delta y)$ координатних розподілів величини еліптичності поляризації в Фур'є площині поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними мережами хворих на альбумінурію характеризуються меншою півшириною на тлі більшої асиметрії та гостроти піку, - фрагменти (3) і (6) рис. 4.30.

У таблиці 4.7 приведені величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційних $K_{i=1;2;3;4}$ моментів, які характеризують "фазові" розподіли величини еліптичності поляризації β в Фур'є площині об'єктного поля полікристалічних плівок сечі здорових донорів та хворих на альбумінурію.

Таблиця 4.7 Статистичні $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційні $K_{i=1;2;3;4}$ моменти, які характеризують “фазові” розподіли величини еліптичності поляризації β в Фур’є площині об’єктного поля полікристалічних плівок сечі здорових донорів та хворих на альбумінурію

β		Норма	Альбумінурія	Ac,%
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,06 \pm 0,004$	$0,08 \pm 0,005$	62
	Z_2	$0,075 \pm 0,005$	$0,095 \pm 0,006$	68
	Z_3	$1,86 \pm 0,105$	$1,41 \pm 0,084$	64
	Z_4	$2,42 \pm 0,13$	$2,05 \pm 0,11$	70
$\varphi = 0,8$	K_1	$0,23 \pm 0,013$	$0,21 \pm 0,013$	60
	K_2	$0,19 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,009$	62
	K_3	$0,56 \pm 0,033$	$0,88 \pm 0,049$	74
	K_4	$0,79 \pm 0,042$	$1,16 \pm 0,065$	78

Аналіз середньої величини та середніх похибок ($\bar{Z}_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$, $\bar{K}_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$) визначення статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які наведені в таблиці 5.7, виявив зменшення збалансованої точності на 5% - 10% диференціації зразків полікристалічних плівок сечі здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію. Точність розглянутого методу не перевищує задовільного рівня - $Ac(K_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 74\% - 78\%$. Таке погіршення збалансованої точності на наш погляд обумовлене суттєвим впливом інтерференційного усереднення поляризаційних параметрів парціальних лазерних хвиль сформованих як сферолітними, так і дендритними оптично-анізотропними утвореннями в полікристалічних плівках сечі. Тому актуальним з точки зору розширення функціональних можливостей і підвищення чутливості методу 3D поляризаційного картографування є завдання роздільного одержання та дослідження структури мап еліптичності різномасштабних складових полікристалічних мереж плівок сечі.

4.4.2. Просторово-частотна фільтрація поляризаційних мап еліптичності

Методика експериментального вимірювання, розрахунку статистичних і кореляційних параметрів просторово-частотно відфільтрованих двовірних розподілів поляризаційних параметрів об’єктних полів полікристалічних плівок біологічних рідин представлена в розділі 1, параграф 1.8.1, співвідношення (1. 93).

Дана техніка поляриметрії дозволяє здійснити не тільки диференціацію геометричних масштабів структури координатних розподілів поляризаційних мап, але й надає можливість “роздільного” дослідження проявів різних механізмів оптичної анізотропії полікристалічних мереж. Зокрема лінійного (великомасштабні, голчасті кристали) та циркулярного (дрібномасштабні сферолітні кристалічні утворення) двопроменезаломлення. В нашому випадку це

сферолітні оксалати кальцію, кристали вуглекислого вапна, сечокислого амонію, трипельфосфатів і голчасті (дендритні) білкові епітеліальні та гіалінові циліндри, концентрація яких збільшується при патології (альбумінурії) нирок.

З фізичної точки зору рівень еліптичності та діапазон розкиду її величини за рахунок зростання рівня лінійного двопротенезаломлення полікристалічних плівок сечі хворих на альбумінурію повинен суттєво збільшуватися у зображенні великомасштабної складової полікристалічної мережі плівок сечі хворих пацієнтів.

На першому етапі проводилися порівняльні дослідження проявів оптичної анізотропії методом просторово-частотної фільтрації поляризаційно-неоднорідних зображень полікристалічних плівок з різною геометрією мереж біохімічних кристалів – ліквору і жовчі.

Мережа дендритних біохімічних кристалів

Результати експериментального статистичного і кореляційного дослідження розподілів еліптичності поляризації у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ велико- (β^*) та дрібно- (β^{**}) масштабної складових зображення полікристалічної плівки ліквору представлені на рис. 4.31 і рис. 4.32.

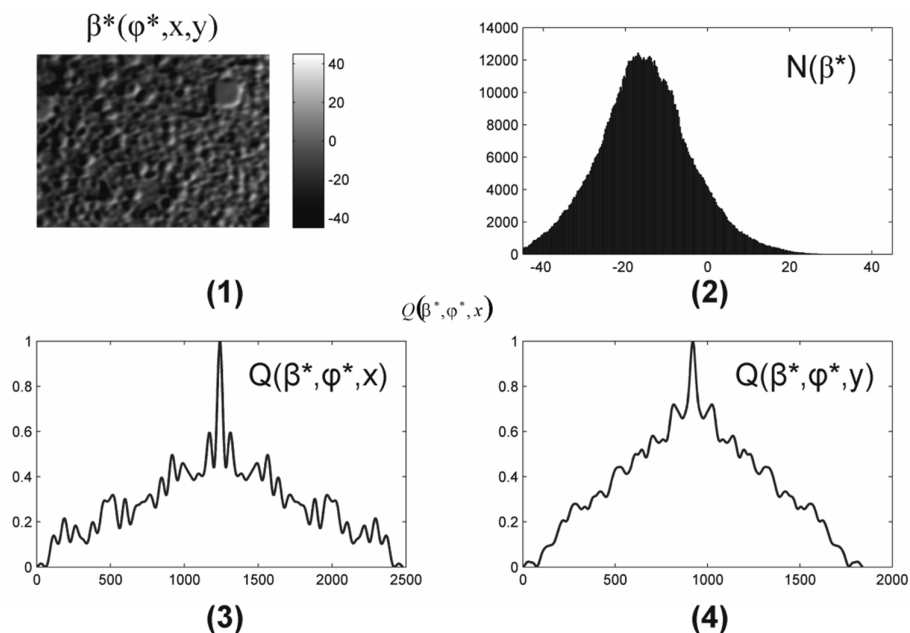


Рис. 4.31. Великомасштабна мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу величини еліптичності (β^*) поляризації лазерного зображення полікристалічної плівки ліквору

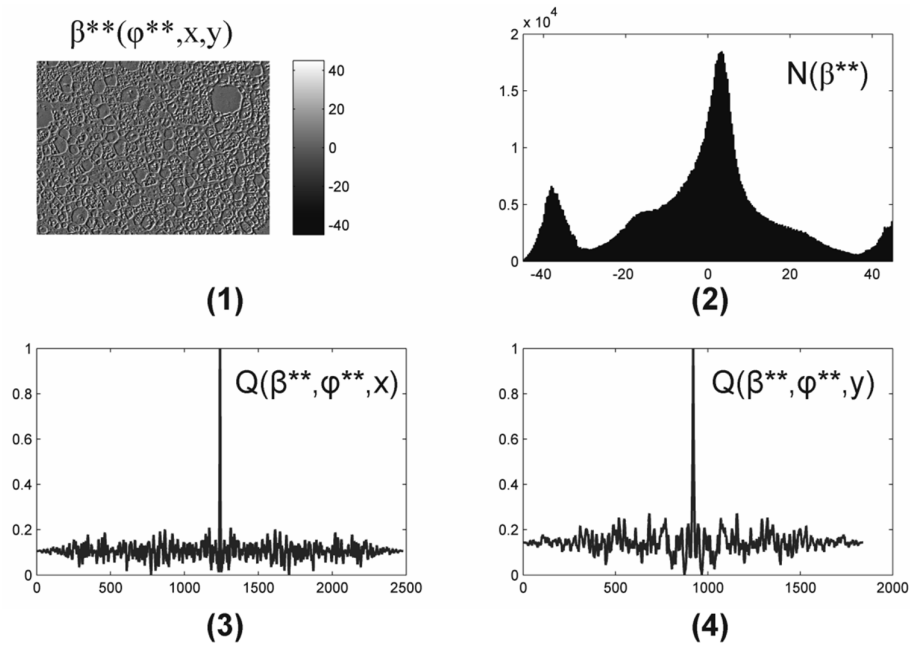


Рис. 4.32. Дрібномасштабна мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу величини еліптичності (β^{**}) поляризації лазерного зображення полікристалічної плівки ліквору

Порівняльний аналіз одержаних даних (рис. 4.31 і рис. 4.32, фрагменти (1),(2)) виявив значно вищий рівень еліптичності у найбільш чутливому до змін оптичної анізотропії (рис. 4.4, рис. 4.5) фазовому перерізі ($\varphi^* = 0,8 \text{ рад}$) об'єктного поля ($\beta^*(\varphi^*, x, y)$) великомасштабної складової (рис. 4.31, фрагмент (2)) дендритної мережі кристалів плівки ліквору ніж для дрібномасштабної складової поляризаційної мапи $\beta^{**}(\varphi^*, x, y)$ (рис. 4.32, фрагмент (2)).

Для топографічної структури мап еліптичності $\beta^*(\varphi^*, x, y)$ (рис. 4.31, фрагмент (1)) притаманна наявність великомасштабних поляризаційних доменів $\Delta\beta^*(\varphi^*, \Delta x, \Delta y)$. За рахунок цього відповідні автокореляційні функції $Q(\beta^*, \varphi^*, x)$, $Q(\beta^*, \varphi^*, y)$ характеризуються більшим рівнем півширини та меншою гостротою піку (рис. 4.31, фрагменти (3),(4)) у порівнянні з аналогічними залежностями $Q(\beta^{**}, \varphi^*, x)$, $Q(\beta^{**}, \varphi^*, y)$, які обчислені для дрібномасштабної складової поляризаційної мапи $\beta^{**}(\varphi^*, x, y)$ (рис. 4.32, фрагменти (3),(4)).

Кількісні статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) параметри, які характеризують розподіли величини еліптичності поляризації велико- (β^*) і дрібно- (β^{**}) масштабованого зображення полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$ представлені в таблиці 5.8.

Таблиця 4.8. Статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності поляризації велико- (β^*) і дрібно- (β^{**}) масштабного зображення полікристалічної плівки ліквору у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

			β^*		
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,18	$\varphi = 0,8$	K_1	0,22
	Z_2	0,195		K_2	0,17
	Z_3	0,41		K_3	0,34
	Z_4	0,57		K_4	0,46
			β^{**}		
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,05	$\varphi = 0,8$	K_1	0,11
	Z_2	0,07		K_2	0,09
	Z_3	1,81		K_3	0,84
	Z_4	2,47		K_4	0,96

Установлено, що відмінності між поляризаційними проявами оптичної анізотропії велико- та дрібномасштабної складових мережі лежать у межах:

- $\Delta Z_i = 3,6 \div 4,3$ рази;
- $\Delta K_i = 2 \div 2,5$ рази.

Співставлення даного результату з величиною відмінностей між статистичними і кореляційними моментами 1-го – 4-го порядків, які характеризують мапи еліптичності поляризації фазового перерізу $\varphi = 0,8$ об'єктного поля мережі дендритних (таблиця 5.1) і сферолітних (таблиця 5.2) мереж, вказує на значне (в 1,5 -2 рази) зростання чутливості методу 3D поляризаційного картографування з просторово-частотною фільтрацією.

Мережа сферолітних біохімічних кристалів

На рис. 4.33 і рис. 4.34 представлені результати експериментального статистичного (мапи і гістограми, фрагменти (1),(2)) і кореляційного (кроскореляційні функції, фрагменти (3),(4)) дослідження розподілів еліптичності поляризації у фазовому перерізі $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ велико- (β^* - рис. 4.33) та дрібно- (β^{**} - рис. 4.34) масштабної складових мікроскопічного зображення полікристалічної сферолітних кристалів плівки жовчі.

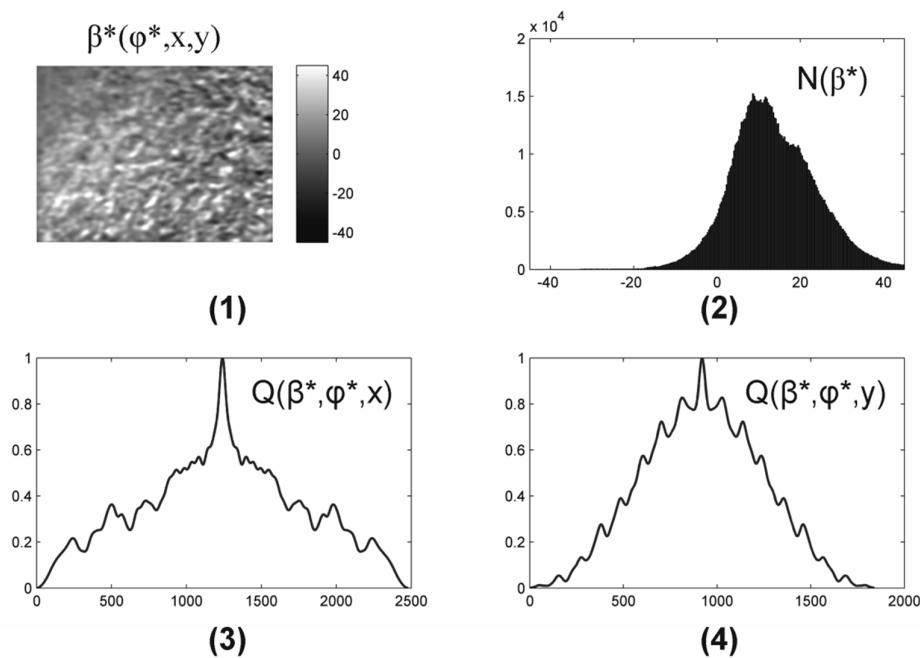


Рис. 4.33. Великомасштабна мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу величини еліптичності (β^*) поляризації лазерного зображення полікристалічної плівки жовчі

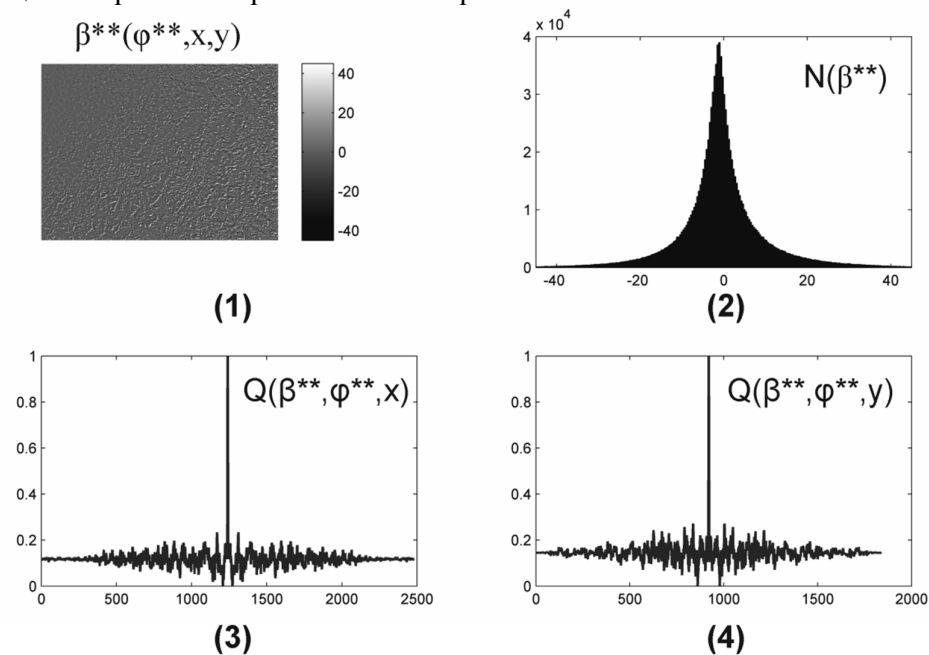


Рис. 4.34. Дрібномасштабна мапа (фрагмент (1)), гістограма (фрагмент (2)), кроскореляційні функції (фрагменти (3),(4)) розподілу величини еліптичності (β^{**}) поляризації лазерного зображення полікристалічної плівки жовчі

Порівняльний аналіз одержаних даних масштабного-селективного дослідження поляризаційно-неоднорідного поля дендритної полікристалічної мережі плівки ліквору (рис. 4.31, рис. 4.32, фрагменти (1),(2)) і мережі сферолітичних кристалів (рис. 4.33, рис. 4.34, фрагменти (1),(2)) у межах статистичного підходу виявив значно

нижчий рівень еліптичності у найбільш чутливому до змін оптичної анізотропії фазовому перерізі ($\varphi^* = 0,8 \text{ рад}$) об'єктного поля плівки жовчі.

Кореляційний аналіз розподілів $\beta^*(\varphi^*, x, y)$ і $\beta^{**}(\varphi^*, x, y)$ виявив зменшення масштабів поляризаційних доменів $\Delta\beta^*(\varphi^*, \Delta x, \Delta y)$ топографічної структури мап еліптичності (рис. 4.33, рис. 4.34, фрагменти (1)). Відповідні автокореляційні функції $Q(\beta^*, \varphi^*, x)$, $Q(\beta^*, \varphi^*, y)$ характеризуються більш гострими піками та меншою півшириною (рис. 4.33, рис. 4.34, фрагменти (3),(4)) у порівнянні з аналогічними залежностями, які обчислені для поляризаційних мап різномасштабних складових об'єктного поля мережі дендритних кристалів (рис. 4.31, рис. 4.32, фрагменти (3),(4)).

У таблиці 4.9 представлені статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли величини еліптичності поляризації велико- (β^*) і дрібно- (β^{**}) масштабного зображення полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$.

Таблиця 4.9. Статистичні ($Z_{i=1;2;3;4}$) і кореляційні ($K_{j=1;2;3;4}$) моменти, які характеризують розподіли величини еліптичності поляризації велико- (β^*) і дрібно- (β^{**}) масштабного зображення полікристалічної плівки жовчі у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$

			β^*			
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,095	$\varphi = 0,8$	K_1	0,16	
	Z_2	0,085		K_2	0,12	
	Z_3	1,27		K_3	0,63	
	Z_4	1,85		K_4	0,88	
			β^{**}			
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,065	$\varphi = 0,8$	K_1	0,105	
	Z_2	0,07		K_2	0,09	
	Z_3	2,08		K_3	1,58	
	Z_4	2,16		K_4	1,69	

Установлено, що відмінності між поляризаційними проявами оптичної анізотропії велико- та дрібномасштабної складових сферолітної мережі біохімічних кристалів плівки жовчі значно менші (у 2 – 3 рази) ніж у випадку сукупності голчастих кристалів плівки ліквору (таблиця 4.8) та лежать у наступних межах:

- $\Delta Z_i = 1,2 \div 1,5$ рази;
- $\Delta K_i = 1,5 \div 2$ рази.

Таким чином, можна констатувати, що застосування методу додаткової просторово-частотної фільтрації об'єктного поля різномасштабних складових полікристалічних мереж плівок біологічних рідин органів людини забезпечує

ефективну диференціацію оптичних проявів механізмів двопронезаломлення дендритних і сферолітних кристалів.

Сферолітно-дендритна мережа біохімічних кристалів

В даній частині представлені результати досліджень ефективності методу 3D поляриметрії з просторово-частотною фільтрацією об'єктних полів полікристалічних плівок сечі у диференціації змін оптичної анізотропії внаслідок патології нирок (альбумінурія).

На серії рис. 4.35 – рис. 4.38 представлені у фазовому перерізі $\varphi^* = 0,8$ об'єктного поля велико- (рис. 4.35) і дрібно- (рис. 4.37) масштабних складових полікристалічних плівок сечі мапи (фрагменти (1),(3)), гістограми (фрагменти (2),(4)) та автокореляційні функції (рис. 4.36, рис. 4.38) розподілів величини еліптичності β^* (рис. 4.35, рис. 4.36), β^{**} (рис. 4.37, рис. 4.38) поляризації здорових донорів (фрагменти (1),(3)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2),(4)).

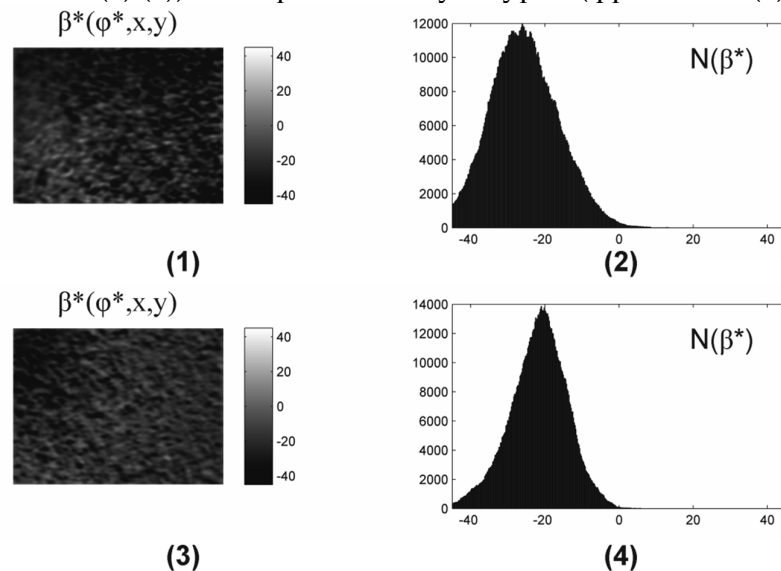


Рис. 4.35. Координатні розподіли (фрагменти (1),(3)) та гістограми (фрагменти (2),(4)) випадкових значень еліптичності великомасштабних зображень полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(2)) і хворого на альбумінурію (фрагменти (3),(4))

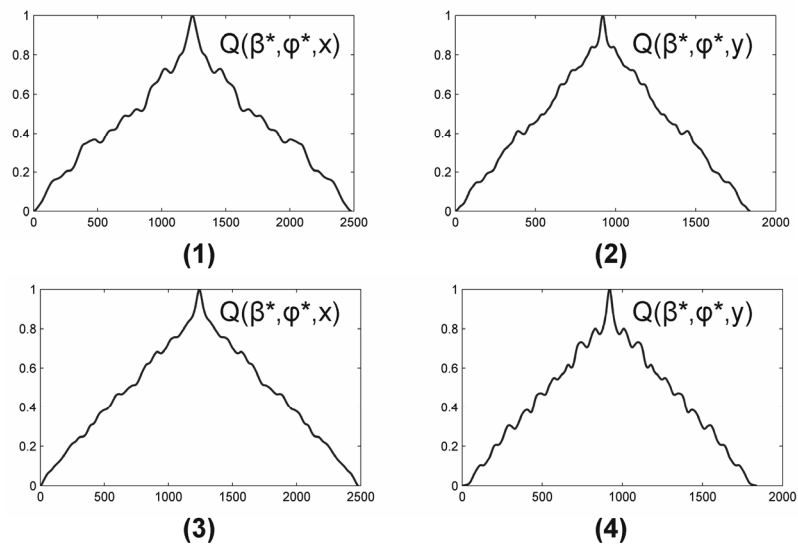


Рис. 4.36. Кроскореляційні функції розподілів випадкових значень еліптичності великомасштабних зображень полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(2)) і хворого на альбумінурію (фрагменти (3),(4))

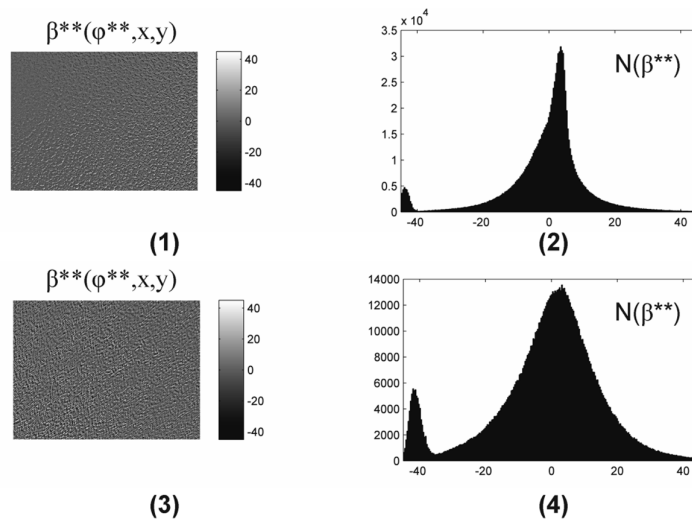


Рис. 4.37. Координатні розподіли (фрагменти (1),(3)) та гістограми (фрагменти (2),(4)) випадкових значень еліптичності дрібномасштабних зображень полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(2)) і хворого на альбумінурію (фрагменти (3),(4))

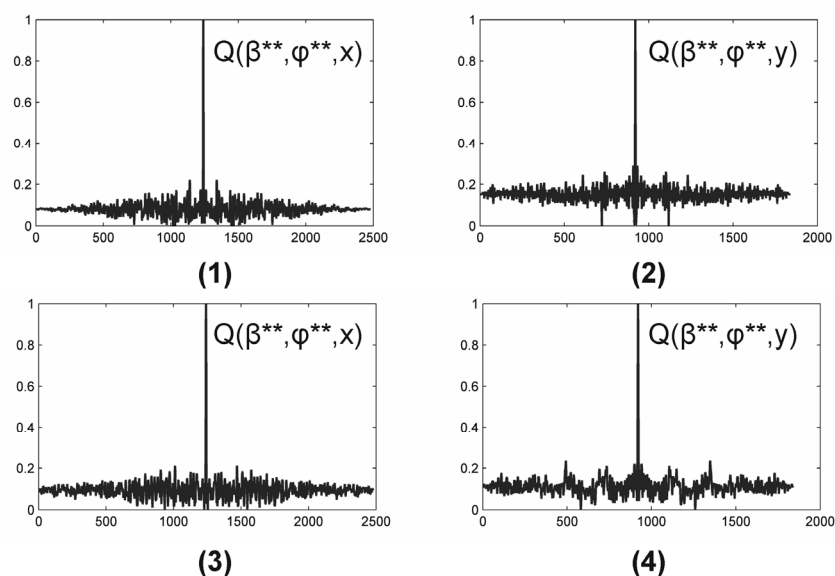


Рис. 4.38. Кроскореляційні функції розподілів випадкових значень еліптичності дрібномасштабних зображень полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(2)) і хворого на альбумінурію (фрагменти (3),(4))

Таблиця 4.10 Статистичні $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційні $K_{i=1;2;3;4}$ моменти, які характеризують “фазові” розподіли величини еліптичності поляризації β^* в великомасштабних зображеннях полікристалічних плівок сечі

β^*		Норма	Альбумінурія	Ac, %
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,14 \pm 0,081$	$0,18 \pm 0,01$	74
	Z_2	$0,15 \pm 0,083$	$0,19 \pm 0,011$	76
	Z_3	$0,96 \pm 0,063$	$0,52 \pm 0,028$	88
	Z_4	$1,32 \pm 0,077$	$0,73 \pm 0,041$	90
$\varphi = 0,8$	K_1	$0,24 \pm 0,014$	$0,19 \pm 0,011$	72
	K_2	$0,22 \pm 0,013$	$0,14 \pm 0,081$	78
	K_3	$0,44 \pm 0,027$	$0,77 \pm 0,043$	86
	K_4	$0,49 \pm 0,029$	$0,92 \pm 0,052$	90

Таблиця 4.11 Статистичні $Z_{i=1;2;3;4}$ і кореляційні $K_{i=1;2;3;4}$ моменти, які характеризують “фазові” розподіли величини еліптичності поляризації β^{**} в дрібномасштабних зображеннях полікристалічних плівок сечі

β^{**}		Норма	Альбумінурія	Ac, %
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,055 \pm 0,003$	$0,07 \pm 0,004$	66
	Z_2	$0,07 \pm 0,004$	$0,09 \pm 0,005$	70
	Z_3	$1,86 \pm 0,11$	$1,34 \pm 0,077$	78
	Z_4	$2,57 \pm 0,16$	$1,97 \pm 0,12$	76

$\varphi = 0,8$	K_1	$0,11 \pm 0,062$	$0,16 \pm 0,093$	74
	K_2	$0,105 \pm 0,055$	$0,12 \pm 0,073$	68
	K_3	$1,67 \pm 0,092$	$1,31 \pm 0,075$	72
	K_4	$1,39 \pm 0,081$	$1,06 \pm 0,059$	74

Аналіз середньої величини та середніх похибок ($\bar{Z}_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$, $\bar{K}_{i=1;2;3;4} \pm \sigma_{i=1;2;3;4}$) визначення статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які наведені в таблиці 5.10 і таблиці 5.11, виявив:

- Зростання збалансованої точності (на 5% - 8%) методу поляризаційного картографування великомасштабної складової полікристалічних мереж у диференціації зразків плівок сечі здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію. Точність розглянутого методу досягає хорошого рівня - $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 88\% - 90\%$ і $Ac(K_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 86\% - 90\%$.
- Збалансована точність методу картографування мап еліптичності поляризації дрібномасштабних складових об'єктного поля полікристалічних плівок сечі не перевищує задовільного рівня $Ac \leq 75\%$.

