

МЕТОДИ І СИСТЕМИ ОПТИЧНО-ЕЛЕКТРОННОЇ ТА ЦИФРОВОЇ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ

УДК 535.2

НЕЗВИЧАЙНІ ВЕКТОРНІ СИНГУЛЯРНОСТІ В НЕОДНОРІДНО ПОЛЯРИЗОВАНИХ ОПТИЧНИХ ПОЛЯХ

¹⁾Богатирьова Г.В., ²⁾Фельде Х.В., ²⁾Чернишов О.О., ²⁾Полянський П.В.,
¹⁾Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
м. Київ, Україна; ²⁾Чернівецький національний університет, м. Чернівці, Україна

Вводиться означення комплексного ступеня поляризації з представленням у стоковому просторі й на цій основі визначається новий тип векторних сингулярностей у частково когерентних, неоднорідно поляризованих оптичних полях – U – контури, вздовж яких ступінь поляризації дорівнює нулю, і при перетині яких стан поляризації змінюється на ортогональний

Вступ

Зазвичай ступінь поляризації, P , визначається як дійсна, невід'ємна величина [1, 2]:

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_*}, \quad (1)$$

де I_p та I_* – інтенсивності повністю поляризованої та повністю неполяризованої складових пучка відповідно.

У термінах нормованих другого, третього та четвертого параметрів Стокса, $s_i = S_i/S_0$, ступінь поляризації визначається через квадратичні величини наступним чином [5]:

$$P = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}, \quad (2)$$

де $i = 1, 2, 3$; $S_0 = I_p + I_*$ – перший параметр Стокса, що дорівнює повній інтенсивності пучка, $S_1 = I_0 - I_{90}$, $S_2 = I_{+45} - I_{-45}$, $S_3 = I_r - I_l$ [3, 4], $I_0, I_{90}, I_{+45}, I_{-45}$ – інтенсивності лінійно поляризованих компонент пучка з відповідними азимутами, I_r, I_l – інтенсивності право- та ліво- поляризованих компонент пучка.

Зауважимо [2], що береться саме додатне значення кореня квадратного у рівнянні (2). Означення (1) та (2) є достатніми для розв'язання більшості задач поляризаційної оптики, особливо у випадках, коли пучок поляризований однорідно у поперечному перерізі. Проте, такі означення виявляються недостатніми у задачах, пов'язаних із просторово неоднорідно поляризованими полями, в яких і еліпсометричні параметри (азимут поляризації та еліптичність), і ступінь поляризації є функціями просторових координат. Тому доцільно ввести узагальнене означення ступеня поляризації, в якому б зберігалась інформація про знаки нормованих параметрів Стокса, що можуть бути як додатними, так і від'ємними. Володіючи означенням комплексного ступеня когерентності мож-

на більш детально дослідити неоднорідно поляризовані поля, включаючи й ті, які мають поляризаційні сингулярності.

У цій роботі буде показано, що, окрім традиційно обговорюваних векторних сингулярностей, таких як C – точки (точки з циркулярною поляризацією, невизначеним є азимут поляризації) та L – контурів (ліній, вздовж яких поляризація лінійна, із плавно змінним азимутом поляризації, невизначеною є еліптичність поляризації), у частково когерентних, неоднорідно поляризованих полях можуть виникати сингулярності незвичного типу, так звані U – сингулярності або сингулярності комплексного ступеня поляризації – контури. Вздовж них ступінь поляризації дорівнює нулю, тобто невизначеним виявляється стан поляризації.

Комплексний ступінь поляризації

Введемо означення комплексного ступеня поляризації (КСП):

$$\mathbf{P} = s_1 \mathbf{i} + s_2 \mathbf{j} + s_3 \mathbf{k}. \quad (3)$$

Зауважимо, що означення (3) відрізняється від означення комплексного ступеня взаємної поляризації (КСВП) [7], який є двоточною характеристикою неоднорідно поляризованого оптичного поля, тоді як \mathbf{P} – одноточкова характеристика подібно до звичайного ступеня поляризації P . Проте, на відміну від P , КСП може бути як додатним, так і від’ємним, або дорівнювати нулю, оскільки нормовані другий, третій та четвертий параметри Стокса можуть бути як додатними, так і від’ємними, або дорівнювати нулю. Конкретніше, \mathbf{P} змінюється від -1 до $+1$, а абсолютна величина (модуль) \mathbf{P} дорівнює P згідно рівняння (2).

Геометрична інтерпретація КСП наступна. У відповідність \mathbf{P} можна поставити вектор поляризації у стоксовому просторі, тобто вектор, проведений з центру сфери Пуанкаре одиничного радіусу до зображаючої точки у кулі, обмеженою цією сферою, так що довжина цього вектору дорівнюватиме P (див. Рис. 1). Точки на сфері Пуанкаре описують усі можливі стани поляризації повністю поляризованих пучків ($P \equiv 1$), тоді як точки усередині сфери описують усі стани поляризації частково поляризованих пучків ($P < 1$) [4]. Центр сфери Пуанкаре відповідає повністю неполяризованому пучку ($P \equiv 0$). Фаза КСП асоціюється із напрямком вектора, що зображає стан (і комплексний ступінь) поляризації. Таке представлення надає можливість представляти пучки із довільними станами поляризації та довільним ступенем поляризації.

Зрозуміло, що КСП інформативніший за звичайний ступінь поляризації, оскільки містить і амплітудну, і фазову інформацію, що відкриває можливість виявлення нового типу оптичних сингулярностей. Так, центр поляризаційної кулі є сингулярною точкою, у якій стан поляризації вироджується (є невизначеним). При перетині точки або лінії у поперечному перерізі неоднорідно поляризованого пучка, де КСП дорівнює нулю, \mathbf{P} стрибкоподібно змінює знак (фазу), так що зображаюча точка переходить у півкулю, що відповідає ортогональному стану поляризації відносно початкового: одночасно змінюються знаки другого, третього та четвертого нормованих параметрів Стокса.

До певної міри розглянута ситуація нагадує ту, що має місце у повністю, але неоднорідно поляризованому полі. Якщо обрати деяку точку 1 такого поля з нормованими параметрами Стокса $\{s_1^{(p)}, s_2^{(p)}, s_3^{(p)}\}$ й приписати їй КСП $P = +1$, то поле у точці 2 з ортогональним станом поляризації характеризуватиметься КСП $P = -1$ з відповідними нормованими параметрами Стокса $\{s_1^{(s)} \equiv -s_1^{(p)}, s_2^{(s)} \equiv -s_2^{(p)}, s_3^{(s)} \equiv -s_3^{(p)}\}$. Перехід від точки 1 до точки 2 неодмінно відповідає перетину кола великого діаметру на сфері Пуанкаре, рівновіддаленого від точок 1 і 2. Це коло великого діаметру є геометричним місцем точок, де жоден з двох ортогональних станів поляризації не переважає, так що скалярний добуток

$$\sum_{i=1}^3 s_i^{(p)} s_i^{(s)} \equiv 0. \quad (4)$$

Проте, на відміну від повністю поляризованого поля, у випадку частково поляризованих полів такий перехід відбувається не по сфері Пуанкаре, а через її центр.

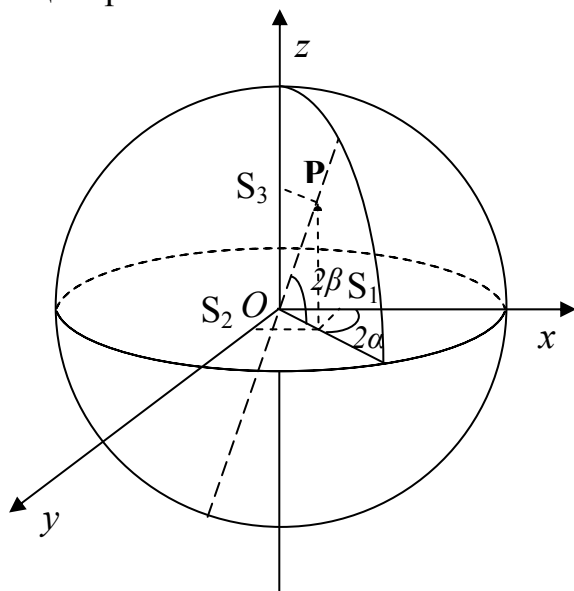


Рис. 1. Зображення частково поляризованого світлового пучка усередині сфери Пуанкаре одиничного радіусу. Пучок, що зображений точкою P, характеризується ступенем поляризації $P = 0.64$. У випадках, що розглядаються в цій роботі, зображаюча точка рухається лише вздовж діаметра сфери, що проходить через її центр і точку P.

