

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра квантової радіофізики та наноелектроніки

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри _____ Ганна КАРЛАШ

« 20 » травня 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

на тему:

**«Поляризаційно - нейтральні пари на основі призми з внутрішнім подвійним
променезаломленням та металевих дзеркал»**

Виконав:

студент 2-го курсу магістратури
денної форми навчання
спеціальності 105 Прикладна фізика
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»
Сальніков Микита Олександрович

Науковий керівник:

к.ф.-м. н., доцент
Оберемок Євген Анатолійович

Рецензент:

к.т. н., зав. відділу, ГАО НАНУ
Синявський Іван Іванович

Засвідчую, що у цій магістерській роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань,
студент _____

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри квантової радіофізики та
наноелектроніки від «19» травня 2023 р., протокол № 19.

Завідувач кафедри _____,
канд. фіз.мат. наук, доцент
Карлаш Ганна Юріївна

Київ 2023

РЕФЕРАТ

Дипломна робота вміщує: 14 рисунків, 8 джерел інформації, 29 сторінок.

У роботі проведено моделювання спотворень стану поляризації вхідного випромінювання поляризаційно-нейтральними відбиваючими двоелементними системами, побудованими на основі призми з плавленого кварцу з внутрішнім відбиттям на двох її гранях та на основі двох металевих ортогональних дзеркал. Розглянуто вплив відхилення однієї з граней призми (одного з дзеркал) відносно положення ортогональності на спотворення поляризації вхідного випромінювання. Під ортогональними розуміються відбиваючі поверхні, у яких - ортогональні площини падіння. Показано, що вплив неортогональності відбиваючих металевих дзеркал на основі алюмінію (Al) та срібла (Ag) на спотворення поляризації вхідного променя істотно сильніше залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання ніж у випадку призми. При відхиленні від ортогональності площини падіння відбиваючих поверхонь на кут менше 0.2° , призма з плавленого кварцу значно менше спотворює стан поляризації вхідного променя у порівнянні із дзеркальними системами. Порушення поляризаційної нейтральності оптичних систем іноді характеризують так-званою інструментальною поляризацією. Інструментальна поляризація – поляризація якої набуває неполяризоване випромінювання при проходженні оптичної системи.

Ключові слова: поляризаційно-нейтральна відбиваюча система, матриця Мюллера, ступінь лінійної поляризації, інструментальна поляризація.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	7
1.1 Вектор Джонса та матриці Джонса	7
1.2 Вектор Стокса і матриці Мюлера.....	8
1.3 Основне рівняння еліпсометрії, еліпсометричні параметри ρ , Δ та їх визначення через кути еліпса поляризації.....	10
2. МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРИЗАЦІЙНО – НЕЙТРАЛЬНИХ ПАР	14
2.1 Матричний опис поляризаційно-нейтральної системи з двох ортогональних металевих дзеркал	14
2.2 Результати моделювання спотворень поляризації системою ортогональних срібних металевих дзеркал	21
2.3 Результати моделювання спотворень поляризації кварцовою призмою з двома відбиваючими гранями.....	23
2.4. Порівняння поляризаційних характеристик поляризаційно – нейтральних пар	26
ВИСНОВКИ	29

ВСТУП

Поляризаційно-нейтральні відбиваючі (дзеркальні) системи (ПНДС) використовуються для зміни напрямку вихідного променя оптичної системи відносно напрямку вхідного променя, або для сканування через вхідні напрямки, коли це є необхідним для збереження постійної поляризації променя. Зокрема, подібне завдання стоїть для поляриметрів на основі дзеркальних телескопів [1,2] і скануючих поляриметрів для багатокуткових вимірювань: RSP, APS, ScanPol і POSP [3-6]. ПНДС може містити різну кількість відбиваючих елементів залежно від необхідності забезпечити той чи інший шлях променю в оптичній системі. У найпростішому випадку ПНДС має два відбиваючих елемента з ідентичними оптичними характеристиками, розташованими таким чином, що зміна поляризації променя після відбиття від одного елемента компенсується при відбитті від іншого елемента.

Якість поляризаційної нейтральності двоелементних ПНДС залежить від ступеня однорідності оптичних характеристик відбиваючих поверхонь, їх ідентичності для обох елементів, та точності в їх взаємному розташуванні [6]. У статті [6] розглядається зміна впливу інструментальної поляризації на систему сканування ПНДС поляриметра ScanPol, в ідеалізованому випадку абсолютної рівності оптичних характеристик рефлекторів (алюмінієвих дзеркал без оксидного шару), при зміщеннях (поворотах) одного з дзеркал відносно точного положення іншого. Результати, що були отримані у статті [6], дозволяють конкретизувати вимоги до точності позиціонування дзеркал, щоб вплив інструментальної поляризації був мінімальний і відповідно досягався необхідний рівень поляризаційної нейтральності системи. Наявність оксиду на металевих поверхнях може суттєво вплинути на характеристики металевих дзеркал, однак їх важко моделювати, оскільки параметри оксидних плівок (наприклад товщина) є індивідуальними у кожному конкретному випадку. У [6] моделюються дзеркала без оксиду. У цьому випадку був зроблений висновок, що при однакових відхиленнях положення одного

дзеркала відносно іншого найбільша інструментальний поляризація випромінювання досягається для довжини хвилі 0,865 мкм. Водночас практичні дослідження такої самої системи сканування в APS показали, що найбільше значення інструментальної поляризації, яка ще й змінюється з часом, досягається при довжині хвилі близько 0,400 мкм.

Такі відмінності в теоретичних і практичних оцінках можуть бути пов'язані з наявністю та зміною оксидного шару на справжніх дзеркалах. Крім того, поляризаційно-нейтральні системи на основі дзеркал, такі як RSP, APS, ScanPol і POSP [3-6], мають вхідні та вихідні вікна, що також може спричинити додаткову інструментальну поляризацію.

Одним із способів позбавлення, або хоча б мінімізації, згаданих вище проблем - є використання, як поляризаційно-нейтральної пари, металевих покриттів з мінімальною дисперсією і окисненням або монолітних оптичних елементів, наприклад, призми зі стійких оптичних матеріалів, таких як плавлений кварц та ін.

Порушення поляризаційної нейтральності оптичних систем іноді характеризують так-званою інструментальною поляризацією. Інструментальна поляризація (ІП) – поляризація якої набуває неполяризоване випромінювання при проходженні оптичної системи [5-7].

Хоча на сьогодні існують роботи де проведено вимірювання і аналіз поляризаційних спотворень багатодзеркальними системами, однак вони стосуються переважно телескопічних систем з променями, що розходяться та сходяться. У даному випадку передбачається розгляд для плоско паралельних променів. У одній з робіт розглянуто необхідну конфігурацію для випадку алюмінієвих дзеркал [6]. У той же час, на практиці часто застосовують дзеркала зі срібним (Ag) та хромовим (Cr) покриттям, що мають гладкішу форму дисперсійної кривої ніж алюмінієві. Коефіцієнт відбиття для срібла більше ніж для алюмінію, хоча окиси срібла можуть його значно погіршити. Хром має менший коефіцієнт відбиття ніж алюміній, проте менше і його дисперсія. Крім хром менше підлягає окисненню ніж алюміній та срібло. Для

призмових систем, з розглянутою у роботі конфігурацією, явним чином опису у доступних джерелах не знайдено. Актуальність розгляду різних типів та матеріалів відбивачів в поляризаційно-нейтральних системах викликана необхідністю мінімізувати інструментальну поляризацію цих систем для збільшення точності поляриметрів, де дані системи використовуються (див., наприклад [5-7]).

З огляду на вищезгадане метою даної роботи було:

З використанням числового моделювання розглянути вплив неортогональності відбиваючих поверхонь поляризаційно-нейтральної системи на основі дзеркал з срібною (Ag) поверхнею та на основі призми з плавленого кварцу з ортогональними гранями повного внутрішнього відбиття на спотворення у цих системах поляризації вхідного променя. Порівняти отримані результати з випадком алюмінієвих дзеркал.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Вектор Джонса та матриці Джонса

Для опису проходження повністю поляризованого випромінювання через поляризаційні системи використовуються представлення вектора Джонса. Останній являє собою двомірний комплексний вектор \vec{A} , компоненти якого співпадають із компонентами електричного вектора $\vec{E}(E_x, E_y)$ у вигляді аналітичного сигналу.

