Ministério da Educação e Ciência da Ucrânia
Universidade Nacional de Chernivtsi
o nome de Yuri Fedkovich
Instituto de Ciências Físicas e Técnicas e de Computação
Departamento de Óptica de Correlação

Estudo da situação do modelo de superposição de feixes polarizados circularmente com um ângulo de subida de 90°

Trabalho de pós-graduação
OU "mestre"

Concluído: aluno do 5º ano, grupo 522__
Especialidades 8.05100403 «Fotônica e optoinformática »_____
(cifra e nome da especialidade)
____ Dyachyshyn I. T _____
(sobrenome e iniciais, assinatura)
Leader__Angelsky O.V ._____
(sobrenome e iniciais, assinatura)
Revisor__Machine V.P ._____
(sobrenome e iniciais, assinatura)

Escala Nacional _____
Número de pontos _____ Avaliação: ECTS____
Presidente da CE _____
_____
(assinatura) (apelido e iniciais)

Segurança permitida:
Ata da sessão do departamento _____
De "_____" _____2015
Cabeça _____ prof. do departamento Angelsky O.V .

Chernivtsi - 2015

Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича
Інститут фізико-технічних та комп'ютерних наук
Кафедра кореляційної оптики

Вивчення модельної ситуації суперпозиції циркулярно поляризованих пучків з кутом сходження 90^0

Дипломна робота
ОР «Магістр»

Виконав: студент 5 курсу, групи 522__
Спеціальності 8.05100403 «Фотоніка та оптоінформатика»_____
(шифр і назва спеціальності)

____Дячишин І. Т_____
(прізвище та ініціали, підпис)

Керівник__Ангельський О. В._____
(прізвище та ініціали, підпис)

Рецензент__Махній В. П._____
(прізвище та ініціали, підпис)

Національна шкала_____
Кількість балів_____Оцінка: ECTS____

Голова ЕК _____ _____
(підпис) **(прізвище та ініціали)**

До захисту допущено:
Протокол засідання кафедри №_____
Від ″_____″ _____2015 р.
Зав. кафедри_____проф. Ангельський О. В.

Чернівці - 2015

Реферат

Робота присвячена вивченню умов трипучкової інтерференції для збільшення методів запису поляризаційної інформації. Розглянуто роль третьої референтної хвилі у визначенні ступеня когерентності суперпонуючих циркулярно поляризованих полів однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля з кутом сходження в 90^0.

Сторінок: 48

Посилань на літературні джерела: 11

Рисунків: 12

Додатків: 1

Ключові слова: ступень когерентності, поляризація, видність.

ЗМІСТ

Реферат…….....2

ВСТУП……..…4

Розділ 1. Загальна інформація про голографічний запис інформації…….7

1.1 Класифікація та принцип запису голограм……7

1.2 Поляризаційні голограми……..……12

1.3 Методи поляризаційної голографії……..…….16

1.4 Середовища запису голографічного зображення……..…….....20

Розділ 2. Особливості суперпозиції циркулярно поляризованих пучків з однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля, що сходяться під кутом 90^0……27

2.1 Умова суперпозиції циркулярно поляризованих хвиль……27

2.2 Комп'ютерне моделювання розподілів поляризації та інтенсивності у ситуації суперпозиції циркулярно поляризованих хвиль……...34

ВИСНОВКИ……...42

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ……...43

Список умовних позначень і скорочень

ГМВ – глибина модуляції видності;

Хв – хвиля;

Дхв – допоміжна хвиля.

ВСТУП

На сьогоднішній день особливий інтерес являють собою оптичні поля, утворені суперпозицією циркулярно поляризованих пучків із однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля з кутом сходження в 90°. В результаті такої суперпозицій формуються просторово модульовані по поляризації та інтенсивності розподіли поля.

Виникає додаткова можливість запису поляризаційної інформації з відтворенням тримірних образів об’єктів.

Є необхідним розробка нових методик по використанню поляризаційних та когерентних властивостей оптичних полів для розширення існуючих методів запису та збереження інформації, отримання 3D зображень. В зв’язку з цим є важливим пошук новітніх способів реєстрації не лише амплітудної, фазової, але й поляризаційної інформації, що дасть можливість розширити використання методів поляризаційної голографії для реєстрації амплітудно-фазової інформації про об’єкт; застосувати існуючі доробки нанотехнології для оцінки, метрології та аналізу поляризаційно-неоднорідних оптичних полів. Виникає питання використання параметрів взаємозв’язку поляризаційних та кореляційних властивостей частково-когерентних оптичних полів для оцінки ступеня когерентності суперпонуючих циркулярно поляризованих полів одного напрямку обертання вектора напруженості електричного поля з кутом сходження 90^0.

Тому **актуальність** досліджень не викликає сумніву.

Мета роботи – оцінка ступеня когерентності суперпонуючих циркулярно поляризованих полів із однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля, які сходяться під кутом 90^0.

Для досягнення мети розв’язувалися такі **задачі**:

1. Проаналізовано літературні джерела, які описують підходи запису поляризаційної інформації.
2. Виявлено розподіли інтенсивності та поляризації, отримані в результаті

суперпозиції циркулярно поляризованих пучків із однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля, з кутом сходження в 90^0.

3. Використання третьої референтної хвилі визначило підхід по оцінці ступені когерентності отриманих розподілів.

Розділ 1. Загальна інформація про голографічний запис інформації

1.1 Класифікація та принцип запису голограм

Принципи голографії вперше були викладені англійським ученим Деннісом Габором у 1948 році. У той час важливість цього відкриття ще не була цілком очевидною, і дослідники, які працювали в 50-ті роки в цій галузі, страждали від відсутності відповідного джерела світла, який би володів досить важливою властивістю - когерентністю. У 1960 році був виготовлений перший лазер. Лазер генерує світло достатньої когерентності і американські вчені Лейт та Юріс змогли використати його для отримання перших голограм, що створювали зображення предметів у всіх трьох вимірах.

Голографію найпростіше охарактеризувати як об’ємну фотографію з використанням лазера. Це не цілком задовільне визначення, бо існує чимало інших видів тривимірної фотографії, проте: голографія - це технічний метод, що дозволяє створювати «запис» зовнішнього вигляду об'єкта; тривимірне зображення є настільки ж матеріальним, як і реальний предмет [1]. Використання лазерів мало вирішальне значення для розвитку голографії.

При фотографуванні, зображення тривимірного предмета проектується на площину і на фотопластинці відбувається реєстрація лише квадрата напруженості електричного вектора світлової хвилі, тобто інтенсивності. Але отримане таким способом зображення практично не містить інформації про те, на яких відстанях знаходяться окремі точки предмета. За звичай, частково ця інформація у фотографії існує, однак вона не є очевидною [2]. Об'ємність предметів на фотографії оцінюється на основі законів перспективи: предмети близькі мають більші розміри, а далекі - менші. Ця обмеженість інформації про предмет обумовлена тим,

що для створення зображення використовується тільки один параметр - інтенсивність.

У 1967 рубіновим лазером був записаний перший голографічний портрет [3].

Голографія формується за допомогою двох когерентних хвиль: одна хвиля розповсюджується від предмета і несе інформацію про предмет (амплітуду, фазу) - це предметна хвиля. Друга хвиля є опорною і призначена для створення інтерференційної картини. Предметна і опорна хвилі утворюються з однієї хвилі, шляхом розділення на дві частини.

Розсіяні об'єктом хвилі також характеризуються амплітудою і фазою. Звичайна фотографічна плівка реєструє амплітуду, перетворюючи її значення у відповідне почорніння фотографічної емульсії. Фазові співвідношення стають доступними для реєстрації за допомогою інтерференції, що перетворює фазові співвідношення у відповідні амплітудні. Інтерференція виникає, коли в деякій області простору накладаються кілька електромагнітних хвиль, частоти яких з дуже високим ступенем точності збігаються. Коли записують голограму, у певній частині простору накладаються дві хвилі: одна з них йде безпосередньо від джерела (опорна хвиля), а інша відбивається від об'єкта запису (об'єктна хвиля) [3]. У цій же області розміщують фотопластинку (або інший реєструючий матеріал). В результаті, на цій платівці виникає складна картина смуг потемніння, які відповідають розподілу електромагнітної енергії (картина інтерференції) у цій області простору. Якщо тепер цю пластинку висвітлити хвилею, близької до опорної, то вона перетворює цю хвилю у хвилю, близьку до об'єктної. Таким чином, ми будемо бачити (з тією чи іншою мірою точності) таке ж світло, яке відбивається від об'єкта запису.

Голографічне зображення відрізняється від фотографії як своєї об'ємністю, так і ще кількома важливими властивостями:

1. Повнота запису інформації. На носії у принципі записують всю інформацію про просторову структуру об’єкту, його спектральні (кольорні) властивості і тимчасову динаміку зміни об’єкта. Отже, голограма дозволяє теоретично записати усю інформацію, що має зоровий аналізатор людини для

орієнтації у навколишньому середовищі.

2. Голографічне зображення можна збільшити на стадії відновлення. Коли голограму записують паралельним світловим пучком, а відновлюють розбіжним, зображення збільшується пропорційно величині розбіжності (геометричний коефіцієнт збільшення $>\kappa_p$).

3. На одну платівку можна записати кілька голограм, використовуючи різні, але кратні, довжини хвиль, за допомогою лазерів з певною довжиною випромінювання. Так само можна записати і повнокольорове зображення.

4. Голограму можна розрахувати і зобразити за допомогою комп'ютера та навіть вручну. Так, зонну платівку Френеля можна відновити, отримавши найпростішу голограму однієї точки, або складного об'єкту.

5. Розподіл запису. Голограму може розбити на декілька складників, що цілком відтворює початкове зображення. Кожна мала частина голограми містить інформацію про комплекс просторово - розподілених параметрів всього об'єкта.

6. Еквівалентність голограми і об'єкта. При відтворенні виникає матеріальна копія об’єкта.

Ми бачимо предмети завдяки тому, що світлові хвилі відбиваються від них або заломлюються ними і потрапляють в око. Світлові хвилі, відбиті від об'єкта, характеризуються певною формою хвильового фронту, яка відповідає формі даного об'єкта [4]. Дві групи когерентних світлових хвиль можуть інтерферувати, створюючи картину світлих і темних ліній. У

кожному конкретному випадку ці смуги утворюють абсолютно певну комбінацію, залежну тільки від форми хвильових фронтів суперпонуючих хвиль [5]. Таку картину, можна зафіксувати на фотографічній платівці, яка розташована в тому місці, де відбувається інтерференція хвиль.

З усього різноманіття голограм розглянемо лише деякі основні типи і загальні їх класи.

Саме дифракція дає нам можливість конструювати, а точніше, реконструювати (відновлювати) хвильовий фронт будь-якого типу.

Якщо товщина світлочутливого шару істотно більша від ширини інтерференційної смуги (або від довжини хвилі), то можна утворити об'ємну дифракційну гратку. Це відбувається за допомогою когерентних предметної і опорної хвиль, які поширюються назустріч одна одній. Інтерференційна картина в цьому випадку являє собою систему площин із вузлів і пучностей ("стоячі хвилі"), які знаходяться на відстані $\lambda/2$ у товщі емульсії і містять інформацію про предмет [6]. Здійснити запис товстошарової голограми можна помістивши фотопластинку Ф в область "стоячих" хвиль. Тут промінь від лазера за допомогою скляного клина розділяється на два когерентні промені, один з яких освітлює предмет (предметна хвиля), а інший є опорною хвилею. Ці дві хвилі з різних боків потрапляють на фотопластинку, утворюючи в ній "стоячі хвилі".

Проявлена фотопластинка - голограма - являє собою тривимірну дифракційну гратку з напівпрозорими шарами металічного срібла. Якщо потім таку голограму освітити опорною хвилею, то відбиті від шарів срібла когерентні світлові хвилі взаємно підсилюються і дають зображення об'єкта. Причому, відновлення хвильового фронту відбудеться тільки в тому випадку, якщо воно відбувається на тій же довжині хвилі, на якій робився запис зображення на фотопластинку. Ця обставина дає можливість відтворити зображення при використанні джерела із суцільним спектром довжин хвиль.

Кольоровий зір пов'язаний з існуванням у сітківці ока трьох типів приймачів світла, які реагують на червоне, зелене і синє світло [5]. Зображення предмета на сітківці ока являє собою три суміщених зображення, які розглядаються в червоному, зеленому і синьому світлі при певних інтенсивностях. Такий принцип суміщення зображень застосовується у кольоровій фотографії, кольоровому телебаченні. Аналогічні міркування лежать в основі кольорової голографії.