***U* – сингулярності у комбінованих пучках**

Розглянемо випадок, коли Лагер-Гаусова мода LG_0^1 з центральним вихором некогерентно змішується з ортогонально поляризованою безвихровою опорною хвилею, інтенсивність якої не перевищує максимальну інтенсивність моди LG_0^1 . Ми розглядаємо найбільш загальний випадок, коли стани поляризації двох компонент можуть належати до будь-якого типу поляризації: лінійного, циркулярного або еліптичного. Цей випадок ілюструється рис. 2, де радіальний розподіл інтенсивності моди LG_0^1 показано у функції безрозмірної змінної ρ/w_x , що характеризує типову ширину моди. Незалежно від інших експериментальних умов, таких як коаксиальність, кут сходження двох хвиль і форма хвильового фронту опорної хвилі, комбінований пучок є частково і неоднорідно поляризованим, так

що P змінюється вздовж радіуса від центрального вихору моди LG_0^1 . При цьому, можна бачити два кільця з центрами на оптичному вихорі, де інтенсивності двох хвиль рівні і модуль КСП дорівнює нулю. Такі кільця, U – сингулярності або сингулярності КСП, розділяють області з ортогональними станами поляризації. Радіуси цих кілець залежать від відношення інтенсивностей двох компонент результуючого поля, але є незалежними від будь-яких інших експериментальних параметрів. Вихор моди LG_0^1 (при $\rho/w_x = 0$) – єдина точка, де поле є повністю поляризованим зі станом поляризації опорної хвилі.

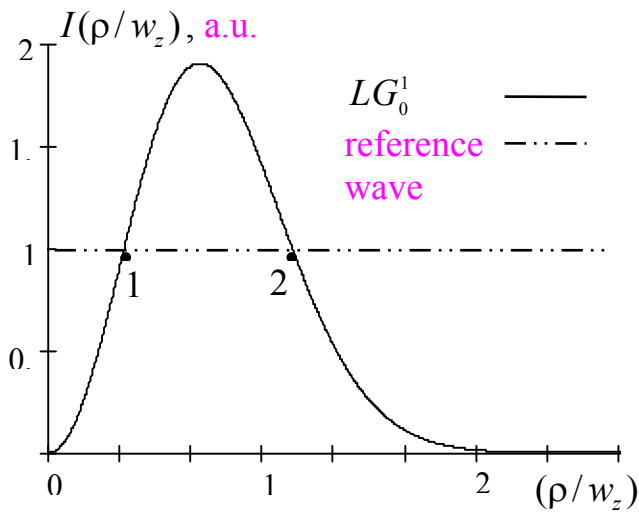


Рис. 2. Радіальний розподіл інтенсивності Лагер-Гаусової моди LG_0^1 та некогерентної з нею ортогонально поляризованої опорної хвилі. Точки 1 і 2 – сліди кілець, на яких модуль КСП дорівнює нулю (U – сингулярностей). Ці кільця розділяють області з ортогональними станами поляризації. Комбіноване поле всюди частково поляризоване за виключенням точки $\rho/w_x = 0$, де поле повністю поляризоване зі станом поляризації опорної хвилі.

Якщо далі опорна хвиля з лівоциркулярною поляризацією некогерентно накладається на правоциркулярно поляризовану моду LG_1^1 , отримується набір поляризаційних сингулярностей, показаних на рис. 3. А саме, спостерігається C – точка при $\rho/w_x = 0$, де амплітуда моди LG_1^1 дорівнює нулю, та кільцевий C – контур при $\rho/w_x = 1$, де мода LG_1^1 має сингулярність типу «нескінченно протяжної інтерференційної темної смуги» [8]. При цьому, лише центральна C – точка є «типовою» (структурно стійкою) поляризаційною сингулярністю, тоді як C – контур на кільці $\rho/w_x = 1$ може бути реалізованим на практиці лише з певною експериментальною точністю й розпадається на набір ізольованих C – точок під дією неунікнених малих збурень. Окрім таких C – сингулярностей спостерігається також кілька U – сингулярностей (точки 1, 2 і 3 на Рис. 3), дві з яких (точки 1 і 2) є структурно стійкими й розділяють області з право- та лівоциркулярною поляризацією, так що P змінює знак. Невелика зміна інтенсивності опорної хвилі призводить лише до зміни радіусів таких U – кілець без їх деформації. Точка ж 3, де інтенсивність опорної хвилі дорівнює інтенсивності другого максимуму моди LG_1^1 є слідом нестійкої U – сингулярності, яка розпадається на дві кільцеві сингулярності, якщо інтенсивність опорної хвилі дещо зменшується, або зникає, якщо інтенсивність опорної хвилі дещо збільшується.

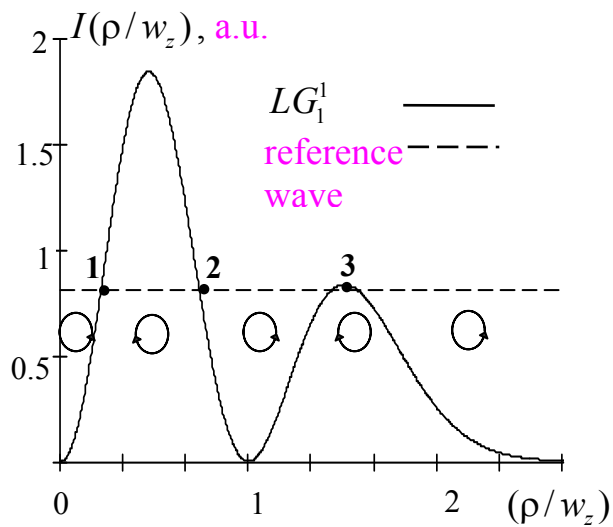


Рис. 3. Радіальний розподіл інтенсивності правоциркулярно поляризованої Лагер-Гаусової моди LG_1^1 та некогерентно накладеної лівоциркулярно поляризованої опорної хвилі. Точки 1, 2 і 3 – сліди кільця, де модуль КСП дорівнює нулю (U – сингулярностей). Ці кільця розділяють області з ортогональними станами поляризації. Результуюче поле всюди частково циркулярно поляризоване за виключенням точки $\rho/w_x = 0$ та кільця $\rho/w_x = 1$, де поле повністю поляризоване зі станом поляризації опорної хвилі.

Розглянемо тепер більш складний випадок, коли комбінований сингулярний пучок утворюється як суперпозиція двох зважених Лагер-Гаусових мод LG_0^1 та LG_1^1 з відношенням потужностей 1:0,45. При коаксіальному накладанні таких взаємно некогерентних й однаково поляризованих мод результуючий пучок виявляється частково просторово когерентним й має радіальний розподіл інтенсивності, що нагадує такий розподіл в ізольованій моді LG_0^1 . Сингулярності просторової функції когерентності таких комбінованих пучків експериментально досліджувались у роботі [9]. У статті [10] описано нетипові поляризаційні сингулярності для випадку, коли такі моди є взаємно когерентними, але ортогонально поляризованими. Тут ми розглянемо випадок, коли вказані моди є взаємно некогерентними й ортогонально поляризованими. Цей розгляд приведе до з'ясування проблеми структурної стійкості U – сингулярностей відносно малих збурень початкових умов.

На Рис. 4 показано радіальні розподіли інтенсивності Лагер-Гаусових мод, а також результуючий радіальний розподіл інтенсивності комбінованого вихрового пучка для випадку строго коаксіальної суперпозиції парціальних мод. Зауважимо, що у випадку некогерентної суперпозиції обвідна результуючого пучка однакова для однаково поляризованих та ортогонально поляризованих утворюючих мод.