Компонентами вектора Джонса є комплексні амплітуди, де часовий множник $e^{i\omega t}$, як правило, не пишуть:

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Оскільки при проведенні поляризаційних розрахунків суттєве значення має різниця фаз $\delta = \delta_x - \delta_y$, то вектор Джонса зручно представити у вигляді:

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{e\delta} \\ E_{0y} \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Нехай світловий пучок з вектором Джонса \vec{A} проходить (взаємодія в лінійному наближенні) через довільну поляризаційну систему. На виході цієї системи виникає новий вектор \vec{A}' . Результат такої взаємодії можна описати з допомогою двомірної матриці

$$\vec{A}' = \hat{R} \cdot \vec{A}, \quad (1.3)$$

де \hat{R} – матриця Джонса

Знання матриць Джонса для найбільш поширених елементів (поляризатор, аналізатор, фазова пластинка, оптично активне середовище) значно спрощує проведення розрахунків при проходженні поляризованого випромінювання через оптичні системи.

При проходженні світлового пучка послідовно через декілька поляризаційних пристроїв з відповідними матрицями $\hat{R}_1, \hat{R}_2, \hat{R}_3, \dots, \hat{R}_n$ результуючий вектор \vec{A}' визначається добутком окремих матриць

$$\vec{A}' = \hat{R}_n \cdot \hat{R}_{n-1} \cdot \dots \cdot \hat{R}_3 \cdot \hat{R}_2 \cdot \hat{R}_1 \cdot \vec{A} = \hat{R} \cdot \vec{A}. \quad (1.4)$$

Метод розрахунків оптичних систем, запропонований Джонсом, є дуже зручним для аналізу проходження випромінювання крізь складні оптичні системи, характеризується компактністю. Хоча в порівнянні з методом сфери Пуанкаре він програє в наочності[7-8].

1.2 Вектор Стокса і матриці Мюлера

Параметри Стокса можна розглядати як компоненти 4-мірного вектора із розмірністю інтенсивності

$$\vec{S} = S_0 \left(1, \frac{S_1}{S_0}, \frac{S_2}{S_0}, \frac{S_3}{S_0} \right). \quad (1.5)$$

Нормований вектор Стокса матиме вигляд:

$$\left(1, \frac{S_1}{S_0}, \frac{S_2}{S_0}, \frac{S_3}{S_0} \right). \quad (1.6)$$

Якщо випромінювання повністю поляризоване (однорідне), то

$$\left(\frac{S_1}{S_0} \right)^2 + \left(\frac{S_2}{S_0} \right)^2 + \left(\frac{S_3}{S_0} \right)^2 = 1. \quad (1.7)$$

В таблиці 1.1 наведено приклади повністю поляризованих пучків

Нормований вектор Стокса	Вектор Джонса	Стан поляризації
1, 1, 0, 0	1 0	Лінійна поляризація з азимутом $\alpha = 0^\circ$
1, -1, 0, 0	0 1	Лінійна поляризація з азимутом $\alpha = 90^\circ$
1, 0, 1, 0	$2^{-0,5}$ $2^{-0,5}$	Лінійна поляризація з азимутом $\alpha = 45^\circ$
1, 0, -1, 0	$2^{-0,5}$ $-2^{-0,5}$	Лінійна поляризація з азимутом $\alpha = -45^\circ$
1, 0, 0, 1	$i2^{-0,5}$ $2^{-0,5}$	Правоціркулярна поляризація
1, 0, 0, -1	$-i2^{-0,5}$ $2^{-0,5}$	Лівоціркулярна поляризація

Таблиця 1.1. Приклади повністю поляризованих пучків

При проходженні випромінювання через поляризаційну систему відбуваються певні зміни стану поляризації. Таке перетворення по відношенню до векторів Стокса можна описати за допомогою 4-мірної матриці \hat{D} , що пов'язує вектори Стокса до і після проходження пучка через поляризаційну систему (або певної взаємодії зі зразком) \vec{S} і \vec{S}' :

$$\vec{S} = \hat{D} \cdot \vec{S}' \quad (1.8)$$

Матрицю \hat{D} називають матрицею перетворення вектора Стокса або матрицею Мюллера.

Для випадку монохроматичного повністю поляризованого випромінювання параметри Стокса можна визначити через комплексні амплітуди пучка

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

а перетворення комплексних амплітуд описується матрицею

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_2 & R_3 \\ R_4 & R_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

У реальному випадку квазімонохроматичного частково поляризованого випромінювання у (1.9) необхідно проводити усереднення доданків праворуч у часі. Таке усереднення автоматично проводиться фотодетекторами, що вимірюють інтенсивнісні характеристики випромінювання.

У випадку монохроматичного, повністю поляризованого випромінювання, монохроматичність та ступінь якого не змінюється після взаємодії з середовищем, елементи матриці Мюллера можна виразити через елементи матриці Джонса.

1.3 Основне рівняння еліпсометрії, еліпсометричні параметри ρ , Δ та їх визначення через кути еліпса поляризації

При проходженні випромінювання крізь границю розділу двох (або декількох) середовищ відбувається зміна стану його поляризації, як у відбитому, так і в заломленому пучку. Така зміна теоретично може бути описана через амплітудні коефіцієнти. Перетворення амплітуд на границі розділу двох середовищ при цьому, як відомо, описується формулами Френеля[7-8]:

$$\begin{aligned}
R_P &= \frac{E'_P}{E_P} = \frac{m_2 \cos \theta_1 - m_1 \cos \theta_2}{m_2 \cos \theta_1 + m_1 \cos \theta_2} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)}, \\
R_S &= \frac{E'_S}{E_S} = \frac{m_1 \cos \theta_1 - m_2 \cos \theta_2}{m_1 \cos \theta_1 + m_2 \cos \theta_2} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}, \\
T_P &= \frac{E''_P}{E_P} = \frac{2m_1 \cos \theta_1}{m_2 \cos \theta_1 + m_1 \cos \theta_2} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}, \\
T_S &= \frac{E''_S}{E_S} = \frac{2m_1 \cos \theta_1}{m_1 \cos \theta_1 + m_2 \cos \theta_2} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}.
\end{aligned} \tag{1.11}$$

де $E_{P,S}$, $E'_{P,S}$, $E''_{P,S}$ – амплітуди (у загальному випадку комплексні) опромінюючої, відбитої і заломленої хвилі, відповідно для «P» та «S» поляризації,

R_P , R_S , T_P , T_S – амплітудні коефіцієнти відбивання і пропускання для відповідних лінійно-поляризованих компонент,

m_1 , m_2 – коефіцієнти заломлення для першого і другого середовищ (у загальному випадку комплексні величини)

θ_1 , θ_2 – кути падіння і заломлення.

При еліпсометричних вимірюваннях, як правило, $m_1 \approx 1$, а коефіцієнт заломлення m_2 довільний ($m_2 = n_2 - i\chi$)

Амплітудні коефіцієнти для відбитої хвилі, як у випадку однієї, так і декількох границь розділу (плівки), доцільно подати у вигляді:

$$R_P = |R_P| e^{i\Delta_P}, R_S = |R_S| e^{i\Delta_S}. \tag{1.12}$$

Тоді відношення R_P/R_S запишеться:

$$R_P / R_S = \operatorname{tg} \rho e^{i\Delta}, \tag{1.13}$$

де $\operatorname{tg} \rho = |R_P|/|R_S|$, $\Delta = \Delta_P - \Delta_S$

Рівняння 1.13 називається основним рівнянням еліпсометрії для відбитого променя. Аналогічно записується рівняння заломленого променя. Параметри ρ , Δ повинні бути виміряні експериментально. Дане рівняння дозволяє встановити зв'язок між експериментально виміряними параметрами ρ , Δ і параметрами досліджуваної структури: комплексним коефіцієнтом заломлення границі розділу, товщиною і коефіцієнтом заломлення плівки. При відбиванні (або пропусканні) відбувається значна зміна еліпсометричних параметрів у залежності від природи самої границі розділу. Так, при відбиванні від діелектричних середовищ спостерігається скачок величини Δ (від 0 до π) при куті Брюстера[7-8], який визначається рівнянням:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = n_2 / n_1, \quad (1.14)$$

При відбиванні від поглинаючих середовищ відбувається плавна зміна величини Δ поблизу так званого головного кута падіння (аналог кута Брюстера) при якому $\Delta = \pi/2$.