4.5. Висновки до розділу 4

1. Експериментально апробовано метод 3D стокс-поляриметрії поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів плівок біологічних рідин з різною просторовою симетрією полікристалічних мереж на основі пошарового цифрового голографічного відтворення розподілів величини еліптичності поляризації з використанням опорної лазерної хвилі.

2. Визначено взаємозв'язки між тенденціями зміни величини статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують пошарові розподіли 3D мап еліптичності поляризації лазерного випромінювання, перетвореного дендритними і сферолітними мережами біохімічних кристалів плівок ліквору і жовчі.

3. Розглянуто ефективність методу 3D поляризаційного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Установлено найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі фазові перерізи розподілів еліптичності поляризації, також статистичні і кореляційні параметри, що їх характеризують. На цій основі здійснено диференціацію оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою точністю $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 82\% - 86\%$.

4. Досліджено додаткові можливості розширення функціональних можливостей та підвищення чутливості методу 3D поляризаційного картографування полікристалічних мереж з використанням техніки просторово-частотної фільтрації на основі прямого та зворотного Фур'є перетворення об'єктних полів плівок біологічних рідин органів людини.

5. У межах проведених порівняльних досліджень поляризаційної структури в Фур'є площині об'єктного поля дендритної і сферолітної мережі

полікристалічних плівок ліквору і жовчі установлені величини і діапазони зміни між статистичними і кореляційними параметрами, що її характеризують. Досягнуто задовільної збалансованої точності

6. Реалізовано масштабно-селективну диференціацію велико- і дрібномасштабних складових мап еліптичності поляризації в пошарових фазових перерізах об'єктного поля полікристалічних плівок сечі. Установлені взаємозв'язки між тенденціями зміни величини та діапазонів зміни статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують мапи еліптичності поляризації та симетрією різномасштабних складових дендритних і сферолітних мереж біологічних кристалів.

7. В межах статистичного і кореляційного аналізу поляризаційних мап великомасштабної складової полікристалічних мереж зразків плівок сечі здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію виявлено зростання збалансованої точності (на 5% - 8%) методу поляризаційного картографування. Точність розглянутого методу досягає хорошого рівня - $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 88\% - 90\%$ і $Ac(K_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 86\% - 90\%$.

Розділ 5. ТРИВИМІРНА СТОКС-КОРЕЛОМЕТРІЯ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК БІОЛОГІЧНИХ РІДИН

Даний розділ містить результати дослідження взаємозв'язків між 3D розподілами параметрів оптичної анізотропії полікристалічних мереж плівок біологічних рідин різного біохімічного складу та пошаровими фазовими перерізами об'ємних розподілів величини модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення.

У межах статистичного підходу із використанням масштабно-селективного вейвлет-аналізу визначено величини та діапазони зміни статистичних 1-го – 4-го порядків, які характеризують:

- розподіли значень модуля та фази параметрів вектора Стокса лазерного випромінювання, перетвореного дендритними та сферолітними полікристалічними мережами плівок біологічних рідин, у різних фазових перерізах об'єктного поля;
- сукупності значень амплітуд вейвлет-коефіцієнтів для різних масштабів геометричних розмірів мап модуля і фази ступеня кореляції параметрів вектора Стокса (СКС).

На цій основі фізично обґрунтовано та експериментально визначено ефективність методу 3D Стокс-корелометричного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію.

Досліджено додаткові можливості розширення функціональних можливостей та підвищення чутливості методу 3D Стокс-кореляційного картографування слабких змін оптичної анізотропії з використанням вейвлет-аналізу координатних розподілів величини модуля (МСКС) і фази (ФСКС) ступеня кореляції параметрів вектора Стокса об'єктного поля сформованого координатно-неоднорідними мережами сферолітних і дендритних кристалів.

5.1. 3D розподіли модуля і фази “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної дендритної мережі плівки ліквору

В якості головного інформаційного параметру (без зниження повноти аналізу) в даній частині роботи нами обрано модуль $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фазу $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса, які виявилися найбільш чутливими до змін оптичної анізотропії гістологічних зрізів структурованих і паренхіматозних біологічних тканин (розділ 2, параграф 2.4.5, таблиця 2.9 і таблиця 2.10).

Результати експериментальної апробації методу 3D Стокс-корелометричного картографування з пошаровим цифровим голографічним відтворенням розподілів величини МСКС ($|S_4|(\varphi, x, y)$, фрагменти (1),(2)) і ФСКС ($ArgS_4(\varphi, x, y)$, фрагменти (3),(4)) мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору,

представлені на серії рис. 5.1 ($\varphi=0,4\text{ рад}$), рис. 5.4 ($\varphi=0,8\text{ рад}$) і рис. 6.7 ($\varphi=1,2\text{ рад}$).

На рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8 приведена топографічна структура ($100\text{ріх} \times 100\text{ріх}$) розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $\text{Arg}S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору, одержаних для серії фазових перерізів $\varphi=0,4\text{ рад}$, $\varphi=0,8\text{ рад}$ і $\varphi=1,2\text{ рад}$, відповідно.

Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $\text{Arg}S_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору представлені на рис. 5.3 ($\varphi=0,4\text{ рад}$), рис. 6.6 ($\varphi=0,8\text{ рад}$), рис. 6.9 ($\varphi=0,8\text{ рад}$).

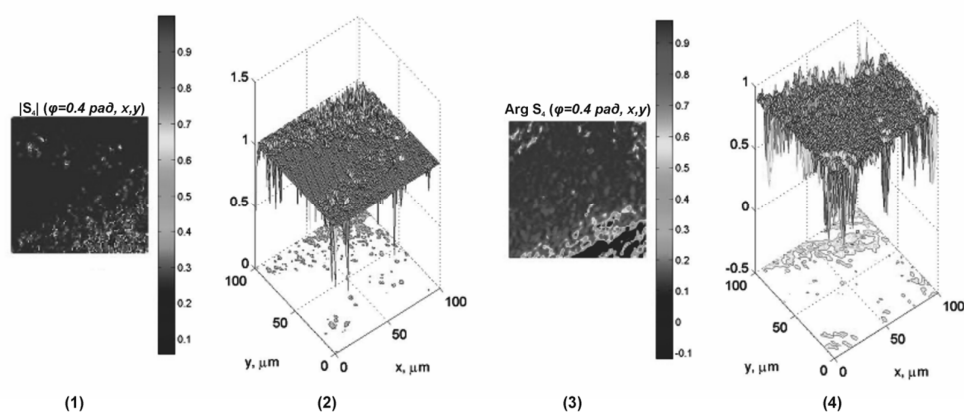


Рис. 5.1. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $\text{Arg}S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi=0,4$. Пояснення у тексті

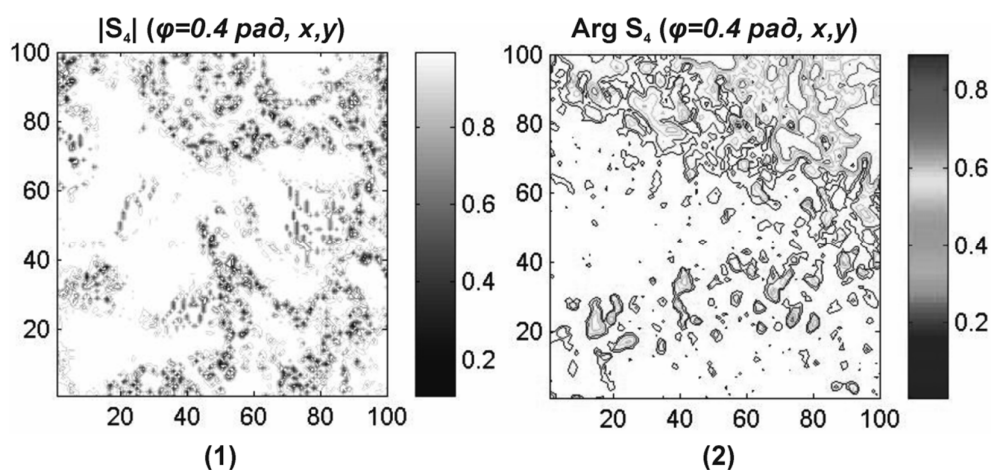


Рис. 5.2. Мапи ($100\text{ріх} \times 100\text{ріх}$) розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $\text{Arg}S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса

мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

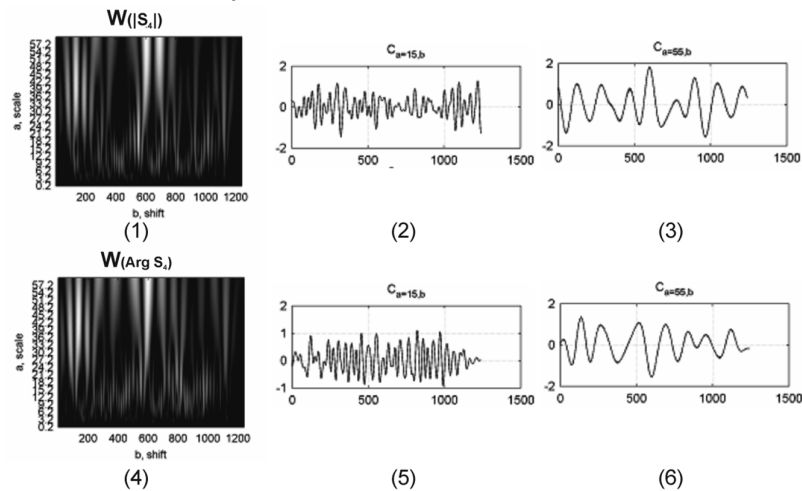


Рис. 5.3. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

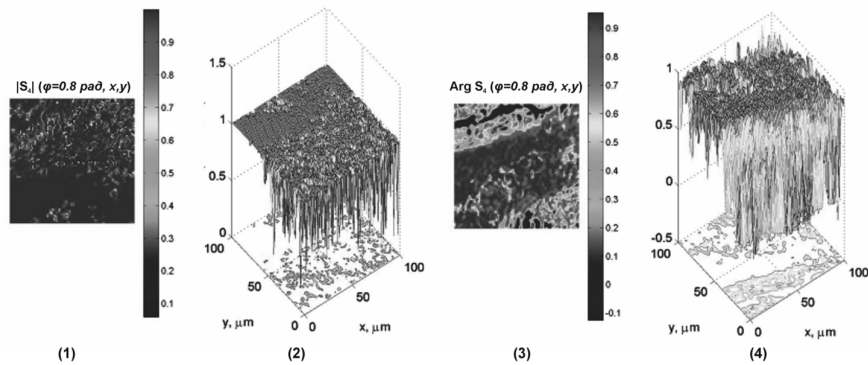


Рис. 5.4. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

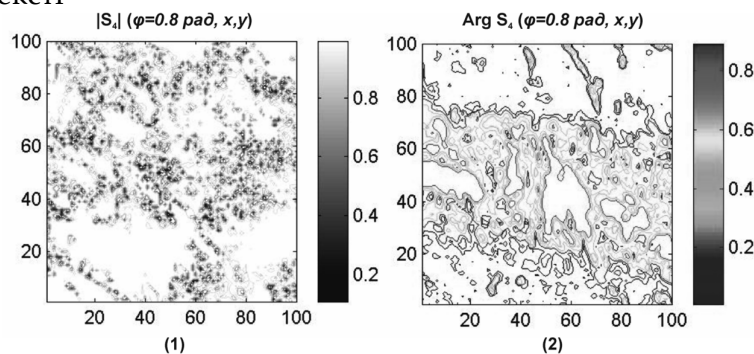


Рис. 5.5. Мапи (100ріх × 100ріх) розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $Arg S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса

мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

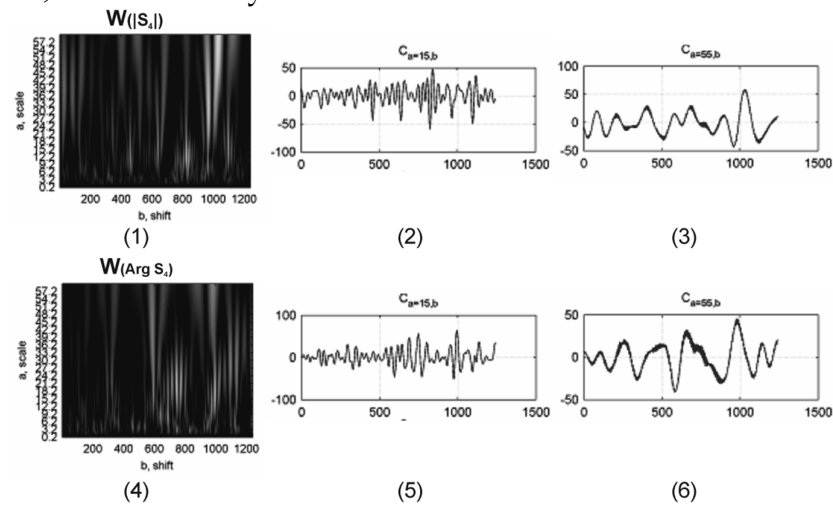


Рис. 5.6. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

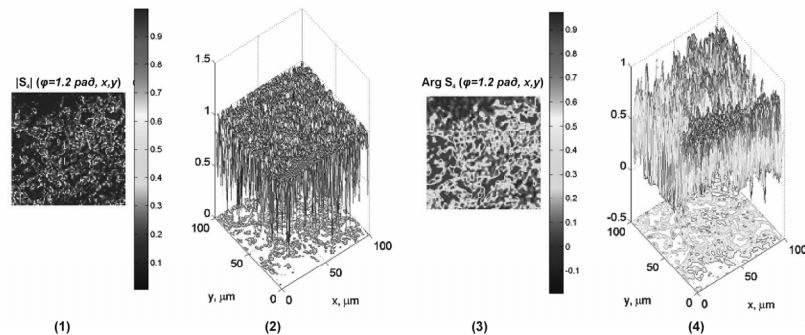


Рис. 5.7. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

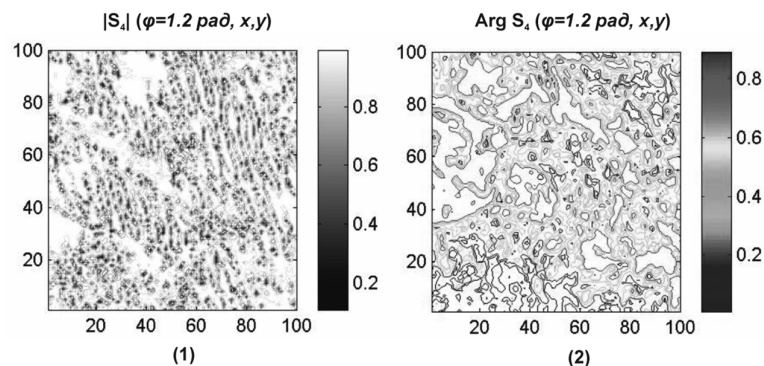


Рис. 5.8. Мапи (100ріх × 100ріх) розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $Arg S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса

мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

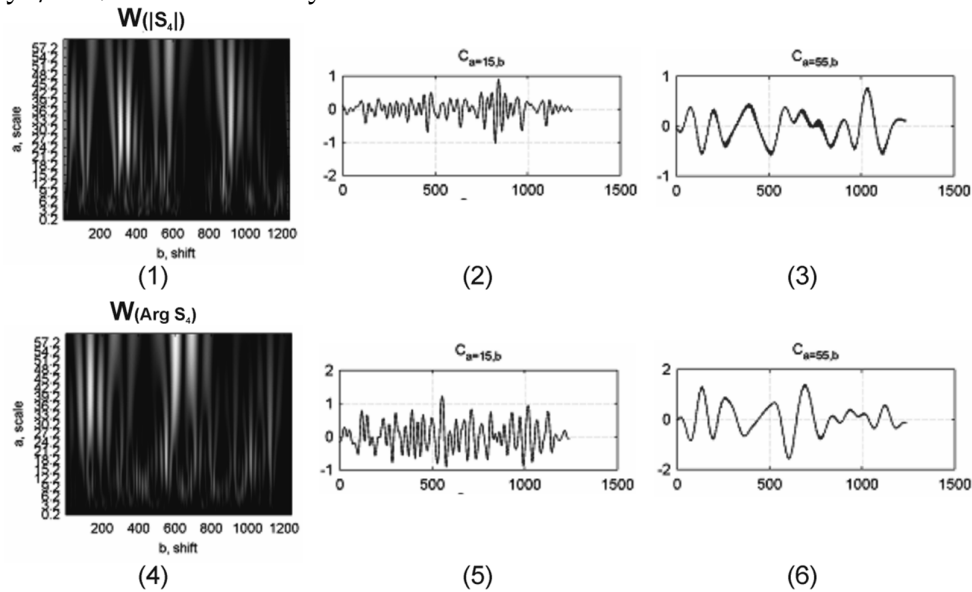


Рис. 5.9. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $ArgS_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору для фазового перерізу $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

Аналіз одержаних даних 3D Стокс-корелометричного картографування об’єктного поля лазерного випромінювання мережі дендритних кристалів плівки ліквору (рис. 5.1 – рис. 5.9) виявив:

7. Головними поляриметричними проявами кореляційної узгодженості за напрямками оптичних осей ($|S_4|$) і величинами двопроменезаломлення ($ArgS_4$) полікристалічної мережі оптично анізотропного шару ліквору є формування розподілів величини МСКС $|S_4|(\varphi, x, y)$ і ФСКС $ArgS_4(\varphi, x, y)$ (рис. 5.1, рис. 5.2, рис. 5.4, рис. 5.5, рис. 5.7, рис. 5.8).

8. Для кожного з координатних розподілів $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$, у межах парціальних фазових перерізів $\varphi_i = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$, притаманна індивідуальна статистична (рис. 5.1, рис. 5.4, рис. 5.7) та топографічна структура - рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8.

9. Із зростанням ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) поля комплексних амплітуд збільшуються діапазон зміни локальних значень модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ - рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 6.8, відповідно.

Проаналізуємо одержані результати з фізичної точки зору. В процесі кристалізації плівки ліквору і її парціальних шарах формуються різні кристалічні фракції. Серед них можна виділити дві основні, що переважають інші біохімічні сполуки за концентрацією. Перша – великомасштабні ($20 \mu\text{m} \div 100 \mu\text{m}$)

голкоподібні з просторово орієнтованими напрямками оптичних осей лінійно двопротенезаломлюючі кристали альбуміну (~70% - 80%). Друга – дрібномасштабні ($5\mu m \div 20\mu m$) сферолітні кристали глобуліну (~20% - 30%), для яких притаманна фазова модуляція циркулярно поляризованих складових амплітуди лазерного випромінювання, або циркулярне двопротенезаломлення.

Таким чином в планарних парціальних шарах плівки ліквору формується переважно полікристалічна дендритна фазовомодулююча (δ) мережа кристалів альбуміну з хаотично розташованими напрямками (ρ) оптичних осей.

У рамках модельних уявлень про формування поляризаційно-кореляційної структури об'єктного поля двопротенезаломлюючого середовища із слабкими фазовими флуктуаціями було визначено взаємозв'язки між модулем і фазою СКС. Зокрема, МСКС визначається напрямками оптичних осей голчастих кристалів $|S_4|(r_1, r_2) \leftrightarrow (\rho_1, \rho_2)$, а величина ФСКС пов'язана з фазовою модуляцією ортогональних складових амплітуди оптично-анізотропними дендритними і сферолітними кристалами $ArgS_4(r_1, r_2) \leftrightarrow (\delta_1, \delta_2)$. В результаті в кожній такій площині поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору формується індивідуальний координатний (x, y) розподіл величини модуля $|S_4|(x, y)$ і фази $ArgS_4(x, y)$.

З використанням опорної хвилі шляхом застосування алгоритму цифрового голографічної реконструкції можна відтворити в різних фазових (φ) перерізах розподіли поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$, $E_y(\varphi, x, y)$. На цій основі визначаються пошарові розподіли $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру вектора Стокса об'єктного поля полікристалічної мережі плівки ліквору.

Для малих значень фазового перерізу $\varphi = 0,4\pi$ найбільш імовірними є акти взаємодії лазерного випромінювання з окремими голчастими та сферолітними кристалами. З точки зору оптико-геометричної структури такої мережі в даній площині:

- реалізується певний просторово-детермінований для декількох напрямків кристалічного росту розподіл орієнтацій оптичних осей з незначною дисперсією розкиду їх значень ($\Delta\rho/\rho \ll 1$). Іншими словами, для сусідніх точок (r_1 і r_2) в даній площині найбільш ймовірна умова $\rho(r_1) - \rho(r_2) \rightarrow 0$. Внаслідок цього в мапі розподілу МСКС $|S_4|(\varphi, x, y)$ переважає сукупність локальних Стокс-корелометричних доменів із екстремальними значеннями $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) \rightarrow 1$, - рис. 5.1 (фрагменти (1),(2)), рис. 5.2 (фрагмент (1)).

- формується координатний розподіл фазових зсувів ($\delta(x, y)$) між лінійно- (голчасті кристали) та циркулярно- (сферолітні кристали) ортогонально поляризованими складовими амплітуди лазерного випромінювання з незначною амплітудою модуляції $\Delta\delta \ll 0,4\pi$. В результаті мапа розподілу фази СКС $ArgS_4(\varphi, x, y)$ являє собою переважно кореляційно-узгоджені ділянки з

екстремальними значеннями $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) \rightarrow 1$, - рис. 5.1 (фрагменти (3),(4)), рис. 5.2 (фрагмент (2)).

- за рахунок наявності певного розкиду значень орієнтаційних $\bar{\rho} \pm \Delta\rho$ і фазових $\bar{\delta} \pm \Delta\delta$ складових полікристалічної мережі плівки ліквору розподіли $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ містять ансамблі Стокс-корелометричних доменів з іншими, відмінними від екстремальних, значеннями $0 < |S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1$ і $0 < ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1$.

У рамках статистичного підходу до аналізу розподілів мап МСКС (рис. 5.1, фрагменти (1),(2), рис. 5.2, фрагмент (1)) і ФСКС (рис. 5.1, фрагменти (3),(4), рис. 5.2, фрагмент (2)) слід очікувати значної переваги значень статистичних моментів вищих порядків (асиметрії та ексцесу) ($Z_{3;4}(|S_4|(\varphi = 0,4 \text{ рад}, x, y)); Z_{3;4}(ArgS_4(\varphi = 0,4 \text{ рад}, x, y))$) над величинами середнього (Z_1) та дисперсії (Z_2).

Результати цифрового голографічного відтворення поляризаційно-кореляційних мап $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ для більших значень фазових перерізів ($\varphi = 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$) тривимірного розподілу поля комплексних амплітуд лазерного випромінювання відповідають фізичній ситуації, де збільшується імовірність взаємодії парціальних хвиль з декількома оптично-анізотропними кристалічними утвореннями полікристалічної мережі плівки ліквору. Внаслідок цього зростає вплив на поляризаційно-кореляційну структуру такого об'єктного поля діапазону розкиду напрямів оптичних осей $\Delta\rho(\varphi, x, y) \uparrow$ двопротинезаломлюючих кристалів, а також глибина фазової модуляції $\Delta\delta(\varphi, x, y) \uparrow$. Така трансформація оптико-геометричної структури полікристалічної складової у даних шарах плівки ліквору виявляється у зростанні координатної декореляції між величинами $\rho(\varphi, x, y)$ і $\delta(\varphi, x, y)$, що оптично виявляється у перерозподілі екстремальних значень модуля $|S_4|(\varphi, x, y) = 1$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y) = 1,75 \text{ рад}$ у більш широкий діапазон їх зміни $0 < |S_4|(\varphi, x, y) < 1$ і $0 < ArgS_4(\varphi, x, y) < 1,75 \text{ рад}$, - рис. 5.4, рис. 5.7. Окрім цього, у даних фазових перерізах зростає кількість, площа, величина та діапазон зміни модуля $0 < |S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1$ і фази $0 < ArgS_4(\varphi, x, y) < 1,75 \text{ рад}$ в межах Стокс-корелометричних доменів – рис. 6.5 і рис. 6.8.

Кількісно (у межах статистичного аналізу мап модуля і фази СКС) це виявляється у протилежних тенденціях зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ – середнє та дисперсія зростають $\{Z_{1;2}(|S_4|(\varphi, x, y)); Z_{1;2}(ArgS_4(\varphi, x, y))\} \uparrow$; статистичні моменти вищих порядків, навпаки, зменшуються - $\{Z_{3;4}(|S_4|(\varphi, x, y)); Z_{3;4}(ArgS_4(\varphi, x, y))\} \downarrow$, - таблиця 5.1.

Таблиця 5.1. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору

$ S_4 $			$ArgS_4$		
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,54	$\varphi = 0,4$	Z_1	0,93
	Z_2	0,09,		Z_2	0,07
	Z_3	0,53		Z_3	0,81
	Z_4	1,47		Z_4	1,79
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,39	$\varphi = 0,8$	Z_1	0,84
	Z_2	0,12		Z_2	0,11
	Z_3	0,44		Z_3	0,73
	Z_4	1,16		Z_4	1,41
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,21	$\varphi = 1,2$	Z_1	0,51
	Z_2	0,15		Z_2	0,13
	Z_3	0,38		Z_3	0,61
	Z_4	0,89		Z_4	1,24

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків 3D розподілів величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки ліквору у різних фазових перерізах φ плівки ліквору виявив значні відмінності між ними -

$$\left\{ \begin{array}{l} |S_4| \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 2,7; \Delta Z_2(\varphi) = 2,3; \Delta Z_3(\varphi) = 1,9; \Delta Z_4(\varphi) = 1,7; \\ ArgS_4 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,8; \Delta Z_2(\varphi) = 1,9; \Delta Z_3(\varphi) = 1,3; \Delta Z_4(\varphi) = 1,4; \end{array} \right.$$

Як видно, найбільш чутливими до зміни параметрів лінійного двопроменезаломлення (ρ, δ) сукупності шарів полікристалічної мережі дендритних кристалів в об’ємі плівки ліквору виявилися статистичні моменти 1-го і 2-го порядків, які характеризують розподіли величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ ($Z_{1;2}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 2,3 – 2,7рази) і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ ($Z_{1;2}$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 1,8 – 1,9 рази) поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля лазерного випромінювання.

Вейвлет-аналіз

Результати масштабно-селективного вейвлет-аналізу координатних розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса у різних фазових (φ) площинах поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля полікристалічної плівки ліквору представлені

серією двовірних (фрагменти (1),(4)) і лінійних (фрагменти (2),(3),(5),(6)) залежностей амплітуд вейвлет-коефіцієнтів на рис. 5.3 ($\varphi=0,4rad$), рис. 6.6 ($\varphi=0,8rad$) і рис. 5.9 ($\varphi=1,2rad$).

Аналіз одержаних даних виявив:

1. Індивідуальну структуру двовірних мап вейвлет-коефіцієнтів (рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9, фрагменти (1),(4)), які характеризують різномасштабні лінійні залежності величини амплітуди вейвлет-коефіцієнтів $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$, що одержані для масштабів $a=15$ і $a=55$ МНАТ функції - рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9, фрагменти (2),(3),(5),(6).