Залежно від геометричної конфігурації світлочутливого середовища, в якій зареєстрована інтерференційна картина, розрізняють двовимірні і тривимірні голограми (об'ємні). У першому випадку товщина фотоматеріалу є багато менша за просторовий період зареєстрованої інтерференційної картини. Відображувальні властивості двовимірної голограми є обмеженими: зокрема, неоднозначно відновлює тоже хвильове поле випромінювання об'єкта. Крім справжньої об’єктної хвилі та відповідного їй справжнього зображення об’єкта в цьому випадку відновлюється, так звана сполучена хвиля і відповідне їй вторинне поєднане зображення [3]. Джерело світла, за допомогою якого відновлюється двовимірна голограма, повинно бути строго монохроматичним, оскільки (в силу відсутності селективних властивостей) двовимірна голограма відновить різні зображення, і, як наслідок цього, результуюче зображення буде розмитим. Двовимірні голограми використовуються при вирішенні завдань радіо-акустичної та цифрової голографії, або при голографічному розпізнаванні образів.

Тривимірна голограма, у якої товщина набагато більша за довжину хвилі, являє собою найбільш загальний випадок голографічного запису, що однозначно відновлює хвильове поле об’єкта. Особливістю такої голограми є також здатність відтворювати не тільки фазу і амплітуду записаного на ній випромінювання, але і його спектральний склад. Якщо таку голограму відновити джерелом випромінювання з суцільним

спектром, то голограма сама вибере з суцільного спектра ті складові, які брали участь в її запису [4]. Тривимірність запису особливо проявляються в оптичному діапазоні спектра, коли довжина хвилі зареєстрованого на голограмі випромінювання, як правило, набагато менша за товщину світлочутливого матеріалу.

Якщо товщина реєструючого середовища мала, порівняно з відстанню між поверхнями максимумів, то голограма, отримана в цьому положенні, діє як двовимірна решітка. Падаючий промінь може в цьому випадку взаємодіяти тільки з однією поверхнею при проходженні через середовище. Отже, голограма представляє собою систему ліній на поверхні.

Інтенсивність має максимальну величину в тому напрямку, в якому відбувається синфазне додавання світлових хвиль, розсіяних послідовними площинами. Брег припустив, що дифракція в кристалі обумовлена відбиванням падаючої хвилі від кристалічних площин [1]. Максимум дифракції виникає, коли кути, утворені падаючим і відбитим променями з кристалічною площиною рівні. Для об’ємної решітки вибір кута падіння визначає кут дифракції та довжину хвилі. Для плоских решіток це не так, оскільки можливий довільний вибір як кута падіння, так і довжини хвилі. Селективні властивості брегівської дифракції дали можливість отримати перші голограми, які дають багатобарвне зображення. Виділяють голограми Фур’є, Фраунгоферовські голограми, голограми сфокусованих зображень та інші різновиди голограм.

1.2 Поляризаційні голограми

У багатьох випадках джерела світла є поляризованим, особливо якщо джерелом служить лазер. Це означає, що ми маємо справу з поляризованою опорною хвилею. Об'єктна хвиля в багатьох випадках, таких, як віддзеркалення світла від об'єкта при формуванні об'єктної хвилі,

виявляється поляризованою випадковим чином. Оскільки інтерференція може відбутися тільки між хвилями, що мають однакову поляризацію, частина об'єктної хвилі не реєструється [4]. Зазвичай про поляризаційні властивості при записі голограм не згадують. Застосування цієї властивості для перевірки деяких характеристик об'єкта шляхом вибору напрямку поляризації опорної хвилі називається поляризацйною голографією.

Поляризаційний голографічний запис ґрунтується на тому, що відображена на матеріальному носії структура векторного поля електромагнітних хвиль у вигляді анізотропії середовища здатна при подальшому порушенні її когерентною хвилею відтворювати вихідне поле не тільки по амплітуді і фазі, але також і за станом поляризації. Природньо, що електромагнітна хвиля сама здатна утворювати таку анізотропну структуру при взаємодії з матеріальним середовищем, що володіє фотоанізотропними властивостями.

В результаті з'являється можливість голографічно відтворювати інформацію про об'єкт, зокрема про стан поляризації розсіяного поля [4]. Таким чином, практично завершується побудова основ голографії, як методу запису і відтворення всіх характеристик електромагнітного поля. Подібне узагальнення голографічного методу відкриває абсолютно нові можливості, нові шляхи реєстрації і перетворення електромагнітних, зокрема світлових, хвиль.

Методами поляризаційної голографії можуть вирішуватися раніше недоступні для оптики завдання, пов'язані з дослідженням молекулярних структур деяких речовин, завдання інтерфореметрії, кристалофізики, завдання, що виникають при проведенні гідро- та аеродинамічних експериментів, а також при переробці оптичної інформації, коли введення додаткового параметра через поляризацію істотно збільшує інформаційну ємність голограми [7]. Поляризаційна голографія дозволяє також отримувати

штучні анізотропні структури й елементи, які розширюють можливості дифракційної та когерентної оптики.

Побудова детальної теорії функціонування поляризацаційної голограми, в загальному випадку, ускладнюється відсутністю зручної форми дифракційного інтеграла, що описує стан поляризації світла, розсіяного об'єктом і голограмою, а також відсутністю кількісного співвідношення, що показує залежність наведеної анізотропії від стану поляризації та енергії випромінювання, що впливає на процес запису інформації на голограмне середовище.

В окремому випадку ортогонально поляризованих об'єктної та опорної хвилі можливо спрощений запис поляризаційного голографічного процесу.
Для задач поляризаційної голографії, в основному, є цікавим явища наведеної анізотропії в конденсованих середовищах, що здійснюється під впливом світла [6]. У загальному випадку процес наведеної анізотропії може бути як фотофізичний так і фотохімічний. Безпосереднім доказом анізотропії поглинання молекулами поляризованого випромінювання є поляризаційна люмінесценція.

Голографічний процес містить дві стадії отримання зображення. На першій стадії здійснюється реєстрація хвильового фронту, що представляє собою результат інтерференції об'єктної $\vec{e}_1 = \vec{E}_1 \exp[-i\varepsilon_1]$ і опорної $\vec{e}_2 = \vec{E}_2 \exp[-i\varepsilon_2]$ хвилі, де $\vec{E}_1$ і $\vec{E}_2$ — амплітуди цих хвиль, а $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — їх фази. Залежно від взаємної орієнтації векторів поляризації опорної і об'єктної хвиль інтерференційна картина може являти собою просторовий розподіл інтенсивності при незмінній поляризації ($\vec{e}_1 || \vec{e}_2$) або просторовий розподіл поляризації при незмінній інтенсивності ($\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$).

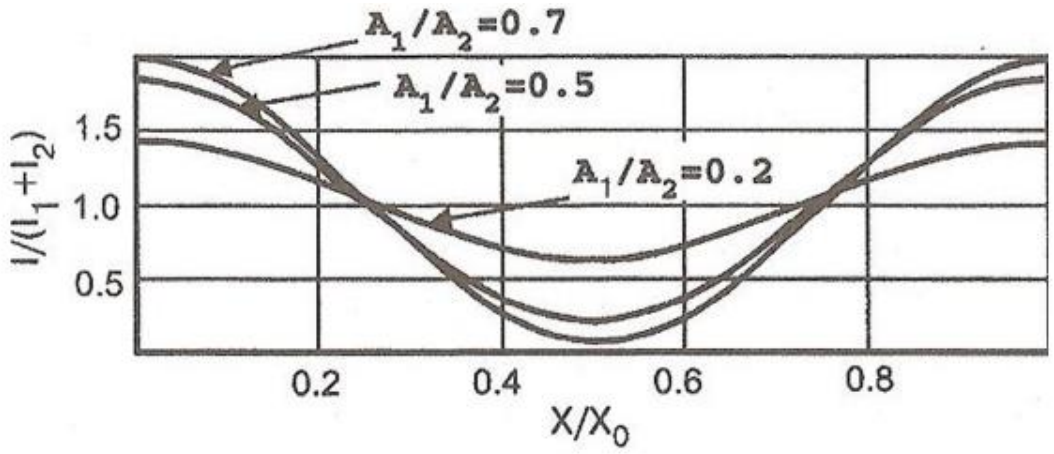


Рис.1.1. Модуляція інтенсивності в інтерференційній картині об'єктного і опорного променів при $\vec{e}_1||\vec{e}_2$

На рис.1.1 представлений нормований розподілу інтенсивності світла, що зареєстрований на поверхні реєструючого середовища у разі $\vec{e}_1||\vec{e}_2$ для різних співвідношень амплітуд $\vec{E}_1$ і $\vec{E}_2$ об'єктного і опорного світлових променів. На рис.1.2 зображено модуляція стану поляризації в інтерференційній картині об'єктного і опорного променів у разі $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$ (рис.1.2, а), а також просторові зміни орієнтації великої осі поляризаційного еліпса для різних співвідношень амплітуд E_1 і E_2 (рис.1.2, б) і еліптичності (рис.1.2, в). При орієнтації векторів поляризації об'єктної і опорної хвиль під деяким кутом один до одного має місце одночасна модуляція інтенсивності та поляризації в інтерференційній картині.

Слід зазначити, що голографічний запис при $\vec{e}_1||\vec{e}_2$ є набагато більш поширеним, ніж при $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$. Реалізація другого випадку можлива лише в середовищах, що володіють поляризаційною чутливістю. Його можна віднести до так званої, поляризаційної голографії [15], хоча за звичай ми завжди маємо справу з поляризаційною голографією, оскільки вигляд інтерференційної картини завжди залежить від взаємної орієнтації векторів поляризації об'єктної та опорної хвиль.

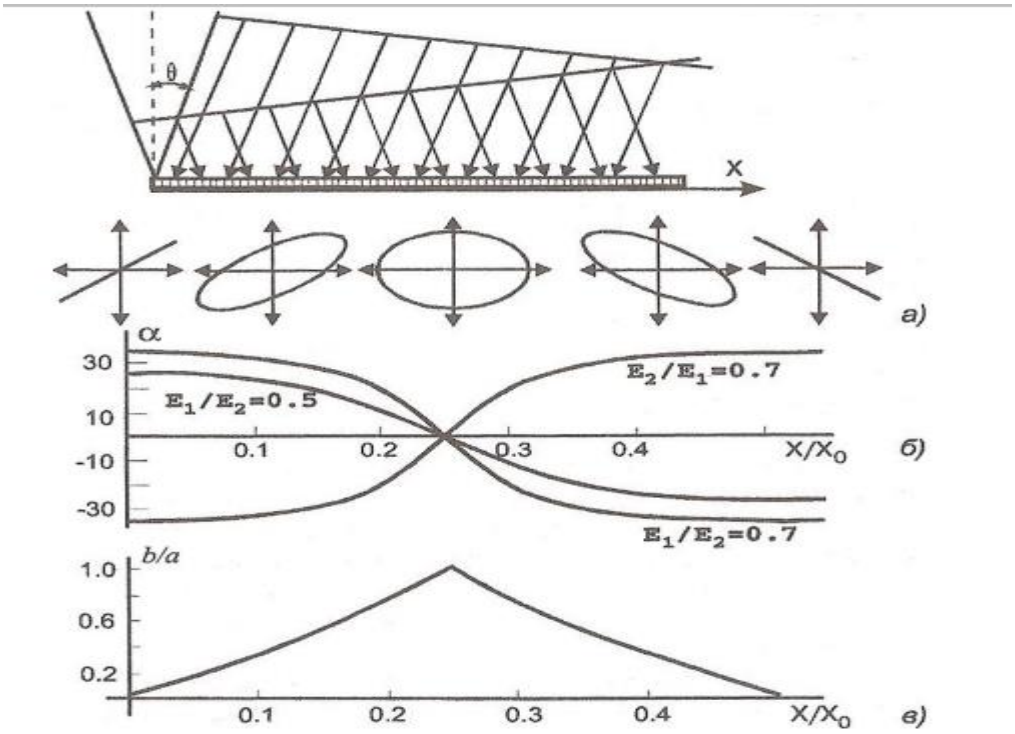
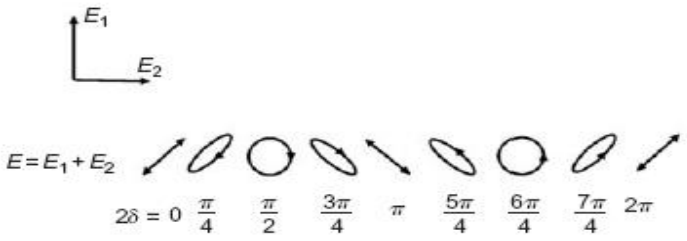


Рис.1.2. Модуляція стану поляризації в інтерференційній картині об'єктних та опорних хвиль при $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$(а), просторові зміни орієнтації великої осі поляризаційного еліпса (б) та еліптичності (в)

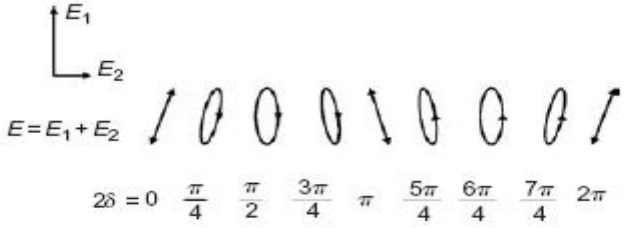
1.3 Методи поляризаційної голографії

Способи запису голограми, що діють в рамках скалярної оптики, як правило, використовуються в тих оптичних задачах, коли необхідно і достатньо відновити лише три характеристики об’єктного поля (амплітуду, фазу та довжину хвилі). Однак, така важлива характеристика розсіяного об’єктом поля, як стан поляризації, на голограмі не відображається і в процесі реконструкції не відновлюється.