Нехай випромінювання відбувається під кутом θ_1 від плівки товщиною d і коефіцієнтом заломлення m_2 , яка знаходиться на підкладці з коефіцієнтом заломлення m_3 . Коефіцієнт заломлення оточуючого середовища $m_1 \approx 1$. У відповідності з виразами для неідальної фазової пластинки основне рівняння еліпсометрії для такої системи буде таким:

$$\operatorname{tg} \rho e^{i\Delta} = \frac{R_{12P} + R_{23P} \cdot e^{-2i\delta}}{1 + R_{12P} R_{23P} \cdot e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + R_{12S} R_{23S} \cdot e^{-2i\delta}}{R_{12S} + R_{23S} \cdot e^{-2i\delta}}, \quad (1.15)$$

де ρ , Δ – еліпсометричні параметри для плівкової структури в цілому, $R_{12}(\theta_1)$, $R_{23}(\theta_2)$ – френелівські коефіцієнти відбиття для відповідних границь розділу,

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} n_2 \cos \theta_2 = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \cos^2 \theta_1}, \quad (1.16)$$

де θ_1 , θ_2 – кути падіння на першу і другу границю розділу

Як правило плівка наноситься на поглинаючу підкладку з відомим коефіцієнтом заломлення $m_3 = n_3 - i\chi_3$. Найбільш поширеними у електроніці являються підкладки з германію і кремнію. Розв'язок рівняння (1.15) у загальному аналітичному вигляді відносно параметрів плівки відсутнє. Однак його можна одержати в числовому (тобто в табульованому) вигляді, задавши цілий ряд фіксованих значень параметрів плівки (m_2, d) і знайшовши з (1.15) відповідні їм значення ρ, Δ при певному куті падіння і відповідних оптичних константах підкладки (n_3, χ_3). Праву частину (1.15) можна записати у вигляді комплексного числа $A + iB$. Тоді величини ρ, Δ матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} \rho &= \arctg \sqrt{A^2 + B^2} \\ \Delta &= \arctg \frac{B}{A} \end{aligned} \quad (1.17)$$

2. МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРИЗАЦІЙНО – НЕЙТРАЛЬНИХ ПАР

У даній роботі поляризаційно нейтральні відбиваючі системи розглядаються з точки зору їх застосування для спрямування розсіяного/відбитого сонячного випромінювання у заданому напрямку. Сонячне випромінювання неполяризоване. При розсіянні та відбитті воно може набувати переважно лише часткової лінійної поляризації. Тому в роботі проводились дослідження спотворень поляризації дзеркальною системою саме у випадку коли вхідний промінь повністю або частково лінійно поляризований.

2.1 Матричний опис поляризаційно-нейтральної системи з двох ортогональних металевих дзеркал

Отже у нашому випадку вирази для параметрів Стокса (1.5) та (1.17) набудуть наступного вигляду:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ I \cdot p \cdot \cos(2\theta) \\ I \cdot p \cdot \sin(2\theta) \\ 0 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} p = \text{DoLP} &= \sqrt{Q^2 + U^2} / I \\ \theta = \text{AoLP} &= \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{U}{Q}\right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

де I – інтенсивність,

p або DoLP – ступінь лінійної поляризації

θ або AoLP – азимут лінійної поляризації

Одним із перших завдань даної роботи було розглянути поляризаційно-нейтральну відбиваючу систему з двох ортогонально орієнтованих металевих дзеркал (поляризаційно-нейтральної пари) за прикладом [6]. Відмінністю даної роботи є те, що тут ми розглядатимемо випадок срібних дзеркал, а не алюмінієвих як у [6]. На рисунку 2.1 наведено схематичний вигляд даної

системи та позначено проекції векторів поляризації променя на площину падіння та на перпендикулярну до неї площину.

Зазначимо, що поляризаційна нейтральність дзеркальної системи рис.2.1 забезпечується за умови повної ідентичності оптичних характеристик дзеркал 1 та 2, коли плоскопаралельні промені падають на дзеркала 1 та 2 під однаковими кутами, а кут між площинами падіння для дзеркал рівний 90° . При порушенні зазначених умов поляризаційна нейтральність дзеркальної системи буде порушуватись. В такому разі до поляризації вхідного випромінювання буде підмішуватись «паразитна» інструментальна поляризація, яку треба буде враховувати при поляризаційному аналізі або компенсувати. Неплоскопаралельність променів також порушуватиме поляризаційну нейтральність дзеркальної системи. [1].

Для оцінки впливу точності вирівнювання дзеркал в системі рис.2.1 на спотворення нею поляризації вхідного випромінювання за прикладом [6] було використано матричний метод Мюллера.

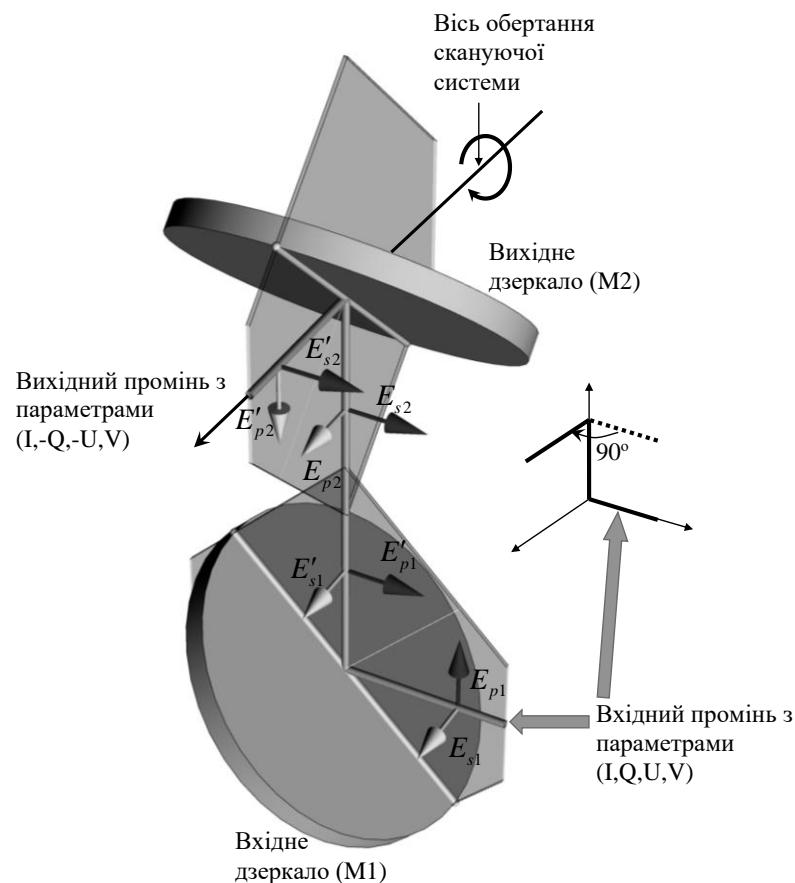


Рисунок 2.1. Поляризаційно-нейтральна пара з дзеркалами [6].

Для опису поляризаційних характеристик системи дзеркал (рис.2.1) необхідно встановити вигляд її матриці Мюллера. Для цього скористаємось відомим виразом для матриці металевого дзеркала:

$$\mathbf{M}_M(r_{s,p}) = \begin{bmatrix} 1 & \frac{|r_s|^2 - |r_p|^2}{|r_s|^2 + |r_p|^2} & 0 & 0 \\ \frac{|r_s|^2 - |r_p|^2}{|r_s|^2 + |r_p|^2} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2|r_s||r_p|\cos(\phi_s - \phi_p)}{|r_s|^2 + |r_p|^2} & \frac{2|r_s||r_p|\sin(\phi_s - \phi_p)}{|r_s|^2 + |r_p|^2} \\ 0 & 0 & \frac{2|r_s||r_p|\sin(\phi_s - \phi_p)}{|r_s|^2 + |r_p|^2} & -\frac{2|r_s||r_p|\cos(\phi_s - \phi_p)}{|r_s|^2 + |r_p|^2} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

де $r_{s,p} = |r_{s,p}| \exp(i\phi_{s,p})$, комплексні коефіцієнти відбиття для проекції електричної компоненти падаючого променя на площину падіння (p) та на ортогональну їй площину (s).

При повороті системи координат на кут α , матриця (2.2) перетвориться на $\mathbf{M}_M(r_{s,p}, \alpha)$ за відомим правилом:

$$\mathbf{M}_M(r_{s,p}, \alpha) = \mathbf{M}_R(-\alpha) \mathbf{M}_M(r_{s,p}) \mathbf{M}_R(\alpha) \quad (2.3)$$

де $\mathbf{M}_R(\alpha)$ - матриця повороту:

$$\mathbf{M}_R(\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & -\sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Площини падіння дзеркал M1 та M2 (рис.2.1) в нормальному положенні повернуті одна відносно одної на кут 90° , отже для дзеркала M2 $\alpha = 90^\circ$. Тобто, поляризаційні характеристики такої конфігурації дзеркал можна описати матричним добутком вигляду:

$$\mathbf{M}_{TMS} = \mathbf{M}_{M2}(r_{s,p}, 90^\circ) \cdot \mathbf{M}_{M1}(r_{s,p}, 0^\circ) \quad (2.5)$$

де \mathbf{M}_{TMS} - загальна матриця Мюллера системи дзеркал, $\mathbf{M}_{M1}(r_{s,p}, 0^\circ)$, - матриця Мюллера першого дзеркала, а $\mathbf{M}_{M2}(r_{s,p}, 90^\circ)$ - матриця другого дзеркала, повернутого по відношенню до першого на 90° , яка розраховується за допомогою (2.2).