2. Амплітуда лінійних залежностей $C_{a=55,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують великомасштабну структуру розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у фазовому перерізі $\varphi=0,4rad$ більша (у 2 – 3 рази) ніж флуктуації аналогічного параметру $C_{a=15,b}$, який характеризує мапи МСКС і ФСКС, - рис. 5.3 (фрагменти (2),(3) і (5),(6))

3. Для більших фазових перерізів ($\varphi=0,8rad$; $1,2rad$) поляризаційно-неоднорідного поля мережі дендритних кристалів плівки ліквору діапазон зміни амплітуди лінійних залежностей вейвлет-коефіцієнтів $C_{a=15,b} \downarrow$ дрібномасштабної структури координатних розподілів $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ зменшується (рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9, фрагменти (2),(5)); для великомасштабних коефіцієнтів $C_{a=55,b} \uparrow$ зростає, - рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9, фрагменти (3),(6).

Установлені закономірності можна пов'язати з тим, що величина вейвлет-коефіцієнта $C_{a,b}$ визначається ступенем кореляційної узгодженості розмірів Стокс-корелометричного домену ($|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$) з розмірами вікна МНАТ функції, що по рядках сканує координатні розподіли $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$. Найменші розміри великомасштабних компонентів мап МСКС і ФСКС формуються у фазових перерізах поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$, $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічної плівки ліквору з незначним рівнем $\varphi=0,4rad$ (рис. 5.2). Тому у даній площині реалізується незначний рівень кореляції між розмірами вікна ($a=55$) МНАТ функції та розмірами доменів Стокс-корелометричних мап. Внаслідок цього амплітуда зміни лінійної залежності $C_{a=55,b}$ характеризується мінімальним діапазоном зміни $-1 < C_{a=55,b} < 1$ (рис. 5.3, фрагменти (2),(5)).

Збільшення $\varphi \uparrow$ в алгоритмі цифрового голографічного відтворення розподілів $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ дозволяє оцінити кореляційну узгодженість параметрів оптично-анізотропних утворень на більших геометричних масштабах. Відповідно до цього зростає рівень кореляції між параметрами вікна ($a=55$) МНАТ функції та розмірами $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$. У результаті значно збільшується діапазон зміни амплітуди вейвлет-коефіцієнтів ($-2 < C_{a=55,b} < 2$, рис. 5.6, фрагменти (2),(5) і $-3 < C_{a=55,b} < 3$, рис. 5.9, фрагменти

(2),(5)), які характеризують координатні розподіли величини модуля (рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (1)) і фази (рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (2)) СКС у фазових перерізах $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ і $\varphi = 1,2 \text{ рад}$. На менших геометричних масштабах МНАТ функції динаміка зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ розподілів вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують мапи $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ (рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8), для різних фазових площин поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічної плівки ліквору значно менша, - рис. 5.3 ($-0,5 < C_{a=55,b} < 0,5$), рис. 5.6 ($-1 < C_{a=55,b} < 1$), рис. 5.9 ($-1,5 < C_{a=55,b} < 1,5$), фрагменти (3),(6).

Даний факт можна пов'язати з тим, що концентрація, а відповідно і кількість дрібномасштабних оптично-анізотропних сферолітичних утворень, значно менша у порівнянні з кількістю лінійно двоприменезаломлюючих дендритних кристалів.

За рахунок цього кількість Стокс-корелометричних доменів та їхні геометричні розміри незначно змінюються в різних фазових площинах об'єктного поля лазерного випромінювання (рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (2)). У результаті рівень кореляційної узгодженості між розмірами вікна ($a = 15$) МНАТ функції та площею $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ значно менший у порівнянні з великим масштабом вейвлет-функції $a = 55$.

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують лінійні залежності лінійні залежності $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ у різних фазових перерізах φ приведені в таблиці 5.2.

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ функції у різних фазових перерізах 3D розподілів МСКС і ФСКС об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору виявив значні відмінності між ними:

- $|S_4| = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 2; \Delta Z_2(\varphi) = 2; \Delta Z_3(\varphi) = 2,8; \Delta Z_4(\varphi) = 2,7; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 3,4; \Delta Z_2(\varphi) = 3,4; \Delta Z_3(\varphi) = 2,2; \Delta Z_4(\varphi) = 2; \end{cases}$
- $ArgS_4 = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,8; \Delta Z_2(\varphi) = 1,8; \Delta Z_3(\varphi) = 2; \Delta Z_4(\varphi) = 2; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 2,8; \Delta Z_2(\varphi) = 3,1; \Delta Z_3(\varphi) = 1,8; \Delta Z_4(\varphi) = 1,8. \end{cases}$

Як видно, найбільш чутливими до зміни орієнтаційно-фазової структури на різних масштабах геометричних розмірів полікристалічної мережі плівки ліквору виявилися статистичні моменти 1-го і 2-го порядків, які характеризують розподіли величини амплітуди лінійних перерізів ман вейвлет-коефіцієнтів модуля ($Z_{1;2}(\varphi, |S_4|)$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 3,4 рази) і фази ($Z_{1;2}(\varphi, ArgS_4)$ - відмінності для різних фазових перерізів складають – 2,8 - 3,1 рази) 4-го параметру вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання для масштабу МНАТ функції $a = 55$.

Таблиця 5.2. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують лінійні залежності $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $|S_4|$ і $ArgS_4$

$ S_4 $				$ArgS_4$			
φ_i	Z_i	$C_{a=15,b}$	$C_{a=55,b}$	φ_i	Z_i	$C_{a=15,b}$	$C_{a=55,b}$
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,06	0,11	$\varphi = 0,4$	Z_1	0,08	0,15
	Z_2	0,21	0,63		Z_2	0,29	0,77
	Z_3	0,51	0,71		Z_3	0,42	0,86
	Z_4	0,42	0,65		Z_4	0,32	0,73
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,09	0,21	$\varphi = 0,8$	Z_1	0,11	0,26
	Z_2	0,34	1,15		Z_2	0,41	1,31
	Z_3	0,39	0,52		Z_3	0,31	0,64
	Z_4	0,33	0,41		Z_4	0,24	0,58
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,12	0,37	$\varphi = 1,2$	Z_1	0,14	0,42
	Z_2	0,42	2,12		Z_2	0,52	2,34
	Z_3	0,18	0,35		Z_3	0,14	0,47
	Z_4	0,24	0,33		Z_4	0,16	0,41

Таким чином, можна констатувати, що застосування додаткового масштабного-селективного вейвлет-аналізу (рис. 5.3, рис. 5.6, рис. 5.9) координатних розподілів МСКС і ФСКС (рис. 5.1, рис. 5.2, рис. 5.4, рис. 5.5, рис. 5.7, рис. 5.8) в фазових ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$, $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ і $\varphi = 1,2 \text{ рад}$) перерізах мікроскопічного зображення об'єму полікристалічної плівки ліквору забезпечує підвищення чутливості методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування до 25%-30% (таблиця 5.1 і таблиця 5.2).

5.2. 3D розподіли модуля і фази "двоточкового" вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної сферолітної мережі плівки жовчі

У попередньому розділі 4, параграф 4.2 наведена інформація про структуру полікристалічної складової плівок жовчі, які містить дві оптично анізотропні фракції глибокоподібні кристали моногідрату холестеролу і білірубінату кальцію, а також голчасті кристали жирних кислот.

Результати пошарового відтворення Стокс-корелометричних мап 3D розподілу лазерного випромінювання, перетвореного сферолітною кристалічною мережею плівки жовчі приведені на серії залежностей рис. 5.10, рис. 5.13 і рис. 5.16.

На серії рис. 5.11, рис. 5.14 і рис. 5.17 приведено топографічну структуру ($50\text{pix} \times 50\text{pix}$) мапи модуля $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ і фази $\text{Arg} S_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса лазерного випромінювання в товщі полікристалічної плівки жовчі у різних фазових перерізах.

Дані вейвлет-аналізу аналізу пошарових розподілів величини в об’ємі плівки жовчі представлені у вигляді серії мап вейвлет-коефіцієнтів (фрагменти (1),(4)) та їх лінійних перерізів (фрагменти (2),(3),(5),(6)) для двох масштабів ($a = 15$ і $a = 55$) МНАТ функції на рис. 5.12, рис. 5.15 і рис. 5.18.

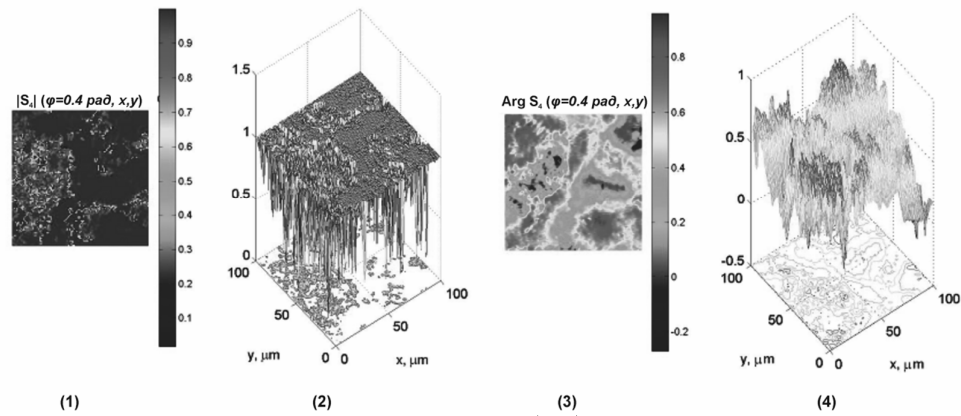


Рис. 5.10. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $\text{Arg} S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

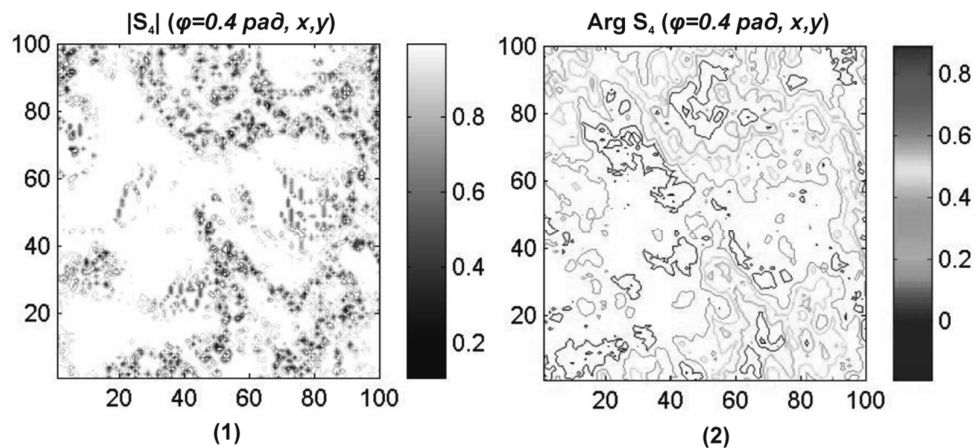


Рис. 5.11. Мапи ($100\text{pix} \times 100\text{pix}$) розподілів модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $\text{Arg} S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,4$

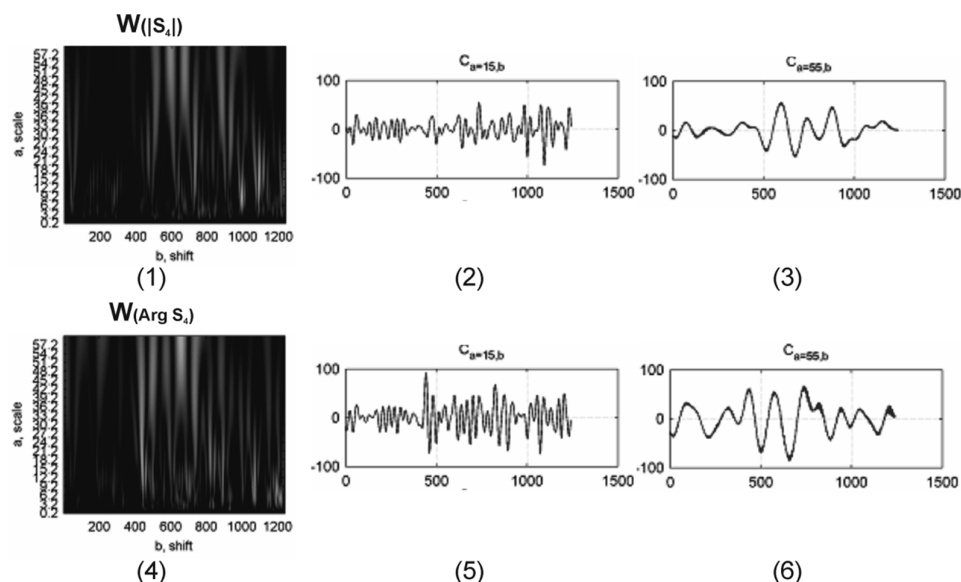


Рис. 5.12. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

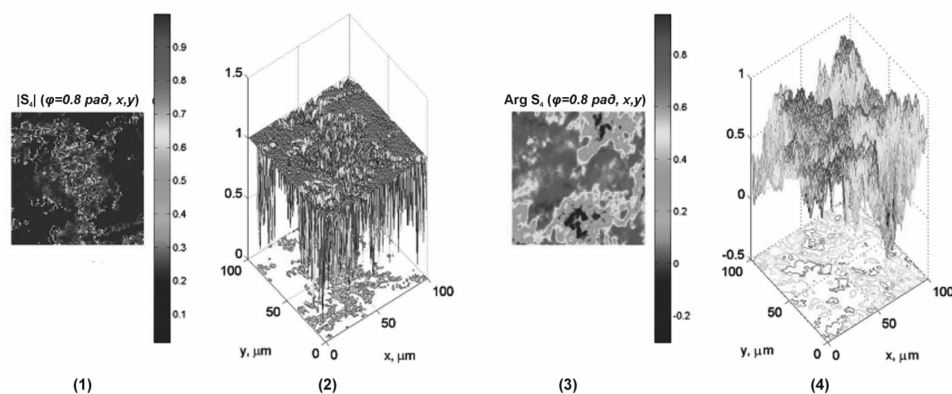


Рис. 5.13. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

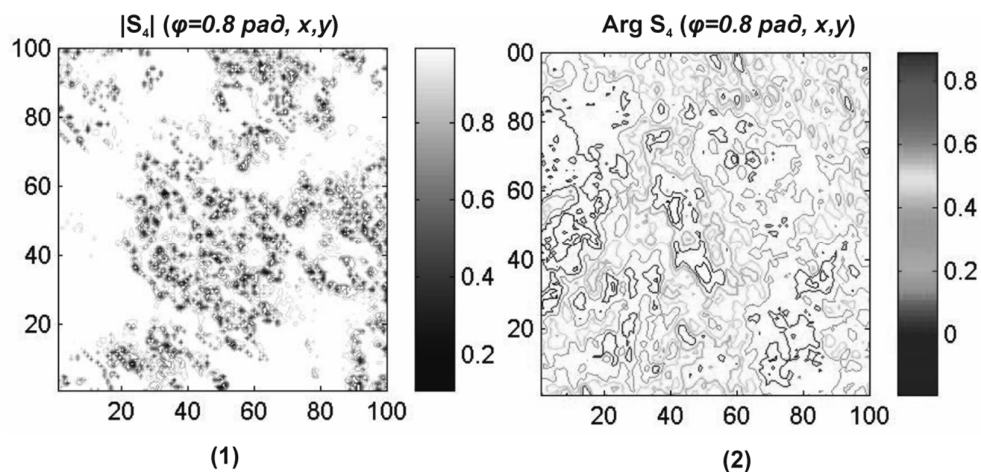


Рис. 5.14. Мапи (100ріх × 100ріх) розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $Arg S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

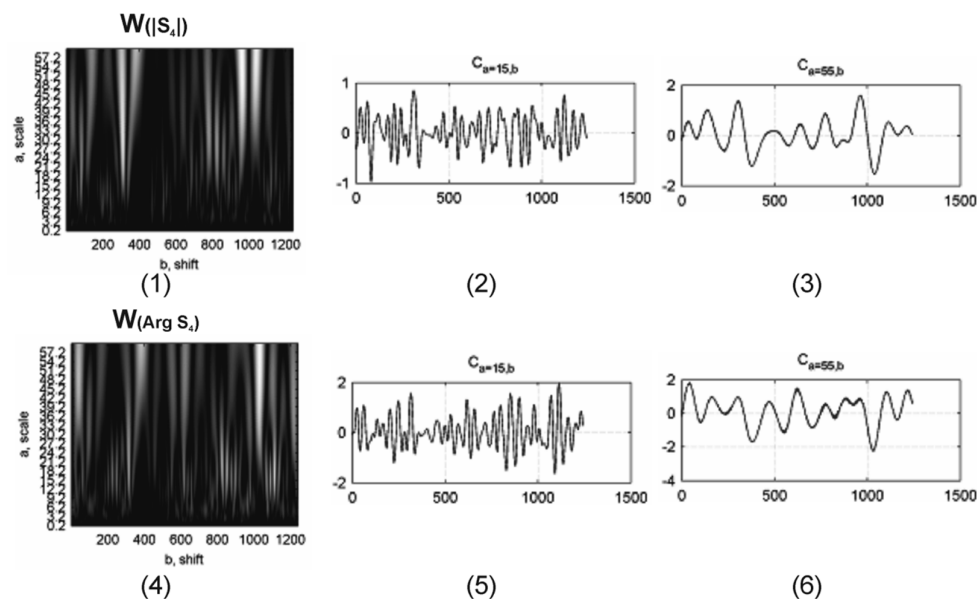


Рис. 5.15. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3)-(6)) зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 0,8$

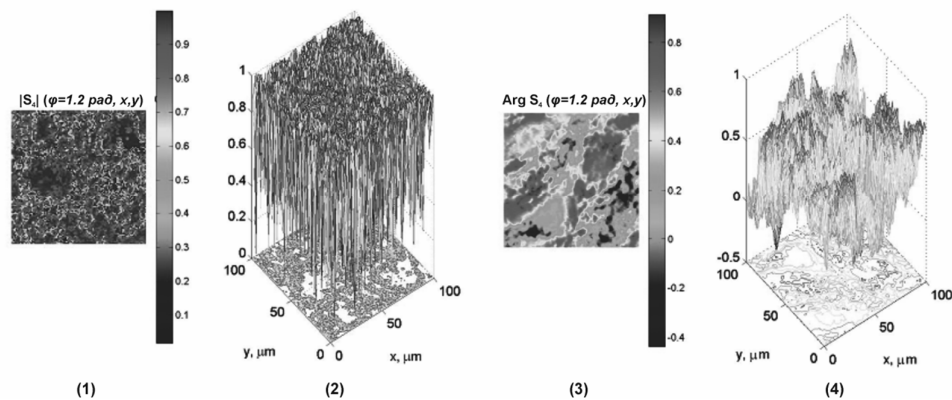


Рис. 5.16. Розподіли величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1),(2)) і фази $Arg S_4$ (фрагменти (3),(4)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

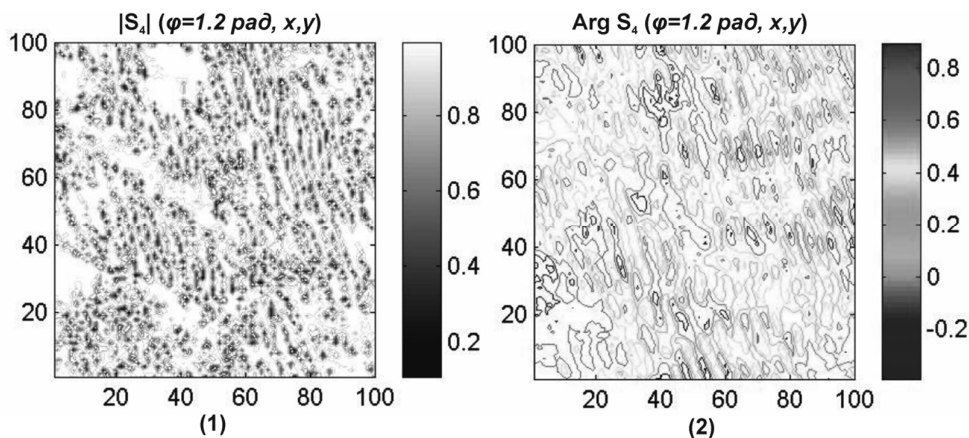


Рис. 5.17. Мапи (100ріх × 100ріх) розподілів модуля $|S_4|$ (фрагмент (1)) і фази $Arg S_4$ (фрагмент (2)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 1,2$

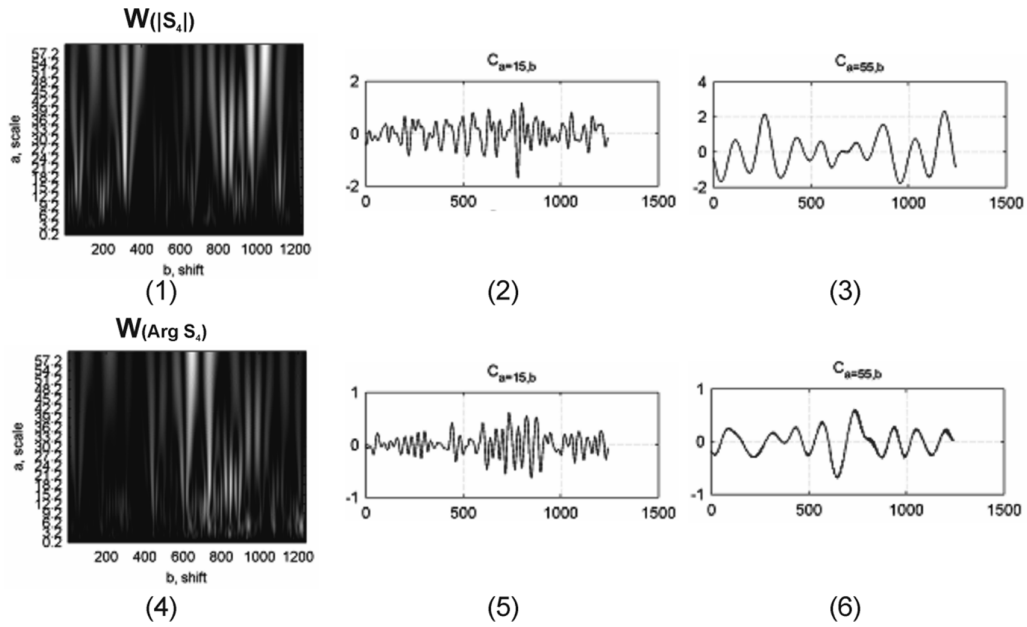


Рис. 5.18. Мапи (фрагменти (1),(4)) і лінійні перерізи (фрагменти (2),(3),(5),(6)) вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ (фрагменти (1)-(3)) і фази $ArgS_4$ (фрагменти (3)-(6)) “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі для фазового перерізу $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

Порівняльний аналіз результатів Стокс-корелометричного картографування з цифровим голографічним відтворенням розподілів модуля і фази “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса об’єктного поля сферолітної мережі біологічних кристалів плівки жовчі (рис. 5.10 – рис. 5.18) з аналогічними даними (рис. 5.1 – рис. 5.9) поляризаційно-кореляційної структури лазерного поля полікристалічної плівки ліквору виявив:

7. У кожному фазовому перерізі поляризаційно-неоднорідного поля лазерного випромінювання, перетвореного мережею сферолітних кристалів плівки жовчі має місце формування координатно-неоднорідних мап $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у вигляді розподілів невеликих за розмірами Стокс-корелометричних доменів $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ і $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ (рис. 5.10, рис. 5.13, рис. 5.16, фрагменти (1),(3), рис. 5.11, рис. 5.14, рис. 5.17).

8. Для кожного з таких координатних розподілів $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у площинах пошарових фазових перерізів поля комплексних амплітуд $\varphi_i = 0,4 rad; 0,8 rad; 1,2 rad$ наявні поряд з зображеннями декорельованих дрібномасштабних ділянок сукупності сферолітних кристалів ($0 < |S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1$ і $0 < ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1,75 rad$) значні за площею домени (рис. 5.11, рис. 5.14, рис. 5.17), що сформовані ділянками оптично анізотропної мережі з екстремальним рівнем кореляційної узгодженості напрямів оптичних осей (ρ) та фазових зсувів (δ), для яких реалізуються умови і $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) \rightarrow 1,75 rad$.

9. Зростання ($\uparrow$) величини фазового перерізу ($\varphi \uparrow$) поляризаційно-неоднорідного поля комплексних амплітуд полікристалічної плівки жовчі (рис. 5.11, рис. 5.14, рис. 5.17) виявляє збільшення діапазону зміни локальних значень $0 < |S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1$ і $0 < ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1,75 \text{ рад}$ у порівнянні з пошировими мапами модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса 3D розподілу об’єктного поля дендритної полікристалічної мережі плівки ліквору - рис. 6.2, рис. 6.5, рис. 6.8, відповідно.

Проаналізуємо одержані результати з фізичної точки зору. В процесі кристалізації плівки жовчі в її парціальних шарах формуються дві кристалічні фракції. Серед них можна виділити дві основні, що переважають інші біохімічні сполуки за концентрацією.

Перша – дрібномасштабні ($10 \mu\text{m} \div 30 \mu\text{m}$) сферолітні кристали моногідрату холестеролу і білірубінату кальцію (~75% - 85%), для яких притаманна фазова модуляція циркулярно поляризованих складових амплітуди лазерного випромінювання, або циркулярне двопроменезаломлення.

Друга – великомасштабні ($30 \mu\text{m} \div 60 \mu\text{m}$) голкоподібні з просторово орієнтованими напрямками оптичних осей лінійно двопроменезаломлюючі кристали жирних кислот (~15% - 25%).

Таким чином в планарних парціальних шарах плівки жовчі формується переважно полікристалічна сферолітна фазовомодуюча (δ) мережа кристалів альбуміну з хаотично розташованими напрямками (ρ) оптичних осей

Виходячи з цього можна припустити, що величина МСКС, який визначається напрямками оптичних осей голчастих кристалів $|S_4|(r_1, r_2) \leftrightarrow (\rho_1, \rho_2)$, буде меншою ніж для аналогічного параметру, що характеризує дендритну мережу біохімічних кристалів.

Навпаки, величина ФСКС пов’язана з фазовою модуляцією ортогональних лінійно- та циркулярно- поляризованих складових амплітуди оптично-анізотропними дендритними і сферолітними кристалами $ArgS_4(r_1, r_2) \leftrightarrow (\delta_1, \delta_2)$.

Тому у кожній такій площині поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля полікристалічної плівки жовчі формується індивідуальний координатний (x, y) розподіл величини фази $ArgS_4(x, y)$, модуляція значень якої буде зростати із збільшенням $\varphi \uparrow$.

Зокрема, для малих значень фазового перерізу $\varphi = 0,4 \text{ рад}$ найбільш імовірними є локальні акти взаємодії лазерного випромінювання з двопроменезаломлюючими голчастими та сферолітними кристалами. З точки зору оптико-геометричної структури такої мережі в даній площині реалізується більша дисперсія розподілу орієнтацій оптичних осей ніж для плівки ліквору.

Іншими словами, для сусідніх точок (r_1 і r_2) в даній площині найбільш ймовірна умова $\rho(r_1) - \rho(r_2) \neq 0$. Внаслідок цього в мапі розподілу МСКС $|S_4|(\varphi, x, y)$ зменшується кількість локальних Стокс-корелометричних доменів із

екстремальними значеннями $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y) \rightarrow 1$, - рис. 5.1 і рис. 5.10 (фрагменти (1),(2)), рис. 5.2 і рис. 5.11 (фрагменти (1)), відповідно.

Паралельно формується координатно-неоднорідний розподіл фазових зсувів ($\delta(x, y)$) між лінійно- (голчасті кристали) та циркулярно- (сферолітні кристали) ортогонально-поляризованими складовими амплітуди лазерного випромінювання з більшою (за рахунок вищої концентрації оптично-анізотропних сполук жовчі) амплітудою модуляції $\Delta\delta$.

В результаті мапа розподілу фази СКС $ArgS_4(\varphi, x, y)$ являє собою Стокс-корелометричні домени із значеннями, що розподілені у широкому діапазоні $0 < ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y) < 1,75 \text{ рад}$, - рис. 5.1 і рис. 5.10 (фрагменти (3),(4)), рис. 5.2 і рис. 5.11 (фрагменти (2)).