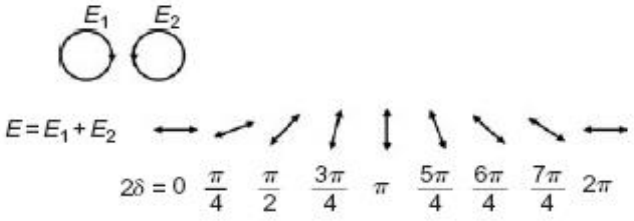
Причиною неадекватного відображення поляризації об’єктного поля на голограмі є відсутність амплітудної модуляції між взаємноортогонально поляризованими компонентами об’єктного і опорного (референтного) пучка. Як результат, поляризована ортогонально опорному пучку компонента електричного вектора об’єктного пучка на голограмі не фіксується.



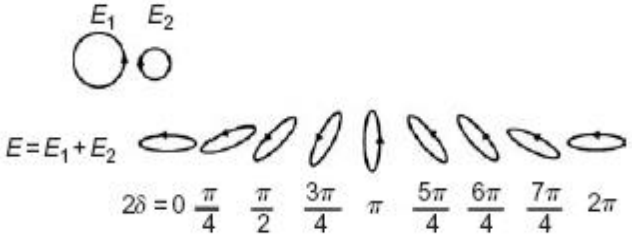
(а)



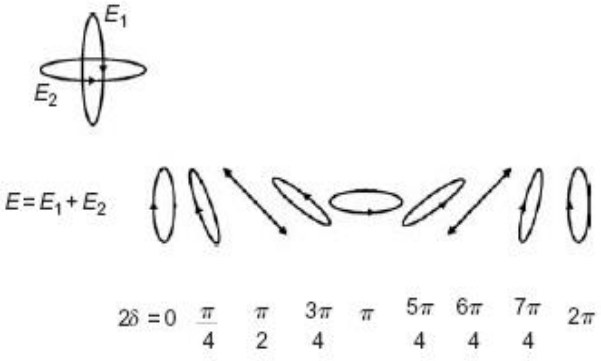
(б)



(в)



(г)



(д)

Рис.1.3 Результат інтерференції двох ортогональньно поляризованих хвиль $\vec{E}_1$ та $\vec{E}_2$.

Реконструйоване зображення формується у вигляді паралельних опорному пучку компонент поля об’єкта, що дає розподіл інтенсивності. В роботі було показано, що відсутність амплітудної модуляції при інтерференції взаємоортогонально поляризованих пучків, опорного та об’єктного, не є ознакою втрати голографічної інформації. В області перекриття таких пучків, в залежності від відносної фази об’єктного та референтного пучка, формується сумарне поле стоячих хвиль з просторовою модуляцією поляризації (рис. 1.3).

При накладанні взаємноортогонально лінійно поляризованих пучків однакової інтенсивності (рис. 1.3а) буде відсутня модуляція інтенсивності, однак, в площині аналізу буде спостерігатися модуляція поляризації від лінійної до оргональної лінійної через циркулярну та еліптичну. При накладанні ортогонально циркулярно поляризованих пучків однакової інтенсивності (рис. 1.3в), поляризація в площині аналізу буде лінійною, однак азимут поляризації буде мінятися від точки до точки. У випадку ортогонально циркулярно поляризованих пучків різної інтенсивності (рис. 1.3г) лінійні стани поляризації в площині падіння витягуються в еліпси, еліптичність яких залежить від співвідношення інтенсивностей суперпонуючих пучків. При накладанні пучків з еліптичними станами поляризації (рис. 1.3д) в площині аналізу також буде спостерігатися розподіл еліптичної поляризації.

Отже, як продемонстровано на рисунках, при накладанні референтної і об’єктної хвиль ортогональних поляризацій, розподіл поля в площині голограми має векторний, поляризаційний характер, але в процесі реєстрації такий поляризаційний розподіл не знаходить відображення.

Для запису голограм, які призначені для збереження поляризаційної інформації оптичного поля, застосовують світлочутливі середовища, які під впливом поляризованого випромінювання проявляють свої анізотропні властивості. Як наслідок, в таких матеріалах відбувається руйнування

поглинаючих молекул або центрів поглинання, зміна порядку їх розташування, чи будь-які інші зміни, що пов’язані зі станом поляризації падаючого пучка. Це призводить до залежності коефіцієнта поглинання та/або коефіцієнта заломлення матеріалу від поляризації опромінюючого пучка. Виникає оптична анізотропія: фотоанізотропія (ефект Вейгерта), яка індукована лінійно поляризованим світлом, або гіротропія (фотогіротропія), нелінійний ефект Вейгерта, індукований циркулярно поляризованим світлом.

Відповідно до наведених властивостей анізотропних матеріалів, можна створювати дифракційні елементи, типу дифракційних граток зі змінним по періоду анізотропним профілем, що покладено в основу поляризаційно-голографічного методу створення решіток. Створення таких решіток можливе у випадку реєстрації картини, утвореної при векторному накладанні двох хвиль різної поляризації на фотоанізотропному матеріалі, що дає змогу аналізувати просторовий поляризаційний розподіл поля, відповідно до різних станів поляризації від лінійного до циркулярного.

Серед матеріалів, які пропонуються, як середовища для запису поляризаційних голографічних решіток виділяють AgCl емульсії, сульфід миш'яку (арсеніду) As_2S_3, або лужно-галоїдні кристали, які мають кубічну кристалічну гратку із дефектами – центрами забарвлення.

Альтернативним матеріалом для запису поляризаційної інформації є молекули біологічного походження – бактеріородопсин. Бактеріородопсин – це фотосинтетичний білок бактерій, відомий як галобактерії, характеризується швидкою реакцією в часі, стабільністю при температурах до 140^0C, довготривалою стійкістю до теплових та фотохімічних впливів, чутливістю у широкому спектральному діапазоні. Матеріал не проявляє жодних похибок навіть після 10^6 циклів запису-зчитування.

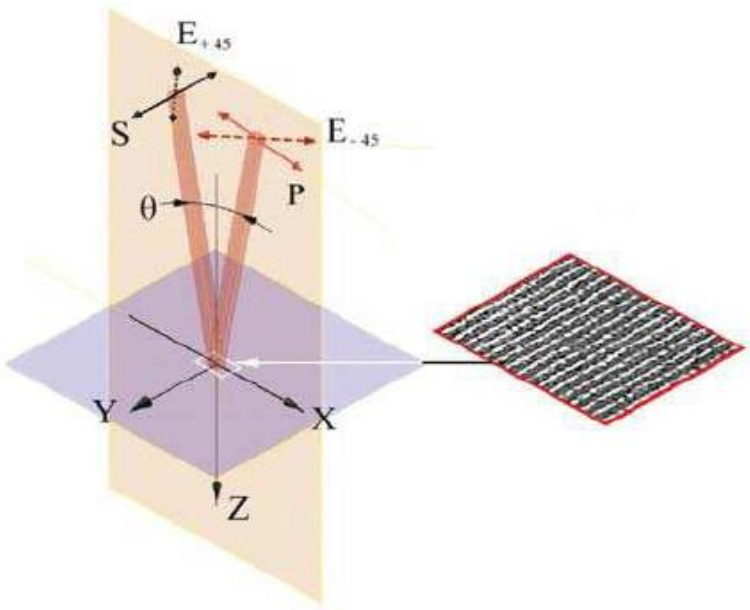


Рис. 1.4. Модельна схема запису голографічної гратки

На рис. 1.4 наведена модельна схема запису поляризаційної гратки при суперпозиції двох взаємоортогональних пучків із лінійними станами поляризації під кутами 0^0 та 90^0 до площини падіння та рівними амплітудами E_0.

Методи поляризаційної голографії знайшли широке використання у задачах оптики, по вивченню молекулярних структур деяких матеріалів, в прикладних аспектах інтерферометрії, еліпсометрії та кристалофізики.

Поляризаційно голографічним методом вирішується проблема відновлення ступеня поляризації частково поляризованого поля об’єкта. Для цього як голограмне середовище використовується фотоанізотропне середовище та повністю неполяризована опорна хвиля.

1.4 Середовища запису голографічного зображення

Для оптичного запису інформації використовуються середовища, властивості якіх здатні змінюватися під впливом світла. Зміни властивостей можуть бути найрізноманітнішими: від тривіального випалювання дірок в шарі носія до зміни електронних станів та атомної

структури під впливом оптичного опромінення [3]. Найчастіше оптична реєстрація інформації здійснюється через зміну (модуляцю) інформаційного сигналу, в середовищі, яке характеризуються комплексним показником заломлення $\tilde{n} = n + ik$. При відтворенні записаної інформації, зміна дійсної частини комплексного показника заломлення відповідає фазовій модуляції відповідного оптичного променя, зміни уявної частини - амплітудній модуляції, а зміна оптичної довжини шляху - амплітудно-фазовій модуляції [4]. В останньому випадку в залежності від властивостей реєструючого середовища, зчитуючий промінь може виявитися промодульованим як за інтенсивністю, так і за фазою.

Системи оптичного запису відрізняються від інших інформаційних систем найбільшою різноманітністю можливих способів організації пам'яті. Оптичний запис може бути побітовий, фотографічний та голографічний. У першому випадку записується певним чином закодована інформація, наприклад, представлена в цифровому вигляді. Другий спосіб організації оптичної пам'яті, умовно названий фотографічним, припускає запис розподілу інтенсивності відбитого від об'єкта світла, тобто реєстрацію плоского зображення цього об'єкта. Голографічний запис заснований на інтерференції світлових хвиль. Це спосіб найбільш повного запису інформації про хвильові фронти: окрім амплітуди або інтенсивності, інтерференційна картина несе інформацію ще й про фазу світлових хвиль.

Для характеристики властивостей оптичних середовищ, порівняння їх функціональних можливостей і опису переваг і недоліків кожної з них, виробляють певні кількісні критерії. У першу чергу, це - питома енергія запису, що дорівнює енергії самого сигналу, за якою в процесі відтворення досягається необхідне співвідношення сигнал/шум. Питома енергія запису вимірюєтьсяється Дж/см^2, замість неї можна використовувати зворотню

величину S=1/W, яка носить назву питомої світлочутливості [6]. Обидва ці параметра характеризують чутливість середовища до вхідного інформаційного сигналу. Іноді при різних способах організації пам'яті інформація про енергетичну чутливіть виявляється недостатньою для того, щоб повністю охарактеризувати середовище. У цьому випадку використовується ще й поняття інформаційної чутливості. Ця величина дорівнює енергії, необхідної для реєстрації 1 біта інформації і вимірюється в Дж/біт.

Важливими характеристиками оптичних середовищ, як і всіх інформаційних середовищ взагалі, є роздільна здатність, ($мм^{-2}$), і безпосередньо пов'язана з нею щільність запису, (біт/$см^2$ для плоских середовищ, або в біт/$см^3$ для об'ємних середовищ). Роздільна здатність і щільність запису визначають інформаційну ємність середовища, а іноді і всієї інформаційної системи в цілому.

Фотографічні середовища та середовища, в яких використовується принцип випалювання отворів за допомогою лазерного променя, можуть мати дуже високу енергетичну та інформаційну чутливість. Але, на жаль, запис в них є незворотнім, що може виявитися несприйнятним для численних практичних застосувань. Таку характеристику оптичних середовищ, як реверсивність (зворотність) запису вимірюють кількістю циклів перезапису. Крім того, при інших рівних характеристиках, перевагу зазвичай віддаються середовищам, в яких можлива реєстрація інформації в реальному масштабі часу або близькому до нього.