Розглянемо як впливатиме розстроювання дзеркал системи на її поляризаційну нейтральність. Для спрощення зафіксуємо дзеркало M1 та вважатимемо, що випромінювання на нього падає точно під кутом 45° . Зміщення другого дзеркала відносно точного положення, які впливатимуть поляризаційну нейтральність дзеркальної системи, можна звести до поворотів дзеркала відносно двох осей: «Вісь 1» та «Вісь 2» (рис.2.2). Таке спрощення очевидно можна зробити оскільки ступінь нейтральності дзеркальної системи залежатиме від різниці кутів падіння променів на дзеркала M1 та M2 та від кута між їхніми площинами падіння.

Нахилам дзеркала M2 навколо осі 1 відповідає зміна кута α на величину β ($\alpha = 90^\circ + \beta$). Нахилам дзеркала навколо осі 2 відповідає зміна кута i на величину γ ($i = 45^\circ + \gamma$).

Залежність матриці дзеркальної системи від нахилів дзеркала M2 можемо визначити як:

$$\mathbf{M}'_{TMS}(r'_{s,p}, \beta) = \mathbf{M}_{M2}(r'_{s,p}, 90^\circ + \beta) \cdot \mathbf{M}_{M1}(r_{s,p}, 0^\circ). \quad (2.6)$$

де $r'_{s,p} \neq r_{s,p}$ - комплексні коефіцієнти відбиття дзеркала M2, що змінилися внаслідок його нахилу відносно початкового положення навколо осі 2.

Коефіцієнти відбиття $r'_{s,p}$ пов'язані з кутом падіння i та комплексним коефіцієнтом заломлення матеріалу дзеркал $N(\lambda) = n(\lambda) - j \cdot k(\lambda)$ через формули Френеля та закон Снеля:

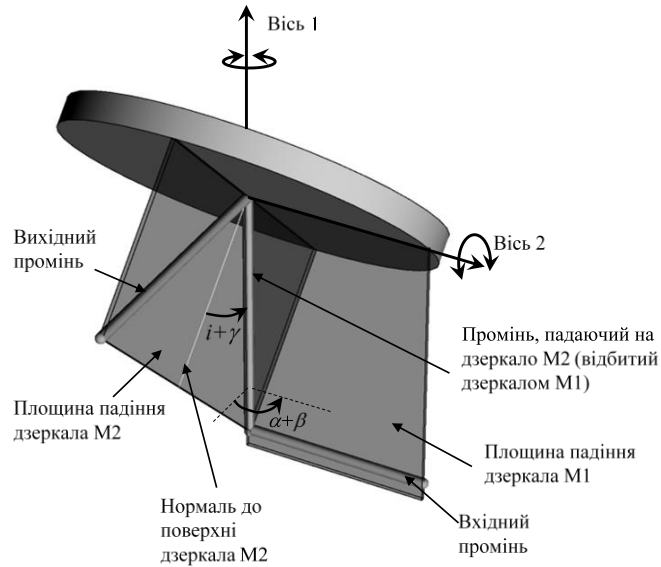


Рисунок 2.2. Геометрія експерименту

$$r'_s = \frac{N_0 \cos(i) - N(\lambda) \cos(\phi)}{N_0 \cos(i) + N(\lambda) \cos(\phi)}, \quad (2.7)$$

$$r'_p = \frac{N(\lambda) \cos(i) - N_0 \cos(\phi)}{N(\lambda) \cos(i) + N_0 \cos(\phi)}.$$

$$N_0 \sin(i) = N(\lambda) \sin(\phi) \quad (2.8)$$

де λ - довжина хвилі випромінювання, а j – уявна одиниця, $N_0 = 1$ – коефіцієнт заломлення повітря, ϕ - кут заломлення.

В [6] розглянуто дзеркала з алюмінієвим напиленням, і у розрахунках використані значення дійсної $n(\lambda)$ та уявної $k(\lambda)$ частини комплексного показника заломлення $N(\lambda)$ саме для модельного алюмінієвого дзеркала. Дисперсійні залежності для даних показників наведено на рис.2.3

У подальшому результати для випадку алюмінієвих дзеркал [6] будуть порівнюватись з результатами, отриманими у даній роботі для срібних дзеркал. Тому наведемо частину результатів з [6]. Зокрема, на рисунку 2.4 наведено залежність спотворення ступеня лінійної поляризації Δp вхідного випромінювання при відхиленні дзеркала 2 (рис.2.1) від положення

ортогональності навколо осі 1 на кут γ в межах $[-1^\circ, 1^\circ]$ при заданих відхиленнях β навколо осі 2 (рис.2.1).

На рисунку 2.5 наведено залежність спотворення азимуту лінійної поляризації $\Delta\theta$ вхідного випромінювання при відхиленні дзеркала 2 (рис.2.1) від положення ортогональності навколо осі 1 на кут γ в межах $[-1^\circ, 1^\circ]$ при заданих відхиленнях β навколо осі 2 (рис.2.1).

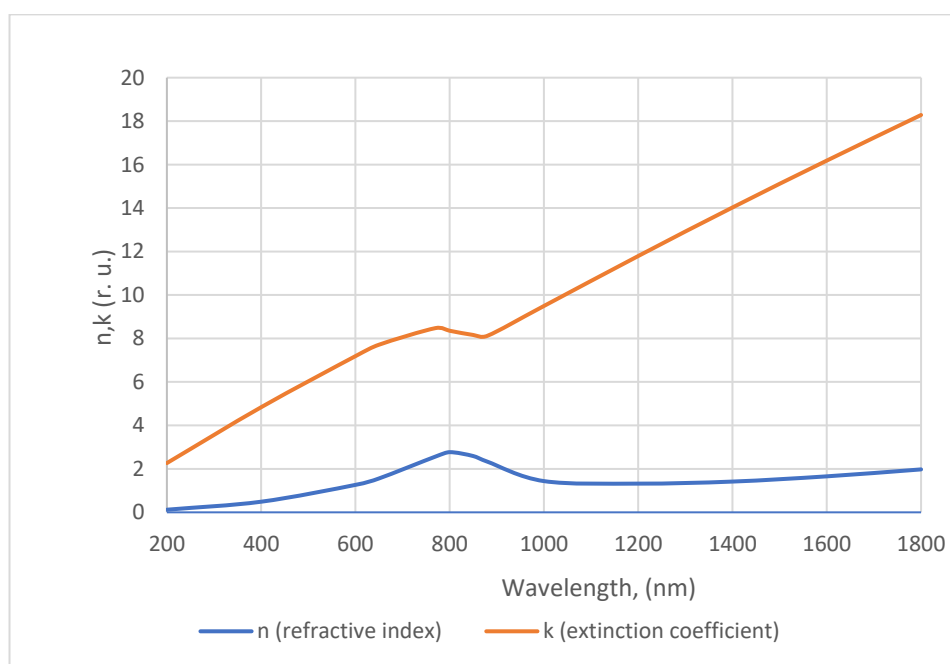


Рис. 2.3. Показник заломлення алюмінія (n (refractive index)) та його коефіцієнт згасання (k (extinction coefficient))

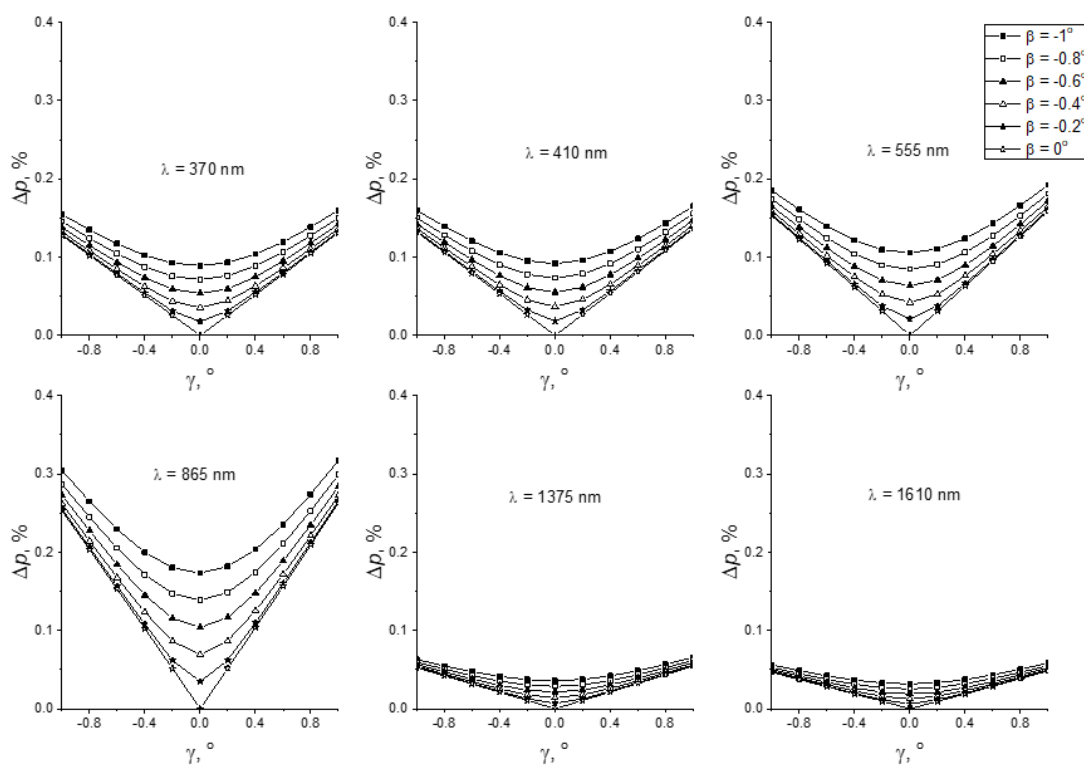


Рис. 2.4. Графіки порушення ступеня лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для алюмінієвого дзеркала [6]