У рамках статистичного підходу до аналізу структури розподілів мап МСКС (рис. 5.10, фрагменти (1),(2), рис. 5.11, фрагмент (1)) і ФСКС (рис. 5.10, фрагменти (3),(4), рис. 5.11, фрагмент (2)) слід очікувати менш значної переваги значень статистичних моментів вищих порядків (асиметрії та ексцесу) ($Z_{3;4}(|S_4|(\varphi = 0,4 \text{ рад}, x, y)); Z_{3;4}(ArgS_4(\varphi = 0,4 \text{ рад}, x, y))$) над величинами середнього (Z_1) та дисперсії (Z_2), яка спостерігалась для об'єктного поля полікристалічної плівки ліквору.

Для більших значень фазових перерізів ($\varphi = 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$) тривимірному розподілу поля голографічно-відтвореного поля комплексних амплітуд лазерного випромінювання збільшується імовірність взаємодії парціальних хвиль з декількома оптично-анізотропними кристалічними утвореннями полікристалічної мережі плівки жовчі.

Внаслідок цього зростає вплив розкиду напрямів оптичних осей $\Delta\rho(\varphi, x, y) \uparrow$ двопротенезаломлюючих кристалів, а також глибини фазової модуляції $\Delta\delta(\varphi, x, y) \uparrow$ на поляризаційно-кореляційну структуру об'єктного поля.

В результаті зростання координатної декореляції між величинами $\rho(\varphi, x, y)$ і $\delta(\varphi, x, y)$ екстремальні значення модуля $|S_4|(\varphi, x, y) = 1$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y) = 1,75 \text{ рад}$ перерозподіляються у більш широкий діапазон їх зміни $0 < |S_4|(\varphi, x, y) < 1$ і $0 < ArgS_4(\varphi, x, y) < 1,75 \text{ рад}$, - рис. 5.13, рис. 5.16.

Кількісно це виявляється у протилежних тенденціях зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ пошарових перерізів поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі, – середнє та дисперсія зростають $\{Z_2(|S_4|(\varphi, x, y)); Z_2(ArgS_4(\varphi, x, y))\} \uparrow$; статистичні моменти вищих порядків, навпаки, зменшуються $\{Z_{1;3;4}(|S_4|(\varphi, x, y)); Z_{1;3;4}(ArgS_4(\varphi, x, y))\} \downarrow$, - таблиця 5.3.

Таблиця 5.3. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують розподіли величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі у різних фазових перерізах φ

$ S_4 $			$ArgS_4$		
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,31	$\varphi = 0,4$	Z_1	0,89
	Z_2	0,13		Z_2	0,11
	Z_3	0,41		Z_3	0,63
	Z_4	0,52		Z_4	0,88
$\varphi = 0,8$	Z_1	0,22	$\varphi = 0,8$	Z_1	0,77
	Z_2	0,16		Z_2	0,16
	Z_3	0,32		Z_3	0,54
	Z_4	0,43		Z_4	0,67
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,14	$\varphi = 1,2$	Z_1	0,56
	Z_2	0,21		Z_2	0,22
	Z_3	0,26		Z_3	0,34
	Z_4	0,33		Z_4	0,56

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують 3D розподіли величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічних зображень полікристалічних дендритних (плівка ліквору – таблиця 5.1) і сферолітних (плівка жовчі – таблиця 5.3) мереж у різних фазових перерізах φ , виявив зростання дисперсії розкиду ($Z_2 \uparrow$) і зменшення асиметрії ($Z_3 \downarrow$) та ексцесу ($Z_3 \downarrow$). При цьому зберігаються значні відмінності між значеннями $Z_{i=1;2;3;4}$ у різних шарах поля комплексних амплітуд полікристалічної плівки жовчі.

Установлено, що найбільш чутливими до зміни оптичної анізотропії шарів полікристалічної мережі сферолітних кристалів в об’ємі плівки жовчі виявилися статистичні моменти 1-го - 4-го порядків, які характеризують розподіли величини фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ - відмінності між ними для різних фазових перерізів складають – 1,5 – 2 рази.

Вейвлет-аналіз

Серія двомірних (фрагменти (1),(4)) і лінійних (фрагменти (2),(3),(5),(6)) залежностей величини амплітуд вейвлет-коефіцієнтів, які представлені на рис. 5.3 ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$), рис. 5.6 ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$) і рис. 5.9 ($\varphi = 1,2 \text{ рад}$), ілюструє результати масштабного-селективного вейвлет-аналізу координатних розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля полікристалічної плівки жовчі.

Аналіз одержаних даних виявив:

1. Індивідуальну структуру різномасштабних ($C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$) лінійних перерізів (рис. 5.12, рис. 5.15, рис. 5.18, фрагменти (2),(3),(5),(6)) двовірних мап вейвлет-коефіцієнтів (рис. 5.12, рис. 5.15, рис. 5.18, фрагменти (1),(4)) координатних розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля полікристалічної плівки жовчі.

2. Зменшення (у 1,5 – 1,85 рази) зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=55,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують великомасштабну структуру розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у фазовому перерізі $\varphi = 0,4 \text{ рад}$ (рис. 5.12 (фрагменти (3),(6)) , у порівнянні з діапазоном флуктуацій аналогічного параметру, який характеризує мапи МСКС і ФСКС поля лазерного випромінювання дендритної мережі полікристалічної плівки ліквору, - рис. 5.3 (фрагменти (3), (6)).

3. Зростання (до 2 разів) амплітуди лінійних залежностей $C_{a=55,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують дрібномасштабну структуру розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ і фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у фазовому перерізі $\varphi = 0,4 \text{ рад}$ (рис. 5.12 (фрагменти (2),(5)) ніж флуктуації аналогічного параметру, який характеризує мапи МСКС і ФСКС поля лазерного випромінювання дендритної мережі полікристалічної плівки ліквору, - рис. 5.3 (фрагменти (2),(5)).

4. Для більших фазових перерізів ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) поляризаційно-неоднорідного поля мережі сферолітичних кристалів плівки жовчі діапазон зміни амплітуди лінійних залежностей вейвлет-коефіцієнтів $C_{a=15,b} \downarrow$ дрібномасштабної структури координатних розподілів $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ збільшується (рис. 5.12, рис. 5.15, рис. 5.18, фрагменти (2),(5)); для великомасштабних коефіцієнтів $C_{a=55,b} \uparrow$ зменшується, - 5.12, рис. 5.15, рис. 5.18, фрагменти (3),(6)).

Установлені закономірності можна пов’язати з тим, що величина вейвлет-коефіцієнта $C_{a,b}$ визначається ступенем кореляційної узгодженості розмірів Стокс-корелометричного домену ($|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$) з розмірами вікна МНАТ функції, що по рядках сканує координатні розподіли $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$. Найменші розміри великомасштабних компонентів мап МСКС і ФСКС формуються у фазових перерізах поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$, $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічної плівки ліквору з незначним рівнем $\varphi = 0,4 \text{ рад}$ (рис. 6.2). Тому у даній площині реалізується незначний рівень кореляції між розмірами вікна ($a = 55$) МНАТ функції та розмірами доменів Стокс-корелометричних мап. Внаслідок цього амплітуда зміни лінійної залежності $C_{a=55,b}$ характеризується мінімальним діапазоном зміни $-1 < C_{a=55,b} < 1$ (рис. 6.3, фрагменти (2),(5)).

Збільшення $\varphi \uparrow$ в алгоритмі цифрового голографічного відтворення розподілів $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ дозволяє оцінити кореляційну узгодженість параметрів оптично-анізотропних утворень на більших геометричних масштабах. Відповідно до цього зростає рівень кореляції між параметрами вікна ($a = 55$) МНАТ функції та розмірами $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$. У результаті значно збільшується діапазон зміни амплітуди вейвлет-коефіцієнтів ($-2 < C_{a=55,b} < 2$, рис. 5.6, фрагменти (2),(5) і $-3 < C_{a=55,b} < 3$, рис. 5.9, фрагменти (2),(5)), які характеризують координатні розподіли величини модуля (рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (1)) і фази (рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (2)) СКС у фазових перерізах $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ і $\varphi = 1,2 \text{ рад}$. На менших геометричних масштабах МНАТ функції динаміка зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ розподілів вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують мапи $|S_4|(\varphi, x, y)$ і $ArgS_4(\varphi, x, y)$ (рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8), для різних фазових площин поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічної плівки ліквору значно менша, - рис. 5.3 ($-0,5 < C_{a=55,b} < 0,5$), рис. 5.6 ($-1 < C_{a=55,b} < 1$), рис. 5.9 ($-1,5 < C_{a=55,b} < 1,5$), фрагменти (3),(6).

Даний факт можна пов'язати з тим, що концентрація, а відповідно і кількість дрібномасштабних оптично-анізотропних сферолітичних утворень, значно менша у порівнянні з кількістю лінійно двопроточних дендритних кристалів.

За рахунок цього кількість Стокс-корелометричних доменів та їхні геометричні розміри незначно змінюються в різних фазових площинах об'єктного поля лазерного випромінювання (рис. 5.2, рис. 5.5, рис. 5.8, фрагменти (2)). У результаті рівень кореляційної узгодженості між розмірами вікна ($a = 15$) МНАТ функції та площею $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ або $ArgS_4(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ значно менший у порівнянні з великим масштабом вейвлет-функції $a = 55$.

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують лінійні залежності лінійні залежності $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ у різних фазових перерізах φ приведені в таблиці 5.4.

Таблиця 5.4. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують лінійні залежності амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини $|S_4|$ і $ArgS_4$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічної плівки жовчі у різних фазових перерізах φ

$ S_4 $				$ArgS_4$			
φ_i	Z_i	$C_{a=15,b}$	$C_{a=55,b}$	φ_i	Z_i	$C_{a=15,b}$	$C_{a=55,b}$
$\varphi = 0,4$	Z_1	0,095	0,105	$\varphi = 0,4$	Z_1	0,105	0,12
	Z_2	0,25	0,56		Z_2	0,32	0,71
	Z_3	0,65	0,61		Z_3	0,54	0,78
	Z_4	0,72	0,56		Z_4	0,49	0,63

$\varphi = 0,8$	Z_1	0,11	0,16	$\varphi = 0,8$	Z_1	0,14	0,21
	Z_2	0,39	0,91		Z_2	0,51	0,91
	Z_3	0,53	0,42		Z_3	0,43	0,55
	Z_4	0,47	0,34		Z_4	0,32	0,44
$\varphi = 1,2$	Z_1	0,16	0,29	$\varphi = 1,2$	Z_1	0,17	0,23
	Z_2	0,54	1,88		Z_2	0,62	1,84
	Z_3	0,31	0,23		Z_3	0,19	0,32
	Z_4	0,39	0,28		Z_4	0,16	0,33

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які у різних фазових перерізах 3D розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля полікристалічної плівки жовчі характеризують розподіли амплітуди вейвлет-коефіцієнтів множин значень МСКС і ФСКС для різних масштабів ($a = 15$ і $a = 55$) МНАТ функції, виявив значні відмінності між асиметрією (відмінності складають 2,8 рази) та ексцесом (відмінності складають 3,1 рази) гістограм $N(\varphi, ArgS_4)$ дрібномасштабної складової мережі сферолітних кристалів:

- $|S_4| = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,6; \Delta Z_2(\varphi) = 2,1; \Delta Z_3(\varphi) = 2,2; \Delta Z_4(\varphi) = 1,85; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,9; \Delta Z_2(\varphi) = 2; \Delta Z_3(\varphi) = 2,3; \Delta Z_4(\varphi) = 2; \end{cases}$
- $ArgS_4 = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,8; \Delta Z_2(\varphi) = 1,9; \Delta Z_3(\varphi) = 2,8; \Delta Z_4(\varphi) = 3,1; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,9; \Delta Z_2(\varphi) = 2,1; \Delta Z_3(\varphi) = 2,1; \Delta Z_4(\varphi) = 1,8. \end{cases}$

Як видно, застосування масштабно-селективного вейвлет-аналізу (рис. 5.12, рис. 5.15, рис. 5.18) координатних розподілів МСКС і ФСКС (рис. 5.10, рис. 5.11, рис. 5.13, рис. 5.14, рис. 5.16, рис. 5.17) в фазових ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$, $\varphi = 0,8 \text{ рад}$ і $\varphi = 1,2 \text{ рад}$) перерізах мікроскопічного зображення об'єму полікристалічної сферолітної мережі плівки жовчі забезпечує підвищення чутливості методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування до 20% - 25% (таблиця 5.3 і таблиця 5.4).

Одержані дані було покладено в основу розробки та апробації методики об'ємного Стокс-корелометричного картографування для диференціації слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних мереж з комплексним лінійним (білкові епітеліальні та гіалінові циліндри, кров'яні циліндри) та циркулярним (оксалати кальцію, кристали вуглекислого вапна, сечокислого амонію та трипельфосфатів) двопротинезаломленням плівок сечі

5.3. Диференціація полікристалічних плівок сечі із використанням 3D розподілів модуля "двоточкового" вектора Стокса

В даній частині роботи наведені результати досліджень диференціації змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі здорових донорів (36 зразків – група 1) і хворих на альбумінурію (36 зразків – група 2) шляхом статистичного та

вейвлет-аналізу пошарових розподілів МСКС $|S_4|(\varphi, x, y)$ поляризаційно-неоднорідного поля лазерного випромінювання.

На серії рис. 5.19, рис. 5.21 і рис. 5.23 представлені координатна структура мап МСКС $|S_4|(\varphi, x, y)$ полікристалічних плівок сечі здорових донорів (фрагменти (1)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2)) у різних фазових перерізах $\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$ об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання.

Рис. 5.20, рис. 5.22 і рис. 5.24 ілюструють залежності амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $C_{a,b}$ для різних масштабів $a = 15$ (фрагменти (1),(2)) і $a = 55$ (фрагменти (3),(4)) МНАТ, яка сканує пошарові мапи $|S_4|(\varphi, x, y)$ об'єктного поля полікристалічних плівок сечі з групи 1 (фрагменти (1),(3)) і групи 2 (фрагменти (2),(4)).

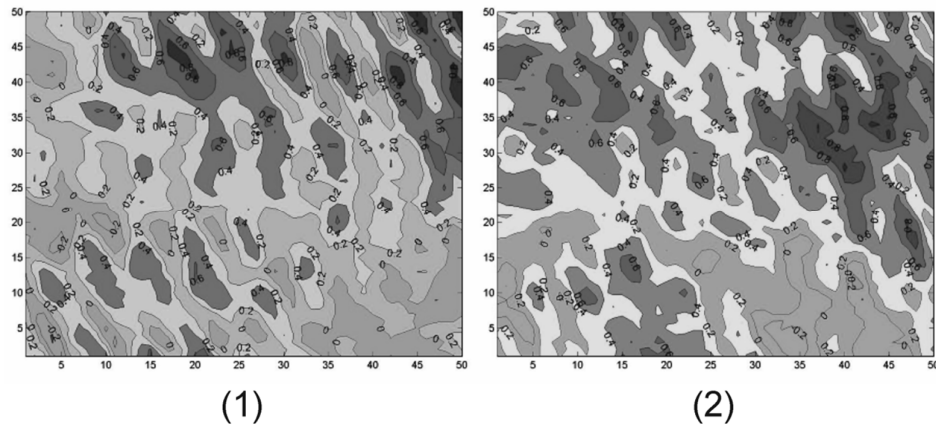


Рис. 5.19. Координатні розподіли величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

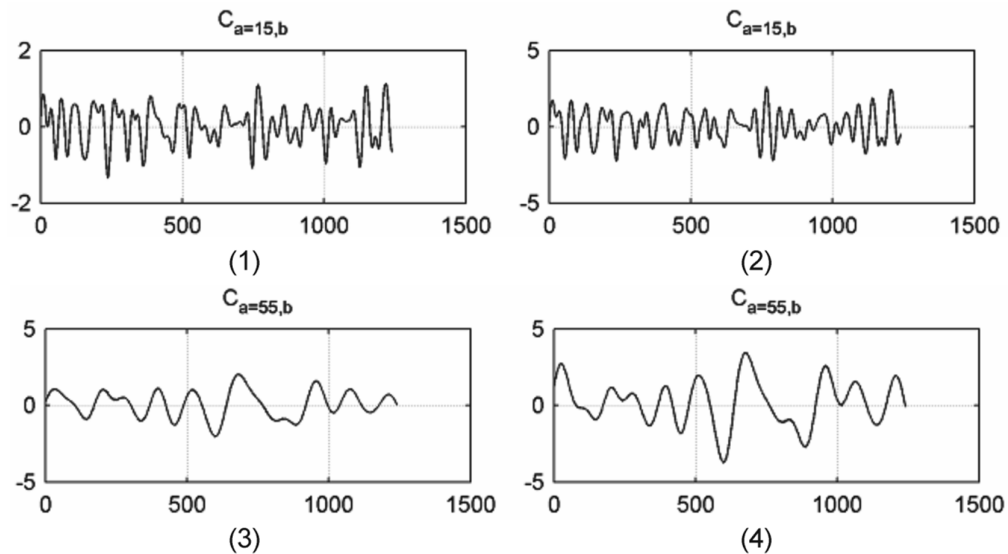


Рис. 5.20. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(3)) та хворого на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$. Пояснення у тексті

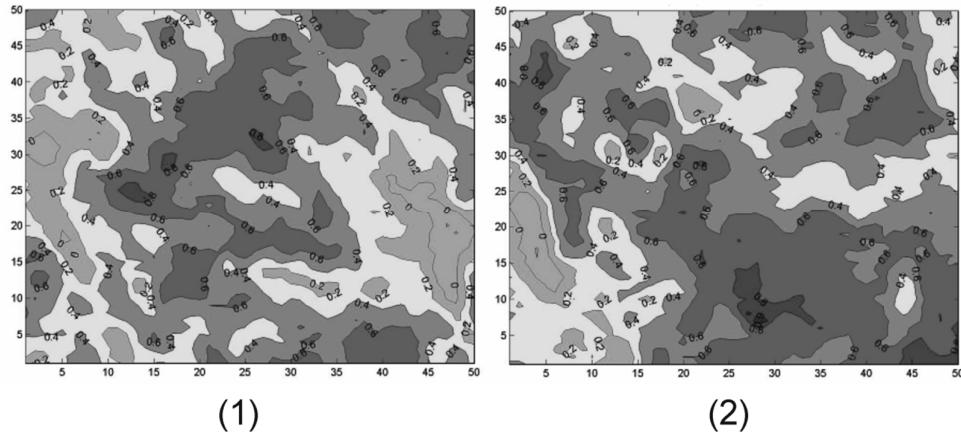


Рис. 5.21. Координатні розподіли величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

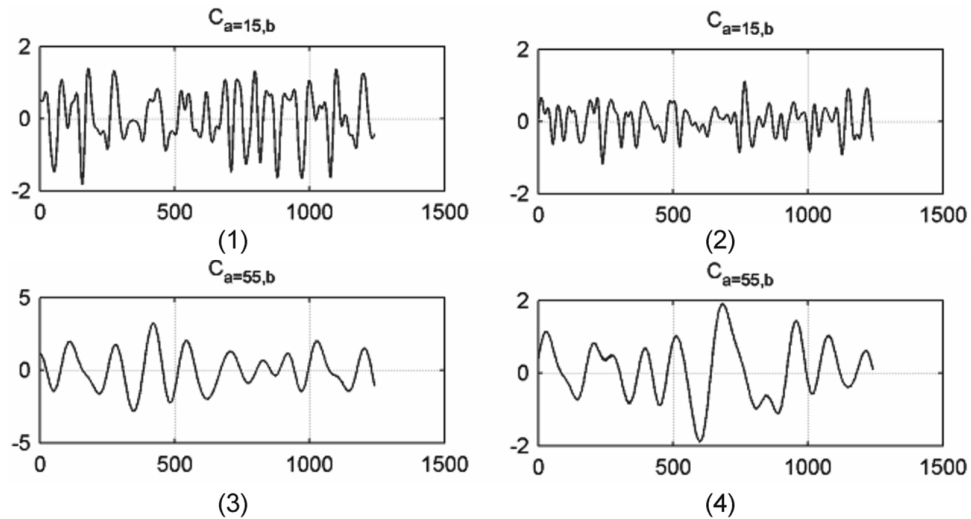


Рис. 5.22. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(3)) та хворого на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

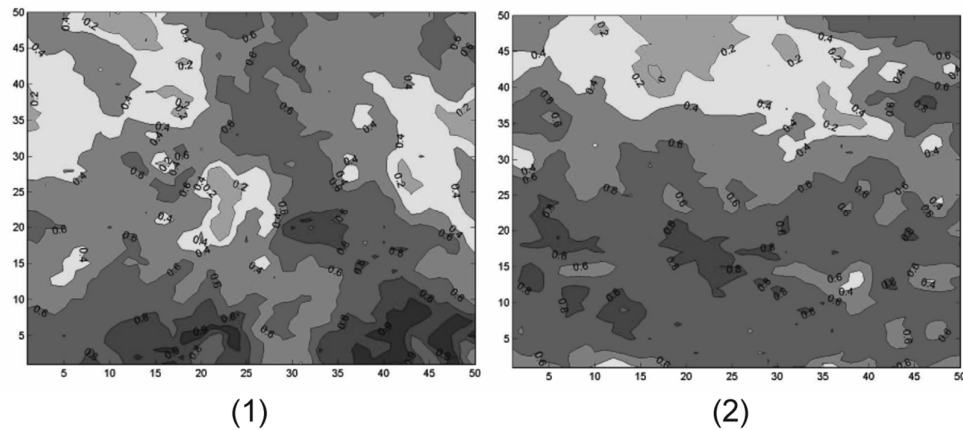


Рис. 5.23. Координатні розподіли величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

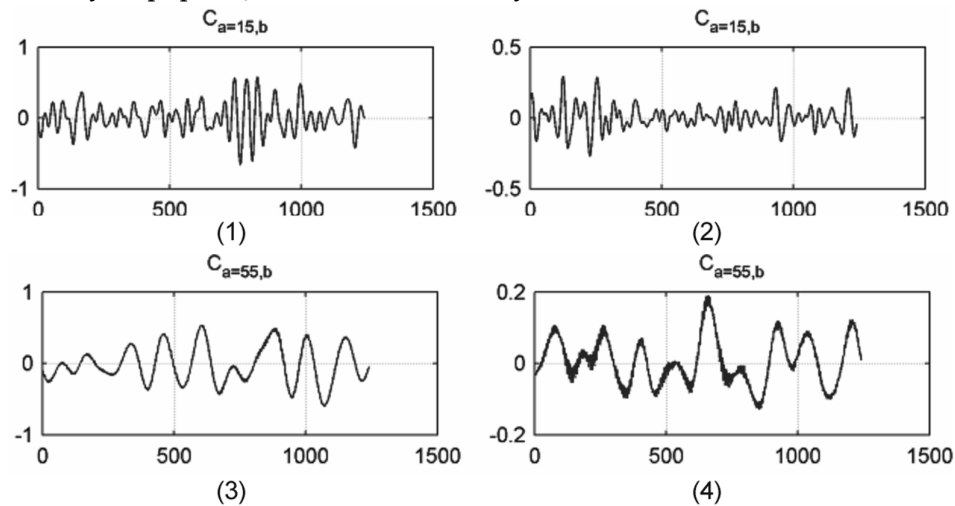


Рис. 5.24. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(3)) та хворого на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

Аналіз даних 3D Стокс-корелометричного картографування полікристалічних плівок сечі обох груп виявив наступні спільні закономірності.

По-перше, наявність кореляційно – неоднорідної структури розподілів напрямів оптичних осей локальних кристалів (розподіли величини МСКС $|S_4|(\varphi, x, y) \Leftrightarrow \rho(\varphi, x, y)$, визначеної шляхом цифрового голографічного відтворення об’єктних полів зразків плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію в усіх фазових перерізах $\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$ – рис. 5.19, рис. 5.21, рис. 5.23.

По-друге, з ростом величини фази φ_i має місце зменшення середньої величини $|S_4|(\varphi, x, y)$ та зростання діапазону зміни даного параметру в пошарових перерізах об'ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об'єктного поля лазерного випромінювання полікристалічних плівок сечі обох груп пацієнтів.

Разом з тим, структура полікристалічних оптично анізотропних мереж плівок сечі з групи 2 містить більшу концентрацію лінійно-двопроменезаломлюючих протеїнових циліндрів. За рахунок цього, як і у випадку попередньо досліджених дендритних і сферолітних полікристалічних мереж плівок ліквору (таблиця 5.1) і жовчі (таблиця 5.3), величина середнього (Z_1) і дисперсії (Z_2) розкиду випадкових значень модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ об'єктного поля плівок сечі хворих на альбумінурію більша ніж для лазерного випромінювання, перетвореного зразками здорових донорів, для всіх фазових перерізів ($\varphi = 0,4 \text{ рад}; 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$) об'єктного поля – фрагменти (2) рис. 5.19, рис. 5.21 і рис. 5.23.

Для двох груп зразків полікристалічних плівок сечі у межах статистичного підходу до аналізу голографічно-відтворених пошарових розподілів комплексних амплітуд виявлені наступні тенденції зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують Стокс-корелометричні прояви зміни оптично-анізотропної мережі внаслідок альбумінурії у порівнянні з лінійним і циркулярним двопроменезаломлення полікристалічної мережі зразків біологічних плівок з контрольної групи здорових донорів - $Z_2(|S_4|(\varphi, x, y)) \uparrow; Z_{1;3;4}(|S_4(\varphi, x, y)|) \downarrow$.

В таблиці 6.5 приведені середні значення ($\bar{Z}_{i=1;2;3;4}$) і середні похибки ($\pm \sigma$) статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, визначених для серії фазових ($\varphi = 0,4 \text{ рад}; 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$) розподілів величини МСКС в межах обох груп біологічних препаратів (36 зразків) полікристалічних плівок сечі.

Паралельно з цим визначалася збалансована точність (Ac) методу тривимірного поляризаційно-кореляційного картографування розподілів МСКС у завданні диференціації змін полікристалічної структури плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію.

Порівняльний аналіз варіацій величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують 3D розподіли величини модуля $|S_4|$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса мікроскопічних зображень полікристалічних мереж плівок сечі здорових і хворих на альбумінурію пацієнтів у різних фазових перерізах φ , виявив наступні ознаки зміни параметрів оптичної анізотропії внаслідок патології нирок:

- зростання дисперсії ($Z_2 \uparrow$);
- зменшення середнього ($Z_1 \uparrow$), асиметрії ($Z_3 \downarrow$) та ексцесу ($Z_3 \downarrow$).

Таблиця 5.5 Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують “фазові” розподіли величини модуля $|S_4|$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорових донорів та хворих на альбумінурію

$ S_4 $		Норма	Альбумінурія	Ac,%
$\varphi = 0,4$	Z_1	$0,49 \pm$	$0,38 \pm$	72
	Z_2	$0,15 \pm$	$0,23 \pm$	74
	Z_3	$0,51 \pm$	$0,34 \pm$	76
	Z_4	$0,65 \pm$	$0,42 \pm$	78
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,41 \pm$	$0,24 \pm$	88
	Z_2	$0,17 \pm$	$0,29 \pm$	90
	Z_3	$0,45 \pm$	$0,31 \pm$	84
	Z_4	$0,59 \pm$	$0,35 \pm$	86
$\varphi = 1,2$	Z_1	$0,37 \pm$	$0,21 \pm$	78
	Z_2	$0,24 \pm$	$0,31 \pm$	80
	Z_3	$0,33 \pm$	$0,22 \pm$	82
	Z_4	$0,39 \pm$	$0,29 \pm$	84

З даних, які наведені в таблиці 5.5 випливає, що точність методу 3D Стокс-корелометрії у порівнянні з методом поляризаційного картографування об’ємних розподілів поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі (розділ 4, таблиця 4.3), диференціації оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію вища у всіх фазових перерізах на 5% - 10%. Як видно, максимальний рівень точності досягає хорошого рівня у певному “оптимальному” фазовому перерізі $Ac(Z_{1;2}(\varphi = 0,8)) = 88\% - 90\%$.