Основою класифікації оптичних носіїв може служити тип запису і можливість використання середовища для одноразового (нереверсивного) і багаторазового (реверсивного) запису [2]. Під типом запису мається на увазі або термічний або фотоіндукований способи [3]. Обидва типи запису залежно від середовища можуть бути як реверсивними, так і нереверсивними. У разі термічного запису, для її формування,

використовується можливість зміни фізичних, (в тому числі оптичних) властивостей середовища в результаті безпосереднього нагріву середовища лазерним променем. Цей спосіб є досить простим в реалізації і найбільш ефективним у середовищах з фазовими переходами, наприклад, в термомагнітних матеріалах [3,4], в середовищах, де можливий фазовий перехід з аморфного в кристалічний стан [1]. Основними проблемами термічного способу запису є досить низька чутливість, а також розтікання тепла, тобто спотворення записаного сигналу і, як наслідок, зниження роздільної здатності.

Фотоіндукований спосіб запису передбачає зміну оптичних властивостей реєструючого середовища в результаті взаємодії фотонів з електронами середовища [1,2,6]. При цьому можливі зміни показника заломлення, поглинання, електропровідності і т.п. Як правило, фотоіндуковані способи запису відрізняються високою чутливістю і більшою швидкодією. Вони використовуються в срібно-галоїдних середовищах [4,5], в фотохромних матеріалах [6], в сегнетоелектричних фотопровідних середовищах [6,7], в фототермопластиках [7], в фотополімерних середовищах, в хромованій желатині.

З більшою чи меншою ефективністю для реєстрації голограм, можуть бути використано більшість оптичних реєструючих середовищ. При експонуванні інтерференційної картини в середовищі повині відбуватися фізичні та/або хімічні процеси, зумовлені зміною інтенсивності та/або поляризації сумарного світлового поля.

Одним з найважливіших параметрів голографічного реєструючого середовища є роздільна здатність. Вона повинна бути достатньою для роздільної передачі смуг інтерференційної картини. Максимальний діапазон частот, що передається, повинен відображати реєструюче середовище та описуватися передавальною характеристикою середовища.

Не дивлячись на інтенсивний розвиток несрібних реєструючих

середовищ для голографії, класичні галогеносерібні шари залишаються в даний час одними з найбільш використовуваними через їх високу чутливість. Сучасна промисловість випускає матеріали з сенсибілізацією до червоної та зеленої областей спектра [5]. Розвиток прикладних напрямків голографії висуває нові вимоги до характеристик матеріалів, у тому числі, до області спектральної чутливості. Розробляються матеріали з високою роздільною здатністю та розширеною областю спектральної чутливості у червоній, зеленій, синій та ультрафіолетовій областях спектру. При розробці матеріалів для запису імпульсним і неперервним випромінюванням на двох довжинах хвиль у червоній та зеленій областях спектру були досліджені голографічні характеристики одношарових матеріалів з сенсибілізацією в одному шарі, а також багатошарових системах з різною послідовністю розташування шарів та різною товщиною, при роздільній сенсибілізації кожного шару. Було показано, що переваги має технологія, яка заснована на послідовному введенні оптичних сенсибілізаторів в один шар.

До нових матеріалів, отриманих на основі срібномістких емульсійних шарів є шари з введенням спектральних сенсибілізаторів типу $C_{12}H_{17}ON_3S$, $C_{25}H_{29}O_4N_2B_2$, $C_{44}H_{43}O_{53}S_4$. При цьому отримано збільшення дифракційної ефективності для червоної і зеленої областей та чутливості для зеленої та синьої областей, у порівнянні з промисловими матеріалами. Крім того, важливо відзначити, що для нових матеріалів отримана менша ступінь усадки шару після обробки. Таким чином, при роздільному записі в різних зонах видимої області спектра нові матеріали мають переваги в порівнянні з промисловими матеріалами.

Як відомо, при записі голограм на декількох довжинах хвиль в одному шарі, можливо вплив накладеного запису на дифракційну ефективність монохромних компонент. У зв'язку з цим було проведено дослідження дифракційних характеристик монохромних складових при

спільному записі на трьох довжинах хвиль. Експериментально встановлено зменшення дифракційної ефективності в 3-4 рази для червоної та зеленої компонент і в 2-3 рази для синьої компоненти, що менше теоретично очікуваного результату [4]. Зменшення впливу накладеного запису на дифракційну ефективність синьої компоненти, можливо, пов’язано зі збільшенням частоти структури.

Розроблені матеріали орієнтовані на голографічний запис в широкій видимій області спектра. Для ряду нових напрямків, у тому числі, голографічної літографії, становить інтерес також можливість запису в УФ області спектра. У зв'язку з цим досліджено характеристики нових матеріалів при голографічному записі на довжині хвилі 325 нм. Отримані значення дифракційної ефективності порядку 40%, що у два рази перевищують значення дифракційної ефективності, отриманої на промислових матеріалах. Зменшення дифракційної ефективності при записі в УФ області спектра, в порівнянні з записом у видимій області, може бути пов'язано з високим поглинанням шарів на синіх хвилях запису. Однак отриманий результат є достатнім для вирішення ряду практичних завдань.

Реєструючі матеріали для оптичного запису голограм можуть бути використані в пристроях оптичного запису інформації, техніці виготовлення голограмних оптичних елементів. В науковій і патентній літературі відомі фізичні процеси фотоіндукованих змін оптичних параметрів (коефіцієнта поглинання а, отже, показника заломлення) тонких шарів халькогенідного скла типу $As_3S_3, AsSe$ та використання їх для амплітудно-фазового оптичного запису в реальному масштабі часу. Дифракційна ефективність голограм, записаних в реальному масштабі часу, на одній довжині хвилі запису-зчитування на пропускання, досить низька (1-3%) в силу значного самопоглинання світла в області краю фундаментального поглинання аморфним напівпровідником даного типу,

що, з другого боку, є необхідною умовою проходження фотофізичного процесу фотоіндукованих структурних перетворень в однорідній аморфній плівці товщиною близько 1 мкм. Зчитування чисто фазової компоненти модуляції, на більшій довжині хвилі, в області оптичного пропускання шару скла, створює складнощі в умовах роботи і може призвести до порушення лінійності відгуку системи, хоча ефективність гратки в такому режимі зчитування значно більша. Створення синусоїдального поверхневого геометричного рельєфу при записі голограми дозволяє при оптимальних умовах відбивання світла (близько до 100%) та глибині рельєфу (90 нм) досягти максимальної величини дифракційної ефективності до 33%. При спеціальних профілях, ця величина може бути ще вищою. Створення таких поверхневих рельєфів вирішувалося додатковим селективним травленням поверхні експонованого шару халькогенідного скла, який для підвищення чутливості може бути покритий додатковим шаром металу срібла. Найбільш близьким очікуваним результатом, є запис голограми - дифракційної гратки на подвійному шарі метал - халькогенідне скло. Поверхневий рельєф на плівці створюється після селективного травлення в лужному або іншому травнику. Недоліком такого реєструючого матеріалу і технології створення поверхневих рельєфів є двоступеневий характер процесу, тобто неможливість роботи, контролю запису в реальному масштабі часу, а також можливість виникнення додаткових дефектів поверхні, спотворень запису за рахунок нелінійності травлення неоднорідно експонованого по глибині шару та незначних відміностей різниць в швидкостях травлення сусідніх, експонованих і неекспонованих частин матеріалу.

Розділ 2. Особливості суперпозиції циркулярно поляризованих пучків з однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля, що сходяться під кутом 90^0

2.1. Умова суперпозиції циркулярно поляризованих хвиль

Для реалізації методів поляризаційної голографічної техніки є актуальним такий випадок накладання двох хвиль, коли розподіл інтенсивності, отриманий на виході, буде однорідний, а розподіл станів поляризації матиме неоднорідний, складний характер.

Постає питання вибору конфігурації оптичного поля та умов сходження початкових хвиль (модельної схеми) для створення відповідних розподілів. Для таких задач вдалим є використання ортогонально поляризованих пучків, які є лінійно поляризованими в площині падіння або циркулярно поляризованими з протилежними напрямками обертання вектора напруженості електричного поля [9 - 11]. Цікавою ситуацією є інтерференційна взаємодія 2-^{ох} циркулярно поляризованих полів однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля. Саме остання конфігурація дає змогу розширити та доповнити методи поляризаційної голографії зі створенням як поляризаційних, так і амплітудно-фазових граток.

Представимо ситуацію ортогональної суперпозиції циркулярно поляризованих хвиль Хв1 та Хв2, які характеризуються однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля, однаковими амплітудами та довжинами хвиль.

Результатом такої інтерференційної взаємодії хвиль Хв1, Хв2 буде формування вихідного розподілу інтенсивності та поляризації, що визначатиметься складовими поля, сформованими проекціями вектора напруженості електричного поля на напрямки x, y та z. Пояснення механізму утворення розподілу поля в площині реєстрації, демонструє схема, наведена на рис.2.1.

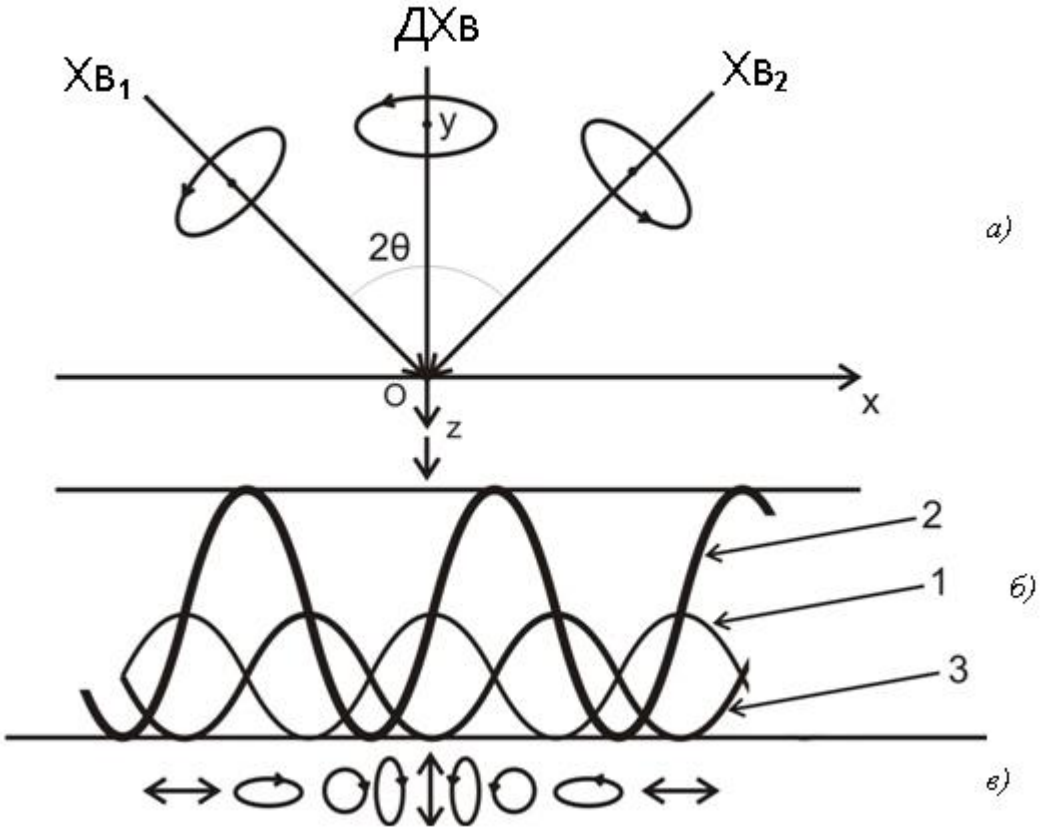


Рис. 2.1. Схема, яка демонструє трипучкову суперпозицію циркулярно поляризованих хвиль Хв1, Хв2 та ДХв, дві з яких сходяться під кутом 90^0. На рисунку представлено механізм формування розподілу інтенсивності (б) (криві 1, 2 та 3 характеризують розподіли інтенсивностей x, y та z складових, відповідно) та поляризації (в).

Аналіз суперпозиції хвиль Хв1, Хв2 показує, що поле в площині реєстрації володіє розподілом, обумовленим накладанням парціальних розподілів, які утворені при інтерференції між складовими x, y та z для кожної з початкових хвиль [9 - 11].

В площині падіння, в околі точки спостереження поле задається складовими вектора напруженості електричного поля кожної з хвиль в напрямку x та z, а в площині реєстрації – складовими в напрямку x та y. Здійснюючи проектування на напрямки декартових осей координат x та z отримується, що амплітудні розподіли є зміщеними на півперіоду і зрештою задають однорідний розподіл інтенсивності.

Накладання складових вектора напруженості електричного поля в у напрямку задає інтерференційний розподіл, який візуалізується в площині реєстрації з відповідним рівнем фону, що заданий складовими *x* та *z*.