Нехай дві моди є ортогонально лінійно поляризованими, наприклад з азимутами 0° (мода LG_0^1) і 90° (мода LG_1^1). (Це припущення завжди можна задовольнити внаслідок довільності вибору референтної площини для відліку азимута поляризації.) Руху вздовж радіусу комбінованого пучка відповідає блукання кінця вектора в середині сфери Пуанкаре вздовж діаметра, що лежить в екваторіальній площині й з'єднує зображуючі точки для лінійно поляризованих пучків з азимутами поляризації 0° та 90° . З Рис. 4 зрозуміло, що комбінований пучок є частково лінійно поляризованим з азимутом поляризації 0° при значеннях без-

розмірного радіального параметра $\rho/w_x < 1.45$, де переважає по інтенсивності мода LG_0^1 , й частково лінійно поляризованим з азимутом 90° при $\rho/w_x > 1.45$, де переважає мода LG_1^1 . На кільці $\rho/w_x \approx 1.45$ дві ортогонально поляризовані моди мають однакові інтенсивності, так що $P = 0$, й у поперечному перерізі комбінованого пучка має місце U – сингулярність. При перетині цього кільця має місце зміна напрямку вектора усередині сфери Пуанкаре на протилежний, що відповідає зміні знаку P . Аналогічний розгляд може бути проведеним для ортогонально поляризованих мод, що належать до довільного типу поляризації. Головний результат нашого розгляду, а саме, виникнення кільцевих U – сингулярностей, залишається незмінним.

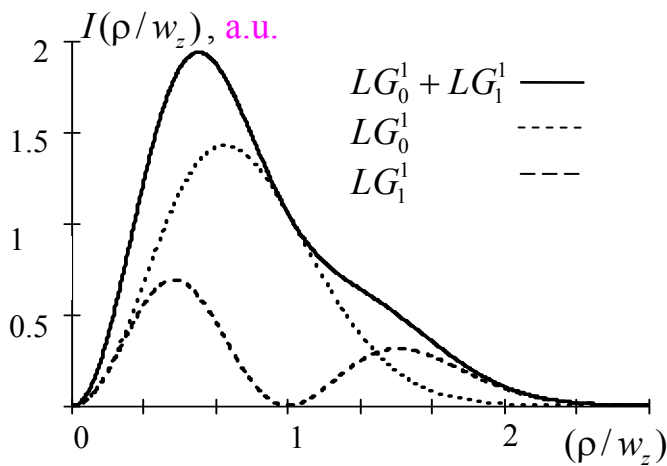


Рис. 4. Радіальні розподіли інтенсивності ізольованих ортогонально поляризованих мод LG_0^1 та LG_1^1 при відношенні їх потужностей 1:0,45 й комбінованого сингулярного пучка, утвореного при некогерентному коаксіальному накладанні цих мод.

Розглянемо випадок, коли між центрами мод, що поширюються в одному напрямку, задаються контрольовані поперечні зсуви. Це дасть можливість виявити важливу властивість U – сингулярностей, а саме, їх топологічну стійкість відносно малих збурень.

На Рис. 5 показано розподіли інтенсивності комбінованих пучків й відповідні розподіли КСП за відсутності поперечного зсуву (фрагмент *a*) й при кількох ненульових зсувах (фрагменти *b-d*). Дане моделювання було виконане для випадку, коли площина спостереження віддалена від перетяжки каустики на половину віддалі Релея, так що радіуси мод у площині спостереження склали 1,12 радіусів мод у перетяжці каустики. Фрагменти зліва отримано для лінії, що з'єднує центри парціальних мод. На фрагментах справа показано двомірні розподіли U – сингулярностей у поперечному перерізі комбінованого пучка. Враховуючи, що параметри Стокса взаємно некогерентних світлових пучків адитивні, й нормовані другий, третій та четвертий параметри Стокса ортогонально поляризованих пучків відрізняються лише знаками [1], для отримання таких U – контурів ми обчислювали двовимірні розподіли P наступним чином:

$$P(x, y) = \frac{S_1^{(01)} - S_1^{(11)}}{S_0^{(01)} + S_0^{(11)}} \equiv s_1^{(01)} - s_1^{(11)} = \frac{I_{01} - I_{11}}{I_{01} + I_{11}}, \quad (5)$$

де I_{01} та I_{11} – інтенсивності відповідних мод у точці (x, y) . Очевидно, чисе-

льник виразу (5) визначає інтенсивність повністю поляризованої компоненти комбінованого пучка, а знаменник – повну інтенсивність пучка у точці спостереження. Відповідно до рівняння (5), P є нормованим параметром, який може набувати як додатних так і від’ємних значень. U – контури знаходяться як лінії, вздовж яких модуль P має нульове значення.

Зауважимо, що у випадку некогерентної суперпозиції ортогонально поляризованих мод формула (5) перетворюється до вигляду:

$$P(x, y) = \frac{S_3^{(01)} - S_3^{(11)}}{S_0^{(01)} + S_0^{(11)}} \equiv S_3^{(01)} - S_3^{(11)} = \frac{I_{01} - I_{11}}{I_{01} + I_{11}}. \quad (6)$$

З Рис. 5 (фрагменти *a* і *б*) видно, що навіть при досить великих поперечних зсувах утворюючих мод, аж до величини $\rho/w_z \sim 0.4$, форма U – сингулярностей залишається майже незмінною. Зауважимо, що при такому зсуві центральний вихор у комбінованому пучку, представленою на Рис.5 *б*, відсутній. Для більших зсувів (Рис. 5 *в*) спостерігається нова розімкнена (або така, що замикається на нескінченності) U – сингулярність, яка надходить справа з нескінченності. Для поперечного зсуву мод $\rho/w_z \sim 0.45115$ (Рис. 5 *г*) ця сингулярність зустрічається із зовнішнім з початкових U – контурів й формує петлю. Нарешті, Рис. 5 *д* ілюструє кінцеву стадію еволюції U – сингулярностей, коли петля U – сингулярностей розмикається й замінюється U – сингулярністю, що замикається на нескінченності. Зауважимо, що розподіли інтенсивності на фрагментах Рис. 5 *б-д* майже не відрізняються, тоді як U – сингулярності зазнають суттєвих трансформацій у межах інтервалу від $0.4\rho/w_z$ до $0.5\rho/w_z$.

Наголосимо, що розглянуті перетворення U – сингулярностей мають місце лише при дуже великих (у долях ρ/w_z) поперечних зсувах мод. Звичайні сингулярності можуть бути або не бути стійкими до турбулентних збурень внаслідок їх інтерференційної природи. Напроти, у досліджуваному нами випадку дві моди є взаємно некогерентними (так що різниця фаз між ними не актуальна з самого початку) й зазнають еквівалентних спотворень при поширенні. Це саме і означає, що U – контури є типовими (*generic*) у сенсі, визначеному Наєм [6]: «*generic* означає, що об’єкт, про який йдеться, є структурно стійким до малих збурень і виникає без спеціальних підготовки або умов; він є типовим й *виникає сам по собі*».

З Рис. 5 видно ще одну важливу властивість U – сингулярностей. Знаки «+» та «-» на фрагментах справа відповідають превалюванню, відповідно, моди LG_0^1 або моди LG_1^1 . На відповідних ділянках КСП, P , приймає такий самий знак. Отже, U – сингулярностям притаманний специфічний знаковий принцип. А саме, в усіх випадках, що ілюструються Рис. 5, замкнені (або такі, що замикаються у нескінченності) U – лінії розділяють області з ортогональними станами поляризації, подібно до L – ліній, які розділяють області з лівим і правим обертанням у когерентних векторних оптичних полях.