На нашу думку це пов’язано зі специфікою конкретної орієнтаційної структури напрямків оптичних осей полікристалічних мереж зразків плівок сечі з різних груп пацієнтів. Іншими словами, де існують максимальні статистичні відмінності між розподілами напрямів осей протеїнових циліндрів, які виявляється у максимальних за даної ситуації відмінностях розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса об’єктного поля полікристалічних мереж плівок сечі.

Вейвлет-аналіз

Аналіз лінійних (фрагменти (2),(3),(5),(6)) залежностей величини амплітуд вейвлет-коефіцієнтів координатних розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$, які

представлені на рис. 5.20 ($\varphi=0,4rad$), рис. 5.22 ($\varphi=0,8rad$) і рис. 5.24 ($\varphi=1,2rad$) виявив:

1. Індивідуальну структуру різномасштабних ($C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$) лінійних перерізів двомірних мап вейвлет-коефіцієнтів координатних розподілів величини модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля полікристалічних плівок сечі з обох груп пацієнтів.

2. Зростання (у 1,35 – 1,65 рази) діапазону зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=55,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують великомасштабну структуру розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ у фазових перерізах об’єктного поля плівок сечі хворих на альбумінурію (рис. 5.20, рис. 5.22, рис. 5.24, фрагменти (4)), у порівнянні з діапазоном флуктуацій аналогічного параметру, який характеризує мапи МСКС поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі здорових донорів, - рис. 5.20, рис. 5.22, рис. 5.24, фрагменти (3).

3. Амплітуди лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують дрібномасштабну структуру розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ поля лазерного випромінювання полікристалічних плівок сечі обох груп пацієнтів, співрозмірні – відмінності між ними не перевищують 10% - 20%, - рис. 5.20, рис. 5.22, рис. 5.24, фрагменти (1),(2).

У розділі 5, параграф 5. , ми зазначали, що величина вейвлет-коефіцієнта $C_{a,b}$ визначається ступенем кореляційної узгодженості розмірів доменів ($|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$) з масштабами вікна МНАТ функції.

У випадку патології нирок для полікристалічної мережі плівок сечі зростає кількість великомасштабних протейнових циліндрів. Тому у Стокс-корелометричних мапах $|S_4|(\varphi, x, y)$ фазових перерізів поля комплексних амплітуд таких зразків формується більший рівень кореляції ніж для аналогічних розподілів МСКС лазерного випромінювання, яке перетворене зразками здорових донорів.

На менших геометричних масштабах МНАТ функції динаміка зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ розподілів вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують мапи $|S_4|(\varphi, x, y)$ (рис. 5.20, рис. 5.22, рис. 5.24), для різних фазових площин поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічних плівок сечі з обох груп значно менша, - рис. 5.20 ($-0,5 < C_{a=55,b} < 0,5$), рис. 5.22 ($-0,75 < C_{a=55,b} < 0,75$), рис. 5.24 ($-0,75 < C_{a=55,b} < 0,75$), фрагменти (1),(2).

Даний факт можна пов’язати з тим, що концентрація, а відповідно і кількість дрібномасштабних оптично-анізотропних сферолітичних утворень, практично однакова для зразків сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Тому кількість доменів $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ та їхні геометричні розміри незначно змінюються в різних фазових площинах об’єктного поля лазерного випромінювання, У

результаті рівень кореляційної узгодженості між розмірами вікна ($a = 15$) МНАТ функції та площею $|S_4|(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ близький як для “норми”, так і “патології”.

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуди вейвлет-коефіцієнтів множин значень МСКС для різних масштабів ($a = 15$ і $a = 55$) МНАТ функції, що сканує розподіли величини модуля $|S_4|$ “двоточкового” 4-го параметру вектора Стокса зображень полікристалічних мереж плівок сечі здорових і хворих на альбумінурію пацієнтів, виявив наступні максимальні ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$) відмінності для $a = 55$, що пов’язані з патологією нирок

$$|S_4| = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,2; \Delta Z_2(\varphi) = 1,2; \Delta Z_3(\varphi) = 1,1; \Delta Z_4(\varphi) = 1,1; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,1; \Delta Z_2(\varphi) = 1,7; \Delta Z_3(\varphi) = 1,7; \Delta Z_4(\varphi) = 1,8; \end{cases}$$

В таблиці 5.7 приведені дані інформаційного аналізу діагностичних можливостей додаткового вейвлет-аналізу мап модуля СКС.

Таблиця 5.7 Збалансована точність вейвлет-аналізу даних методу 3D картографування МСКС об’єктних полів полікристалічних плівок сечі

φ_i	Z_i	$ S_4 , C_{a=0,15,b}, Ac, \%$	$ S_4 , C_{a=0,55,b}, Ac, \%$
$\varphi = 0,8$	Z_1	68	74
	Z_2	72	84
	Z_3	80	94
	Z_4	78	96

З даних, які наведені в таблиці 5.7 випливає, що застосування масштабно-селективного вейвлет-аналізу (рис. 5.20, рис. 5.22, рис. 5.24) координатних розподілів МСКС (рис. 5.19, рис. 5.21, рис. 5.23) мікроскопічних зображень полікристалічних плівок сечі забезпечує підвищення чутливості методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування на 5%-10% (таблиця 5.5 і таблиця 5.7). Максимальний рівень точності досягає відмінного рівня у певному “оптимальному” фазовому перерізі $Ac(Z_{3,4}(\varphi = 0,8)) = 94\% - 96\%$.

5.4. Диференціація полікристалічних плівок сечі із використанням 3D розподілів фази “двоточкового” вектора Стокса

В даній частині роботи наведені результати досліджень ефективності голографічного відтворення пошарових розподілів фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля в диференціації змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі здорових донорів (36 зразків – група 1) і хворих на альбумінурію (36 зразків – група 2).

На серії рис. 5.25, рис. 5.27 і рис. 5.29 представлені мапи $ArgS_4(\varphi, x, y)$ лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі здорових донорів (фрагменти (1)) та хворих на альбумінурію (фрагменти (2)).

Залежності амплітуд вейвлет-коефіцієнтів $C_{a,b}$ пошарових мап $ArgS_4(\varphi, x, y)$ сечі з групи 1 (фрагменти (1),(3)) і групи 2 (фрагменти (2),(4)) приведені на рис. 5.26, рис. 5.28 і рис. 5.30.

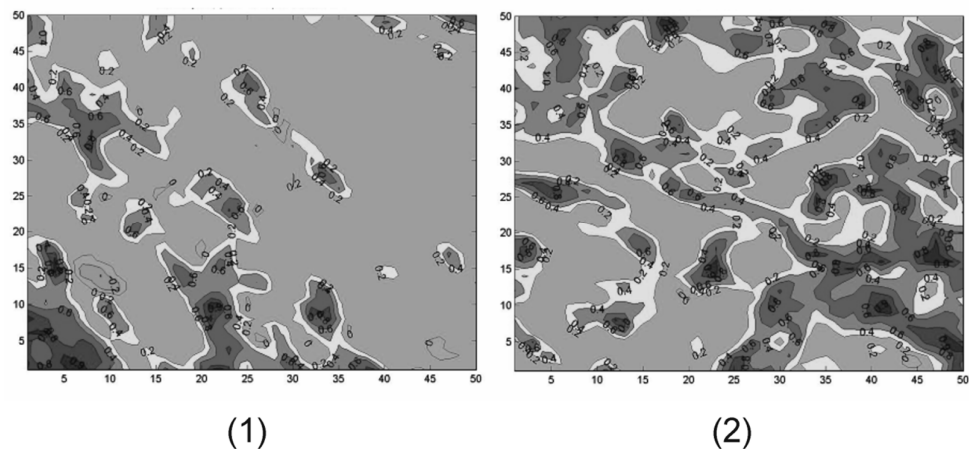


Рис. 5.25. Координатні розподіли $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса плівок сечі донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,4$

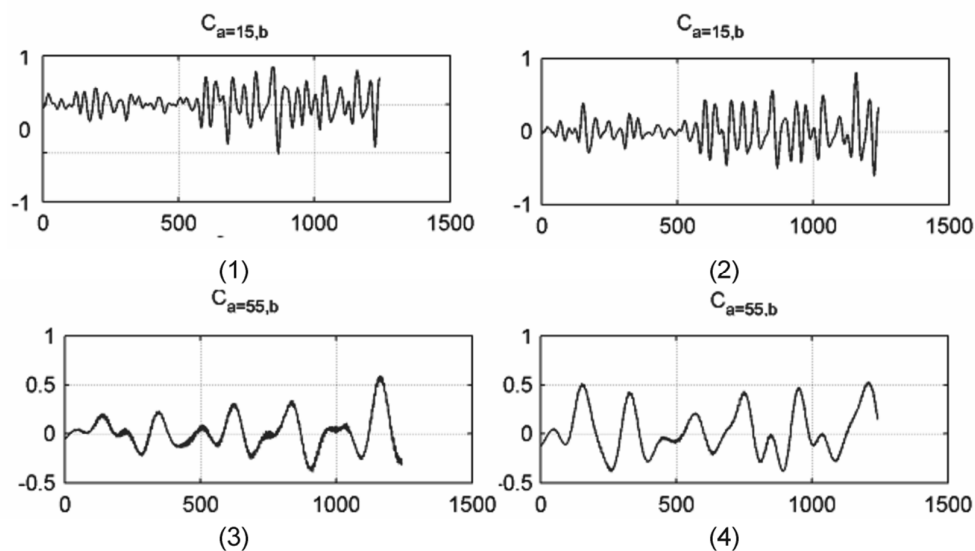


Рис. 5.26. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази

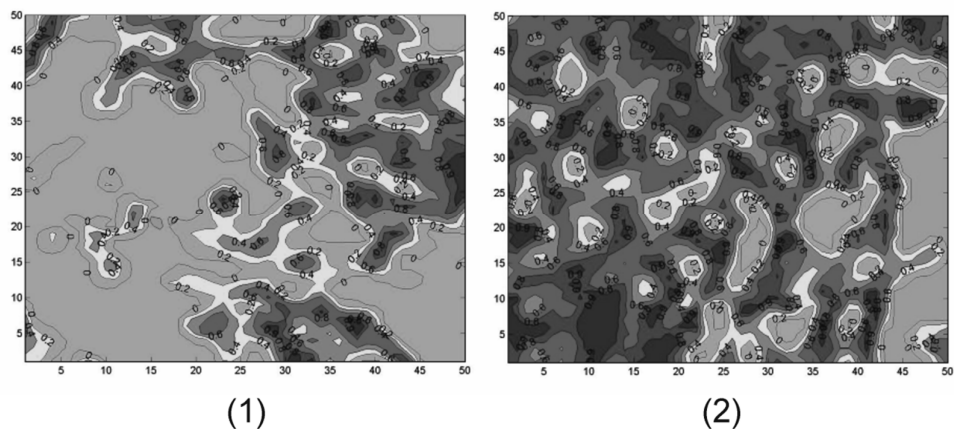


Рис. 5.27. Координатні розподіли величини фази $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

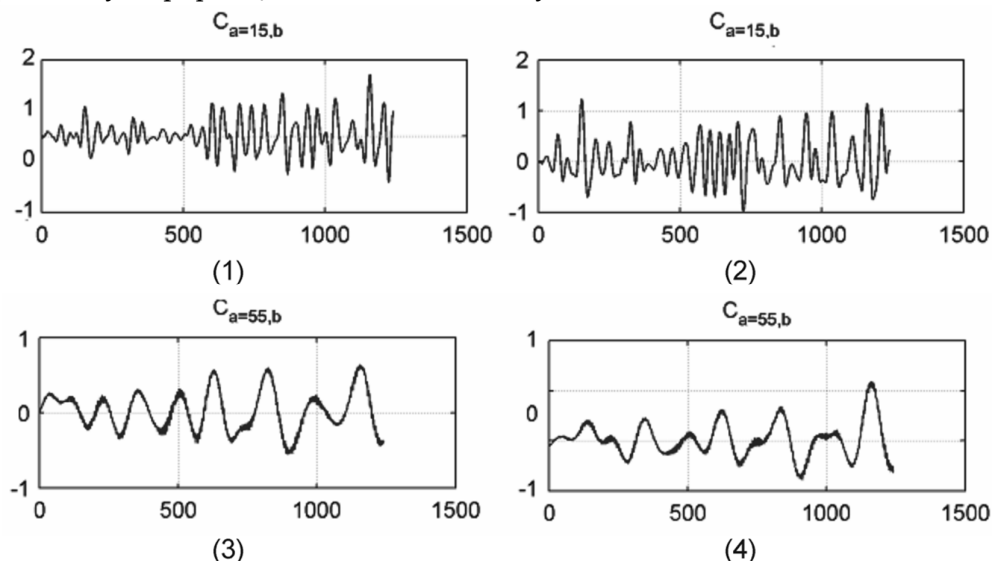


Рис. 5.28. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(3)) та хворого на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 0,8$. Пояснення у тексті

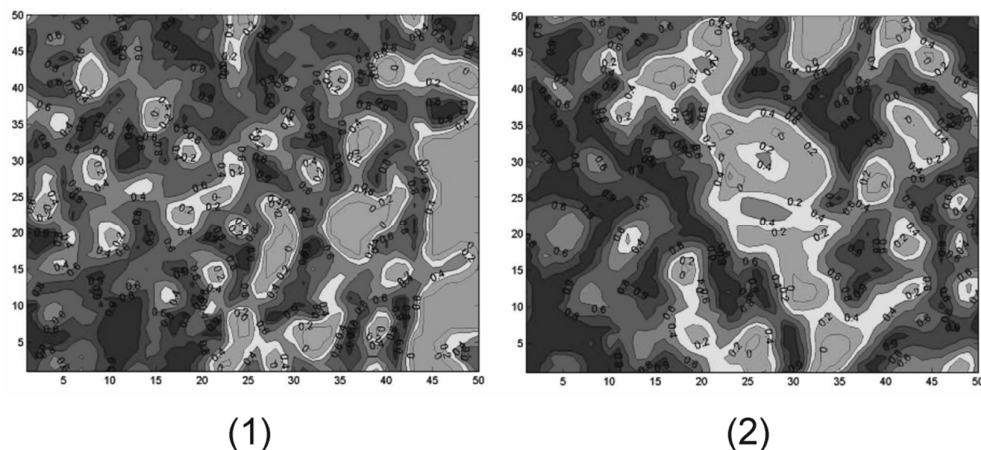


Рис. 5.29. Координатні розподіли величини фази $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагмент (1)) та хворого на альбумінурію (фрагмент (2)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

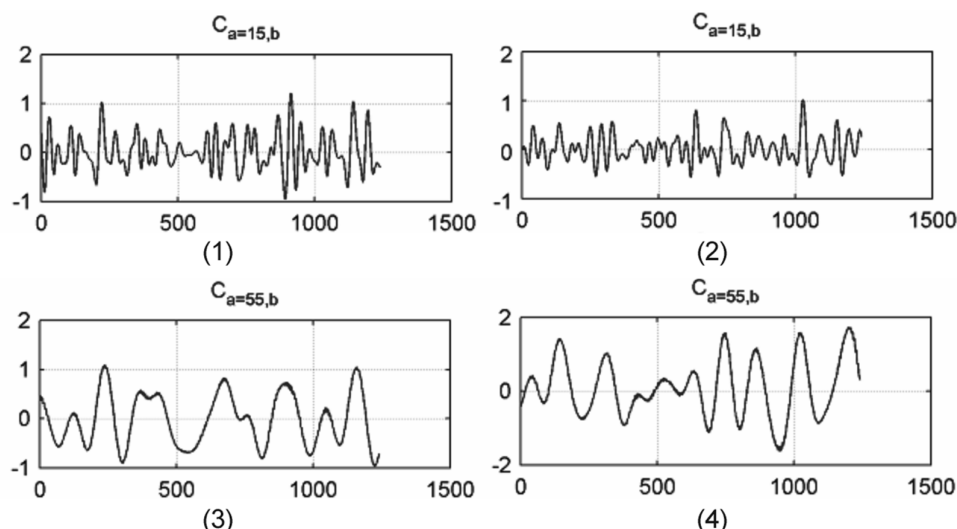


Рис. 5.30. Лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічного зображення полікристалічних плівок сечі здорового донора (фрагменти (1),(3)) та хворого на альбумінурію (фрагменти (2),(4)) у фазовому перерізі $\varphi = 1,2$. Пояснення у тексті

З аналізу даних Стокс-корелометричного картографування розподілів фази $ArgS_4$ 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса мікроскопічних зображень полікристалічних плівок сечі обох груп встановлено:

1. Наявність координатно-неоднорідної фазової модуляції (розподіли величини ФСКС $ArgS_4(\varphi, x, y) \Leftrightarrow \delta(\varphi, x, y)$), визначеної шляхом цифрового голографічного відтворення комплексних амплітуд об’єктних полів зразків плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію в усіх фазових перерізах $\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$ – рис. 5.25, рис. 5.27, рис. 5.29.

2. З ростом величини фази φ_i має місце зменшення середньої величини $ArgS_4(\varphi, x, y)$ та, навпаки, збільшення діапазону зміни величини ФСКС в пошарових перерізах об’ємного розподілу поляризаційно-неоднорідного об’єктного поля лазерного випромінювання полікристалічних плівок сечі обох груп пацієнтів.

3. Величина середнього (Z_1) випадкових значень модуля $ArgS_4(\varphi, x, y)$ об’єктного поля плівок сечі хворих на альбумінурію менша ніж для лазерного випромінювання, перетвореного зразками здорових донорів, для всіх розглянутих в нашій роботі пошарових фазових перерізів ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$; $0,8 \text{ рад}$; $1,2 \text{ рад}$) розподілів комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ – фрагменти (2) рис. 5.25, рис. 5.27 і рис. 5.29.

4. Для дисперсії (Z_2) розкиду значень $ArgS_4(\varphi, x, y)$ має місце зростання величини, внаслідок збільшення глибини фазової модуляції лазерного випромінювання полікристалічними мережами плівок сечі пацієнтів з патологією нирок.

В межах обох груп зразків полікристалічних плівок сечі виявлені наступні тенденції зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують поляризаційно-кореляційні прояви зміни фазової модуляції дендритно-сферолітних мереж полікристалічних плівок сечі, що обумовлені патологією нирок у порівнянні з оптичною анізотропією ансамблю сферолітних утворень зразків біологічних плівок з контрольної групи здорових донорів -

$$\begin{cases} Z_2(ArgS_4(\varphi, x, y)) \uparrow; \\ Z_{1;3;4}(ArgS_4(\varphi, x, y)) \downarrow \end{cases}$$

З фізичної точки зору даний сценарій зміни статистичної структури мап ФСКС можна пов'язати з тим, що для більшій значення амплітуди фазової модуляції тривимірного розподілу поля голографічно-відтвореного поля комплексних амплітуд лазерного випромінювання відповідають механізмам взаємодії парціальних хвиль з оптично-анізотропними кристалічними утвореннями більшої концентрації або розмірів. Внаслідок цього зростає вплив глибини фазової модуляції $\Delta\delta(\varphi, x, y) \uparrow$ полікристалічної структури плівок сечі пацієнтів з групи 2 на поляризаційно-кореляційну структуру об'єктного поля. В результаті зростання координатної декореляції між величинами $\delta(\varphi, x, y)$ екстремальні значення фази $ArgS_4(\varphi, x, y) = 1,75 \text{ рад}$ перерозподіляються у більш широкий діапазон їх зміни $0 < ArgS_4(\varphi, x, y) < 1,75 \text{ рад}$. Тому координатні залежності розподілів станів поляризації згладжуються і, таким чином, формується великий масив значень фази $Arg(S_{i=3;4}(\Delta x; \Delta y))$ СКС, які відмінні від нуля. Таким чином, зменшується середнє та зростає дисперсія, які характеризують відповідні гістограми на фоні зменшення величини асиметрії та ексцесу.

В таблиці 5.8 приведені середні значення $(\bar{Z}_{i=1;2;3;4})$, середні похибки $(\pm \sigma)$ статистичних моментів 1-го – 4-го порядків та збалансована точність $(Ac, \%)$, визначені для розподілів величини МСКС в межах обох груп біологічних препаратів полікристалічних плівок сечі для серії фазових $\varphi = 0,4 \text{ рад}; 0,8 \text{ рад}; 1,2 \text{ рад}$.

Порівняльний аналіз варіацій величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують 3D розподіли величини ФСКС мікроскопічних зображень полікристалічних мереж плівок сечі здорових і хворих на альбумінурію пацієнтів у різних фазових перерізах φ , підтвердив сценарій зміни параметрів оптичної анізотропії внаслідок патології нирок:

- зростання дисперсії ($Z_2 \uparrow$);
- зменшення середнього ($Z_1 \downarrow$), асиметрії ($Z_3 \downarrow$) та ексцесу ($Z_3 \downarrow$).

Таблиця 5.8 Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують “фазові” розподіли величини МСКС полікристалічних плівок сечі обох груп

$ S_4 $		Норма	Альбумінурія	$Ac, \%$
$\varphi = 0,4$	Z_1	$1,14 \pm$	$0,98 \pm$	76
	Z_2	$0,17 \pm$	$0,25 \pm$	72
	Z_3	$0,45 \pm$	$0,31 \pm$	74
	Z_4	$0,61 \pm$	$0,47 \pm$	78
$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,84 \pm$	$0,58 \pm$	88
	Z_2	$0,19 \pm$	$0,29 \pm$	90
	Z_3	$0,39 \pm$	$0,27 \pm$	80
	Z_4	$0,47 \pm$	$0,34 \pm$	76
$\varphi = 1,2$	Z_1	$0,71 \pm$	$0,47 \pm$	86
	Z_2	$0,21 \pm$	$0,34 \pm$	78
	Z_3	$0,28 \pm$	$0,21 \pm$	74
	Z_4	$0,36 \pm$	$0,28 \pm$	76

З даних, які наведені в таблиці 6.8 випливає, що точність методу 3D картографування пошарових розподілів $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у порівнянні з аналогічним методом картографування об’ємних розподілів модуля $|S_4|(\varphi, x, y)$ поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі (таблиця 6.6) дещо (на 5% - 7%) нижча. При цьому максимальний рівень точності досягає хорошого рівня $Ac(Z_{1,2}(\varphi = 0,8)) = 88\% - 90\%$.

Вейвлет-аналіз

У рамках вейвлет-аналізу залежностей величини амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$, які представлені на рис. 5.26 ($\varphi = 0,4 \text{ рад}$), рис. 5.28 ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$) і рис. 5.30 ($\varphi = 1,2 \text{ рад}$), встановлено зростання (у 1,25 – 1,55 рази) діапазону зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=55,b}$ вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують великомасштабну структуру розподілів фази $ArgS_4(\varphi, x, y)$ у перерізах об’єктного поля комплексних амплітуд плівок сечі хворих на альбумінурію (рис. 5.26, рис. 5.28, рис. 5.30, фрагменти (4)), у порівнянні з діапазоном флуктуацій аналогічного параметру, який характеризує мапи ФСКС поля лазерного випромінювання, перетвореного полікристалічними плівками сечі здорових донорів, - рис. 5.26, рис. 5.28, рис. 5.30, фрагменти (3). Даний факт можна пов’язати з тим, що у випадку патології нирок для полікристалічної мережі плівок сечі зростає кількість великомасштабних оптично-анізотропних утворень (параграф 5.3). У результаті зростає діапазон зміни амплітуди відповідних вейвлет-коефіцієнтів $C_{a,b}$, величина яких визначається ступенем кореляційної узгодженості розмірів доменів $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ з масштабами вікна МНАТ функції, - рис. 5.26, рис. 5.28, рис. 5.30, фрагменти (4). На менших геометричних масштабах МНАТ функції динаміка

зміни амплітуди лінійних залежностей $C_{a=15,b}$ розподілів вейвлет-коефіцієнтів, які характеризують мапи $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ (рис. 5.26, рис. 5.28, рис. 5.30), для різних фазових площин поля комплексних амплітуд $E_x(\varphi, x, y)$ і $E_y(\varphi, x, y)$ полікристалічних плівок сечі з обох груп значно менша, - рис. 5.26 ($-0,35 < C_{a=15,b} < 0,35$), рис. 5.28 ($-0,45 < C_{a=15,b} < 0,45$), рис. 5.30 ($-0,5 < C_{a=15,b} < 0,5$), фрагменти (1),(2). Це можна пов'язати з тим, що кількість дрібномасштабних оптично-анізотропних сферолітичних утворень, практично однакова для зразків сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Тому дрібномасштабна топографічна структура мап $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ в різних фазових площинах об'єктного поля лазерного випромінювання близька, як для "норми", так і "патології".

Величини статистичних $Z_{i=1;2;3;4}$ моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуд залежностей $C_{a=15,b}$ і $C_{a=55,b}$ амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ приведені в таблиці 5.9.

Порівняльний аналіз зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують розподіли амплітуди вейвлет-коефіцієнтів множин значень ФСКС для різних масштабів ($a = 15$ і $a = 55$) МНАТ функції, що сканує розподіли величини фази $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ "двоточкового" 4-го параметру вектора Стокса зображень полікристалічних мереж плівок сечі здорових і хворих на альбумінурію пацієнтів, виявив наступні максимальні ($\varphi = 0,8 \text{ рад}$) відмінності для $a = 55$, що пов'язані з патологією нирок

$$|S_4| = \begin{cases} a = 15 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,2; \Delta Z_2(\varphi) = 1,2; \Delta Z_3(\varphi) = 1,1; \Delta Z_4(\varphi) = 1,1; \\ a = 55 \Rightarrow \Delta Z_1(\varphi) = 1,1; \Delta Z_2(\varphi) = 1,7; \Delta Z_3(\varphi) = 1,7; \Delta Z_4(\varphi) = 1,8; \end{cases}$$

Таблиця 5.9. Статистичні моменти $Z_{i=1;2;3;4}$, які характеризують лінійні залежності амплітуд вейвлет-коефіцієнтів розподілів величини фази $Arg(\varphi, \Delta x, \Delta y)$ зображень полікристалічних мереж плівок сечі здорових і хворих на альбумінурію пацієнтів

$ S_4 , C_{a=0,15,b}$				$ S_4 , C_{a=0,55,b}$			
φ_i	Z_i	Норма	патологія	φ_i	Z_i	Норма	Патологія
$\varphi = 0,4$	Z_1	$0,13 \pm$	$0,15 \pm$	$\varphi = 0,4$	Z_1	$0,15 \pm$	$0,17 \pm$
	Z_2	$0,36 \pm$	$0,48 \pm$		Z_2	$0,77 \pm$	$0,85 \pm$
	Z_3	$0,45 \pm$	$0,36 \pm$		Z_3	$0,37 \pm$	$0,33 \pm$
	Z_4	$0,39 \pm$	$0,27 \pm$		Z_4	$0,26 \pm$	$0,21 \pm$

$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,16 \pm$	$0,19 \pm$	$\varphi = 0,8$	Z_1	$0,23 \pm$	$0,29 \pm$
	Z_2	$0,61 \pm$	$0,79 \pm$		Z_2	$0,94 \pm$	$1,31 \pm$
	Z_3	$0,33 \pm$	$0,25 \pm$		Z_3	$0,32 \pm$	$0,19 \pm$
	Z_4	$0,32 \pm$	$0,22 \pm$		Z_4	$0,21 \pm$	$0,17 \pm$
$\varphi = 1,2$	Z_1	$0,19 \pm$	$0,23 \pm$	$\varphi = 1,2$	Z_1	$0,26 \pm$	$0,32 \pm$
	Z_2	$0,72 \pm$	$0,86 \pm$		Z_2	$1,13$	$1,44$
	Z_3	$0,18 \pm$	$0,13 \pm$		Z_3	$0,28 \pm$	$0,18 \pm$
	Z_4	$0,26 \pm$	$0,17 \pm$		Z_4	$0,16 \pm$	$0,11 \pm$

Таблиця 5.10 Збалансована точність вейвлет-аналізу даних методу 3D картографування ФСКС об'єктних полів полікристалічних плівок сечі обох груп пацієнтів

φ_i	Z_i	$ S_4 , C_{a=0,15,b}, Ac, \%$	$ S_4 , C_{a=0,55,b}, Ac, \%$
$\varphi = 0,8$	Z_1	64	66
	Z_2	68	90
	Z_3	76	92
	Z_4	74	82

З даних, які наведені в таблиці 5.10 випливає, що застосування масштабного-селективного вейвлет-аналізу (рис. 5.26, рис. 5.28, рис. 5.30) координатних розподілів величини ФСКС (рис. 5.25, рис. 5.27, рис. 5.29) в різних фазових перерізах мікроскопічних зображень полікристалічних плівок сечі забезпечує підвищення чутливості методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування на 2%-5% (таблиця 5.7).