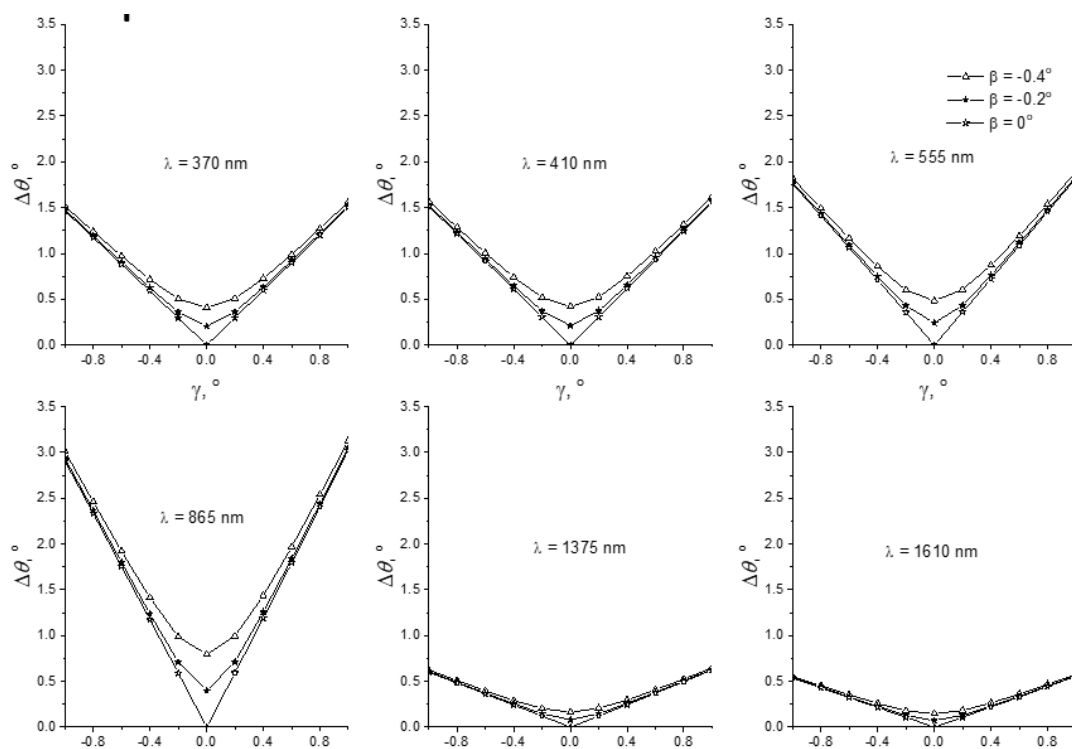


Рис. 2.5. Графіки порушення азимуту лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для алюмінієвого дзеркала

2.2 Результати моделювання спотворень поляризації системою ортогональних срібних металевих дзеркал

У даному розділі наведено результати моделювання спотворень поляризаційно-нейтральною системою (рис.2.1) зі срібними ортогональними дзеркалами за схемою дослідження [6].

Дисперсійні залежності для показників заломлення срібла наведено на рис.2.6.

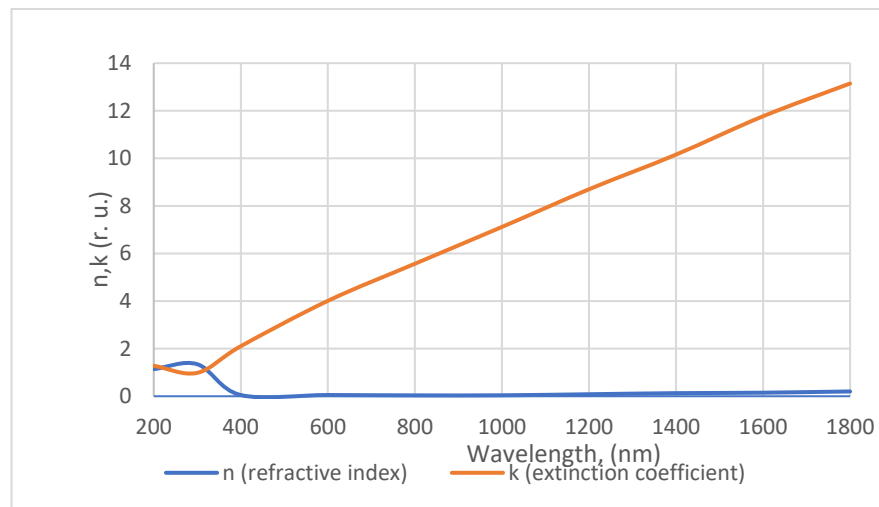


Рис. 2.6. Показник заломлення срібла (n (refractive index)) та його коефіцієнт згасання (k (extinction coefficient))

Відповідно на рисунках 2.7 та 2.8 наведено залежності спотворення ступеню $\Delta\rho$ та азимуту лінійної поляризації $\Delta\theta$ вхідного випромінювання при відхиленні дзеркала 2 (рис.2.1) від положення ортогональності навколо осі 1 на кут γ в межах $[-1^\circ, 1^\circ]$ при заданих відхиленнях β навколо осі 2 (рис.2.1).

З рисунків 2.7 та 2.8 видно, що у випадку срібних дзеркал найбільше поляризаційна нейтральність порушується для коротких хвиль довжиною 370 нм. З ростом довжини хвилі до 867 нм, вплив системи на поляризацію вхідного випромінювання різко спадає (у 10 разів) і виходить на постійний рівень після 865 нм. Характер залежності змін і розподіл по довжинах хвиль однаковий для ступеню та азимуту лінійної поляризації вхідного випромінювання.

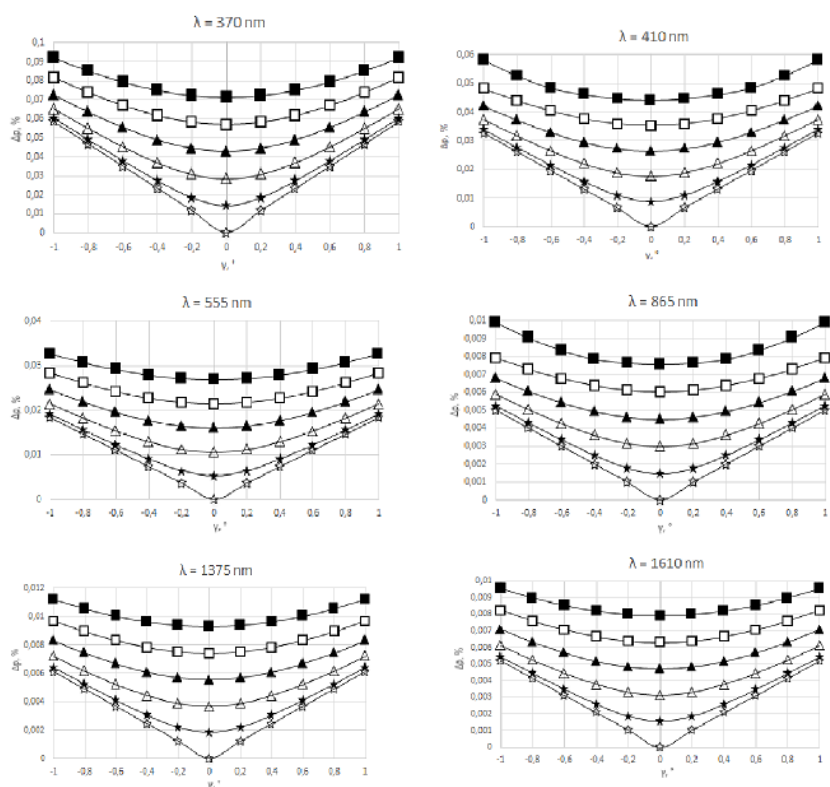


Рис. 2.7. Графіки порушення ступеня лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для срібного дзеркала