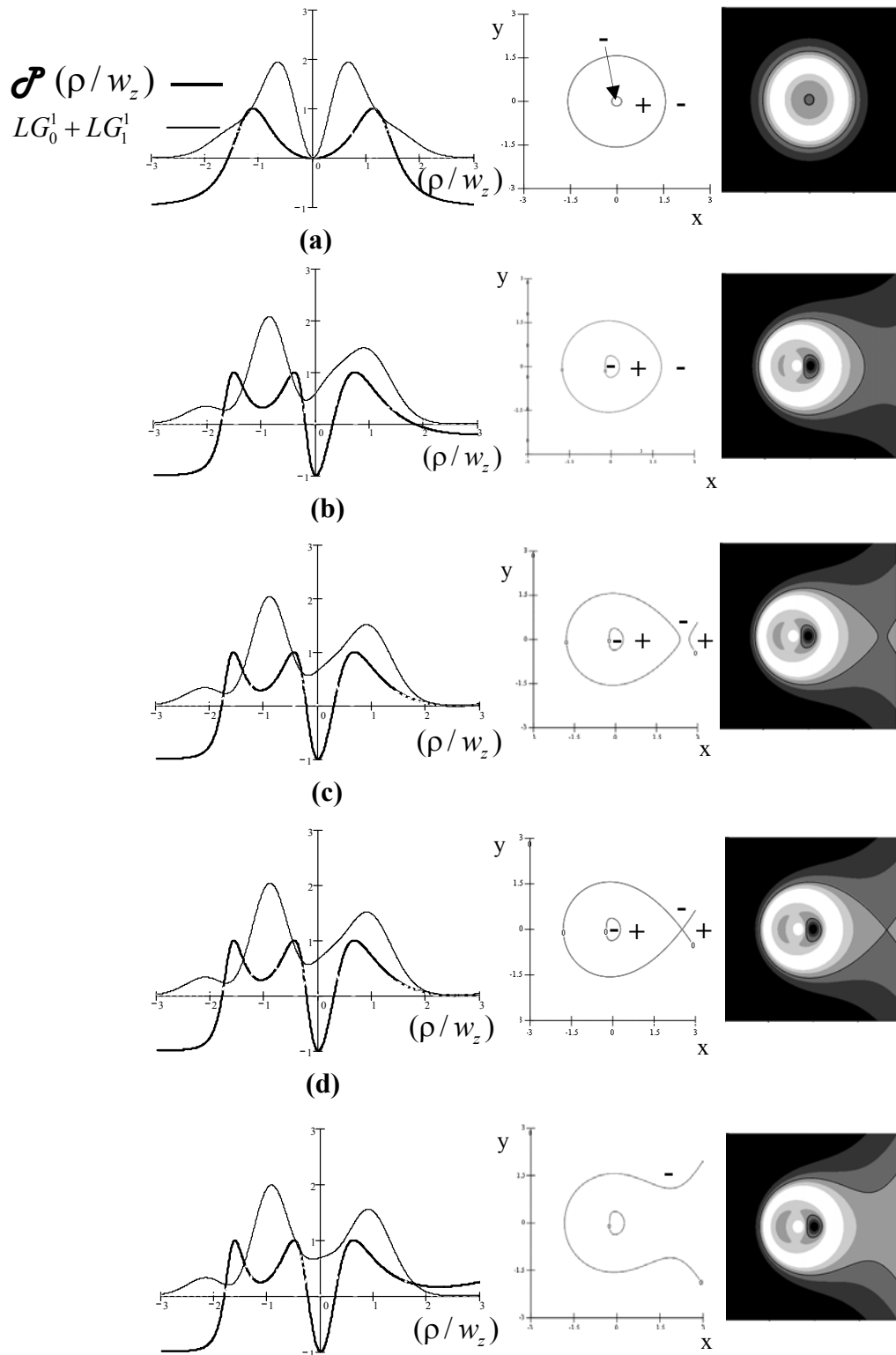


Рис. 5. Розподіли інтенсивності та розподіли КСП у комбінованих сингулярних пучках, сформованих зваженими ортогонально поляризованими модами LG_0^1 та LG_1^1 при різних поперечних зсувах між центрами мод. Фрагменти справа ілюструють U – сингулярності (сингулярності КСП) у поперечному перерізі комбінованих пучків.

Навіть при відносно великих зсувах між центрами мод (аж до 0,5 радіусу моди) перетин U – сингулярності кожен раз супроводжується зміною знаку P .

Повертаючись до Рис. 3, можна бачити, що знаковий принцип для U – сингулярностей не задовольняється для точки 3, що ще раз підтверджує, що відповідна сингулярність є нетиповою.

Висновки

У даній роботі введено означення комплексного ступеня поляризації (КСП), із використанням якого виявлено новий тип векторних сингулярностей у частково когерентних, неоднорідно поляризованих комбінованих пучках, утворених як суперпозиція ортогонально поляризованих, взаємно некогерентних компонент. U – сингулярності (сингулярності КСП) визначено як лінії, вздовж яких модуль КСП дорівнює нулю, а стан поляризації невизначений. Показано, що при перетині U – сингулярності стан поляризації стрибкоподібно змінюється на ортогональний. Встановлено знаковий принцип для U – сингулярностей й показано, що такі сингулярності є структурно стійкими до малих збурень, і тому можна очікувати, що U – контури у комбінованих пучках розглянутого типу залишатимуться стабільними при поширенні через турбулентну атмосферу.

Література

1. Shurcliff W.A. Polarized Light: Production and Use, Harvard Univ.Press, Cambridge, Mass., 1962.
2. E.L. O'Neill, Introduction to Statistical Optics, Addison-Wesley, Massachusetts, 1963.
3. H.C. van de Hulst, Light Scattering by Small Particles, Wiley, NY, 1957.
4. R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, North-Holland, Amsterdam, 1977.
5. Born M., Wolf E. Principles of Optics, Pergamon, New York, 1999.
6. Nye J.F. Natural Focusing and Fine Structure of Light. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. - 1999.
7. Ellis J., Dogariu A. Complex degree of mutual polarization. // Opt. Lett. – 2004. – V. 29 (6). P. 536-538.
8. Nye J.F., Berry M.V. Dislocation in wave trains. // Proc. Roy. Soc. Lond., A 336. - 1974. – P. 165-190.
9. Bogatyryova G.V., Felde Ch.V., Polyanskii P.V., Ponomarenko S.A., Soskin M.S., Wolf E. Partially coherent vortex beams with a separable phase. // Opt. Lett. - 2003. - V. 28. - P. 878-880.
10. Bogatyryova G.V., Felde Ch.V., Polyanskii P.V., Soskin M.S. Nongeneric polarization singularities in combined vortex beams. // Opt. & Spectr. – 2004. - V. 97 (5). – P. 782-789.

Богатырёва Г.В., Фельде К.В., Чернышов А.А., Полянский П.В. **Необычные векторные сингулярности в неоднородно поляризованных оптических полях**

Вводится определение комплексной степени поляризации с представлением в стоковом пространстве и на этой основе определяется новый тип векторных сингулярностей в частично когерентных, неоднородно поляризованных оптических полях – U – контуры, вдоль которых степень поляризации равняется нулю, и при пересечении которых состояние поляризации изменяется на ортогональное.

H.V. Bogatyryova, Ch.V. Felde, A.A. Chernyshov, P.V. Polyanskii. **Unusual vector singularities into inhomogeneously polarized optical fields**

The complex degree of polarization is defined and represented at the Stokes space, and on this base the new type of vector singularities in partially coherent, inhomogeneously polarized optical fields is determines, namely, the U – contours along which the degree of polarization equals zero, and by crossing of which the state of polarization changes by jump into orthogonal one.

Надійшло до редакції
08 липня 2009 року

УДК 681.7.013.8

МЕТОД ВІДНОВЛЕННЯ ЗОБРАЖЕНЬ, СПОТВОРЕНИХ ВІБРАЦІЯМИ

Захарченко В.С., Колобродов В.Г., Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут", м. Київ, Україна

Розроблено та досліджено методику визначення функції розсіювання точки, обумовленої вібраціями, яка базується на аналізі зображення, спотвореного змазуванням, за допомогою вейвлет-перетворення. Результати використані для відновлення зображення із застосуванням теорії лінійних систем

Вступ

Проблеми обробки зображень та методи підвищення їх якості на сьогодні є одним із найважливіших при розробці новітніх оптико-електронних приладів. Зображення на приймачі спотворюється внаслідок дії численних чинників. Особливу увагу останнім часом приділяють аналізу спотворень, які викликані змазуванням. Розроблені методики відновлення зображення базуються на теорії лінійних систем та передбачають наявність відомостей про характер змазування [1]. Спираючись на засади теорії вейвлет-перетворення [2] запропоновано методику визначення функції розсіювання точки змазування.