Максимальний рівень точності досягає дуже хорошого рівня у певному "оптимальному" фазовому перерізі для статистичних моментів 2-го і 3-го порядків - $Ac(Z_{2,3}(\varphi = 0,8)) = 90\% - 92\%$.

5.5. Висновки до розділу 5

- Експериментально апробовано метод 3D Стокс-корелометрії поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів плівок біологічних рідин з різною просторовою симетрією полікристалічних мереж на основі опорної лазерної хвилі та пошарового цифрового голографічного відтворення розподілів комплексних амплітуд з наступним визначенням відповідних мап модуля і фази параметрів "двоточкового" вектора Стокса.

2. Визначено взаємозв'язки між тенденціями зміни величини статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують пошарові розподіли 3D мап модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса лазерного випромінювання, перетвореного дендритними і сферолітними мережами біохімічних кристалів плівок ліквору і жовчі.

3. Розглянуто ефективність методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Установлено найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі фазові перерізи розподілів модуля і фази 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса, також статистичні параметри, що їх характеризують. На цій основі здійснено диференціацію оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою $Ac(Z_{1;2}(|S_4|, ArgS_4)) = 88\% - 90\%$ точністю.

4. Досліджено додаткові можливості розширення функціональних можливостей та підвищення чутливості методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування полікристалічних мереж з використанням вейвлет-аналізу координатних розподілів величини модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса об'єктних полів плівок біологічних рідин органів людини.

5. У межах проведених порівняльних досліджень лінійних залежностей амплітуди вейвлет-коефіцієнтів пошарових координатних розподілів величини модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса об'єктного поля дендритної і сферолітної мережі полікристалічних плівок ліквору і жовчі установлені величини і діапазони зміни статистичних параметрів, що її характеризують.

6. Реалізовано масштабно-селективну диференціацію велико- і дрібномасштабних складових координатних розподілів величини модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса пошарових перерізах поля комплексних амплітуд полікристалічних плівок сечі та установлені взаємозв'язки між тенденціями зміни величини та діапазонів зміни статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують Стокс-корелометричні мапи та симетрією різномасштабних складових дендритних і сферолітних мереж біологічних кристалів.

7. В межах статистичного аналізу поляризаційно-кореляційних мап великомасштабної ($a = 55$) складової полікристалічних мереж зразків плівок сечі здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію виявлено зростання збалансованої точності (на 5% - 8%) методу Стокс-корелометричного картографування модуля і фази “двоточкового” вектора Стокса пошарових перерізах поля комплексних амплітуд таких зразків. Точність розглянутого методу досягає дуже хорошого $Ac(Z_{2;3}(ArgS_4)) = 90\% - 92\%$ і відмінного рівня $Ac(Z_{3;4}(|S_4|)) = 94\% - 96\%$.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Узагальнено та обґрунтовано сукупність “одноточкових” і “двоточкових” поляризаційних і кореляційних параметрів полів лазерного випромінювання, перетвореного оптично-анізотропними біологічними шарами. На цій основі розроблено аналітичне обґрунтування поляризаційних проявів оптичної анізотропії шляхом застосування:
 - a. поляризаційного “одноточкового” підходу;
 - b. поляризаційного “двоточкового” підходу;
 - c. поляризаційного-інтерференційного” підходу;
 - d. стокс-корелометрії із застосуванням опорної хвилі.
2. Установлені величини та діапазони зміни набору об’єктивних параметрів, які характеризують випадкову (статистичні моменти 1-го – 4-го порядків), кореляційну (кореляційні моменти 2-го і 4-го порядків) та масштабно-самоподібну (дисперсія розподілу логарифмічних залежностей спектрів потужності) структуру мап МСКС і ФСКС 3-го і 4-го параметрів “двоточкового” вектора Стокса в площині поляризаційно-неоднорідних мікроскопічних зображень гістологічних зрізів біологічних тканин зі структурованою та паренхіматозною оптично-анізотропними складовими.
3. Вперше методом Стокс-корелометричного картографування виявлено та проаналізовано фізичні процеси зміни оптичної анізотропії (розподіли напрямів оптичних осей і фазова модуляція) зразків біологічних структурованих (нирка) і паренхіматозних (печінка) тканин внутрішніх органів пацюка, що обумовлені системною патологією (діабет). Виявлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 1-го - 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини модуля і фази СКС 3-го і 4-го параметрів “двоточкового” параметру вектора Стокса мікроскопічних зображень гістологічних зрізів тканин нирки та печінки пацюка. На цій основі реалізовано диференціацію змін оптичної анізотропії з хорошою збалансованою точністю ($\sim 90\%$), яка на 20% - 30% вища за точність методів прямого поляризаційного картографування.
4. Апробовано Стокс-корелометричну методику в диференціації слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок плазми крові здорових донорів і хворих на рак простати. Виявлено, що у випадку слабких змін оптичної анізотропії методи Стокс-корелометрії залишаються більш чутливими (на 10%-20%) у порівнянні із методами поляризаційного картографування.
5. Виявлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини локального контрасту інтерференційних картин в площині мікроскопічних зображень гістологічних зрізів здорової та доброякісно-зміненої (фіброміома) тканини стінки матки. На цій основі реалізовано диференціацію змін оптичної анізотропії таких зразків з

хорошою збалансованою точністю $Ac \sim 85\%$, яка на 5% - 10% вища за точність методів прямого поляризаційного картографування.

6. Апробовано поляризаційно-інтерференційну методику в диференціації слабких змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок синовіальної рідини колінного суглоба людини з різною післяопераційною патологією – реактивний та асептичний синовіт. Установлені найбільш чутливі параметри (статистичні моменти 3-го і 4-го порядків, кореляційний момент 4-го порядку) до зміни структури розподілів величини локального контрасту інтерференційних картин в площині мікроскопічних зображень плівок синовіальної рідини обох типів та досягнуто задовільної збалансованої точності $Ac \sim 80\%$.
7. Визначено ефективність у диференціації слабких фазових змін масштабно-селективного вейвлет-аналізу мап локального контрасту інтерференційних розподілів мікроскопічних зображень полікристалічних плівок біологічних рідин і установлені взаємозв'язки між статистичними моментами 1-го – 4-го порядків, які характеризують лінійні залежності амплітуди вейвлет-коефіцієнтів на різних масштабах МНАТ функції та розподіли оптичної анізотропії мереж біохімічних кристалів плівок синовіальної рідини.
8. Експериментально апробовано метод 3D стокс-поляриметрії поляризаційно-неоднорідних об'єктних полів плівок біологічних рідин з різною просторовою симетрією полікристалічних мереж на основі пошарового цифрового голографічного відтворення розподілів величини еліптичності поляризації з використанням опорної лазерної хвилі.
9. Визначено взаємозв'язки між тенденціями зміни величини статистичних і кореляційних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують пошарові розподіли 3D мап еліптичності поляризації лазерного випромінювання, перетвореного дендритними і сферолітними мережами біохімічних кристалів плівок ліквору і жовчі.
10. Розглянуто ефективність методу 3D поляризаційного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Установлено найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі фазові перерізи розподілів еліптичності поляризації, також статистичні і кореляційні параметри, що їх характеризують. На цій основі здійснено диференціацію оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою точністю $Ac(Z_{3;4}(\varphi = 0,8)) = 82\% - 86\%$.
11. Вперше розроблено метод 3D Стокс-корелометрії об'єктних полів плівок біологічних рідин на основі застосування опорної лазерної хвилі та пошарового цифрового голографічного відтворення розподілів комплексних амплітуд з наступним визначенням відповідних мап модуля і фази параметрів "двоточкового" вектора Стокса. На цій основі визначено взаємозв'язки між тенденціями зміни величини статистичних моментів 1-го

– 4-го порядків, які характеризують пошарові розподіли 3D мап модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса лазерного випромінювання, перетвореного дендритними і сферолітними мережами біохімічних кристалів плівок ліквору і жовчі.

12. Розглянуто ефективність методу 3D поляризаційно-кореляційного картографування полікристалічних мереж у диференціації оптично-анізотропних плівок сечі здорових донорів і хворих на альбумінурію. Установлено найбільш чутливі до змін оптичної анізотропії полікристалічних плівок сечі фазові перерізи розподілів модуля і фази 4-го параметру “двоточкового” вектора Стокса, також статистичні параметри, що їх характеризують. На цій основі здійснено диференціацію оптичних проявів структури біохімічних кристалів здорових донорів і пацієнтів хворих на альбумінурію з хорошою $Ac(Z_{1;2}(|S_4|, ArgS_4)) = 88\% - 90\%$ точністю.
13. Реалізовано масштабно-селективну диференціацію велико- і дрібномасштабних складових координатних розподілів величини модуля і фази параметрів “двоточкового” вектора Стокса пошарових перерізах поля комплексних амплітуд полікристалічних плівок сечі та установлені взаємозв'язки між тенденціями зміни величини та діапазонів зміни статистичних моментів 1-го – 4-го порядків, які характеризують Стокс-корелометричні мапи та симетрією різномасштабних складових дендритних і сферолітних мереж біологічних кристалів. Точність розглянутого методу досягає дуже хорошого $Ac(Z_{2;3}(ArgS_4)) = 90\% - 92\%$ і відмінного рівнів $Ac(Z_{3;4}(|S_4|)) = 94\% - 96\%$.

СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Diagnostics of Structure and Physiological State of Birefringent Biological Tissues: Statistical, Correlation and Topological Approaches / Y. A. Ushenko, T. M. Boychuk, V. T. Bachynsky, O. P. Mincer // Handbook of Coherent-Domain Optical Methods. – New York : Springer Science+Business Media – 2013. – P. 107-148.
2. Ghosh N. Mueller matrix approach for probing multifractality in the underlying anisotropic connective tissue / Nandan Kumar Das, Rajib Dey, Nirmalya Ghosh // J. Biomed. Opt. – 2016. – 21(9). – 095004.
3. Qi J. Mueller polarimetric imaging for surgical and diagnostic applications: a review / Qi J., Elson D.S. // Journal of Biophotonics. – 2017. – 10 (8). – pp. 950-982.
4. V.T. Bachinskyi Laser polarimetry of biological tissues and fluids Chapter 1. Polarization mapping of optically thin layers of biological tissues and fluids / V.T. Bachinskyi, T.M. Boychuk, A. G. Ushenko, A. V. Dubolazov, O.Ya. Vanchuliak, Yu. A. Ushenko, V.A. Ushenko // LAP LAMBERT Academic Publishing. – 2017. – 196 p.
5. Ушенко О. Г. Лазерна поляриметрія фазово-неоднорідних об'єктів і середовищ / О. Г. Ушенко. – Чернівці : Медакадемія, 2000. – 256 с.
6. Придій О. Г. Двовимірна стоксполариметрія лазерних полів, перетворених сітками двопротинезаломлюючих біологічних кристалів : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 "Оптика, лазерна фізика" / О. Г. Придій – Чернівці, 2010. – 20 с.
7. Ushenko A. G. Polarization Correlometry of Scattering Biological Tissues and Fluids / V. T. Bachinskyi, O. Ya. Wanchulyak, A. G. Ushenko, Yu. A. Ushenko, A. V. Dubolazov, Igor Meglinski // Springer Singapore 2020. – 76p.
8. Ангельська А. О. Комплексний ступінь взаємної поляризації лазерних полів двопротинезаломлюючих матриць біологічних тканин : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 "Оптика, лазерна фізика" / А.О. Ангельська ; Чернів. нац. ун-т ім. Ю.Федьковича. – Чернівці, 2009. – 20 с.
9. Kobata T. Digital holographic three-dimensional Mueller matrix imaging / Kobata T., Nomura T. // Appl. Opt. – 2015.– 54(17). – 5591-5596.
10. Ushenko A. Stokes-Correlometry Analysis of Biological Tissues with Polycrystalline Structure / Ushenko A., Sdobnov A., Dubolazov A., Grytsiuk M., Ushenko Y., Bykov A., Meglinski I. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2019. – 25 (1). – № 8438957.
11. Ronchi V. *The Nature of Light* / Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts. – 1970. – 288 p.
12. Michl J. *Spectroscopy with Polarized Light* / J. Michl, E. W. Thulstrup // VCH, New York. – 1986. – 573 p.
13. Hegstrom R.A. The handedness of the universe / R. A. Hegstrom and D. K. Kondepudi // *Sci. Am.*–1990.– 262.– 108-115.
14. Browne C.A. *Physical and Chemical Methods of Sugar Analysis*/ C. A. Browne and F.

- W. Zerban// Wiley, New York, 1941.– 1353 p.
15. Jirgensons B. *Optical Rotatory Dispersion of Proteins and Other Macromolecules* / Springer Verlag, New York, USA, 1969. – 202 p.
 16. Kliger D. S. *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*/ D. S. Kliger, J. W. Lewis, and C. E. Randall// Academic Press–Harcourt Brace Jovanovich, New York, 1990. – 304 p.
 17. Brouseau C. *Fundamentals of Polarized Light a Statistical Approach* / Wiley, New York, 1998. – 424 p.
 18. Gadsden M. Detection of circularly polarized-light from noctilucent clouds / M. Gadsden, P. Rothwell, and M. J. Taylor // *Nature*.–1979.– 278.– 628–629.
 19. Chrysostomou A. Circular polarimetry reveals helical magnetic fields in the young stellar object HH 135-136 / A. Chrysostomou, P. W. Lucas, and J. H. Hough // *Nature*.– 2007.– 450.– 71-73.
 20. Gurjar R. S. Imaging human epithelial properties with polarized light scattering spectroscopy / R. S. Gurjar, V. Backman, L. T. Perelman, I. Georgakoudi, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari, and M. S. Feld // *Nat. Med.* –2001.– 7.– 245-248.
 21. Wang L. V. Special section guest ' editorial: tissue polarimetry / L. V. Wang, G. L. Cote, and S. L. Jacques // *J. Biomed. Opt.*–2002. – 7.– 278.
 22. Ghosh N. Polarized light assessment of complex turbid media such as biological tissues using Mueller matrix decomposition. Chapter 9/ N. Ghosh, M. Wood, and A. Vitkin // *Handbook of Photonics for Biomedical Science* / V. V. Tuchin (Ed.) // Taylor and Francis Publishing, London, 2010.– pp. 253–282.
 23. Wood M. F. G. Towards noninvasive glucose sensing using polarization analysis of multiply scattered light. Chap. 17/ M. F. G. Wood, N. Ghosh, X. Guo and I. A. Vitkin // *Handbook of Optical Sensing of Glucose in Biological Fluids and Tissues* / V. V. Tuchin (Ed.), Series in Medical Physics and Biomedical Engineering, Vol. 12 // Taylor and Francis Publishing, London, 2008. –1071-1086.
 24. Vitkin A. "Effects of molecular asymmetry of optically active molecules on the polarization properties of multiply scattered light / I. A. Vitkin, R. D. Laszlo, and C. L. Whyman // *Opt. Express*.–2002.– 10.– 222–229.
 25. Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media* // Academic Press, New York, 1978.– 250p.
 26. Huang D. Optical coherence tomography / Huang D, Swanson E.A., Lin C.P. // *Science*. – 1991.–254(5035).–1178-1181.
 27. Dunn A.K. Dynamic imaging of cerebral blood flow using laser speckle / Dunn A.K., Bolay H., Moskowitz M.A., Boas D.A. // *J Cereb Blood Flow Metab.*– 2001.– 21(3).–195-201.
 28. Cheng H. Laser speckle imaging of blood flow in microcirculation / Cheng H., Luo Q., Liu Q., Lu Q., Gong H., Zeng S. // *Phys Med Biol.*– 2004.–49(7).–1347-1357.
 29. Alali S. Polarized light imaging in biomedicine: emerging Mueller matrix methodologies for bulk tissue assessment / Alali S, Vitkin A. // *J Biomed Opt.* – 2015.–20(6).–61104.

30. Jacques S.L. Imaging skin pathology with polarized light / Jacques S.L., Ramella-Roman J.C., Lee K. // J Biomed Opt. – 2002.–7(3).–329-340.
31. Jacques S.L. Imaging superficial tissues with polarized light / Jacques S.L., Roman J.R., Lee K. // Lasers Surg Med.– 2000.–26(2).–119-129.
32. Groner W. Orthogonal polarization spectral imaging: a new method for study of the microcirculation/ Groner W, Winkelman J.W., Harris A.G.// Nat Med. – 1999.–5(10).–1209-1212.
33. Da Silva A. Elliptically polarized light for depth resolved optical imaging/ Da Silva A, Deumié C, Vanzetta I. // Biomed Opt Express.– 2012.–3(11).–2907-2915.
34. Snik F. An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields/ F. Snik, J. Craven-Jones, M. Escuti, S. Fineschi, D. Harrington, A. De Martino, D. Mawet, J. Riedi, J. S. Tyo// International Society for Optics and Photonics.–2014.– 90920. – pp.90990B-90990B.
35. Backman V. Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.–1999.– 5(4).– pp. 1019-1026.
36. Pierangelo A, Nazac A, Benali A, et al. Polarimetric imaging of uterine cervix: a case study / Pierangelo A., Nazac A., Benali A.// Opt Express.– 2013.–21(12).– 14120-14130.
37. Light-scattering patterns from collagen films in relation to the texture of a random assembly of anisotropic rods in three dimensions / M. Moritani, N. Hayashi, A. Utsuo, H. Kawai // Polym. J. – 1971. – V. 2. – P. 74-87.
38. Jacques SL, Ramella-Roman JC, Lee K. Imaging skin pathology with polarized light/ Jacques S.L., Ramella-Roman J.C., Lee K. // J Biomed Opt.–2002.–7(3).–329-340.
39. Collette E. *Polarized light: Fundamentals and Applications* // Marcel Dekker, Inc., New York, 1990.–581p.
40. Bohren C. F. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* / C. F. Bohren and D. R. Huffman// Wiley, New York, 1983.–530p.
41. Iftikhar Ahmad Mueller matrix polarimetry for characterization of skin tissue samples: A review / Iftikhar Ahmad, Ahmar Khaliq, Muaz Iqbal, Shamim Khan // Photodiagnosis and Photodynamic Therapy.–2020.– 30.–101708.
42. B. Laude-Boulesteix Mueller polarimetric imaging system with liquid crystals / B. Laude-Boulesteix, A. De Martino, B. Drevillon, and L. Schwartz // Appl. Opt.– 2004.– 43.– 2824-2832.
43. Selected Papers on Tissue Optics: Applications in Medical Diagnostics and Therapy / Ed. by V. V. Tuchin// Bellingham, WA: SPIE Press, 1994.– V. MS102.
44. Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology / Ed. by G. J. Muller, D. H. Sliney // Bellingham, WA: SPIE Inst. Advanced Opt. Techn., 1989.– V. IS5.
45. Johnston R. G. Polarized light scattering/ Johnston R. G., Singham S. B., Salzman G. C. // Comments on Molecular and Cellular Biophysics. Gordon and Breach Sci. Publ. Inc., 1988.– 5(3).– P. 171-192.

46. Schmitt J. M. Use of polarized light to discriminate short-photons in a multiply scattering medium/ Schmitt J. M., Gandjbakhche A. H., Bonnar R. F. // Appl. Opt.– 1992.– 31.– P. 6535–6546.
47. Bronk B. V. In vivo measure of average bacterial cell size from a polarized light scattering function/ Bronk B. V., van de Merwe W. P., Stanley M. // Cytometry.– 1992.– 13.– P. 155–162.
48. Tissue optics / Ed. by A. J. Welch, M. C. J. van Gemert // N. Y.: Academic, 1992.– 476p.
49. Zijp J. R. Anisotropy of volume-backscattered light/ Zijp J. R., ten Bosch J. J. // Appl. Opt.– 1997. – 36.– 1671–1680.
50. Handbook of Optical Coherence Tomography / Ed. by B. E. Bouma, G. J. Tearney // N. Y.: Marcel-Dekker, 2002.–741p.
51. Silver F. H. Biological Materials: Structure, Mechanical Properties, and Modeling of Soft Tissues // N. Y.: N. Y. Univ. Press, 1987.–466p.
52. Kessel R. G. Basic Medical Histology: The Biology of Cells, Tissues, and Organs. N. Y.: Oxford Univ. Press, 1998.–720p.
53. Tuchin V. V., Wang L., Zimnyakov D. A. Optical Polarization in Biomedical Applications. Berlin, Heidelberg, N. Y.: Springer-Verlag, 2006.
54. Special section on tissue polarimetry / Ed. by L. V. Wang, G. L. Cot'e, S. L. J. Jacques // Biomed. Opt.– 2002.– 7(3).– 278–397.
55. Tuchin V. V. Dental and oral tissue optics // Photonics in Dentistry. Series of Biomaterials and Bioengineering / Ed. by A. Kishen, A. Asundi // London, Imperial College Press, 2006.– 245–300.
56. Optical Coherence Tomography: Technology and Applications / Ed. by W. Drexler, J. G. Fujimoto // Berlin: Springer, 2008.–2571p.
57. Handbook of Optical Sensing of Glucose in Biological Fluids and Tissues / Ed. By V. V. Tuchin // London: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009.–744p.
58. Handbook of Photonics for Biomedical Science / Ed. by V. V. Tuchin.// London: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.–868p.
59. Backman V. Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ/ Backman V., Gurjar R., Badizadegan K., Dasari R., Itzkan I., Perelman L. T., Feld M. S. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.– 1999.– 5.– 1019–1027.
60. Mourant J. R. Light scattering from cell: the contribution of the nucleus and the effects of proliferative status/ Mourant J. R., Canpolat M., Brocker C., Esponda-Ramos O., Johnson T. M., Matanock A., Stetter K., Freyer J. P. // J. Biomed. Opt. – 2000.–5(2).– 131–137.
61. de Boer J. R. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography/ de Boer J. R., Milner T. E., van Gemert M. J. C., Nelson J. S. // Opt. Lett. – 1997.– 22.– 934–936.
62. Everett M. J. Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography/ Everett M. J., Schoenerberger K., Colston Jr. B. W., Da Silva L. B. // Opt. Lett.– 1998.– 23 (3).– 228–230.

63. de Boer J. F. Determination of the depth resolved stokes parameters of light backscattered from turbid media using polarization sensitive optical coherence tomography/ de Boer J. F., Milner T. E., Nelson J. S. // *Opt. Lett.*– 1999.– 24.– 300-302.
64. de Boer J. F. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination/ de Boer J. F., Milner T. E. // *J. Biomed. Opt.*– 2002.– 7(3).– 359-371.
65. Hitzenberger C. K. Measurement and imaging of birefringence and optic axis orientation by phase resolved polarization sensitive optical coherence tomography/ Hitzenberger C. K., Gotzinger E., Sticker M., Pircher M., Fercher A. F.// *Opt. Express.*– 2001. – 9.– 780-790.
66. Jiao S. Jones-matrix imaging of biological tissues with quadruple-channel optical coherence tomography/ Jiao S., Wang L. V. // *J. Biomed. Opt.*– 2002.– 7(3).– 350-358.
67. He H. Application of sphere-cylinder scattering model to skeletal muscle / He H., Nan Z., Ran L., Tianliang Y., Wei L., Yonghong H., Hui M. // *Opt. Express.*– 2010. –18. – 15104-15112.
68. Pierangelo A. Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging/ Pierangelo A., Benali A., Antonelli M.-R., Novikova T., Validire P., Gayet B., De Martino A. // *Opt. Express.*– 2011.– 19. – 1582-1593.
69. Dreher A. W., Spatially resolved birefringence of the retinal nerve fiber layer assessed with a retinal laser ellipsometer/ Dreher A. W., Reiter K., Weinreb R. N. // *Appl. Opt.*– 1992.– 31.– 3730-3735.
70. Greenfield D. S. Effect of corneal polarization axis on assessment of retinal nerve fiber layer thickness by scanning laser polarimetry/ Greenfield D. S., Knighton R. W., Huang X.-R. // *Am. J. Ophthalmol.*– 2000. –129.– 715-722.
71. Knighton R. W. Linear birefringence of the central human cornea/ Knighton R. W., Huang X.-R. // *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*– 2002.– 43.– 82-86.
72. Zhou Q. Individualized compensation of anterior segment birefringence during scanning laser polarimetry/ Zhou Q., Weinreb R. N. // *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* – 2002. – 43.– 2221-2228.
73. Burns S. A. Improved contrast of subretinal structures using polarization analysis/ Burns S. A., Elsner A. E., Mellem-Kairala M. B., Simmons R. B. // *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*– 2003.– 44.– 4061-4068.
74. Bueno J. M. Measurement of parameters of polarization in the living human eye using imaging polarimetry // *Vision Res.*– 2000.– 40.– 3791-3799.
75. Born M., Wolf E. Principles of Optics, 7th ed.// Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1999.–952p.
76. Hee M.R. Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging/ Hee M. R., Huang D., Swanson E. A., Fujimoto J. G. // *J. Opt. Soc. Am. B.*– 1992.–9.– 903-908.
77. de Boer J. R. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography/ de Boer J. R., Milner T. E., van Gemert M. J. C., Nelson J. S. // *Opt. Lett.*– 1997.– 22.– 934-936.

78. Everett M. J. Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography/ Everett M. J., Schoenerberger K., Colston Jr. B. W., Da Silva L. B. // Opt. Lett.– 1998.– 23.– 228–230.
79. de Boer J. F. Determination of the depth resolved stokes parameters of light backscattered from turbid media using polarization sensitive optical coherence tomography/ de Boer J. F., Milner T. E., Nelson J. S. // Opt. Lett.– 1999.– 24.– 300–302.
80. de Boer J. F. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination/ de Boer J. F., Milner T. E. // J. Biomed. Opt.– 2002.– 7(3).– 359–371.
81. Hitzenberger C. K. Measurement and imaging of birefringence and optic axis orientation by phase resolved polarization sensitive optical coherence tomography/ Hitzenberger C. K., Gotzinger E., Sticker M., Pircher M., Fercher A. F. // Opt. Express.– 2001.– 9.– 780–790.
82. Jiao S. Jones-matrix imaging of biological tissues with quadruple-channel optical coherence tomography/ Jiao S., Wang L. V. // J. Biomed. Opt.– 2002.– 7(3).–350–358.
83. Ghosh N. Polarized light assessment of complex turbid media such as biological tissues via Mueller matrix decomposition/ Ghosh N., Wood M. F. G., Vitkin I. A. // Handbook of Photonics for Biomedical Science / Ed. by V. V. Tuchin. London: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.– 253–282.
84. Ghosh N. Mueller matrix decomposition for polarized light assessment of complex turbid media such as biological tissues/ Ghosh N., Wood M. F. G., Li S., Weisel R. D., Wilson B. C., Li R.-K., Vitkin I. A. // J. Biophoton.– 2009.– 2.– 145–156.
85. Wood M. F. G. Proof-of-principle demonstration of a Mueller matrix decomposition method for polarized light-based tissue characterization in vivo/ Wood M. F. G., Ghosh N., Moriyama E. H., Wilson B. C., Vitkin I. A. // J. Biomed. Opt.– 2009.– 14.–014029-1-4.
86. Jiao S. Jones-matrix imaging of biological tissues with quadruple-channel optical coherence tomography/ Jiao S., Wang L. V. // J. Biomed. Opt.– 2002.– V. 7(3).– 363–368.
87. Applequist J. Optical activity: biot's bequest // Am. Sci.– 1987.– 75.– 59–67.
88. Barron L. D. Molecular Light Scattering and Optical Activity / London: Cambridge Univ., 1982.–408p.
89. Izotova V. F. Investigation of Mueller matrices of anisotropic nonhomogeneous layers in application to optical model of cornea/ Izotova V. F., Maksimova I. L., Nefedov I. S., Romanov S. V. // Appl. Opt.– 1997.– 36(1).– 164–169.
90. Manhas S. Mueller matrix approach for determination of optical rotation in chiral turbid media in backscattering geometry/ Manhas S., Swami M.K., Buddhiwant, P., Ghosh, N., Gupta, P.K., Singh, K.// Opt. Exp.– 2006.– 14.– 190–202.
91. Deng Y. Characterization of backscattering Mueller matrix patterns of highly scattering media with triple scattering assumption/ Deng, Y.; Zeng, S.; Lu, Q.; Luo, Q. // Opt. Exp.– 2007.– 15.– 9672–9680.