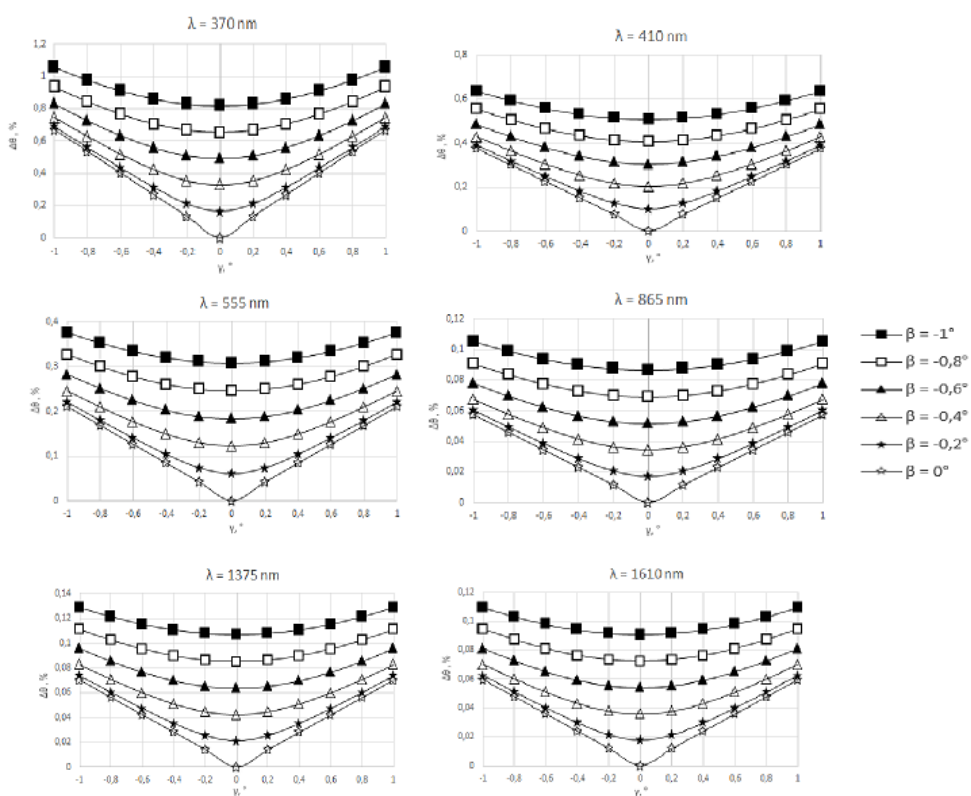


Рис. 2.8. Графіки порушення азимуту лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для срібного дзеркала

2.3 Результати моделювання спотворень поляризації кварцовою призмою з двома відбиваючими гранями

Одним із завдань даної роботи було дослідити порушення поляризаційної нейтральності призми з павленого кварцу з двома ортогональними відбиваючими гранями. Коефіцієнт поглинання павленого кварцу майже не має дисперсії у діапазоні розглянутих довжин хвиль. Отже очікувалось, що у даному випадку не буде залежності поляризаційних спотворень від довжини хвилі. До того ж на відміну від металевих поверхонь, поверхні призмових граней не мають плівки з окислом, що істотно впливатимуть на поляризаційну картину відбитого випромінювання.

На рис. 2.9 зображено показник заломлення та коефіцієнт затухання для матеріалу павлений кварц

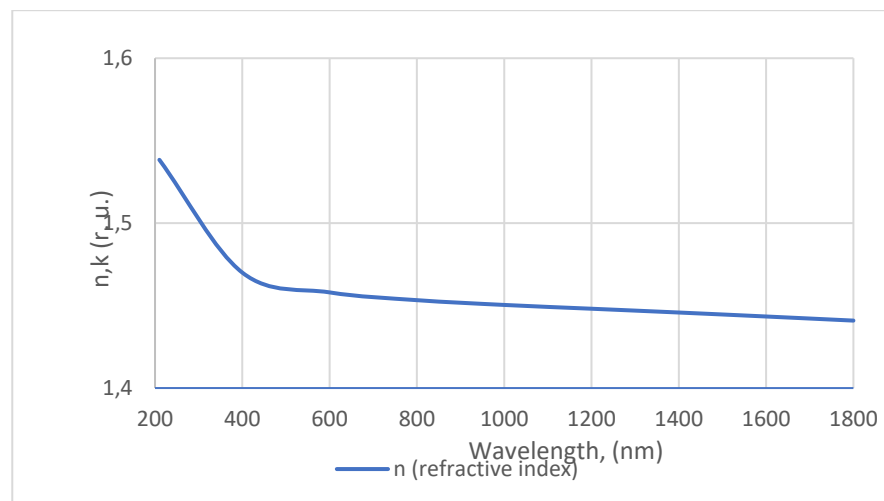


Рис. 2.9. Показник заломлення павленого кварцу (n (refractive index))

Схема поляризаційно нейтральної призми наведена на рис. 2.10

На рисунку 2.10 видно, що у запропонованій до розгляду призмі роль відбиваючих поверхонь відіграють дві її похилі грані. При цьому на кожній з грані відбувається повне внутрішнє відбиття, що зменшує атенюацію випромінювання при відбитті. До того ж при використанні такої призми не треба захищати її входи окремими скляними вікнами.

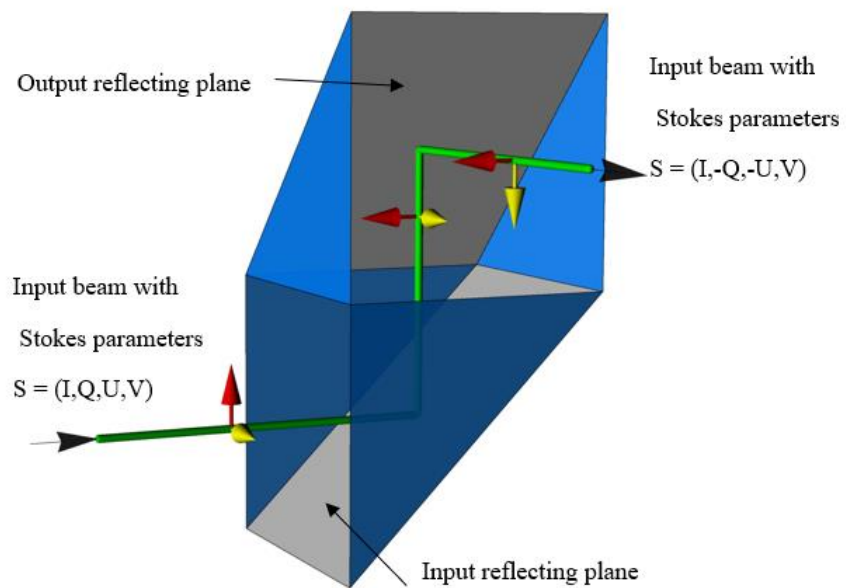


Рис.

2.10. Поляризаційно нейтральна призма

Схема модельних досліджень у даному випадку така ж як і в [6]. Тільки тут роль дзеркал відіграють відповідні грані призми, а у формулах Френеля (2.7). необхідно переставити місцями відповідні коефіцієнти заломлення.

На рисунках 2.11 та 2.12 наведено залежності спотворення ступеню $\Delta\rho$ та азимуту лінійної поляризації $\Delta\theta$ вхідного випромінювання відповідно при відхиленні відбиваючої грані 2 призми (рис.2.1) від положення ортогональності навколо осі 1 на кут γ в межах $\pm 1^\circ$ при заданих відхиленнях β навколо осі 2 (рис.2.1), для різних довжин хвиль.

З рисунків 2.11 та 2.12 видно, що у випадку призми поляризаційна нейтральність погіршується плавно із ростом довжини хвилі. При цьому, на відміну від випадків металевих дзеркал спостерігається несиметрична залежність відносно нульового значення кута γ при повороті грані 2 призми навколо осі 2, а залежністю від повороту навколо осі 1 (зміна кута β) можна знехтувати, принаймні у межах розглянутої зміни кута $\beta = \pm 1^\circ$.