Поруч з інтенсивнісним розподілом в площині реєстрації, значною інформативною ємністю володіють розподіли станів поляризації, які формуються в площині реєстрації та їй перпендикулярній – площині падіння. Дані розподіли зумовлені зміною фази складових падаючих пучків Хв1 та Хв2 від точки до точки у відповідних площинах. Як наслідок, формуються складні поляризаційні розподіли зі зміною станів поляризації – від лінійного, через еліптичні, циркулярні до лінійного ортогонального та до початкового стану поляризації.

Існуюча необхідність визначення ступеня когерентності суперпонуючих хвиль може бути забезпечена методом, в основу якого покладено встановлення параметрів узгодженості між складовими початкових хвиль Хв1 та Хв2 в напрямку *x*, *y*, та *z* та їх вплив на оцінку видності результуючого розподілу поля.

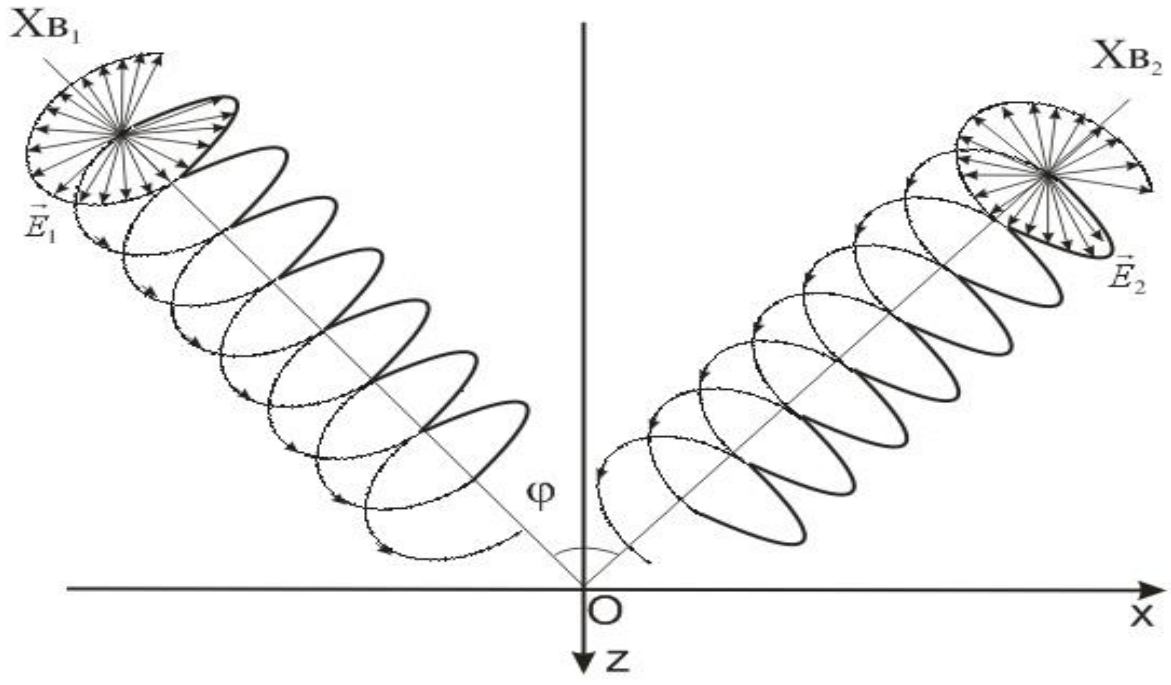


Рис. 2.2. Модельна схема суперпозиції двох когерентних однаково циркулярно поляризованих хвиль рівної інтенсивності.

Використовуючи підходи, для проявлення (виявлення) розподілу поляризаційних станів пропонується застосувати додаткову допоміжну візуалізуючу хвилю ДХв, яка буде когерентною з однією з початкових хвиль та поширюватиметься перпендикулярно до площини реєстрації. Введення допоміжної хвилі ДХв зумовлює як зміну результату інтерференції парціальних складових векторів напруженості електричного поля, так і розподіл інтенсивності вихідного поля.

Якщо використати допоміжну хвилю, значення амплітуди, фази та поляризацію якої можна змінювати, виникає ситуація, коли результуючий розподіл поля буде керованим. Стає можливим створення максимальної та нульової інтенсивності в певних точках площини спостереження, тобто максимальний контраст або видність інтерференційних смуг.

Присутність візуалізуючої хвилі дає змогу виявити розподіл станів поляризації у площині спостереження та отримати інформацію про когерентність початкових суперпонуючих хвиль Хв1 та Хв2. Досягення максимальної видності можливе при зменшенні рівня фону в результуючому розподілі поля, а отже виявлення поляризаційних змін поля відбувається шляхом перетворення розподілу поляризації у максимально контрастний розподіл інтенсивності.

Враховуючи властивість адитивності кореляцій, інформація про когерентні властивості поля може бути отримана шляхом взаємодоповнюючої оцінки видності інтерференційної картини та оцінки розподілу поляризації.

Для аналізу суперпозиції двох циркулярно поляризованих хвиль з однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля з додатковою хвилею використовуємо представлення результуючого розподілу поля у площині падіння та спостереження, через складові у *x*-, *y*-, *z*- вздовж напрямків координатних осей, фазові доданки, що задаються нескомпенсованістю фазових набігів у площині падіння $\varphi_i' = \varphi_{xi} - \varphi_{zi}$, та

площині реєстрації $\varphi'_{yi} = \varphi_{yi} - \varphi_{zi}$ (i=1,2) та амплітудами поляризаційних складових.

Задаючи умову зміни фази зондуючої хвилі досягається умова керованої модуляції інтенсивнісного розподілу, розподілу видності з метою оцінки ступеня когерентності початкових хвиль.

Для представлення математичної моделі трипучкової взаємодії в матричному наближенні розгляньмо три хвилі, поляризовані в площині падіння $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{E}^{(2)}$ та $\vec{E}^{(3)}$; тут $\vec{E}^{(3)}$ – об'єктна хвиля. Нехай точка $\vec{r}$ визначає точку в площині реєстрації поля. Тоді в момент часу t випадкове електромагнітне поле у вказаній точці $\vec{r}$ на екрані, можна записати

$$\vec{E} = \vec{E}^{(1)} + \vec{E}^{(2)} + \vec{E}^{(3)}. \qquad (2.1)$$

Введімо матрицю взаємної когерентності, що описує кореляцію полів у двох просторових точках $\vec{r}_1$ та $\vec{r}_2$:

$$W(\vec{r}_1,\vec{r}_2,t) =< E^{(1)}{}_i(\vec{r}_1,t)E_j^{(2)*}(\vec{r}_2,t) >, \text{ де } i, j = x, z.$$

У такому наближенні ступінь когерентності компонент поля визначається як

$$\eta_{ij}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau) = \frac{W_{ij}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau)}{\sqrt{tr[W(\vec{r}_1,\vec{r}_1,0)]}\cdot\sqrt{tr[W(\vec{r}_2,\vec{r}_2,0)]}} = \frac{W_{ij}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau)}{\sqrt{\sum_{ij} W_{ii}(\vec{r}_1,\vec{r}_1,0)W_{jj}(\vec{r}_2,\vec{r}_2,0)}}.$$

Визначімо усереднені за час матричні елементи кореляційної матриці

$$< W_{ij}(\vec{r},t) >= \varphi_{ij}^{(1)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(2)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r}) + 2\sqrt{tr[W(\vec{r}_1,\vec{r}_1,0)]tr[W(\vec{r}_2,\vec{r}_2,0)]}\cdot\left|\eta_{ij}^{(1,2)}\right|\cos[\alpha_{ij}^{(1,2)}]\cdot\cos[\delta_1] +$$
$$+ 2\sqrt{tr[W(\vec{r}_1,\vec{r}_1,0)]tr[W(\vec{r}_3,\vec{r}_3,0)]}\cdot\left|\eta_{ij}^{(1,3)}\right|\cos[\alpha_{ij}^{(1,3)}]\cdot\cos[\delta_2] +$$

$$+ 2\sqrt{tr[W(\vec{r}_2,\vec{r}_2,0)]tr[W(\vec{r}_3,\vec{r}_3,0)]}\cdot\left|\eta_{ij}^{(2,3)}\right|\cos[\alpha_{ij}^{(2,3)}]\cdot\cos[\delta_3], \qquad (2.3)$$

де $\varphi_{ij}^{(m)}(\vec{r}) = < E_i^{(m)}(\vec{r},t) E_j^{*(m)}(\vec{r},t) >$, $m = 1, 2, 3$; $i, j = x, z$, відповідно $\eta_{ij}^{(m,n)}$ задає ступінь взаємної когерентності компонент поля між відповідними полями ($m, n = 1, 2, 3$); $\alpha_{ij}^{(m,n)}$ – аргумент $\eta_{ij}^{(m,n)}$ та задає різницю фаз між i – та j – компонентами поля, δ_m – різниця фаз між хвилями у площині спостереження.

Тоді розподіл інтенсивності в площині реєстрації записуємо як

$$I(\vec{r}) = \sum_{ij} < W_{ij}(\vec{r},t) >, \; i, j = x, z. \tag{2.4}$$

Визначімо видність результуючої інтерференційної картини. Використовуючи класичне визначення видності, можна записати

$$V = \sum_{mn} \sum_{ij} \frac{\sqrt{tr[W(\vec{r}_m, \vec{r}_m, 0] tr[W(\vec{r}_n, \vec{r}_n, 0)]}}{\varphi_{ij}^{(1)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(2)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r})} \cdot \eta_{ij}^{(m,n)}, \tag{2.5}$$

де $m \neq n$, $m, n = 1, 2, 3$, $i, j = x, z$.

Як видно з останнього рівняння, видність інтерференційної картини дозволяє з точністю до константи, визначити ступінь взаємної когерентності початкових суперпонувальних хвиль, $\eta^{(1,2)}$. Зміна фази референтної хвилі в інтервалі $0..2\pi$ приводить до періодичної зміни видності реєстрованої інтерференційної картини за гармонічним законом:

$$V^{\varphi} = 2\sum_{ij} \frac{\sqrt{tr[W(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0] tr[W(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)]}}{\varphi_{ij}^{(1)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(2)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r})} \eta_{ij}^{(1,2)} + 2\sum_{ij} \frac{\sqrt{tr[W(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0] tr[W(\vec{r}_3, \vec{r}_3, 0)]}}{\varphi_{ij}^{(1)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(2)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r})} \eta_{ij}^{(1,3)} \cos[\varphi_1] +$$

$$2\sum_{ij} \frac{\sqrt{tr[W(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0] tr[W(\vec{r}_3, \vec{r}_3, 0)]}}{\varphi_{ij}^{(1)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(2)}(\vec{r}) + \varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r})} \eta_{ij}^{(2,3)} \cos[\varphi_2], \tag{2.6}$$

де φ_1 та φ_2 – різниця фаз між двома початковими суперпонувальними хвилями та референтною хвилею.

Введімо новий параметр − глибину модуляції видності (ГМВ) [9 - 11], або відносна видність, який дозволить визначити ступінь когерентності суперпонувальних початкових хвиль

$$M = \max[V^{\varphi}] - \min[V^{\varphi}] = 2\sum_{m}\sum_{ij}\frac{\sqrt{tr[W(\vec{r}_m,\vec{r}_m,0]tr[W(\vec{r}_3,\vec{r}_3,0)]}}{\varphi_{ij}^{(m)}(\vec{r})+\varphi_{ij}^{(3)}(\vec{r})}\eta_{ij}^{(m,3)}, \qquad (2.7)$$

m = 1, 2; i, j = x, z.

Вибираємо референтну хвилю, повністю скорельовану з однією з початкових хвиль, наприклад, $\eta^{(1,3)}=1$. Підбором інтенсивності трьох хвиль отримаємо, що ГМВ інтерференційної картини *M* відповідає ступеню взаємної когерентності між референтною хвилею та другою з початкових хвиль, тобто $M = K\cdot\eta^{(2,3)}$, де *K* – константа, величина якої залежить від співвідношення інтенсивностей відповідних хвиль.

Аналіз розподілів поляризації здійснюємо в двох площинах − *xOz* та *yOz*.

Модуляція вектора напруженості електричного поля в площині *xOz* формується як результат суперпозиції *x*- та *z*-, *y*- та *z*- компонент відповідно:

$$\vec{R}_1 = \begin{bmatrix} E_{x1}\exp[-i\delta_1]\cos\theta + E_{x2}\exp[-i\delta_1]\cos\theta + E_{x3}\exp[-i\delta_1] \\ E_{z1}\exp[i(\varphi_1'-\delta_1)] + E_{z2}\exp[i(\varphi_2'-\delta_1)] + E_{z3}\exp[i(\varphi_3'-\delta_1)] \end{bmatrix}\times$$

$$\times\exp[i(\beta z-\omega t)] \qquad (2.8)$$

де $\delta_1 = knx\sin\theta$, $k = \left|\vec{k}_1+\vec{k}_2+\vec{k}_3\right|$, $\beta = kn\cos\theta$.