Постановка задачі

Багато уваги в останніх дослідженнях методик покращення якості зображення приділяється відновленню зображень, спотворених змазуванням [1], основними джерелами якого є механічні вібрації. При застосуванні теорії лінійних систем вихідний сигнал на виході системи описується згортокою.

$$b(x, y) = f(x, y) * h(x, y), \quad (1)$$

де $b(x, y)$ – спотворене зображення, $f(x, y)$ – вихідне зображення, $h(x, y)$ – функція, яка визначає спотворення.

Зауважимо, що вібрації носять випадковий характер, а відтак і функція розсіювання точки (ФРТ) змазування є випадковою величиною. Основною метою покращення якості зображення є визначення вектора змазування. Для цього здебільшого застосовується спектральний аналіз [3], однак такий підхід потребує великих часових затрат.

Запропонована методика визначення ФРТ спотворення базується на аналізі спотвореного зображення за вейвлет розкладом і виявленням змазування у горизонтальних та вертикальних напрямках із подальшим розрахунком вектора змазування та відновленням спотвореного зображення.

Результати досліджень

Для відновлення спотвореного сигналу згідно з теоремою згортки спектр вихідного сигналу матиме вигляд:

$$B(v_x, v_y) = F(v_x, v_y) \cdot H(v_x, v_y), \quad (2)$$

де $F(v_x, v_y)$ - просторовий спектр неспотвореного зображення, $H(v_x, v_y)$ - мо-

дуляційна передавальна функція (МПФ) змазування.

Для відновлення спотвореного зображення необхідно виконати наступну операцію:

$$f(x, y) = F^{-1} \left\{ \frac{B(v_x, v_y)}{H(v_x, v_y)} \right\}, \quad (3)$$

де $F^{-1}\{ \}$ - оператор оберненого перетворення Фур'є.

Вище вже згадувалося, що основною проблемою є визначення ФРТ змазування для подальшого визначення МПФ змазування. В цьому дослідженні вважається, що вібрації носять лінійний характер.

Розглядаючи сутність процесу спотворення зображення внаслідок змазування, можемо зробити висновок про те, що вібрації призводять до симетричних змін в зображенні вздовж певного напрямку. Отже, можемо стверджувати, що необхідний материнський вейвлет повинен бути симетричним. Поглиблений аналіз показав, що найкращі результати виявляються при застосування вейвлету узгодженого з імпульсним відгуком системи [4].

Для дослідження використаємо тестове зображення (рис. 1,а) об'єкту розміром 64 на 64 пікселі. Зображення спотворене за допомогою фільтру лінійного змазування в програмі Corel PhotoCapture X3 на 16 (рис. 1,б) та 32 (рис. 1,в) пікселі вздовж горизонтального напрямку.

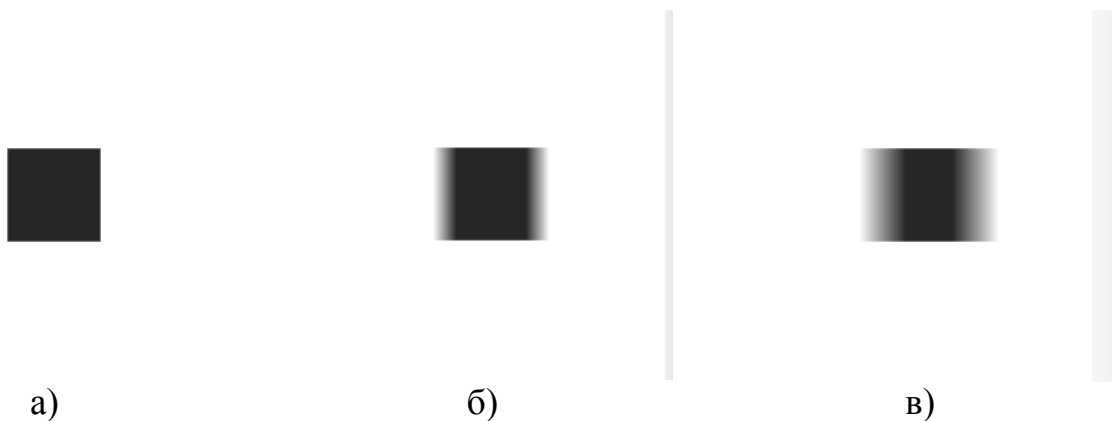


Рис. 1. Тестове зображення: а – вільне від спотворень; б і в – спотворене в горизонтальному напрямку, величина змазування 16 і 32 пікселі відповідно

При застосуванні узгодженого з імпульсним відгуком системи дискретного вейвлет-перетворення, за його властивостями, деталі при зміні сигналу на деяку постійну величину будуть залишатися незмінними [2], тобто

$$f(x, y) = \sum_{k=0}^1 s_{1,k} \varphi_{1,k}(x, y) + \sum_{k=0}^1 d_{1,k} \psi_{1,k}(x, y), \quad (4)$$

де $s_{1,k}$ - коефіцієнт апроксимації, $\varphi_{1,k}$ - скейлінг-функція, $d_{1,k}$ - коефіцієнт деталей, $\psi_{1,k}$ - материнський вейвлет.

На рис. 2 і 3 наведено розклад досліджуваних спотворених сигналів у вейвлет ряд.

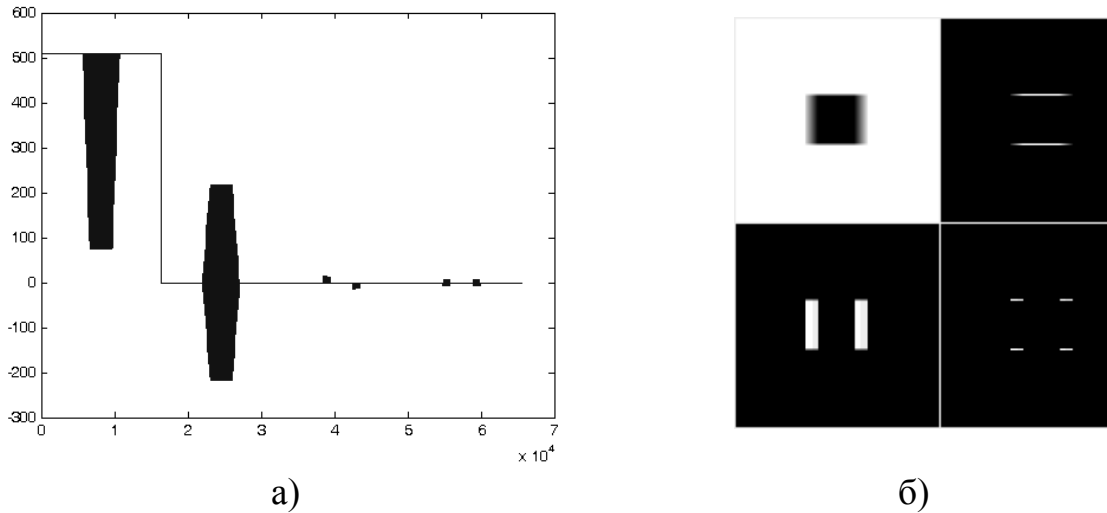


Рис. 2. Розклад тестового зображення у вейвлет ряд: а – графік розкладу; б – графічне представлення