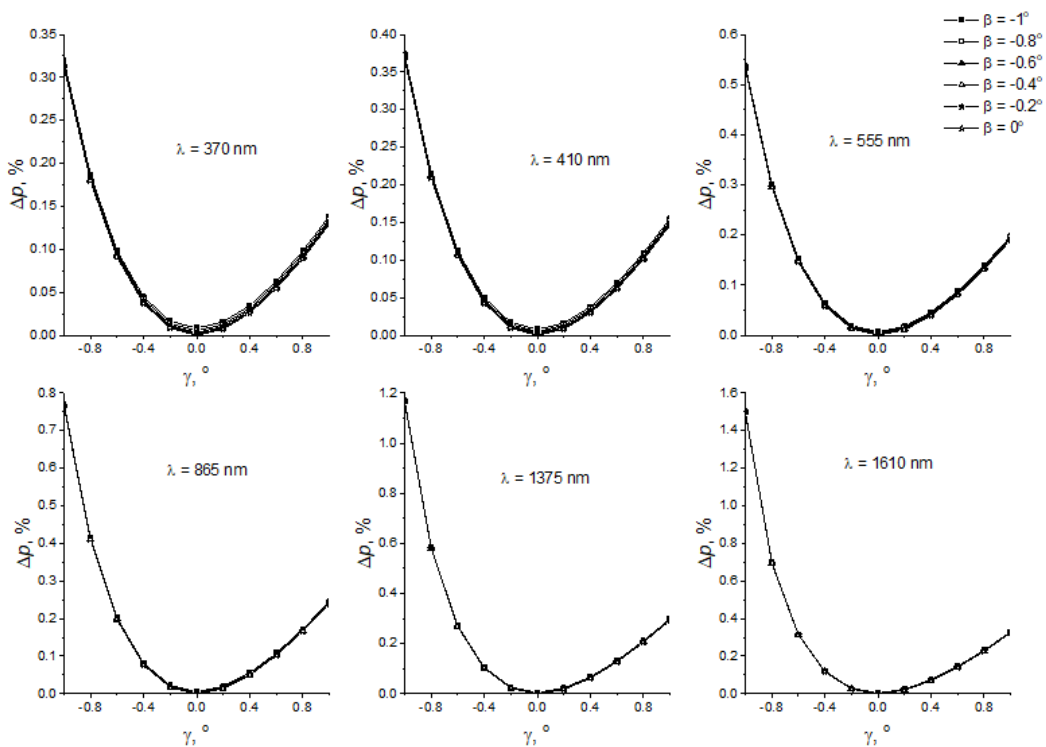


Рис. 2.11. Графіки порушення ступеня лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для призми з плавленого кварцу

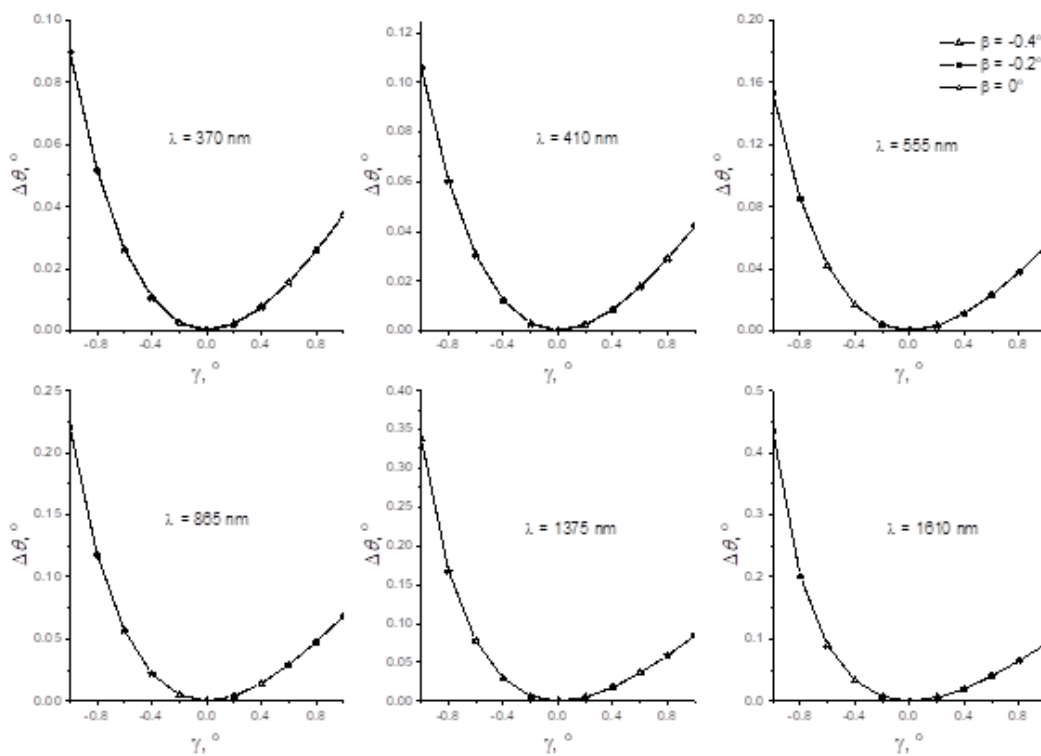


Рис. 2.12. Графіки порушення азимуту лінійної поляризації при різних довжинах хвиль для призми з плавленого кварцу

2.4. Порівняння поляризаційних характеристик поляризаційно – нейтральних пар

Для аналізу наведених вище графіків наведемо збірні графіки для випадку ($\beta=0.4^\circ$, $\gamma \in [-1^\circ; 1^\circ]$) та ($\beta=0.2^\circ$, $\gamma \in [-1^\circ; 1^\circ]$)

На рисунках 2.13 та 2.14 для порівняння наведено залежності спотворення ступеню $\Delta\rho$ та азимуту лінійної поляризації $\Delta\theta$ вхідного випромінювання, відповідно, при відхиленні відбиваючої грані 2 призми (рис.2.1) від положення ортогональності навколо осі 1 на кут γ в межах $\pm 1^\circ$ для відхилення навколо осі 2 (рис.2.1) $\beta = 0.2^\circ$ (рис.2.13) та 0.4° (рис.2.14), для різних довжин хвиль усіх типів розглянутих поляризаційно нейтральних систем.

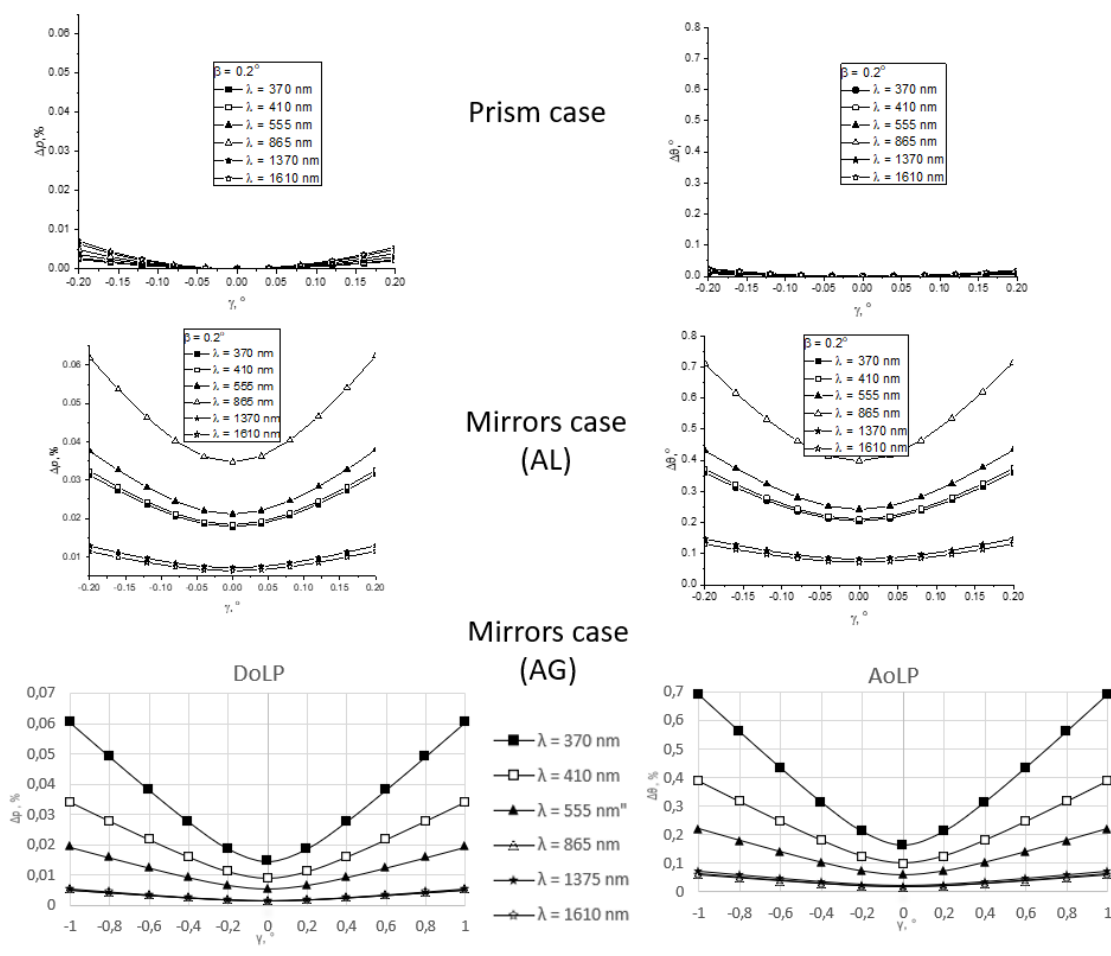


Рис. 2.13. Графіки DoLP та AoLP для 3-х різних поляризаційно-нейтральних пар у випадку ($\beta=0.2^\circ$, $\gamma \in [-1^\circ; 1^\circ]$)