Різниця фаз між компонентами інтеферованих хвиль у площині спостереження $\varphi_1' = \varphi_{x1}-\varphi_{z1}$, $\varphi_2' = \varphi_{x2}-\varphi_{z2}$, $\varphi_3' = \varphi_{x3}-\varphi_{z3}$,

E_x, E_y, E_z − поляризаційні компоненти падаючих хвиль, $\varphi_{xi}, \varphi_{yi}, \varphi_{zi}$ − фази відповідних компонент.

У площині *yOz* можна записати

$$\vec{R}_2 = \begin{bmatrix} E_{y1}\exp[-i\delta_2]\cos\theta + E_{y2}\exp[-i\delta_2]\cos\theta + E_{y3}\exp[-i\delta_2] \\ E_{z1}\exp[i(\varphi_1''-\delta_2)] + E_{z2}\exp[i(\varphi_2''-\delta_2)] + E_{z3}\exp[i(\varphi_3''-\delta_2)] \end{bmatrix}\times$$

$$\times\exp[i(\beta z-\omega t)], \ (2.9)$$

де $\delta_2 = kny\sin\theta$, $\varphi_1'' = \varphi_{y1}-\varphi_{z1}$, $\varphi_2'' = \varphi_{y2}-\varphi_{z2}$, $\varphi_3'' = \varphi_{y3}-\varphi_{z3}$.

Зміна різниці фаз хвиль, які інтерферують, у різних точках області спостереження від 0 до π зумовлює зміну стану поляризації, що обумовлює просторову модуляцію поляризаційного розподілу.

2.2. Комп'ютерне моделювання розподілів поляризації та інтенсивності у ситуації суперпозиції циркулярно поляризованих хвиль

Розгляньмо суперпозицію двох абсолютно когерентних, однакових циркулярно поляризованих хвиль, кут сходження яких складає 90^0 (рис. 2.2).

У такій модельній ситуації спостерігаємо просторовий розподіл інтенсивності, який формується *x*-, *y*-, *z*- компонентами поля (у нашому випадку *y*- компонентою). Одночасно дві інші компоненти, будучи взаємоортогональними, задають постійне значення інтенсивності (рівень фону), що істотно впливає на видність картини (рис. 2.3).

На рис. 2.3 введені наступні позначення: крива, позначена чорним кольором у верхній правій частині рисунка, описує модуляцію *z*-компоненти, червоним кольором – модуляцію *x*-компоненти, зеленим кольором – модуляцію *y*-компоненти, синім – результат суперпозиції. Розподіл інтенсивності поля наведений в одиницях координат. Від'ємні значення координати *x* пояснюємо тим, що кордината «0» відповідає початковій точці сходження полів, де результуюча поляризація лінійна та різниця фаз дорівнює нулю.

Для таких хвиль однакової поляризації, які сходяться під кутом 90^0, видність розраховується як

$$V = \frac{\sqrt{tr[W(\overrightarrow{r_1},\overrightarrow{r_1},0)]\,tr[W(\overrightarrow{r_2},\overrightarrow{r_2},0)]}}{\varphi_{yy}^{(1)}(r)+\varphi_{yy}^{(2)}(r)}\left|\eta_{yy}^{(1,2)}\right|, \qquad (2.11)$$

а просторовий розподіл поляризації задаємо виразами (2.8), (2.9), де $E_{x3}=0$ та $E_{z3}=0$.

Введення опорної хвилі змінює просторовий розподіл інтенсивності та розподіл поляризації. Вибираємо напрямок розповсюдження референтної

хвилі перпендикулярним до площини спостереження. Картина розподілу видності перетворюється, якщо азимут опорної хвилі змінюється, наприклад, $\alpha = 0^0,\ 45^0,\ 90^0$.

Зміна фази опорної хвилі (від 0 до 2π) дозволяє отримати просторову модуляцію інтенсивності. При цьому підсилюється вплив однієї з компонент (*x*-компоненти) в утворенні результуючого розподілу інтенсивності, що дозволяє задати глибину модуляції видності та оцінити ступінь когерентності відповідних полів.

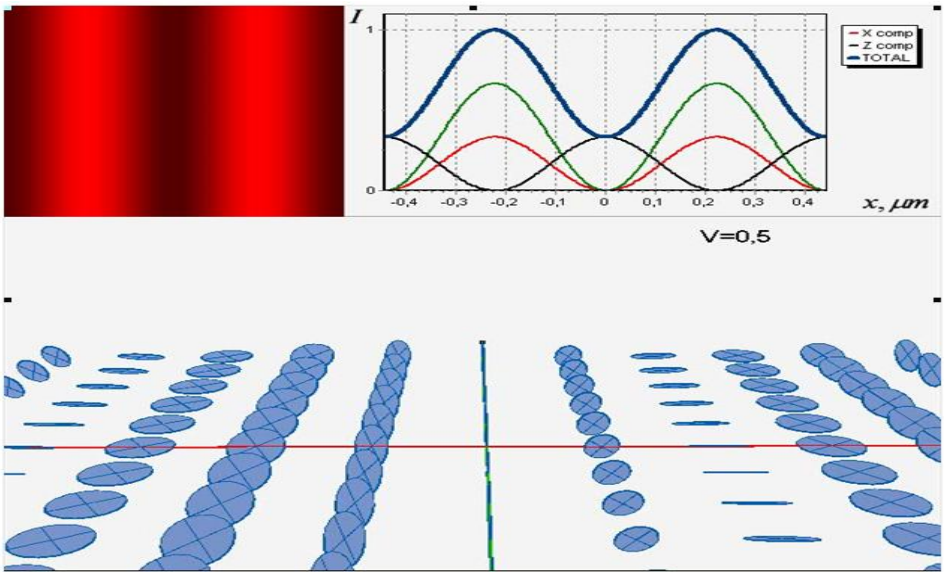


Рис. 2.3. Схема, яка характеризує розподіл і модуляцію інтенсивності (верхня права частина рисунка) та поляризації (нижня частина рисунка) у випадку інтерференції двох когерентних взаємно перпендикулярних циркулярно поляризованих хвиль однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля.

Якщо вибрати третю референтну хвилю, повністю скорельовану з однією з початкових хвиль, наприклад, $\left|\eta^{(1,3)}\right| = 1$, та підібрати інтенсивності хвиль, то можна отримати ГМВ інтерференційної картини, яка описується величиною *M,* відповідає значенню ступеня взаємної когерентності референтної хвилі та другої з початкових хвиль, тобто $M = \left|\eta^{(2,3)}\right|$. Вважаючи, що $\left|\eta^{(1,3)}\right| = 1$, можна зробити висновок, що $\left|\eta^{(2,3)}\right| = \left|\eta^{(1,2)}\right|$. Отже, за відповідної узгодженості інтенсивностей інтерферованих хвиль, величина ГМВ дозволяє

визначити ступінь когерентності початкових хвиль, тобто $M = \left|\eta^{(1,2)}\right|$. Введений оціночний параметр глибини модуляції видності дозволяє визначити ступінь когерентності взаємоортогональних полів, незалежно від стану поляризації останніх.

Підбором значення амплітуд компонент поля досягається максимальне (мінімальне) значення глибини модуляції видності у певних точках області спостереження, що дає змогу оцінити ступінь когерентності початкових суперпонувальних хвиль.

Введення лінійно поляризованої референтної хвилі ($\alpha = 0^0$) приводить до зміни значення *x*- та *y*-компонент результуючого поля, що обумовлює деяку модуляцію інтенсивності (рис.2.4). Проте це не дозволяє отримати нульові значення результуючої інтенсивності для всіх компонент поля одночасно. Збільшення внеску *x*-компоненти в загальний розподіл дозволяє збільшити видність інтерференційної картини за рахунок зменшення фонової інтенсивності, зменшуючи вплив *y*-компоненти.

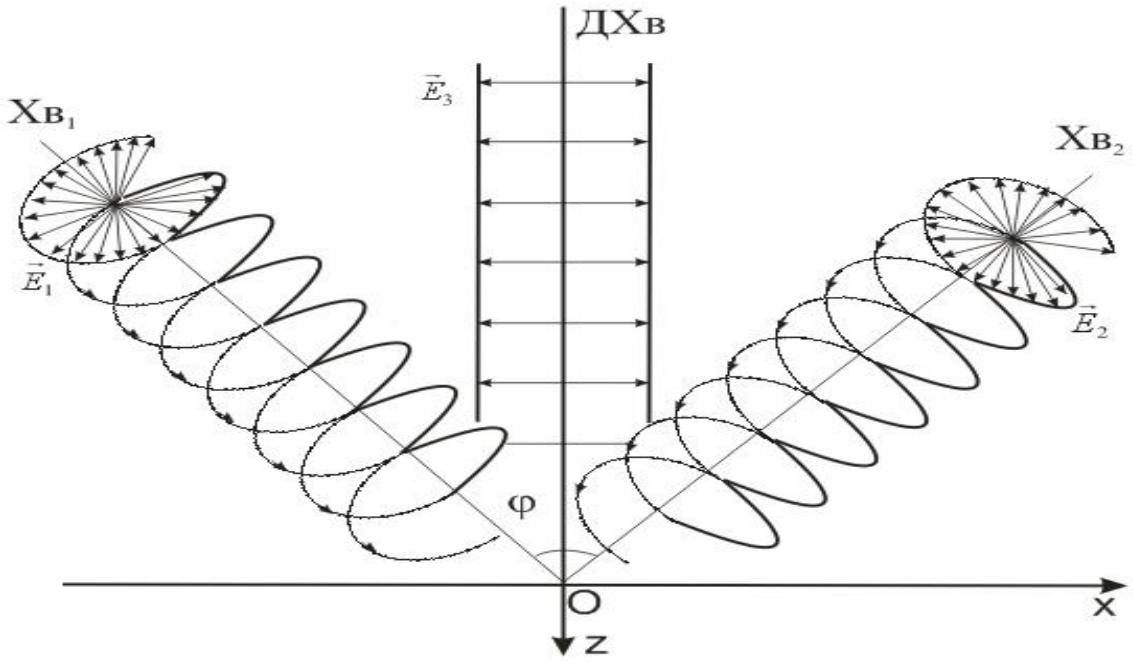


Рис. 2.4. Суперпозиція двох циркулярно поляризованих хвиль Хв1 та Хв2 з однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля та допоміжної візуалізуючої лінійно поляризованої хвилі ДХв.

Отже, коли допоміжна хвиля лінійно поляризована в площині падіння паралельно до координатної осі *x*, тоді, за рахунок накладання парціальних інтерференційних розподілів складових електричного вектора, відбувається компенсація розподілів у напрямку *x*, та підсилення *z*-розподілу. З іншого боку, внесок *y*-розподілу залишається, що не дає змогу отримати максимальну видність поля і впритул наблизитись до необхідних умов кореляційного аналізу.

Тобто, використання лінійно поляризованої візуалізуючої хвилі з різними азимутами поляризації не дає можливості у повній мірі забезпечити коректність методу оцінки когерентності суперпонуючих хвиль Хв1 та Хв2, через неможливість перетворення розподілу поляризаційних станів у розподіл інтенсивності.

Наступним кроком розвитку даного методу запропоновано використання еліптично поляризованої візуалізуючої хвилі ДХв.

Для того, щоб отримати максимальну глибину модуляції видності, необхідно забезпечити максимальне (мінімальне) значення всіх трьох компонент поля одночасно, що досягається подальшою зміною поляризації опорної хвилі з відповідним підбором інтенсивності.

Еліптично поляризована опорна хвиля з азимутом 45^0 наближує до отримання такого розподілу інтенсивності, коли глибина модуляції інтенсивності практично відповідає ступеню когерентності (рис. 2.5).

У цьому випадку розподіл поляризаційних станів стає більш складним. Можна говорити про формування двох поляризаційних розподілів у двох взаємоортогональних площинах: у площині падіння та в площині, перпедикулярній до цієї площини, кожний з яких пов’язаний з різницею фаз між *x*- та *z*-, *y*- та *z*- компонентами поля в різних точках області спостереження (рис. 2.6).

Стани поляризації в отриманому поляризаційному розподілі змінюються від лінійно поляризованого через еліптичний і знову до

лінійного, повторюючи розподіл поляризаційних станів, який спостерігають при суперпозиції взаємоортогонально лінійно поляризованих полів.