92. Ushenko A.G. Laser Polarimetry of Biological Tissue: Principles and Applications. In *Handbook of Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science* / Ushenko A.G., Pishak V.P. // Ed. by Tuchin V.V. // Kluwer Academic Publishers: Boston, MA, USA, 2004.– V. I.– 93–138.
93. Zhou Q. Light scattering and form birefringence of parallel cylindrical arrays that represent cellular organelles of the retinal nerve fiber layer/ Zhou Q., Knighton R. W. // *Appl. Opt.*– 1997.– 36(10).– P. 2273–2285.
94. Rappaz B. Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphotometry of living cells with digital holographic microscopy/ Rappaz B., Marquet P., Cuhe E., Emery Y., Depeursinge C., Magistretti P. // *Optics Express*.– 2005.– 13.– 9361–9373.
95. Charriere F. Living specimen tomography by digital holographic microscopy: morphometry of testate amoeba/ Charriere F. , Pavillon N., Colomb T., Depeursinge C., Heger T. J. // *Opt. Express*. –2006.– 14.– 7005–7013.
96. Rappaz B. Simultaneous cell morphometry and refractive index measurement with dual-wavelength digital holographic microscopy and dye-enhanced dispersion of perfusion medium/ Rappaz B., Charriere F., Depeursinge C., Magistretti P. J., Marquet P. // *Opt. Lett.*– 2008.– 33.– 744–746.
97. Popescu G. Erythrocyte structure and dynamics quantified by Hilbert phase microscopy/ Popescu G., Ikeda T., Best C., Badizadegan K., Dasari R. R., Feld M. S. // *J. Biomed. Opt.*– 2005.– 10.– 060503-1–3.
98. Park Y. Diffraction phase and fluorescence microscopy/ Park Y., Popescu G., Badizadegan K., Dasari R., Feld M. // *Opt. Express*.– 2006.– 14(18).– 8263–8268.
99. Lue N. S. Live cell refractometry using microfluidic devices/ Lue N., Popescu G., Ikeda T., Dasari R. R., Badizadegan K., Feld M. S. // *Opt. Lett.* –2006.– 31.– 2759–2761.
100. Choi W. Tomographic phase microscopy / Fang-Yen C., Badizadegan K., Oh S., Lue N., Dasari R. R., Feld M. S. // *Nature Methods*.– 2007.– 4.– 717–719.
101. Jacques S. L. Scattering of polarized light by biological tissues / Jacques S. L., Lee K., Roman J. // *Proc. SPIE*.– 2000.– 4001. – 14–28.
102. Tyo J. S. Enhancement of the point-spread function for imaging in scattering media by use of polarization-difference imaging // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2000.– 17.– 1–10.
103. Tower T. T. Alignment maps of tissues: II. Fast harmonic analysis for imaging / Tower T. T., Tranquillo R. T. // *Biophys. J.* – 2001.– 81. – 2964–2971.
104. Yakovlev D. A. Polarization monitoring of structure and optical properties of the heterogenous birefringent media: Application in the study of liquid crystals and biological tissues / Yakovlev D. A., Kurchatkin S. P., Pravdin A. B., Gurianov E. V., Kasatkin M. Yu., Zimnyakov D. A. // *Proc. SPIE*. – 2003. – 5067.– 64–72.
105. Gan X. Image enhancement through turbid media under a microscope by use of polarization gating methods / Gan X., Schilders S. P., Gu M. // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1999. – 16.– 2177–2184.

106. Gan X., Image reconstruction through turbid media under a transmission-mode microscope / Gan X., Gu M. // J. Biomed. Opt. – 2002.– 7(3). – 372–377.
107. Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ / V. Backman, R. Gurjar, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari, L. T. Perelman, M. S. Feld // IEEE J. Selected Topics Quant. Electron. – 1999. – V. 5. – P.1019-1026.
108. Huang D. Optical coherence tomography / Huang, D., Swanson, E. A., Lin, C. P., Schuman, J. S., Stinson, W. G., Chang, W., Hee, M. R., Flotte, T., Gregory, K., Puliafito, C. A. // Science (New York, N.Y.).–1991.– 254(5035).–1178–1181.
109. Dunn A.K. Dynamic imaging of cerebral blood flow using laser speckle / Dunn A.K., Bolay H., Moskowitz M.A., Boas D.A. // J. Cereb. Blood Flow Metab. –2001.–21(3).– 195-201.
110. Cheng H. Laser speckle imaging of blood flow in microcirculation / Cheng H., Luo Q., Liu Q., Lu Q., Gong H., Zeng S. // Phys. Med. Biol. – 2004. – 49(7). – 1347-57.
111. Alali S. Polarized light imaging in biomedicine: emerging Mueller matrix methodologies for bulk tissue assessment / Alali S, Vitkin A. // Journal of Biomed. Opt. – 2015.– 20(6). – 61104.
112. Jacques S.L. Ramella-Roman JC, Lee K. Imaging skin pathology with polarized light / Jacques S.L. Ramella-Roman J.C., Lee K. // J. Biomed Opt. – 2002.– 7(3). – 329-40.
113. Jacques S.L. Imaging superficial tissues with polarized light / Jacques S.L., Roman J.R., Lee K. // Lasers Surg. Med. – 2000.– 26(2). – 119-29.
114. Groner W. Orthogonal polarization spectral imaging: a new method for study of the microcirculation / Groner W., Winkelman J.W., Harris A.G., Ince C., Bouma G.J., Messmer K, Nadeau R.G. // Nat Med.– 1999.–10.–1209-12.
115. V. Backman, R. Gurjar, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari, L. T. Perelman, M. S. Feld, . Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ / V. Backman, R. Gurjar, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari, L. T. Perelman, M. S. Feld // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. –1999.– 5(4).– 1019-1026.
116. Pierangelo A. Polarimetric imaging of uterine cervix: a case study / Angelo Pierangelo, André Nazac, Abdelali Benali, Pierre Validire, Henri Cohen, Tatiana Novikova, Bicher Haj Ibrahim, Sandeep Manhas, Clément Fallet, Maria-Rosaria Antonelli, and Antonello-De Martino // Opt. Express.–2013.– 21.–14120-14130.
117. Pierangelo A. Ex vivo photometric and polarimetric multilayer characterization of human healthy colon by multispectral Mueller imaging / Angelo Pierangelo, Sandeep Manhas, Abdelali Benali, Clément Fallet, Maria-Rosaria Antonelli, Tatiana Novikova, Brice Gayet, Pierre Validire, Antonello De Martino // J. Biomed. Opt.–2012.– 17(6).– 066009.
118. Chung J. Use of polar decomposition for the diagnosis of oral precancer / Jungrae Chung, Woonggyu Jung, Marie J. Hammer-Wilson, Petra Wilder-Smith, and Zhongping Chen // Appl. Opt.– 2007.–46.– 3038-3045.

119. Antonelli M.-R. Mueller matrix imaging of human colon tissue for cancer diagnostics: how Monte Carlo modeling can help in the interpretation of experimental data / Maria-Rosaria Antonelli, Angelo Pierangelo, Tatiana Novikova, Pierre Validire, Abdelali Benali, Brice Gayet, and Antonello De Martino // *Opt. Express.*–2010.– 18.– 10200-10208.
120. Novikova T. The origins of polarimetric image contrast between healthy and cancerous human colon tissue / T. Novikova, A. Pierangelo, S. Manhas, A. Benali, P. Validire, B. Gayet, A. De Martino // *Appl. Phys. Lett.*–2013.– 102.– 241103.
121. Pierangelo A. Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging / Angelo Pierangelo, Abdelali Benali, Maria-Rosaria Antonelli, Tatiana Novikova, Pierre Validire, Brice Gayet, and Antonello De Martino// *Opt. Express.*–2011.– 19.– 1582-1593.
122. Alali S. Rapid wide-field Mueller matrix polarimetry imaging based on four photoelastic modulators with no moving parts / Sanaz Alali, Adam Gribble, and I. Alex Vitkin // *Opt. Lett.*–2016.– 41.– 1038-1041.
123. Reh binder J. Diagnosis of uterine cervix cancer using Muller polarimetry: a comparison with histopathology / J. Reh binder, S. Deby, H. Haddad, B. Teig, A. Nazac, A. Pierangelo, F. Moreau // *SPIE-Int Soc Optical Engineering*, Bellingham, 2015.– 95400W.
124. Shukla P. Mueller decomposition images for cervical tissue: Potential for discriminating normal and dysplastic states / Prashant Shukla and Asima Pradhan // *Opt. Express.*–2009.– 17.– 1600-1609.
125. Gratiet A. Scanning Mueller polarimetric microscopy / Aymeric Le Gratiet, Matthieu Dubreuil, Sylvain Rivet, and Yann Le Grand // *Opt. Lett.*–2016.– 41.– 4336-4339.
126. Alali S. Assessment of local structural disorders of the bladder wall in partial bladder outlet obstruction using polarized light imaging / Sanaz Alali, Karen J. Aitken, Annette Schröder, Adam Gribble, Darius J. Bagli, and I. Alex Vitkin // *Biomed. Opt. Express.*–2014.– 5.– 621-629.
127. Ellingsen P. Mueller matrix three-dimensional directional imaging of collagen fibers / Ellingsen PG, Aas LM, Hagen VS, Kumar R, Lilledahl MB, Kildemo M. // *J Biomed Opt.*– 2014.–19(2).–026002.
128. Ahmad M. Do different turbid media with matched bulk optical properties also exhibit similar polarization properties?/ Manzoor Ahmad, Sanaz Alali, Anthony Kim, Michael F. G. Wood, Masroor Ikram, and I. Alex Vitkin // *Biomed. Opt. Express.*– 2011.– 2.– 3248-3258.
129. Qi, J. A high definition Mueller polarimetric endoscope for tissue characterisation / Qi, J., Elson, D. // *Sci Rep.*–2016.– 6.– 25953.
130. Alali S. Optical assessment of tissue anisotropy in ex vivo distended rat bladders / Sanaz Alali, Karen J. Aitken, Annette Shroder, Darius J. Bagli M.D., I. Alex Vitkin // *J. Biomed. Opt.*–2012.– 17(8).– 086010.
131. Ali S. Transmission of polarized light in skeletal muscle / Shuaib, Ali S., Xin Li, and Gang Yao.// *Journal of biomedical optics.*–2011.– 16(2). – 025001.

132. Soni J. Quantitative fluorescence and elastic scattering tissue polarimetry using an Eigenvalue calibrated spectroscopic Mueller matrix system / Jalpa Soni, Harsh Purwar, Harshit Lakhotia, Shubham Chandel, Chitram Banerjee, Uday Kumar, and Nirmalya Ghosh // Opt. Express.–2013.– 21.– 15475-15489.
133. Giakos G. C. Polarimetric phenomenology of photons with lung cancer tissue / G. C. Giakos, S. Marotta, C. Narayan, J. Petermann, S. Shrestha, J. Baluch, D. Pingili, D. B. Sheffer, L. Zhang, M. Zervakis, G. Livanos, M. Kounelakis // Meas. Sci. Technol.–2011.– 22.
134. Ahmad I. Polarimetric assessment of healthy and radiofrequency ablated porcine myocardial tissue / Ahmad I, Gribble A, Ikram M, Pop M, Vitkin A. // J Biophotonics.– 2016.–9(7).–750-9.
135. He H. Application of sphere-cylinder scattering model to skeletal muscle / Honghui He, Nan Zeng, Ran Liao, Tianliang Yun, Wei Li, Yonghong He, and Hui Ma // Opt. Express.–2010.– 18.– 15104-15112.
136. Ji Qi. Eigenvalue calibration method for 3×3 Mueller polarimeters / Ji Qi, Daniel S. Elson, and Danail Stoyanov // Opt. Lett.–2019.– 44.– 2362-2365.
137. Dillet J. Size determination by use of two-dimensional Mueller matrices backscattered by optically thick random media / Jérôme Dillet, Christophe Baravian, François Caton, and Alan Parker // Appl. Opt.–2006.– 45.– 4669-4678.
138. Smith M. H. Mueller matrix imaging polarimetry in dermatology / M. H. Smith, P. D. Burke, A. Lompadó, E. A. Tan-ner, L. W. Hillman // Proc. SPIE.– 2000.– 3911.– pp. 210–216.
139. Ushenko, Y.A. Statistical structure of skin derma Mueller matrix images in the process of cancer changes / Ushenko, Y.A., Dubolazov, O.V. & Karachevtsev, A.O. // Opt. Mem. Neural Networks.–2011.–20.– 145–154.
140. Ushenko Y. A New Method of Mueller-Matrix Diagnostics and Differentiation of Early Oncological Changes of the Skin Derma / Y. A. Ushenko, A. Peresunko, B. Adel Baku // Advances in Optical Technologies, 2010.– 952423.
141. Li D. Influence of absorption in linear polarization imaging of melanoma tissues / D. Li, H. He, N. Zeng, W. Xie, R. Liao, J. Wu, Y. He, H. Ma // J. Innov. Opt. Health Sci.–2014.– 07.– 1450009.
142. Wang X. Polarization studies for backscattering of RBC suspensions based on Mueller matrix decomposition / Wang, X., Lai, J., & Li, Z. // Optics express.– 2012.–20(18).– 20771-20782.
143. Ahmad M. Ex Vivo Assessment of Carbon Tetrachloride (CCl₄)-Induced Chronic Injury Using Polarized Light Spectroscopy / Manzoor Ahmad, Safdar Ali, Malik Sajjad Mehmood, Hamid Ali, Ahmat Khurshid, Shamaraz Firdous, Saleh Muhammad, and Masroor Ikram // Appl. Spectrosc. –2013.–67.– 1382-1389.
144. Wu P. J. Stokes polarimetry imaging of rat-tail tissue in a turbid medium using incident circularly polarized light / P. J. Wu and J. T. Walsh, Jr., // Lasers Surg. Med.–2005.– 37(5).– 396–406.
145. He C. Characterizing microstructures of cancerous tissues using multispectral transformed Mueller matrix polarization parameters / Chao He, Honghui He,

- Jintao Chang, Yang Dong, Shaoxiong Liu, Nan Zeng, Yonghong He, and Hui Ma // *Biomed. Opt. Express*.–2015.– 6.– 2934-2945.
146. Ushenko Yu. Investigation of formation and interrelations of polarization singular structure and Mueller-matrix images of biological tissues and diagnostics of their cancer changes // *J. Biomed. Opt.*.–2011.– 16(6).– 066006.
 147. Ushenko Y. A. Mueller-matrix mapping of optically anisotropic fluorophores of biological tissues in the diagnosis of cancer/ Y. A. Ushenko, M. I. Sidor, G. B. Bodnar, G. D. Koval // *Quantum Electronics*. –2014.–44.– 785–790.
 148. Cuando-Espitia N. Mechanical assessment of bovine pericardium using Müller matrix imaging, enhanced backscattering and digital image correlation analysis/ Natanael Cuando-Espitia, Francisco Sánchez-Arévalo, and Juan Hernández-Cordero// *Biomed. Opt. Express*.–2015.– 6.– 2953-2960.
 149. Angelsky O. V. Statistical, correlation and topological approaches in diagnostics of the structure and physiological state of birefringent biological tissues / Angelsky, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. A., Pishak, V. P., & Peresunko, A. P.// *Handbook of Photonics for Biomedical Science*.–2010.– 1.– 283-322.
 150. Proskurin S. G. Optical coherence tomography imaging depth enhancement by superficial skin optical clearing / Proskurin, S. G., & Meglinski, I. V. // *Laser Physics Letters*.–2007.– 4(11).– 824.
 151. *Handbook of photonics for biomedical science* / Ed. by Tuchin V. V.// CRC Press, 2010. – 868p.
 152. Bonesi M. Imaging of subcutaneous blood vessels and flow velocity profiles by optical coherence tomography / Bonesi, M., S. G. Proskurin, and I. V. Meglinski // *Laser Physics*. –2010.– 20.4.– 891-899.
 153. *Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environment and Material Science* / Tuchin, Valery V., ed. // Springer Science & Business Media, 2004.–1004p.
 154. Angelsky O. V. Laser polarimetry of pathological changes in biotissues / Angelsky, O. V., Ushenko, A. G., Burkovets, D. N., Pishak, V. P., & Pishak, O. V. // *SPIE Proc.*–2002.–4900.– pp. 1045.
 155. Angelsky, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. A., Pishak, V. P., & Peresunko, A. P. (2010). Statistical, correlation and topological approaches in diagnostics of the structure and physiological state of birefringent biological tissues. *Handbook of Photonics for Biomedical Science*, 1, 283-322.
 156. Angelsky O. V. Investigation of 2D Mueller matrix structure of biological tissues for pre-clinical diagnostics of their pathological states / Angelsky, O. V., Tomka, Y. Y., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. G., & Ushenko, Y. A.// *Journal of Physics D: Applied Physics*.– 2005.– 38(23).– 4227.
 157. Angelsky O. V. 2-D tomography of biotissue images in pre-clinic diagnostics of their pre-cancer states/ Angelsky, O. V., Tomka, Y. Y., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. G., Yermolenko, S. B., & Ushenko, Y. A. // *SPIE Proc.* –2005.– 5972, p. 59720N.
 158. Hauge P. S. Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators // *J. Opt. Soc. Am. A*. –1978. – № 68 – P. 1519-1528.

159. Gutsul A. Azimuthally invariant Mueller-matrix tomography of the distribution of phase and amplitude anisotropy of biological tissues / A. Gutsul, V. Ushenko, I. Soltys, M. Shaplavsky, S. Sokolnyuk, A. Dubolazov, A. Ushenko, A. Motrich, R. Besaga // Proc. SPIE.–2017.– 11510.– 115102S.
160. Ushenko A. G. Diffuse tomography of optical anisotropy of tumors of the uterus wall/ Ushenko A. G., Zhytaryuk V. G., Sidor M. I., Wulchulyak O. Y., Motrich A. V., Soltys I. V., Pavliukovich N.// SPIE Proc. –2018.– 10728.– 107280Q.
161. Bachinskyi V. *Laser polarimetry of biological tissues and fluids*/ Bachinskyi, V., Boychuk, T., & Ushenko, A. // LAP LAMBERT Academic Publishing, 2017.–108 p.
162. Ushenko A. G. Differential diagnostics of aseptic and septic loosening of the cup of the endoprosthesis of the artificial hip joint by the methods of polarisation tomography/ Ushenko, A. G., & Olar, O.// *Informatyka, Automatyka, Pomiar w Gospodarce i Ochronie Środowiska*.–2019.– 9(3).– 22-25.
163. Zabolotna N. I. System of the phase tomography of optically anisotropic polycrystalline films of biological fluids / Zabolotna, N. I., Pavlov, S. V., Ushenko, A. G., Karachevtsev, A. O., Savich, V. O., Sobko, O. V., & Olar, O. V. //SPIE Proc.–2014.– 9166.– 916616.
164. Бойчук Т. М. Лазерно-поляриметрична діагностика структурної організації легеневої тканини в нормі та патології / Бойчук Т. М., Петришен О. І., Чернікова Г. М., Григоришин П. М., Єрмоленко С. Б. // СМБ.– 2012.– №3.
165. Zabolotna N. I. Diagnostics of pathologically changed birefringent networks by means of phase Mueller matrix tomography / Zabolotna N. I., Wojcik W., Pavlov S. V., Ushenko O. G., Suleimenov B. // SPIE Proc.–2013.– 8698.– 86980E.
166. Ushenko Y. A. Laser polarization fluorescence of the networks of optically anisotropic biological crystals / Ushenko, Y. A., Dubolazov, A. V., Angelsky, A. P., Sidor, M. I., Bodnar, G. B., Koval, G., Junisbekov, M. S. // SPIE Proc.– 2013.– 8698.– 869809.
167. Cassidy L. Basic concepts of statistical analysis for surgical research // Journal of Surgical Research.–2005.– 128.–199-206.
168. Davis C.S. Statistical Methods of the Analysis of Repeated Measurements // Springer: New York, NY, USA, 2002.–371p.
169. Robinson S.P. Principles of Forensic Medicine // Greenwich Medical Media: London, UK, 1996.– p. 188.
170. Ushenko A. G. Diagnostics of the prescriptions of death by a method of azimuthally-invariant Mueller-matrix microscopy / Ushenko, A. G., Sarkisova, Y., Bachinsky, V. T., Vanchuliak, O. Y., Dubolazov, A. V., Ushenko, Y. O., Abdihanov, A. // SPIE Proc. –2020.– 11581.– 115810J.
171. Gutsul A. Azimuthally invariant Mueller-matrix tomography of the distribution of phase and amplitude anisotropy of biological tissues / Gutsul A., Ushenko V., Soltys I., Shaplavsky M., Sokolnyuk S., Dubolazov A., Besaga R. // SPIE Proc.–2020.– 11510.– 115102S.

172. Ushenko, Y. O., Azimuthally invariant Mueller-matrix mapping of biological optically anisotropic network / Ushenko, Y. O., Vanchuliak, O., Bodnar, G. B., Ushenko, V. O., Grytsyuk, M., Pavlyukovich, N., Antonyuk, O. // *SPIE Proc.* – 2017.– 10396.– 103962N.
173. Ushenko V.A. Spatial-Frequency Azimuthally Stable Cartography of Biological Polycrystalline Networks / Ushenko V.A., Pavlyukovich N.D., Trifonyuk L. // *Int. J. Opt.*– 2013.– 2013.– 683174.
174. Ellis J. Complex degree of mutual polarization / J. Ellis and A. Dogariu // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – P. 536-538.
175. Tervo J. Degree of coherence for electromagnetic fields / J. Tervo, T. Setälä, A. Friberg. // *Opt. Express.* – 2003. – Vol. 11. – P. 1137-1143.
176. Martínez-Herrero, R., Mejías, P.M. Invariant parameters for characterizing nonuniformly partially polarized beams / Martínez-Herrero, R., Mejías, P.M. // *Opt. Spectrosc.*–2007.– 103.– 886–889.
177. Chabanov A. A. Dynamic Correlation in Wave Propagation in Random Media / A. A. Chabanov, B. Hu, A. Z. Genack // *Phys. Rev. Lett.* – 2004.– 93.– 123901.
178. Goodman J. W. *Speckle Phenomena in Optics*, 1st ed.// Roberts & Co., Englewood, 2007.– 468p.
179. Freund I. '1001' correlations in random wave fields // *Wave Random Media.*–1998.– 8.– 119–158.
180. Ангельська А. О. Комплексний ступінь взаємної поляризації полів двопротинезаломлюючих матриць біологічних тканин: дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.05 / А. О. Ангельська. – Чернівці, 2009. – 141 с.
181. Wolf E. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence, and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation // *Opt. Lett.* – 2003. – 28. – 1078-1080.
182. Korotkova O. Spectral degree of coherence of a random three-dimensional electromagnetic field / O. Korotkova, E. Wolf // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2004. – 21(10). – 2382-2385.
183. Ангельський А-П. І. Локальна деполяризація когерентних полів та діагностика структурних і часових змін оптичної анізотропії фазово-неоднорідних шарів: дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.05 / А-П. І. Ангельський. – Чернівці, 2012. – 152 с.
184. Angelsky O. V. Correlation optics in progress: introduction to the feature issue / Oleg V. Angelsky, Anton S. Desyatnikov, Gregory J. Gbur, Steen G. Hanson, Yoko Miyamoto, Tomasz Szoplik // *Appl. Opt.*–2014.– 53.– CO1-CO2.
185. Gbur G. The structure of partially coherent fields / G. Gbur, T. D. Visser // *Prog. Opt.*–2010.– 55.– 285–341.
186. Ushenko Yu. A. Complex degree of mutual anisotropy of extracellular matrix of biological tissues / Yu. A. Ushenko, Yu. Ya. Tomka and A. V. Dubolazov // *Optics and Spectroscopy.* – 2011. – 110(5) – P. 814-819.

187. New parameter for describing and analyzing the optical-anisotropic properties of biological tissues / Yu. A. Ushenko, O. I. Telenga, A. P. Peresunko and O. K. Numan // *J. Innov. Opt. Health Sci.* – 2011. – № 4(4) – P. 463-475.
188. Ushenko Yu. A. Complex degree of mutual anisotropy in diagnostics of biological tissues physiological changes / Yu. A. Ushenko, A. V. Dubolazov, A. O. Karachevtcev, N. I. Zabolotna // *Proc. SPIE.* – 2011. – Vol. 8134. – P. 81340O.
189. Motahareh P. Two-point Stokes vector diagnostic approach for characterization of optically anisotropic biological tissues // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 2020. – 53. – 395401.
190. Dubolazov A. V. Stokes-correlometric differentiation of polarization-heterogeneous images of biological tissues and some legal aspects of the use of early diagnosis of diseases / Dubolazov A. V., Getmantseva, N. D.; Getmantsev, A. V.; Ushenko, Yu. O.; Gorsky, M. P.; Slyotov, M. M.; Zhytaryuk, V. G.; Penteleichuk, N. P. // *SPIE Proc.* – 2020. – 11369. – 113691W.
191. Dubolazov O. V. The complex degree of coherence of the laser images of blood plasma and the diagnostics of oncological changes of human tissues / Dubolazov, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. A., Sakhnovskiy, M. Y., Grygoryshyn, P. M., Pavlyukovich, N., Mamyrbaev, O. // *CRC Press*, 2018. – 185p.
192. Ellis J. Differentiation of globally unpolarized complex random fields / J. Ellis and A. Dogariu // *J. Opt. Soc. Am.* – 2004. – A 21. – 988–993 .
193. Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams // *Phys. Lett. A.* – 2003. – Vol. 312. – P. 263-267.
194. Wolf E. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence, and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28. – P. 1078-1080.
195. Wolff L. B. Polarization camera sensors / L. B. Wolff and A. G. Andreau // *Image Vis. Comput.* – 1995. – № 13 – P. 497-510.
196. Savenkov S. N. Mueller-matrix characterization of biological tissues // *Polarimetric Detection, Characterization and Remote Sensing*, edited by M. Mishchenko et al., Germany: Springer. – 2011. – P. 437-472.
197. Фізичні основи поляриметрії високої інформаційної здатності / Г. В. Бекетов, О. С. Климов, Є. А. Оберемок, І. Є. Матяш, С. П. Руденко, С. М. Савенков, А. В. Самойлов, Б. К. Сердега, Ю. В. Ушенін, Ю. М. Ширшов ; під ред. Б. К. Сердеги. – К.: НТУУ «КПІ», 2013. – 252 с.
198. Savenkov S. N. Mueller Matrix Polarimetry in Material Science // *Springer.* – 2013. – P. 1175-1253.
199. Polarized light propagation through scattering media: time-resolved Monte Carlo simulation and experiments / Xueding Wang, Lihong V. Wang, Chia-Wei Sun, Chin-Chung Yang // *J. Biomed. Opt.* – 2003. – V. 8. – P. 608-617.
200. Wang X. Monte Carlo model and single-scattering approximation of polarized light propagation in turbid media containing glucose / X. Wang, G. Yao, and L.-H. Wang // *Appl. Opt.* – 2002. – Vol. 41. – P. 792-801.
201. Jiao Shuliang. Depth-resolved two-dimensional Stokes vectors of backscattered light and Mueller matrices of biological tissue measured with

- optical coherence tomography / Shuliang Jiao, Gang Yao, and Lihong V. Wang // Appl. Opt. – 2000. – V. 39. – P. 6318-6324.
202. Ангельська А. О. Комплексний ступінь взаємної поляризації полів двопротоменезаломлюючих матриць біологічних тканин: дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.05 / А. О. Ангельська. – Чернівці, 2009. – 141 с.
 203. Andreau A. G. Polarization imaging: principles and integrated polarimeters / A. G. Andreau and Z. K. Kalayjian // IEEE Sens. J. – 2002. – № 2 – P. 566-576.
 204. Багатофункціональна поляризаційно-кореляційна мікроскопія та лазерна автофлуоресцентна поляриметрія оптично-анізотропних біологічних шарів [Текст] : автореф. дис. ... д-ра фіз.-мат. наук : 01.04.05 / Ушенко Юрій Олександрович ; Київ. нац. ун-т ім. Тараса Шевченка. - Київ, 2015. - 39 с. : табл., рис.
 205. Gerrard A. Introduction to matrix methods in optics / A. Gerrard, J. M. Burch // New York : John Wiley & Sons, 1975. – 384p.
 206. Баланецька В. О. Багатопараметрична Джонс-матрична мікроскопія плівок біологічних рідин людини у діагностиці та класифікації їхніх оптичних властивостей : дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.05 / В. О. Баланецька. – Чернівці, – 2012. – 192 с.
 207. Setälä T. Stokes parameters and polarization contrasts in Young's interference experiment/ Setälä T., Tervo J., Friberg A. T. //Optics letters. – 2006. – T. 31. – №. 14. – С. 2208-2210.
 208. Tervo J. et al. Two-point Stokes parameters: interpretation and properties //Optics Letters. – 2009. – T. 34. – №. 20. – С. 3074-3076.
 209. Mandel L. Optical Coherence and Quantum Optics / L. Mandel and E. Wolf // Cambridge U. Press, 1995. – 903p.
 210. Brosseau C. Fundamentals of Polarized Light: A Statistical Optics Approach // Wiley, 1998. – 424 p.
 211. Tervo J. Degree of coherence for electromagnetic fields / Jani Tervo, Tero Setälä, and Ari T. Friberg // Opt. Express.–2003.– 11.– 1137-1143.
 212. Setälä T. Contrasts of Stokes parameters in Young's interference experiment and electromagnetic degree of coherence / Tero Setälä, Jani Tervo, and Ari T. Friberg // Opt. Lett.–2006.– 31.– 2669-2671.
 213. Angelsky O. V. Complex degree of mutual polarization of biological tissue coherent images for the diagnostics of their physiological state / Angelsky, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. G. // Journal of Biomedical Optics. –2005.– 10(6).– 060502.
 214. Ushenko Y. O. Complex degree of mutual anisotropy of biological liquid crystals nets / Ushenko Y. O., Tomka Y. Y., Misevitch I. Z., Istratyy V. V., Telenga, O. I. // Optical Engineering. –2011.– 50(3).– 039001.
 215. Ushenko Y. G. Complex degree of mutual polarization for biological tissue coherent images / Ushenko, Y. G., Tomka, Y. Y.// SPIE Proc. – 2006.– 6254.– 62541Q.
 216. Ушенко О. Г. Лазерна поляриметрія фазово-неоднорідних об'єктів і середовищ / О. Г. Ушенко. – Чернівці : Медакадемія, 2000. – 256 с.