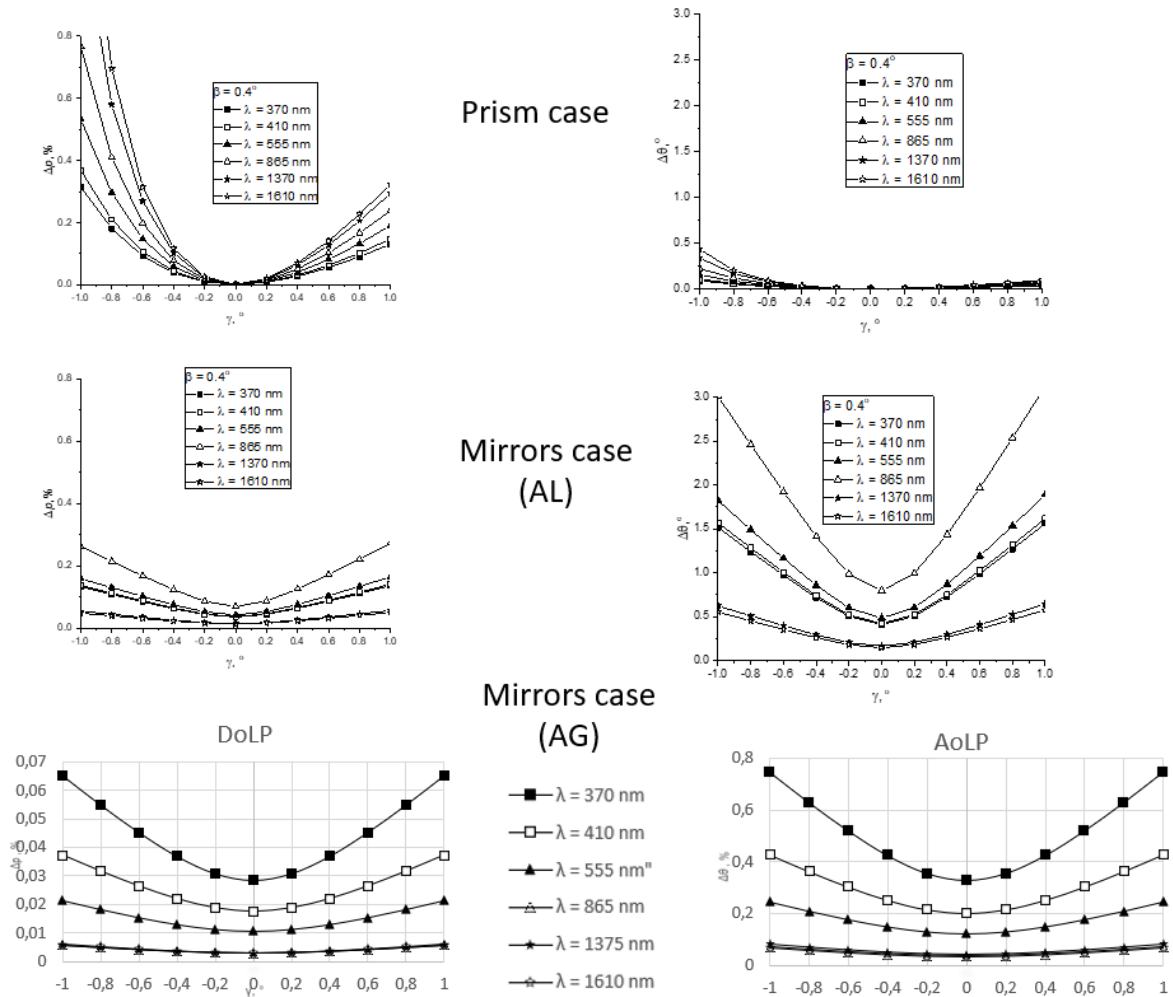


Рис. 2.14. Графіки DoLP та AoLP для 3-х різних поляризаційно-нейтральної пар у випадку ($\beta=0.4^\circ$, $\gamma \in [-1^\circ; 1^\circ]$)

З рис. 2.13 та 2.14 видно, що при відхиленні від ортогональності граней у призмовій відбиваючій системі спотворення поляризації монотонно зростають зі збільшенням довжини хвилі. У дзеркальній системі із срібними дзеркалами спотворення вхідної поляризації навпаки, спадає зі збільшенням довжини хвилі вхідного випромінювання. Очевидно, що така залежність спотворень поляризації означеними системами від довжини хвилі пов'язана з дисперсією показників заломлення. Так у плавленого кварцу спостерігається зменшення показника заломлення із збільшення довжини хвилі випромінювання (рис.2.9), а у срібла навпаки (рис.2.6). У алюмінію в області 750-900 нм спостерігається п-подібна форма дисперсійної залежності, що призводить до максимального

поляризаційного спотворення системою алюмінієвих дзеркал поляризації вхідного випромінювання на розглянутій довжині хвилі 865 нм.

З огляду на те, що практично легко досягти зменшення значення відхилення відбиваючих поверхонь системи рис.1.2. за кутами γ та β до величин 0.2° , можна зробити висновок, що найменших спотворень поляризації вхідного випромінювання зазнаватиме у призмі із плавленого кварцу.

ВИСНОВКИ

У ході моделювання встановлено, що:

при відхиленні від ортогональності відбиваючих граней у поляризаційно нейтральній призмі з плавленого кварцу спотворення поляризації монотонно зростають зі збільшенням довжини хвилі, принаймні у діапазоні довжин хвиль 370-1610 нм;

у поляризаційно-нейтральній системі із срібними дзеркалами спотворення вхідної поляризації, навпаки, спадає зі збільшенням довжини хвилі вхідного випромінювання у зазначеному діапазоні довжин хвиль. Очевидно, що така залежність спотворень поляризації означеними системами від довжини хвилі пов'язана з дисперсією показників заломлення. Так у плавленого кварцу спостерігається зменшення показника заломлення із збільшення довжини хвилі випромінювання, а у срібла – навпаки.

у алюмінію в області 750-900 нм спостерігається n-подібна форма дисперсійної залежності, що призводить до максимального поляризаційного спотворення поляризації вхідного випромінювання системою алюмінієвих дзеркал на довжині хвилі 865 нм.

Практично легко досягти зменшення значення відхилення відбиваючих поверхонь системи рис.1.2. за кутами γ та β до величин 0.2° . У даному випадку з отриманих результатів випливає, що найменших спотворень поляризація вхідного випромінювання зазнаватиме у призмі з плавленого кварцу.

При необхідності використання металевих дзеркал у поляризаційно-нейтральній парі перевагу слід надавати дзеркалам із срібним напиленням, оскільки вони призводять до менших спотворень поляризації вхідного випромінювання ніж дзеркала з напиленням з алюмінію.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. W.S.T. Lam and R. Chipman, *Applied Optics*, vol. 54(11), pp. 3236 – 3245, 2015.
2. David M. Harrington, Stacey R. Sueoka, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, vol. 3(1), pp. 018002(19), 2017.
3. B. Cairns, E. E. Russell, and L. D. Travis, *Proc. SPIE*, vol. 3754, pp. 186 – 196, 1999.
4. R. J. Peralta, C. Nardell, B. Cairns, E. E. Russell, L. D. Travis, M. I. Mishchenko, B. A. Fafaul, R. J. Hooker, *Proc. SPIE*, 6786, 67865L(17), 2007
5. H. C. Yang, B. Y. Yang, M. X. Song, P. Zou, X. B. Sun, and J. Hong, *Chin. J. Las.*, vol. 45 (11), pp. 1110002(8), 2018.
6. Ivan Syniavskiy, Yevgen Oberemok, Yuriy Ivanov, Mikhail Sosonkin, Vladimir Kireyev, and Konstantin Akinin, *International Journal of Optics*. – 2021. - Volume 2021. - Article ID 8854505, 12 pages
7. Lei, X., Zhu, S., Li, Z., Hong, J., Liu, Z., Tao, F., Zou, P., Song, M., Li, C. Integration model of POSP measurement spatial response function. *Optics Express*. 2020. 28(17), 25480-25489. <https://doi.org/10.1364/OE.393897>.
8. Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* 7th Edition. Cambridge University Press 2013.