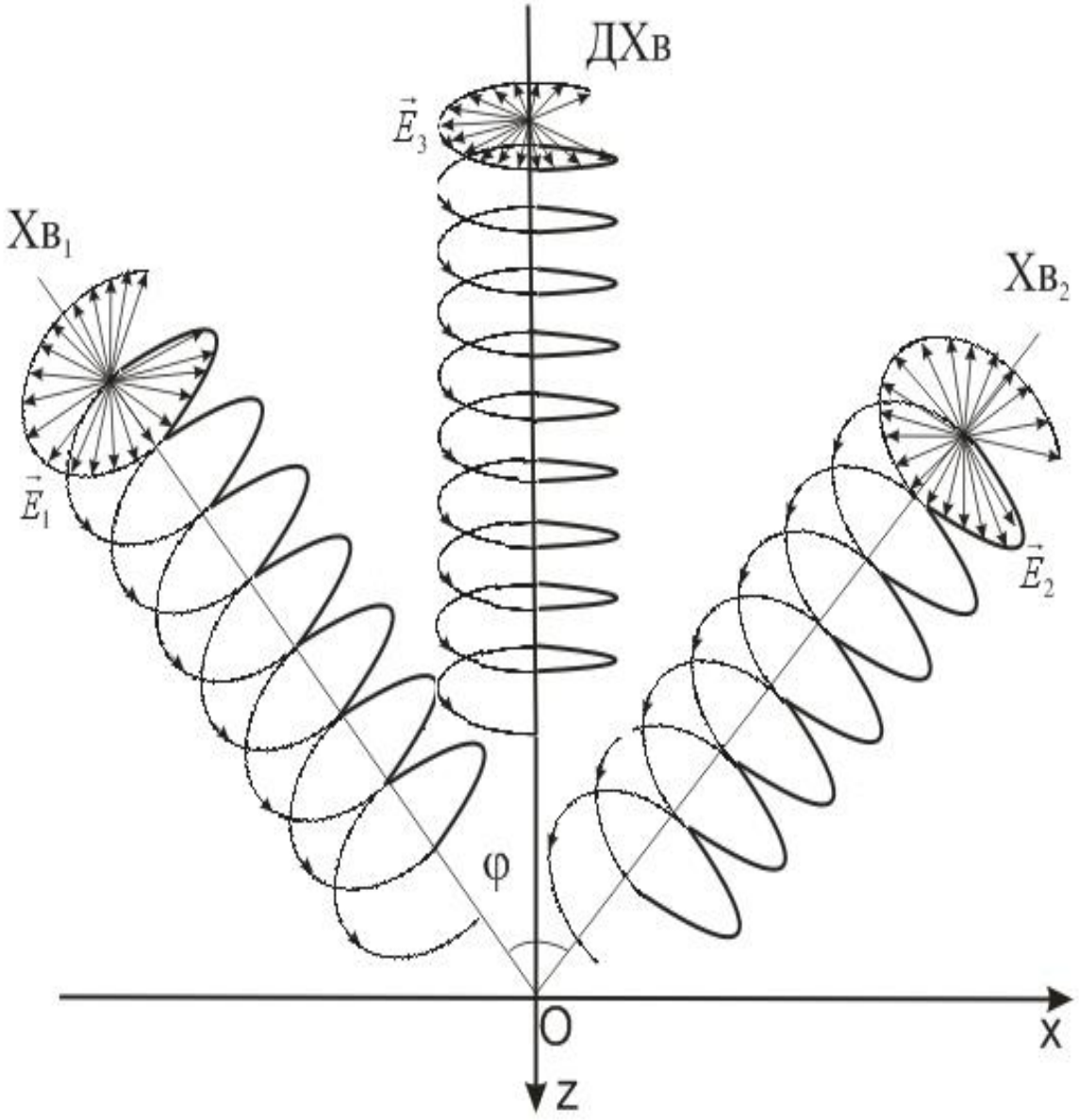


Рис. 2.5. Суперпозиція двох циркулярно поляризованих хвиль Хв1 та Хв2 з однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля та допоміжної візуалізуючої хвилі ДХв, еліптично поляризованої із азимутом поляризації 45^0.

В такому випадку, як у площині спостереження, так і в площині падіння, шляхом підбору амплітуд складових, є можливим створення умов компенсації розподілів у двох координатних напрямках, кожен з яких формується внаслідок фазового набігу поляризаційних складових електричного вектора .

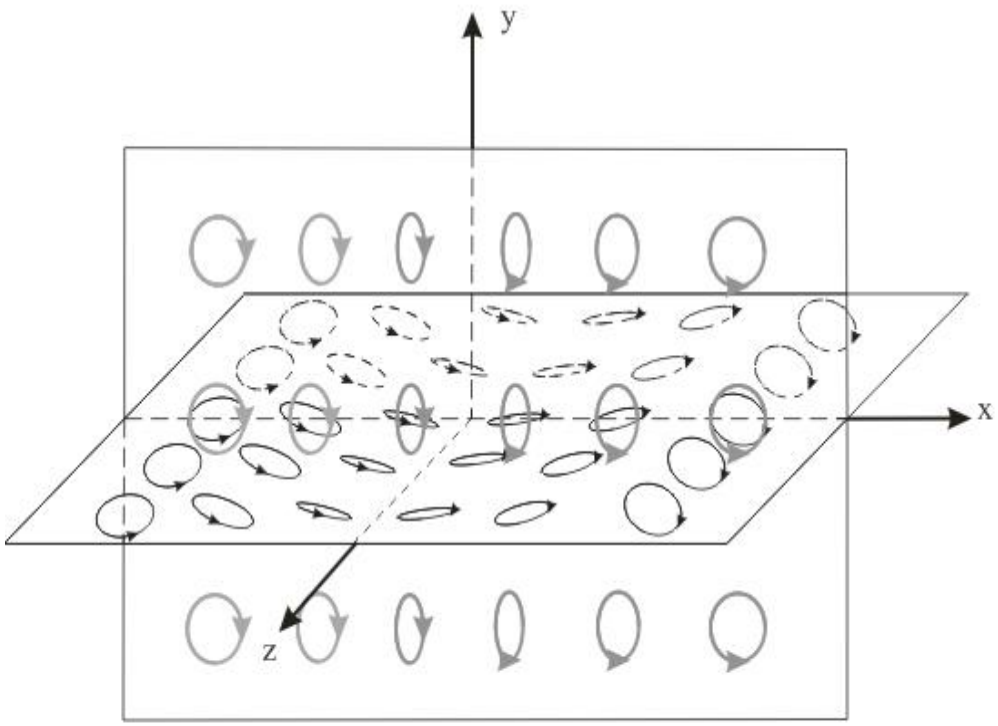


Рис. 2.6. Просторова модуляція поляризації у випадку суперпозиції двох когерентних циркулярно поляризованих пучків із однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля та однакової інтенсивності, які сходяться під кутом 90^0 з третім (референтним) пучком, еліптично поляризованим з азимутом 45^0.

Але, в силу природи еліптично поляризованого випромінювання, компенсувати однакові парціальні розподіли у двох напрямках є неможливим, вклад у загальний рівень фону залишається і не дає змоги у повній мірі реалізувати поляризаційно-кореляційні перетворення.

Виходячи з обмежень, які накладає використання лінійно та еліптично поляризованого випромінювання допоміжної хвилі, обрано циркулярно поляризовану візуалізуючу хвилю.

Збільшення азимута еліптично поляризованої референтної хвилі до 90^0, тобто використання циркулярно поляризованої хвилі, зумовлює такий розподіл поля, який забезпечує в разі трипучкової інтерференції формування у вибраних точках площини реєстрації як нульової різниці фаз з лінійно поляризованим станом, так і нульового значення інтенсивності (рис.2.7).

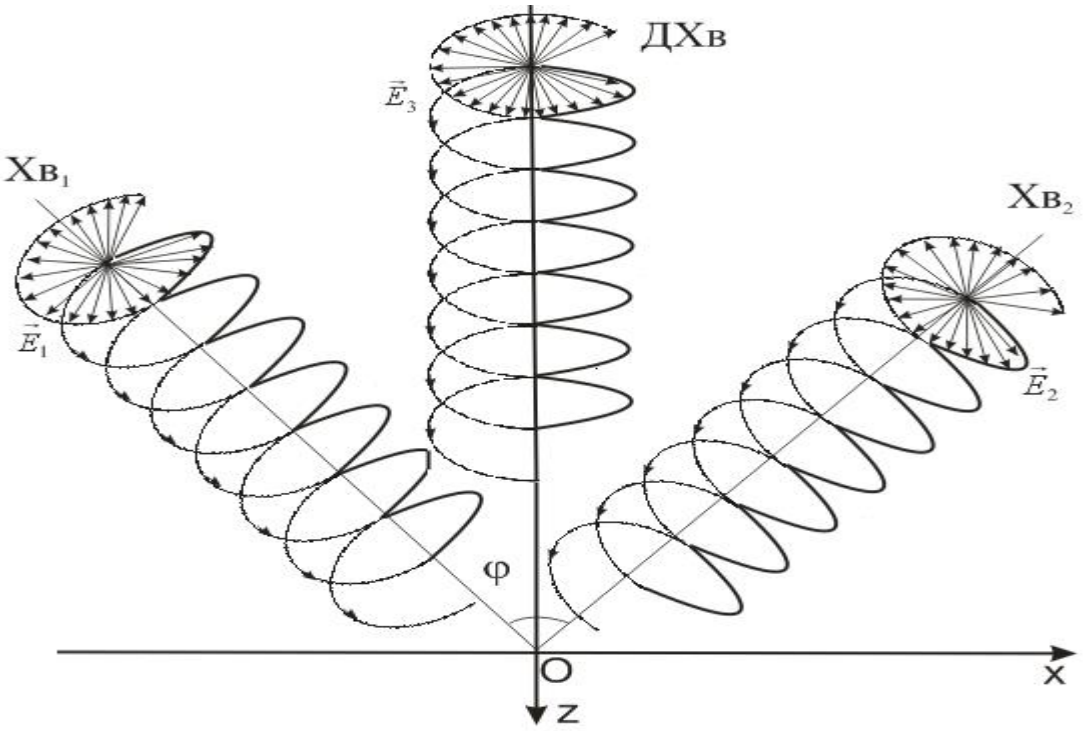


Рис. 2.7. Суперпозиція двох циркулярно поляризованих пучків із однаковим напрямком обертання вектора напруженості електричного поля та однакової інтенсивності, які сходяться під кутом 90^0 та допоміжної візуалізуючої циркулярно поляризованої хвилі.

Така модельна конфігурація забезпечує реалізацію умов, коли у вибраній площині спостереження досягається максимально можливий контраст з ділянками максимально та мінімально можливих значень інтенсивності при необхідному поляризаційному стані та фазовому співвідношенні. Тоді величина глибини модуляції видності стає рівною одиниці, що підтверджує повну скорельованість пучків Хв1 та Хв2. В даній конфігурації суперпонуючих хвиль характер зміни поляризаційних станів стає складним (рис.2.8), а глибина просторової зміни станів поляризації може бути представлена через глибину розподілу інтенсивності і визначається узгодженістю хвиль Хв1 та Хв2. Введена величина ГМВ може слугувати критерієм опису ступеня когерентності циркулярно поляризованих хвиль, що розширює методи кореляційного аналізу хвиль, які суперпонують, коли їх хвильові вектори є ортогональними $\vec{k}_{Хв1} \perp \vec{k}_{Хв2}$.

Інформація, яка міститься у поляризаційному розподілі суперпонуючих циркулярно поляризованих полів однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля, що сходяться під кутом 90^0, значно розширює представлення про властивості оптичних полів, в тому числі дозволяє визначити когерентні особливості векторних оптичних полів та способи формування складних поляризаційних розподілів [9 - 11].