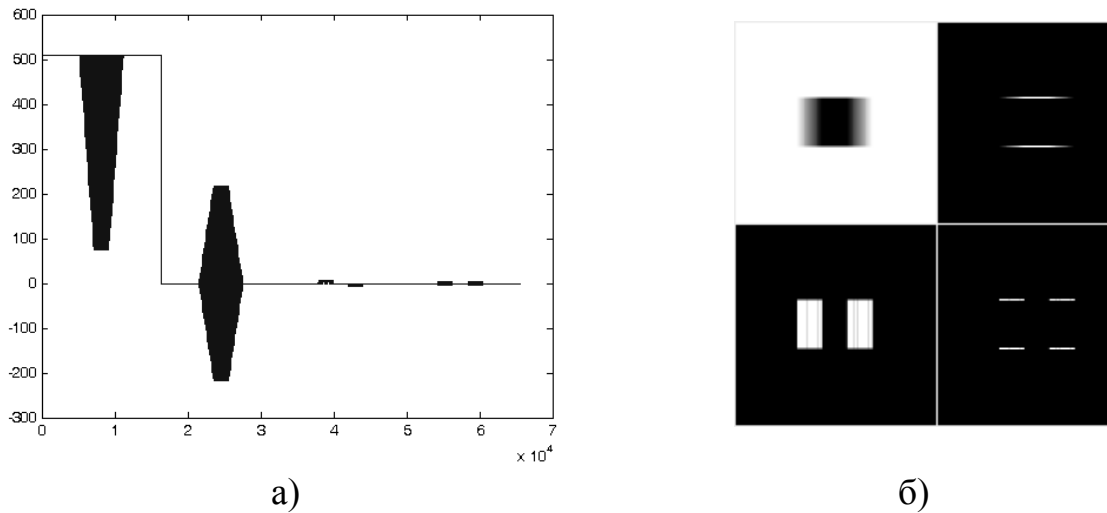


Рис. 3. Розклад тестового зображення у вейвлет ряд: а – графік розкладу; б – графічне представлення

За величиною деталей визначаємо проекції вектору змазування на горизонтальну та вертикальну вісь. Згідно з означенням вейвлет-перетворення видно, що в деталях записуються коефіцієнти, котрі відповідають зміні в амплітуді сусідніх сигналів. При використанні вейвлету, узгодженого із імпульсним відгуком системи, отримаємо однакові коефіцієнти деталей при лінійному змазуванні. Тобто при контрастному переході легко визначити величину проекцій вектору змазування на горизонтальну та вертикальну осі.

Фактично знаючи вектор змазування можемо відновити ФРТ змазування. Для відновлення зображення використовуємо метод сліпої деконволюції.

Експериментальний аналіз отриманих результатів

Для проведення експерименту за допомогою мікроскопу та цифрової фотокамери було зроблено знімок деякого об'єкту (рис. 4,а). За допомогою програ-

ми Corel PhotoCapture X3 до зображення було додано змазування (рис. 4,б) в горизонтальному напрямку на 30 пікселів.



а)



б)

Рис. 4. Тестове зображення: а – вільне від спотворень; б – спотворене в горизонтальному напрямку, величина змазування 30 пікселів

На рис. 5 наведено горизонтальні деталі розкладу зображення у вейвлет ряд за узгодженим з ІВС вейвлетом, а на рис. 6 наведено відновлену ФРТ за вектором змазування.



Рис. 5. Вейвлет розклад спотвореного зображення (горизонтальні деталі)

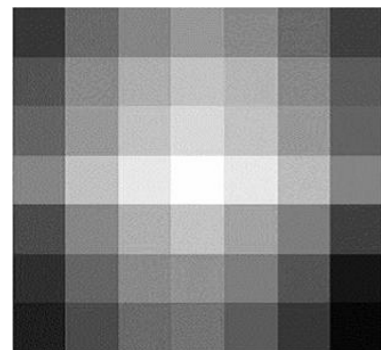


Рис. 6. ФРТ, відновлена за вектором спотворень

Маючи інформацію про вплив вібрацій можемо відновити вихідне зображення (рис. 7) за вищезгаданим методом.



Рис. 7. Відновлене за методом сліпої деконволюції зображення

Висновки

1. Розроблено методику відновлення ФРТ змазування із зображень без використання відомостей про характер вібрацій за допомогою дискретного вейвлет-перетворення, базис якого узгоджений з імпульсним відгуком системи.
2. Покращено алгоритм відновлення зображень шляхом введення методики отримання дійсної ФРТ змазування
3. На основі моделювання перевірено дієвість описаного алгоритму
4. У подальшому можливим є дослідження застосування даної методики безпосередньо у системах попередньої обробки зображень

Література

1. Сойфер В. А. Методы компьютерной обработки изображений (2-е изд.), – М.: Физматлит, 2003. – 784 с.
2. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. – Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 412 с.
3. Бейтс Р., Мак-Доннелл М. Восстановление и реконструкция изображений. – М.: Мир, 1989. – 336 с.
4. Захарченко В.С., Колобродов В.Г. Розробка універсальних вейвлет-базисів для задач підвищення якості зображення. // Вісник НТУУ «КПІ». Серія приладобудування. – 2008. – Вип. 36. – С. 20-24.

Захарченко В.С., Колобродов В.Г. Метод восстановления изображений искаженных вибрациями Исследована возможность применения математического аппарата вейвлет преобразования для восстановления изображений искаженных вибрациями антисимметричной составляющей звуковой волны, намного меньшей симметричной.	Zakharchenko V.S., Kolobrodov V.G. Method for Image Deblurring The possibility of application of wavelet transform in image processing had been investigated. The new computer assisted method of image deblurring had been developed.
---	--

Надійшло до редакції
15 червня 2009 року

УДК 535.24, 628.9

ШИРОКОДІАПАЗОННИЙ СПЕКТРОКОМПАРАТОР

Міхеєнко Л.А., Білінська І.Ю., Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», м. Київ, Україна

Запропоновано схему широкодіапазонного спектрокомпаратора на базі оригінального ослаблювача оптичного випромінювання для прецизійної радіометрії. Розроблено модель спектрокомпаратора, проаналізовані основні похибки, надані рекомендації щодо їх мінімізації і вибору елементної бази

Вступ

Однією з основних проблем прецизійних оптичних вимірювань є компарування потоку випромінювання від еталонних і робочих випромінювачів. Особливо гостро ця проблема проявляється при енергетичному калібруванні оптичноелект-

ронних пристроїв космічного базування, оскільки різниця між порівняними фотометричними величинами досягає декілька порядків [1,2]. У зв'язку з тим, що при такому калібруванні зазвичай передається одиниця спектральної щільності енергетичної яскравості, виникають додаткові труднощі виконання точного позиціонування випромінювачів, що порівнюються, по відношенню до компаратора та робота останнього в широкому спектральному діапазоні [2]. Існуючі спектрокомпаратори повністю перерахованим умовам не задовольняють [2,3], у зв'язку з чим виникає задача розробки пристрою, що працює в широких динамічному та спектральному діапазонах яскравостей, які порівнюються, і не потребує точного позиціонування еталонного і робочого випромінювачів відносно вхідної апертури спектрокомпаратора. Рішенню цих задач і присвячена ця робота.

Функціональна схема спектрокомпаратора

Функціональна схема запропонована авторами широкодіапазонного спектрокомпаратора показана на рис. 1. Вона складається з оптичного ослаблювача, на вхідну апертуру якого поступає компаруюче випромінювання, монохроматора, що відокремлює необхідну ділянку спектру випромінювання на заданій довжині хвилі і підключений до вихідної апертури ослаблювача, приймача випромінювання, встановлений на виході монохроматора і підсилювально - реєструючого пристрою, що підсилює і реєструє сигнал від приймача випромінювання.

Оптичний ослаблювач має дві інтегруючі сфери, між якими встановлена калібруюча діафрагма змінного перетину. Змінюючи площу перетину діафрагми, можна змінювати величину потоку, що потрапляє з первинної сфери до вторинної, і, тим самим, змінювати коефіцієнт пропускання ослаблювача у широких межах.