217. Dubolazov O. V. Degree of local depolarization of laser radiation fields sorted by multi-layer birefringence networks of protein crystals / Dubolazov, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. A., Sakhnovskiy, M. Y., Grygoryyshyn, P. M., Pavlov, S. V., Shedreyeva, I. // *SPIE Proc.* –2018.–10808.– 108080N.
218. Ushenko V. A., Complex degree of mutual anisotropy of linear birefringence and optical activity of biological tissues in diagnostics of prostate cancer / Ushenko, V. A., & Gorsky, M. P. // *Optics and Spectroscopy.*–2013.– 115(2).– 290-297.
219. Ushenko Y. A. Spatial-frequency Fourier polarimetry of the complex degree of mutual anisotropy of linear and circular birefringence in the diagnostics of oncological changes in morphological structure of biological tissues / Ushenko Y. A., Gorskiy M. P., Dubolazov A. V., Motrich A. V., Ushenko V. A., Sidor M. I. // *Quantum Electronics.* –2012.– 42(8).– 727.
220. Toshitaka K. Digital holographic three-dimensional Mueller matrix imaging / Kobata, Toshitaka, and Takanori Nomura // *Applied optics.* –2015.–54(17).– 5591-5596.
221. Takanori N. Mueller matrix imaging by use of digital holography / Nomura, Takanori, and Toshitaka Kobata // *SPIE Proc.*–2015.– 9618.
222. Matoba O. Three-dimensional polarimetric integral imaging / O. Matoba and B. Javidi // *Opt. Lett.*–2004.– 29.– 2375–2377.
223. Nomura T. Polarization imaging of a 3D object by use of on-axis phase-shifting digital holography / T. Nomura, B. Javidi, S. Murata, E. Nitani, and T. Numata // *Opt. Lett.*–2007.– 32.– 481–483.
224. Bodnar A. 3D Stokes correlometry of the polycrystalline structure of biological tissues / A. Bodnar, A. Dubolazov, A. Pavlyukovich, N. Pavlyukovich, A. Ushenko, A. Motrich, M. Gorsky, Yu. Tomka, V. Zhytaryuk // *Proc. SPIE.*–2020.– 11509 115090V.
225. A. G. Ushenko, A. V. Dubolazov, O. Yu. Litvinenko, V. T. Bachinskiy, Lin Bin, Guo Bin, Chen Zhebo, "3D polarization correlometry of object fields of networks of biological crystals / A. G. Ushenko, A. V. Dubolazov, O. Yu. Litvinenko, V. T. Bachinskiy, Lin Bin, Guo Bin, Chen Zhebo // *Proc. SPIE.*–2020.– 11369.– 113691M.
226. Ushenko V. 3D Mueller-matrix diffusive tomography of polycrystalline blood films for cancer diagnosis / Ushenko V., Dubolazov A., et al. // *Photonics.*–2018.– 5(4).–54.
227. Ushenko A. G. Digital Holography Reconstruction for 3D Muller-Matrix Imaging of Phase-Inhomogeneous Objects / A. G. Ushenko, A. V. Dubolazov, Y. A. Ushenko, M. Y. Sakhnovskiy, and V. A. Ushenko // *Imaging and Applied Optics 2018 (3D, AO, AIO, COSI, DH, IS, LACSEA, LS&C, MATH, pcAOP), OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018).*–2018.– paper JW4A.28.
228. Peyvasteh M., 3D Mueller-matrix-based azimuthal invariant tomography of polycrystalline structure within benign and malignant soft-tissue tumours / Peyvasteh M., Tryfonyuk L., Ushenko V., Syvokorovskaya A. V., Dubolazov A., Vanchulyak O., Meglinski I. // *Laser Physics Letters.*–2020.– 17(11).– 115606.

229. Bachinskyi V. Laser Polarimetry of Biological Tissues and Fluids / Bachinskyi V, Boychuk T and Ushenko A// Riga: Lap Lambert Academic Publishing.–2018.–204p.
230. Ushenko A. G. Polarization introscopy of phase-inhomogeneous layers // Proc SPIE. – 2002. – Vol. 4900. – P. 1323-1326.
231. Ghosh N. Tissue polarimetry: concepts, challenges, applications and outlook / Ghosh N. and Vitkin I. A. // J. Biomed. Opt. –2011.–16.– 110801.
232. Deng Y. Characterization of backscattering Mueller matrix patterns of highly scattering media with triple scattering assumption / Deng Y., Zeng S., Lu Q., Zhu D. Luo Q.// Opt. Express.–2007.– 15.– 9672–80.
233. Ушенко А. Г. Поляризаційна структура біоспектрів і деполаризація лазерного випромінювання // Опт.и спектр. – 2000. – Т. 89, № 4. – С. 651-654.
234. Jacques S. L. Polarized light imaging of biological tissues // Handbook of Biomedical Optics / ed. D Boas, C Pitris and N Ramanujam // Boca Raton, FL: CRC Press.–2011.– pp 649–69 .
235. Ghosh N. Polarized light assessment of complex turbid media such as biological tissues using Mueller matrix decomposition, Chapter 9/ Ghosh N, Wood M and Vitkin A// Handbook of Photonics for Biomedical Science, ed. V V Tuchin (London: Taylor and Francis Publishing).–2010.– pp 253–82.
236. Dubolazov A. V. Polarization metrology of Mueller matrices images of biological tissues phase – inhomogeneous layers / A. V. Dubolazov, O. Yu.Telenga, A. O. Karachevtcev // Proc. SPIE. – 2009. – Vol. 7388. – P. 73881F.
237. Унгурян В. П. Методи поляризаційної та фазової діагностики патологічних змін біологічних тканин / В. П. Унгурян, Ю. О. Ушенко, Л. І. Бізер // Монографія. – Чернівці : ЧНУ. – 2009. – 247 с.
238. Карачевцев А. О. Фур'є-стоксполариметрія полів лінійно та циркулярно двоприменозломлюючих протеїнових мереж : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 "Оптика, лазерна фізика" / А. О. Карачевцев. – Чернівці, 2012. – 20 с.
239. Дуболазов О. В. Трансформація амплітудно-фазових параметрів лазерного випромінювання полікристалічними мережами плазми крові. Статистичний та локальний підходи : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.05 "Оптика, лазерна фізика" / О. В. Дуболазов ; Чернів. нац. ун-т ім. Ю.Федьковича. — Чернівці, 2010. – 20 с.
240. Dubolazov O.V. Laser Müller matrix diagnostics of changes in the optical anisotropy of biological tissues / A.G. Ushenko, A.V. Dubolazov, Y.A. Ushenko, M.Yu. Sakhnovskiy, P.M. Grygoryshyn, N. Pavlyukovich, O.V. Pavlyukovich, V.T. Bachynskiy, S.V. Pavlov, R. Dzierzak, O. Mamyrbaev // Information Technology in Medical Diagnostics II / Wójcik W. (Ed.), Pavlov S. (Ed.), Kalimoldayev M. (Ed.). – London: CRC Press 2019, – Chapter 23. – P.199-209.
241. Dubolazov A.V. Laser polarimetry of biological tissues and fluids. Chapter 5. 2D-3D polarization tomography of anisotropic structures of biological layers / V.T. Bachinskyi, T.M. Boychuk, A.G. Ushenko, Yu.A. Ushenko, A.V. Dubolazov et.al. / LAP Lambert Academic Publishers 2018, – 252 p. ISBN: 978-613-9-88665-4.

242. Dubolazov A.V. Laser polarimetry of biological tissues and fluids Chapter 7. 3D methods of Mueller-matrix polarimetry of optically anisotropic biological layers / Victor Bachinskyi, Lilia Trifonyuk, Oleg Wanchuliak, Alexander Ushenko, Alexander Dubolazov et.al. // LAP Lambert Academic Publishers 2020, – 272 p. ISBN: 978-620-2-66720-3.
243. Dubolazov A.V. Laser polarimetry of biological tissues and fluids Chapter 8. Information methods and systems of polarization correlometry of optically anisotropic biological crystals / Natalia Pavlukovitch, Olexander Pavlukovitch, Ivan Savka, Yuriy Ushenko, Alexander Dubolazov, Alexander Ushenko et. al. // LAP Lambert Academic Publishers 2020, – 440 p. ISBN: 978-620-2-66986-3.
244. Dubolazov O.V. Mueller matrix images of polycrystalline films of human biological fluids / Ushenko A.G., Pashkovskaya N.V., Dubolazov O.V., Ushenko Y.A., Marchuk Y.F., Ushenko V.A. // Romanian Reports in Physics. – 2015. – №67. – C. 1467–1479.
245. Dubolazov O.V. Statistical and fractal analyses of autofluorescence of myocardium tissue images in diagnostics of acute coronary insufficiency / O.V.Dubolazov, M.I. Sidor, A.O. Karachevtsev // Semiconductor physics, Quantum electronics and Optoelectronics. – 2015. – V.18(N.2). – P. 152-157.
246. Dubolazov O.V. Polarization-phase images of liquor polycrystalline films in determining time of death / Garazdyuk M.S., Bachinskyi V.T., Vanchulyak O.Ya., Ushenko A.G., Dubolazov O.V., Gorsky M.P. // Applied Optics. – 2016. - 55 (12). - B67-B71.
247. Dubolazov A.V. Birefringence images of polycrystalline films of human urine in early diagnostics of kidney pathology / Dubolazov A.V., Pashkovskaya N.V., Ushenko Yu.A., Marchuk Yu.F., Ushenko V.A., Novakovskaya O.Yu. // Applied Optics. – 2016. - 55 (12). - B85 - B90.
248. Dubolazov A.V. Jones-matrix mapping of complex degree of mutual anisotropy of birefringent protein networks during the differentiation of myocardium necrotic changes / Ushenko Yu.A., Bachynsky V.T., Vanchulyak O.Ya., Dubolazov A.V., Garazdyuk M.S., Ushenko V.A. // Applied Optics. – 2016. – 55 (12). – B113-B119.
249. Dubolazov O.V., Fourier polarimetry of human skin in the tasks of differentiation of benign and malignant formations / Ushenko A.G., Dubolazov O.V., Ushenko V.A., Novakovskaya O.Yu., Olar O.V. // Applied Optics. – 2016. - 55 (12). – B56-B60.
250. Dubolazov A.V. Polarization-dependent laser autofluorescence of the polycrystalline networks of blood plasma films in the task of liver pathology differentiation / Prysyazhnyuk V.P., Ushenko Yu.A., Dubolazov A.V., Ushenko A.G., Ushenko V.A. // Applied Optics. – 2016. – 55 (12). - B126-B132.
251. Dubolazov O.V. Mueller-matrix of laser-induced autofluorescence of polycrystalline films of dried peritoneal fluid in diagnostics of endometriosis / Ushenko Y.A., Koval G.D., Ushenko A.G., Dubolazov O.V., Ushenko V.A., Novakovskaia O.Y. // Journal of Biomedical Optics. – 2016. – 21 (7). - 071116.

252. Dubolazov A.V. Statistical analysis of polarization-inhomogeneous Fourier spectra of laser radiation scattered by human skin in the tasks of differentiation of benign and malignant formations / Ushenko A.G., Dubolazov A.V., Ushenko V.A., Novakovskaya O.Y. // *Journal of Biomedical Optics*. – 2016. – 21 (7). – 071110.
253. Dubolazov O.V. Diagnostic possibilities of the method of mapping laser polarization distribution ellipticity of microscopic images of polycrystalline films of blood plasma in definition of liver diseases / Prysyzhnyuk V. P., Ushenko O. G., Dubolazov O. V. // *Одеський медичний журнал*. – 2016. – 1 (153). – 20-25.
254. Dubolazov O. Complementary analysis of Mueller-matrix images of optically anisotropic highly scattering biological tissues / Borovkova M., Peyvaste M., Dubolazov O., Ushenko Y., Ushenko V., Bykov A., Deby S., Rehbinder J., Novikova T., Meglinski I. // *Journal of the European Optical Society*. – 2018. – 14 (1). – 20.
255. Dubolazov A. 3D Mueller-matrix diffusive tomography of polycrystalline blood films for cancer diagnosis / Ushenko V., Sdobnov A., Syvokorovskaya A., Dubolazov A., Vanchulyak O., Ushenko A., Ushenko Y., Gorsky M., Sidor M., Bykov A., Meglinski I. // *Photonics*. – 2018. – 5 (4). – № 54.
256. Dubolazov A. 2D-Mueller-matrix tomography of optically anisotropic polycrystalline networks of biological tissues histological sections / Trifonyuk L., Baranowski W., Ushenko V., Olar O., Dubolazov A., Ushenko Y., Bodnar B., Vanchulyak O., Kushnerik L., Sakhnovskiy M. // *Opto-electronics Review*. – 2018. – 26 (3). – 252-259.
257. Dubolazov A.V. Mapping of polycrystalline films of biological fluids utilizing the Jones-matrix formalism / Ushenko V.A., Dubolazov A.V., Pidkamin L.Y., Sakhnovsky M.Y., Bodnar A.B., Ushenko Y.A., Ushenko A.G., Bykov A., Meglinski I. // *Laser Physics*. – 2018. – 28 (2). – 025602.
258. Dubolazov A. Differential Mueller matrix imaging of partially depolarizing optically anisotropic biological tissues / Trifonyuk L., Sdobnov A., Baranowski W., Ushenko V., Olar O., Dubolazov A., Pidkamin L., Sidor M., Vanchuliak O., Motrich A., Gorsky M., Meglinski I. // *Lasers in Medical Science*. – 2020. – 35(4). – 877-891.
259. Dubolazov O.V. Multifunctional polarization tomography of birefringence networks of biological crystals / O.V. Dubolazov, O.I. Olar, D.M. Burkovets // *Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2015. – T. 18, № 1. – C. 170-174.
260. Dubolazov O. Mueller-matrix-based polarization imaging and quantitative assessment of optically anisotropic polycrystalline networks / Borovkova M., Trifonyuk L., Ushenko V., Dubolazov O., Vanchulyak O., Bodnar G., Ushenko Y., Olar O., Ushenko O., Sakhnovskiy M., Bykov A., Meglinski I. // *PLoS ONE*. – 2019. – 14 (5). – № e0214494.
261. Dubolazov A.V. Biomedical applications of Jones-matrix tomography to polycrystalline films of biological fluids / Ushenko V.A., Sdobnov A.Y., Mishalov W.D., Dubolazov A.V., Olar O.V., Bachinskyi V.T., Ushenko A.G., Ushenko Y.A.,

- Wanchuliak O.Y., Meglinski I. // Journal of Innovative Optical Health Sciences. – 2019. – 12 (6). – № 1950017.
262. Dubolazov O. V. Поляризаційно-інтерференційне картографування мереж в полікристалічних дифузних біологічних тканинах / Olar O. V., Ushenko V. O., Sakhnovsky M. Y., Ushenko Y. O., Dubolazov O. V., Ushenko O. G. // Біофізичний вісник. – 2019. – 41. – 41-51.
263. Dubolazov O.V. Azimuthally invariant laser polarimetry of polycrystalline smears of biological liquids / Yu.O. Ushenko, O.V. Dubolazov, A.V. Motrich, G.B. Bodnar // Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2015. – T. 18, № 1. – C. 158-163.
264. Dubolazov A. Two-point Stokes vector diagnostic approach for characterization of optically anisotropic biological tissues / Peyvasteh M., Dubolazov A., Popov A., Ushenko A., Ushenko Y., Meglinski I. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2020. – 53 (39). – 395401.
265. Dubolazov A. 3D Mueller-matrix-based azimuthal invariant tomography of polycrystalline structure within benign and malignant soft-tissue tumours / Peyvasteh M., Tryfonyuk L., Ushenko V., Syvokorovskaya A. V., Dubolazov A., Vanchulyak O., Tomka Y. // Laser Physics Letters. – 2020. – 17(11). – 115606.
266. Dubolazov O.V. Polarization-correlation microscopy of human liquid polycrystalline films in infertility diagnosis / Ushenko, V.A., Prisyazhnyuk, V.P., Dubolazov, O.V., Karachevtsev, A.O., Olar, O.I., Olar, O.V., Marchuk, Y.F., Savich, V.O. // Proc. SPIE. – 2015. – 9599. – 959922.
267. Dubolazov O.V. Methods and means of 3D diffuse Mueller-matrix tomography of depolarizing optically anisotropic biological layers / Dubolazov O.V., Ushenko V.O., Trifoniuk L., Ushenko Y.O., Zhytaryuk V.G., Prydiy O.G., Grytsyuk M., Kushnerik L., Meglinskiy I. // Proc. SPIE. – 2017. – 10396. – 103962P.
268. Dubolazov O.V. New opportunities of differential diagnosis of biological tissues polycrystalline structure using methods of Stokes correlometry mapping of polarization inhomogeneous images / Trifonyuk L., Dubolazov O.V., Ushenko Y.O., Zhytaryuk V.G., Prydiy O.G., Grytsyuk M., Kushnerik L., Meglinskiy I., Savka I.G., // Proc. SPIE. – 2017. – 10396. – 103962R.
269. Dubolazov O.V., Two-point Stokes vector parameters of object field for diagnosis and differentiation of optically anisotropic biological tissues / Dubolazov O.V., Trifonyuk L., Marchuk Y., Ushenko Y.O., Zhytaryuk V.G., Prydiy O.G., Kushnerik L., Meglinskiy I. // Proc. SPIE. – 2017. – 10352. – 103520V.
270. Dubolazov O.V. Polarization-interference mapping of biological fluids polycrystalline films in differentiation of weak changes of optical anisotropy / Ushenko V.O., Vanchuliak O., Sakhnovskiy M.Y., Dubolazov O.V., Grygoryshyn P., Soltys I.V., Olar O.V., Antoniv A. // Proc. SPIE. – 2017. – 10396. – 103962O.
271. Dubolazov O. Fractal analysis of patterns for birefringence biological tissues in the diagnostics of pathological and necrotic states / Pavlyukovich O.,

- Pavlyukovich N., Ushenko Y., Galochkin O., Sakhnovskiy M., Kovalchuk M., Dovgun A., Golub S., Dubolazov O. // Proc. SPIE. - 2019. - 11105. - 1110518.
272. Dubolazov O. Stokes-correlometry of polycrystalline films of biological fluids in the early diagnostics of system pathologies / Vanchulyak O., Ushenko O., Zhytaryuk V., Dvorjak V., Pavlyukovich O., Dubolazov O., Pavlyukovich N., Penteleichuk N.P. // Proc. SPIE. - 2019. - 11105. - 1110519.
 273. Dubolazov A.V. Polarization tomography of synovial fluids polycrystalline layers / Protsiuk V.V., Vasiyk V.L., Vasylchishyn Y.M., Ushenko O.G., Shaplavskiy M.V., Bodnar O.B., Dubolazov A.V., Ushenko Y.O., Tomka Y.Y. // IFMBE Proc. Springer. - 2020. - 77. - 497-501.
 274. Dubolazov A. Azimuthally invariant Mueller-matrix tomography of the distribution of phase and amplitude anisotropy of biological tissues / A. Gutsul, V. Ushenko, I. Soltys, M. Shaplavsky, S. Sokolnyuk, A. Dubolazov, A. Ushenko, A. Motrich, R. Besaga // Proc. SPIE 11510, Applications of Digital Image Processing XLIII. - 2020. - 115102.- №115102S.
 275. A. V. Dubolazov. Analytical modeling of polarization transformation of laser radiation of various spectral ranges by birefringent structures / A. V. Motrich, A. V. Dubolazov, O. G. Ushenko // Proc. SPIE. - 2020. - 11105. - 111051A.
 276. Dubolazov A.V. Stokes-correlometric differentiation of polarization-heterogeneous images of biological tissues and some legal aspects of the use of early diagnosis of diseases / Dubolazov A.V., Getmantseva N.D., Getmantsev A.V., Ushenko Y.O., Gorsky M.P., Slyotov M.M., Zhytaryuk V.G., Penteleichuk N.P. // Proc. SPIE. - 2020. - 11369. - № 113691W.
 277. Dubolazov A. Polarization-interference mapping of the distributions of the parameters of the Stokes vector of the object field of a biological optically anisotropic layer / Dubolazov A., Ushenko V., Litvinenko O., Bachinskiy V., Petrushak A., Karachevtsev A., Kovalchuk M.L. // Proc. SPIE. - 2020. - 11369. - № 113691N.
 278. Dubolazov A.V. 3D polarization correlometry of object fields of networks of biological crystals / Ushenko A.G., Dubolazov A.V., Litvinenko O.Y., Bachinskiy V.T., Bin L., Bin G., Zhebo C. // Proc. SPIE. - 2020. - 11369. - № 113691M.
 279. Dubolazov A.V. Spatial-frequency polarimetry in diagnostics of pathological changes in biological objects / A.V. Dubolazov, V.O. Ushenko, O.V. Olar, I.V. Soltys // Abstract of 3rd International Conference on Health Technology Management (ICHTM-2016), 6-7 October, 2016 Chisinau, Moldova. P.53.
 280. Dubolazov A.V. Complex degree of mutual coherence of biological liquids / V. A. Ushenko, A. V. Dubolazov, A. G. Ushenko, O. V. Olar // Abstract of VIII International Conference for Professionals and Young Scientists LOW TEMPERATURE PHYSICS, 2017, Kharkiv, Ukraine. P.165.
 281. Дуболазов О.В. ПОЛЯРИЗАЦІЙНО-ГОЛОГРАФІЧНА СИСТЕМА 3Д МЮЛЛЕР-МАТРИЧНОЇ ТОМОГРАФІЇ / Ушенко О.Г., Житарюк В.Г., Сідор М.І., Ванчуляк О.Я., Сльотов М.М., Махній В.П., Ушенко Ю.О., Дуболазов О.В. // Abstract of VIII International Conference on Optoelectronic Information Technologies PHOTONICS-ODS 2018, VNTU, Vinnytsia, Ukraine. C. 109.

282. Пат. 134221 Україна: МПК А61В 5/00, G01N 33/00. Спосіб 3D цифрової голографічної діагностики альбумінурії / Ушенко О.Г.; Ушенко Ю.О.; Ушенко В.О.; Дуболазов О.В.; Григоришин П.М.; Сахновський М.Ю.; Мотрич А.В.; заявник і патентовласник Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича. – № u2018 11638; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.
283. Пат. 145300 Україна, МПК (2006) G01N 33/00, G01J 4/00, А61В 5/00. Спосіб поляризаційно-кореляційного картографування оптичної анізотропії гістологічних зрізів тканини мозку / Гараздюк М.С.; Бачинський В.Т.; Ванчуляк О.Я.; Ушенко О.Г.; Ушенко Ю.О.; Дуболазов О.В.; Томка Ю.Я.; Мотрич А.В.; заявник і патентовласник Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича. – № u2020 04520 25.11.2020, заявл. 20.07.2020; опубл. бюл. № 22.
284. Пат. 134217 Україна: МПК А61В 5/00, G01N 33/00 Спосіб поляризаційно - фазового відтворення розподілів двопронезаломлення біологічних шарів / Ушенко О. Г. ; Ушенко Ю. О.; Ушенко В. О.; Дуболазов О.В.; Григоришин П. М.; Сахновський М. Ю.; Мотрич А. В.; заявник і патентовласник Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича. – № u201811596; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.
285. Пат. : 134215 Україна: МПК А61В 5/00, G01N 33/00. Спосіб кореляційної стокс-поляриметрії мікроскопічних зображень біологічних шарів / Ушенко О. Г.; Ушенко Ю. О. ; Ушенко В. О.; Дуболазов О. В.; Григоришин П. М.; Сахновський М. Ю.; Мотрич А. В.; заявник і патентовласник Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича. – № u2018 11592; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.
286. Пат. 134214 Україна: МПК А61В 5/00, G01N 33/00, G01J 4/00.Спосіб 3D Мюллер-матричної діагностики і диференціації жовчнокам'яної хвороби на фоні некаменевого холециститу і цукрового діабету II типу / Ушенко О. Г.; Ушенко Ю. О.; Ушенко В. О.; Дуболазов О. В.; Григоришин П. М.; Сахновський М. Ю.; Мотрич А. В.; заявник і патентовласник Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича. – № u2018 11579; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.
287. Пат. 134210 Україна: МПК А61В 5/00, G01N 33/00. № u2018 11575 Спосіб 3D цифрового голографічного відтворення розподілів двопронезаломлення біологічних шарів / Ушенко О. Г.; Ушенко Ю. О.; Ушенко В. О.; Дуболазов О. В. ; Григоришин П. М.; Сахновський М. Ю.; Мотрич А. В.; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.
288. Пат. 134199 Україна: МПК G01N 33/48, G01N 21/21. № u2018 11339 Спосіб масштабно-селективного поляризаційно – кореляційного картографування оптичної анізотропії полікристалічних плівок плазми крові / Ушенко О. Г.; Ушенко Ю. О.; Ушенко В. О.; Дуболазов О. В.; Сідор М. І.; Григоришин П. М.; Сахновський М. Ю.; Солтис І. В.; Бачинський В. Т.; Сивокоровська А.-В. С.; Підкамінь Л. Й.; заявл. 26.11.2018; опубл. 10.05.2019, бюл. № 9.

ДЛЯ НОТАТОК