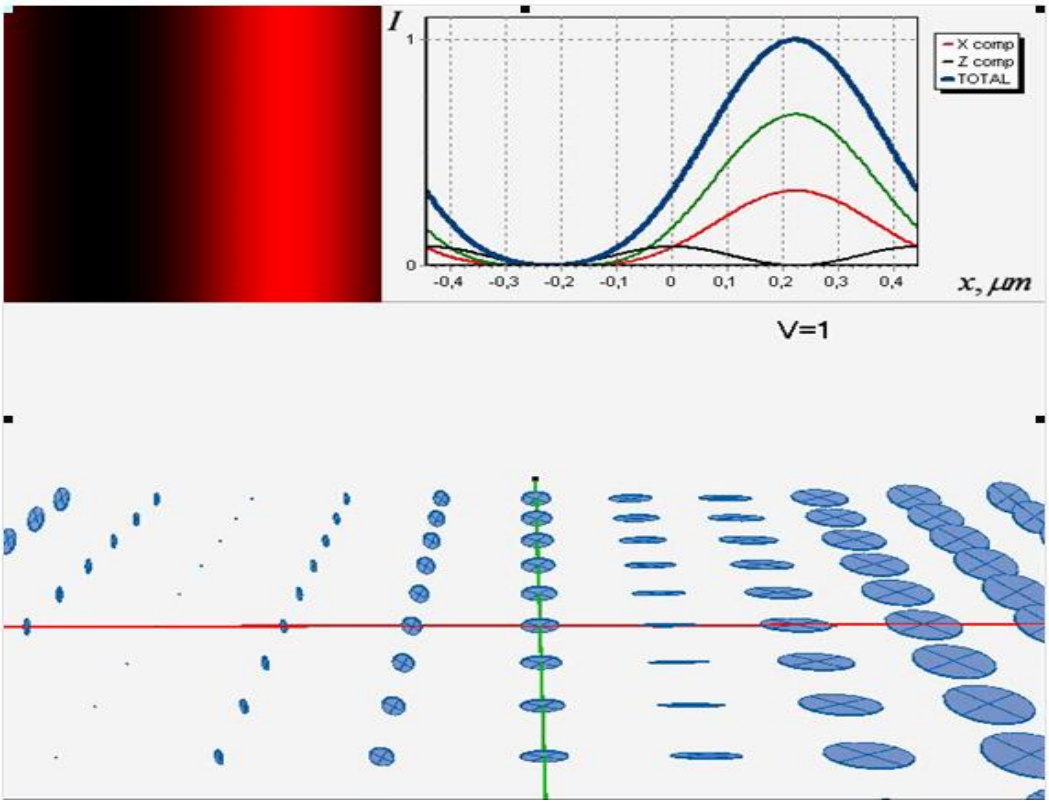


Рис. 2.8. Розподіл інтенсивності та прострової модуляції поляризації, пов'язаної з суперпозицією *x*- та *z*-, *y*- та *z*-компонент в області спостереження при накладанні трьох циркулярно-поляризованих хвиль. Глибина модуляції видності відповідає ступеню когерентності початкових хвиль $M = \left|\eta^{(1,2)}\right|$.

Висновки

1. Проаналізовано підходи поляризаційної голографії створення оптичних образів зі збереженням інформації про поляризацію об’єкта.
2. Вивчена ситуація інтерференційної взаємодії 2-ох циркулярно-поляризованих пучків однакового напрямку обертання вектора напруженості електричного поля.
3. Показано, що використання додаткової третьої референтної циркулярно поляризованої хвилі, скорельованої хоча би з однією з 2-ох початкових, фаза якої змінюється в межах від 0 до 2π, дозволило оцінити ступень когерентності цих хвиль.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Буркова В. А. Увеличение эффекта Керра в магнитооптических носителях / Л.В. Буркова, В.А. Середкин, В.Ю. Яковчук // ЖТФ.- 2000.- Т.70, №3.- С.72.
2. Олейник А. С. Запись оптической информации в пленочных реверсивных средах на основе диоксида ванадия / А.С. Олейник. // ЖТФ. - 2002,- Т.72, №8,- С.84.
3. Конэн-Тануджи К. Н. Управление атомами с помощью фотонов / К.Н. Коэн-Тануджи// УФН. -1999.- Т.169, №3.- С.292.
4. Белоус В. М. Фотографическая эмульсия с гетерофазными микрокристаллами - новая среда для записи глубоких трехмерных пропускающих голограмм / В.М. Белоус, Л.И. Манченко, А.Ю. Попов, А.В. Тюрин, В.П. Мурашов, Ю.Б. Шугайло // Оптика и спектроскопия.-1999.- Т.86, №2.- С.344.
5. Vorzobova N. D. Efficiency of Discrete Holographic Recording with Nanosecond Pulses in Silver Halides / N. D. Vorzobova, R. V. Ryabova, A. E. Korolev, and V. N. Nazarov // Optics and Spectroscopy.-1999.- Т.87, №6.- С.963.
6. Ivakhnik V. V. Diffraction Efficiency of a Dynamic Hologram recorded in a Reversible Photochromic Medium (Two-Wave Approximation) / V. V. Ivakhnik, and V. I. Nikonov// Optics and Spectroscopy.- 1999.- Т.86, №5,- С.562.
7. Денисюк Ю. Н. Мультиплицирование голограмм в толстослойном бихромированном желатине / Ю.Н. Денисюк, Н.М. Ганжерли, И.А. Маурер, С.А. Писаревская // Оптика и спектроскопия.-1999.- Т.86, №6.- С.1023.
8. Optical vortex trap for resonant confinement of metal nanoparticles / Maria Dienerowitz Michael Mazilu, Peter J. Reece, Thomas F. Krauss

and Kishan Dholakia // Opt. Express. – 2008. –V. 16, №7. – P. 4073-4078.

9. Zenkova C. About the estimation of degree of coherence for circularly polarized waves/ C. Yu. Zenkova, M. P. Gorsky and N. V. Gorodynska // Ukr. J. Phys. Opt. – 2010. – 11, №3. P. 127-137.
10. Zenkova C. Metrology of degree of coherence of circularly polarized optical waves/ C. Yu. Zenkova, M. P. Gorsky and N. V. Gorodynska // Opto- Electronics Review. – 2011. – V.19, №3. – P. 14-19.
11. Angelsky O. On polarization metrology (estimation) of the degree of cjherence of optical waves/ O. V. Angelsky, S. G. Hanson, C.Yu. Zenkova, M. P. Gorsky, N. V. Gorodynska // Optics Experess. – 2009. – V. 17, №18. – M. 15623-15634.

Додаток А.

Техніка безпеки при роботі в лазерній лабораторії

При роботі з лазерними установками персонал, що їх обслуговує, може зазнавати впливу випромінювання прямого (яке виходить безпосередньо з лазера), розсіяного (розсіяного середовищем, крізь яке проходить випромінювання) і відбитого. Відбите лазерне випромінювання може бути дзеркальним (у цьому випадку кут відбиття променя від поверхні дорівнює куту падіння на неї), а також дифузним (випромінювання, відбите в межах півсфери від поверхні за різними напрямками). При дії прямих променів на організм людини можливий розвиток так званих первинних і вторинних біологічних ефектів. Первинні ефекти - це органічні зміни, що виникають безпосередньо в тканинах, які опромінюються; вторинні ~ неспецифічні зміни, що виникають в організмі у відповідь на опромінювання. Органами-мішенями для лазерного випромінювання є шкіра й очі. Лазерне випромінювання оптичної і ближньої інфрачервоної зон спектра при потраплянні в орган зору досягає сітківки, а випромінювання ультрафіолетової і дальньої інфрачервоної зон спектра поглинається кон'юнктивою, рогівкою, кришталиком.

Для створення безпечних умов праці і попередження професійних уражень персоналу при обслуговуванні лазерних установок органи санітарного нагляду здійснюють дозиметричний контроль. Дозиметричний контроль - вимірювання за допомогою різних приладів рівнів лазерного випромінювання і порівняння отриманих величин з ГДР (гранично допустимі рівні). Результати дозиметричного контролю лазерного випромінювання вносяться до протоколу, який має містити такі відомості: місце і дату проведення контролю; тип і заводський номер дозиметра; нульовий режим вимірювання; значення параметрів випромінювання λ, t, Fi (у лазерів із відомими параметрами); діаметр і площу обраної вхідної діафрагми

приймального пристрою дозиметра; температуру навколишнього середовища. Обґрунтовані нині ГДР лазерного випромінювання належать до спектрального діапазону від 0,2 до 20 мкм і регламентуються на рогівці, сітківці та шкірі.

Гранично допустимий рівень впливу лазерного випромінювання залежить від довжини хвилі X, тривалості x і частоти повтору імпульсів f, тривалості дії і. У діапазоні 0,4-1,4 мкм цей рівень додатково залежить від кутового розміру джерела випромінювання а, рад, або від діаметра плями, що освітлена на сітківці d . см, у діапазоні 0,4-0,75 мкм - від фонової освітленості рогівки Фр, лк.

Вплив лазерного випромінювання на органи зору

Основний елемент зорового апарату людини — сітківка ока — може бути уражена лише випромінюванням видимого (від 0,4 мкм) і ближнього УЧдіапазонів (до 1,4 мкм), що пояснюється спектральними характеристиками людського ока. При цьому кришталик та очне яблуко, котрі діють як додаткова фокусуюча оптика, суттєво підвищують концентрацію енергії на сітківці. Це, у свою чергу, на кілька порядків знижує максимально допустимий рівень (МДР) опромінювання зіниці. Вимоги до виробників лазерних приладів у зв'язку із забезпеченням безпеки користувачів. Оскільки ступінь ураження залежить від інтенсивності випромінювання, тривалості впливу, довжини хвилі, особливостей тканин і органів, що опромінюються, то рекомендується розподілити лазерні прилади на чотири класи з точки зору небезпеки лазерного опромінювання для користувачів.

Лазерні випромінювачі класу І. Найбільш безпечними як за своєю природою (МДР опромінювання не може бути перевищеним), так і за конструктивним виконанням є лазерні прилади класу І. У зв'язку з таким

подвійним підходом допустимі межі випромінювання (ДМВ) лазерних приладів класу I у спектральній зоні від 0,4 до 1,4 мкм, для якої можливе як точкове, так і протяжне ушкодження сітківки, які характеризуються значеннями у двох аспектах - енергетичному (в ватах або джоулях) та яскравісному.

Лазерні випромінювачі класу II. Це малопотужні лазерні прилади, що випромінюють тільки у видимому ($0,4 < \lambda < 0,7$ мкм) діапазоні, їх безперервна потужність обмежена 1 мВт, оскільки припускається, що людина має природну реакцію захисту своїх очей від впливу безперервного випромінювання (рефлекс миготіння). У разі короткочасних опромінювань ($\Delta t < 0,25$ хв) енергетика лазерних випромінювачів класу 11 не має перевищувати відповідні ДМВ для приладів класу I. Таким чином, лазерні випромінювачі класу II не можуть нанести шкоду людині всупереч її бажанню.

Лазерні випромінювачі класу III. Випромінювачі цього класу займають перехідне положення між безпечними приладами класу I, II та лазерами класу IV (які, безумовно, потребують вживання заходів із захисту персоналу).

Лазерні випромінювачі підкласу IIIA. До них належать умовно безпечні випромінювачі. Вони не здатні ушкодити зір людини, але за умови використання яких-небудь додаткових оптичних приладів для спостереження прямого лазерного випромінювання. Відповідно до цієї умови потужність видимого випромінювання безперервних лазерів підкласу IIIA не повинна перевищувати 5 мВт (тобто п'ятиразового значення ДМВ для класу II), а опромінювання - 25 Вт/м^2.

Лазерні випромінювачі підкласу IIIБ. До них належать випромінювачі середньої потужності, безпосереднє спостереження яких навіть неозброєним (без оптичної фокусуючої системи) оком небезпечне > для зору. Однак при дотриманні певних умов - віддаленні ока більше ніж на 13 см від розсіювана і

часу впливу не більше 10 с - допустиме спостереження дифузно-розсіяного випромінювання. Таким чином, безперервна потужність таких лазерів не може перевищувати 0,5 Вт, а енергетична експозиція — 100 кДж/м^2.

Лазерні випромінювачі класу IV. Це потужні лазерні установки, здатні ушкодити зір і шкірні покриви людини не тільки прямим, а й дифузним розсіяним випромінюванням. Значення ДМВ у цьому випадку перевищують значення, прийняті для підкласу IIIБ. Робота з лазерними випромінювачами класу IV потребує обов'язкового дотримання відповідних захисних заходів.

Основні правила техніки безпеки при експлуатації лазерних установок

При роботі з лазерами необхідно забезпечити такі умови праці, за яких не перевищуються гранично допустимі рівні опромінення очей і шкіри. Заходи безпеки полягають у влаштуванні захисних екранів, каналізації лазерного випромінювання по світловодах, використанні захисних окулярів. Захисні окуляри слід ретельно підбирати залежно від робочої довжини хвилі лазерного світла, а їх спектр пропускання необхідно перевіряти. Окуляри мають ефективно стримувати випромінювання лазера, однак не бути надто темними. Для захисту від розсіяного випромінювання, крім використання окулярів, застосовують спеціальне фарбування або обробку стін лабораторії, а також огородження екранами. При використанні лазерів видимого діапазону потрібні спеціальні попереджувальні світлові табло або надписи під час роботи з лазерами. Для безперервних лазерів потужністю 1-5 мВт бажане виконання ряду заходів, серед яких: захист очей; робота в спеціальному приміщенні; обмеження шляху променя; попереджувальні світлові табло. При застосуванні лазерів середньої потужності ці заходи є обов'язковими, а для потужних лазерів, крім названих заходів, необхідно контролювати приміщення і систему оповіщення, забезпечувати дистанційне вмикання, управління роботою і блокування живлення.