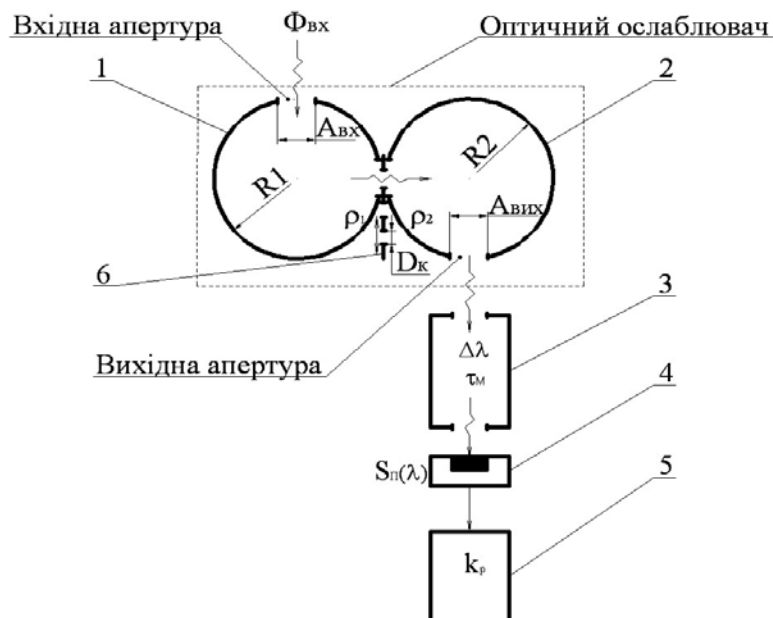


Рис. 1. Широкодіапазонний спектрокомпаратор, де: 1 – перша інтегруюча сфера; 2 – друга інтегруюча сфера; 3 – монохроматор; 4 – приймач випромінювання; 5 – підсилювально-реєструючий пристрій; 6 – калібруюча діафрагма

Очевидно, що використання інтегруючих сфер не потребує точного позиціонування випромінювачів або їх зображень відносно вхідної апертури ослаблювача. Достатньо, щоб випромінювання потрапляло в середину інтегруючої сфери. Аналогічно не потрібне точне позиціонування монохроматора відносно вихідної апертури, що також підвищує точність всього пристрою і спрощує його конструкцію. Крім цього компаратор не критичний до розмірів випромінювачів, що порівнюються і розмірів вхідної щілини монохроматора, які можуть змінюватись в широких межах.

Інтегральний сигнал на виході спектрокомпаратора G описується виразом (1):

$$G = \int_{\Delta\lambda} \Phi_{Bx}(\lambda) \tau_o(\lambda) \tau_M(\lambda) S_{\Pi}(\lambda) K_p d\lambda \quad (1)$$

де $\Phi_{Bx}(\lambda)$ – спектральний потік випромінювання на вході спектрокомпаратора; $\tau_o(\lambda)$ і $\tau_M(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт пропускання оптичного ослаблювача і монохроматора відповідно; $S_{\Pi}(\lambda)$ – спектральна чутливість приймача випромінювання; K_p – коефіцієнт підсилення підсилювально-реєструючого пристрою; $\Delta\lambda$ – смуга пропускання оптичного тракту, визначена смугою пропускання монохроматора.

Відмітимо, що спектральна характеристика компаратора визначається, перш за все, спектральною характеристикою ослаблювача і смугою пропускання монохроматора, якщо в якості приймачів випромінювання використовуються вимірювальні термопари або піроприймачі [2].

Позаяк монохроматор, приймач випромінювання і підсилювально-реєструючий пристрій є покупними виробами, характеристики яких відомі і підбираються згідно до умов, що висуваються до спектрокомпаратора (спектральний діапазон, ширина ділянки спектру, яка відокремлюється, і коефіцієнт перетворення), розглянемо більш детально роботу оптичного ослаблювача, який, в основному, і визначає метрологічні характеристики всього пристрою.

Оптичний ослаблювач

Розглянемо математичну модель ослаблювача.

Величина вхідної та вихідної апертури визначається радіусом сфери, яка використовується. Точного співвідношення між їх розмірами немає, але більшість дослідників вважають [6], що кращі метрологічні характеристики інтегруючої сфери забезпечуються в тому випадку, якщо радіус апертури складає 1/5 радіусу сфери.

Конструкція калібруючої діафрагми має велике значення, для точності ослаблювача. Ірисові та змінні прямокутні вимірювальні діафрагми більш компактні, але забезпечують похибку установки в межах 3...5%. Більш високу точність, а саме менше 0,01% забезпечують змінні діафрагми постійного перерізу, але габарити такої системи будуть більшими.

Нехай на вхідній апертурі першої інтегруючої сфери маємо освітленість E_{Bx} , тоді до сфери потрапляє потік Φ_{Bx} :

$$\Phi_{Bx} = E_{Bx} \cdot A_{Bx} \quad (2)$$

де A_{Bx} - площа вхідної апертури.

Потік, потрапивши в середину першої сфери, багаторазово відбивається від її стінок (коефіцієнт відбивання якої дорівнює ρ_1) і створює результуючу освітленість рівну [4]:

$$E_1 = \frac{E_{Bx} \cdot A_{Bx}}{A_1 \left[1 - \rho_1 \frac{A_1 - (A_{Bx} + A_K)}{A_1} \right]} \quad (3)$$

де A_1 - площа внутрішньої поверхні першої сфери; A_K - площа калібруючої діафрагми.

Потік, який пройшов через калібруючу діафрагму, буде дорівнювати:

$$\Phi_K = E_1 \cdot A_K \quad (4)$$

Потік, що потрапляє до другої сфери, багаторазово відбивається від її стінок (коефіцієнт відбивання якої - ρ_2) і створює результуючу освітленість E_2 :

$$E_2 = \frac{\Phi_K}{A_2} = \frac{E_1 \cdot A_K}{A_2 \left[1 - \rho_2 \frac{A_2 - (A_{Bux} + A_K)}{A_2} \right]} \quad (5)$$

де A_2 - площа внутрішньої поверхні другої сфери; A_{Bux} - площа вихідної апертури.

Підставляючи (3) та (4) в (5), отримаємо:

$$E_2 = \frac{E_{Bx} \cdot A_{Bx} \cdot A_K}{A_1 \left[1 - \rho_1 \frac{A_1 - (A_{Bx} + A_K)}{A_1} \right] \cdot A_2 \left[1 - \rho_2 \frac{A_2 - (A_{Bux} + A_K)}{A_2} \right]} \quad (6)$$

Освітленість поверхні другої сфери одночасно є освітленістю вихідної апертури E_{Bux} . Саме така освітленість буде сформована на вході монохроматора, який знаходиться за ослаблювачем.

Тоді коефіцієнт ослаблення τ_0 може бути розрахований з використанням формул (2) та (6) наступним чином:

$$\tau_0 = \frac{A_{Bx} \cdot A_K}{A_1 \left[1 - \rho_1 \frac{A_1 - (A_{Bx} + A_K)}{A_1} \right] \cdot A_2 \left[1 - \rho_2 \frac{A_2 - (A_{Bux} + A_K)}{A_2} \right]} \quad (7)$$

Враховуючи те, що: $A_1 = 4\pi R_1^2$, $A_2 = 4\pi R_2^2$, $A_{Bx} = \pi R_{Bx}^2$, $A_K = \pi R_K^2$, та після певних перетворень вираз (7) переписеться у вигляді:

$$\tau_0 = \frac{\pi^2 R_{Bx}^2 \cdot R_K^2}{\left[4\pi R_1^2 - \rho_1 (4\pi R_1^2 - (4\pi R_{Bx}^2 + \pi R_K^2)) \right] \cdot \left[4\pi R_2^2 - \rho_2 (4\pi R_2^2 - (A_{Bux} + \pi R_K^2)) \right]} \quad (8)$$

Для отримання виразу, описуючого спектральну характеристику ослаблювача, необхідно інтегральні коефіцієнти відбивання ρ_1 і ρ_2 замінити їх спектральними аналогами $\rho_1(\lambda)$ і $\rho_2(\lambda)$.

Похибка оптичного ослаблювача

Якщо вважати величини в (8) незалежними, то відносна похибка коефіцієнта пропускання ослаблювача $\dot{\tau}_0 = \Delta\tau_0 / \tau_0$, обумовлена частковими похибками окремих факторів – ΔR_1 , ΔR_2 , $\Delta\rho_1$, $\Delta\rho_2$, ΔR_{Bx} , ΔR_{Bux} , ΔR_K , може бути описана виразом (9) [5]:

$$\dot{\tau}_0 = \frac{\Delta\tau_0}{\tau_0} = \sqrt{\left(\frac{\partial\tau_0}{\partial R_1}\right)^2 \left(\frac{\Delta R_1}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial R_2}\right)^2 \left(\frac{\Delta R_2}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial\rho_1}\right)^2 \left(\frac{\Delta\rho_1}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial\rho_2}\right)^2 \left(\frac{\Delta\rho_2}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial R_{Bx}}\right)^2 \left(\frac{\Delta R_{Bx}}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial R_K}\right)^2 \left(\frac{\Delta R_K}{\tau_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_0}{\partial A_{Bux}}\right)^2 \left(\frac{\Delta A_{Bux}}{\tau_0}\right)^2}, \quad (9)$$

де складовими є квадрати відносних первинних похибок з їх частковими похідними – коефіцієнтами впливу первинних похибок.

При численному аналізі ослаблювача скористаємось наступними спрощеннями: $A_1 = A_2$; $\rho_1 = \rho_2$; $A_{Bx} = \frac{A_1}{5}$; $A_2 = 10A_{Bux}$; $0 \leq A_K \leq A_{Bx}$.

Радіус вихідної апертури прийнято з урахуванням вхідної щілини монохроматора (МДР – 204).

Отже вихідні дані для розрахунку будуть:

$R_{ex}=0,024$; $R_1=0,12$ м; $R_2=0,12$ м; $R_K=0,024$; $A_{вих}=0,012$ м; $\rho_1=0,99$; $\rho_2=0,99$.

Числові значення коефіцієнтів впливу ослаблювача наведені в таблиці:

Таблиця 1. Коефіцієнти впливу первинних похибок.

Джерело похибки	Коефіцієнт впливу	Числове значення коефіцієнта впливу
Зміна радіусу кривизни першої інтегруючої сфери ΔR_1	$\frac{\partial\tau_0}{\partial R_1}$	-0.072 (м ⁻¹)
Зміна радіусу кривизни другої інтегруючої сфери ΔR_2	$\frac{\partial\tau_0}{\partial R_2}$	-0.057 (м-1)
Деградація внутрішнього покриття першої сфери $\Delta\rho_1$	$\frac{\partial\tau_0}{\partial\rho_1}$	-0.082

Продовження табл. 1.

Джерело похибки	Коефіцієнт впливу	Числове значення коефіцієнта впливу
Деградація внутрішнього покриття другої сфери $\Delta\rho_2$	$\frac{\partial\tau_0}{\partial\rho_2}$	0.063
Зміна радіусу вхідної апертури $\Delta R_{Вх}$	$\frac{\partial\tau_0}{\partial R_{Вх}}$	0.426 (м ⁻¹)
Зміна розміру вихідної апертури $\Delta A_{Вих}$	$\frac{\partial\tau_0}{\partial A_{Вих}}$	-6.894 10 ⁻³ (м ⁻¹)
Зміна радіусу калібруючої діафрагми ΔR_K	$\frac{\partial\tau_0}{\partial R_K}$	1.642 (м ⁻¹)

Залежність відносної похибки ослаблювача від первинних помилок показані на рис. 2.

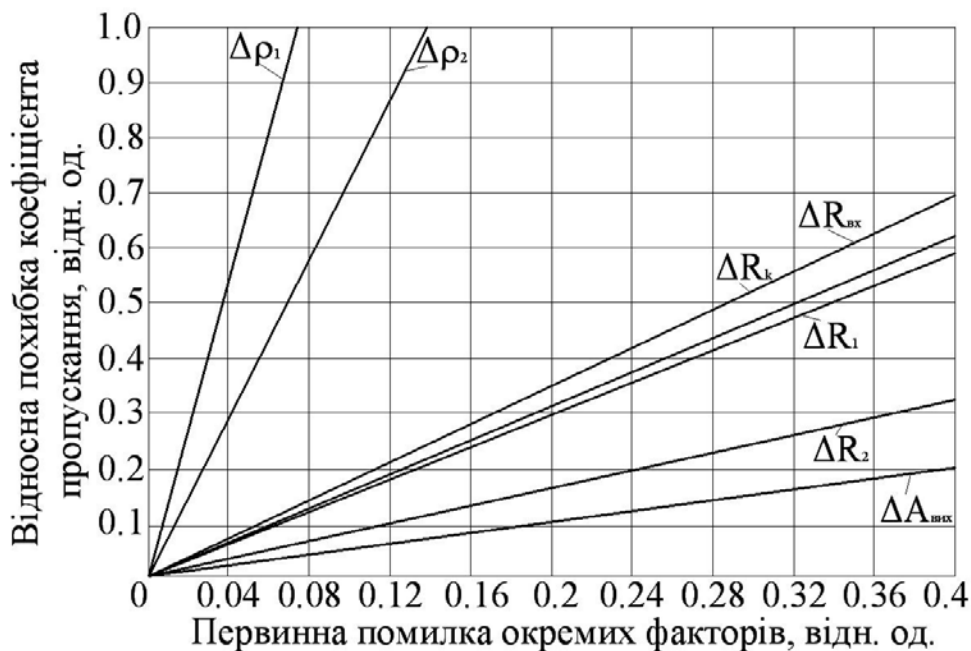


Рис. 2. Залежність відносної похибки ослаблювача від первинних помилок

З рисунку видно, що найбільший вклад в сумарну похибку вносить нестабільність внутрішнього покриття першої та другої інтегруючої сфери. Як показав аналіз літератури, це обумовлено деградацією матеріалу, його гігроскопічністю, запиленням та інше. Для кожного з покриттів, які використовують на практиці, ці фактори проявляються в різній мірі, але треба враховувати те, що навіть дов-

говічні традиційні на базі BaSO₄ та MgO покриття не можуть забезпечити стабільність краще ніж 0,05% в годину [7]. Найбільш перспективними в плані стабільності і добрих оптичних характеристик вважаються покриття із політетрафторетилену, який має коефіцієнт дифузного відбивання 0,99 в діапазоні 400 ... 1500 нм та 0,95 в діапазоні до 2500 нм, але на Україні їх використання досить обмежене.

Зокрема великий інтерес становить Spectralon [7], який має коефіцієнт дифузного відбивання 99±5% в діапазоні 300 – 1800 нм. Його спектральні характеристики зображенні на рисунку 3, а характеристики стабільності наведені в табл. 2. Спектральна характеристика оптичного ослаблювача з використанням матеріалу Spectralon SRS-99 показана на рис. 3.

Зміна розмірів інтегруючих сфер, у відносних одиницях дає суттєвий вклад до загальної похибки, але по абсолютним величинам не перевищує сотих відсотків навіть при достатньо жорсткому температурному режимі. Асферичність та інші порушення форми інтегруючих сфер носять систематичний характер та враховуються при калібруванні.

Ще менший вплив дає нестабільність вихідної апертури і нею можна знехтувати.

Як було зазначено вище, вплив калібруючої діафрагми складає 3-5% для ірисової та прямокутної діафрагми, та менше 0,01% для змінної діафрагми постійного перетину.

Таблиця 2. Зміна спектральних характеристик Spectralon протягом часу.

Довжина хвилі, мкм	Коефіцієнт відбивання, відн. од.	Зміна коефіцієнт відбивання за		
		1 місяць	4 місяця	1.5 років
0.4	0.988	0.987	0.988	0.986
0.45	0.990	0.988	0.988	0.990
0.5	0.989	0.985	0.987	0.985
0.55	0.987	0.983	0.987	0.986
0.6	0.987	0.984	0.988	0.988
0.65	0.987	0.985	0.988	0.988

Залежність похибки коефіцієнта ослаблення від похибок головних елементів ослаблювача, з урахуванням їх реальних значень, показані на рис. 4 і можуть бути використані при оцінці точності оптичних ослаблювачів ще на стадії проектування.

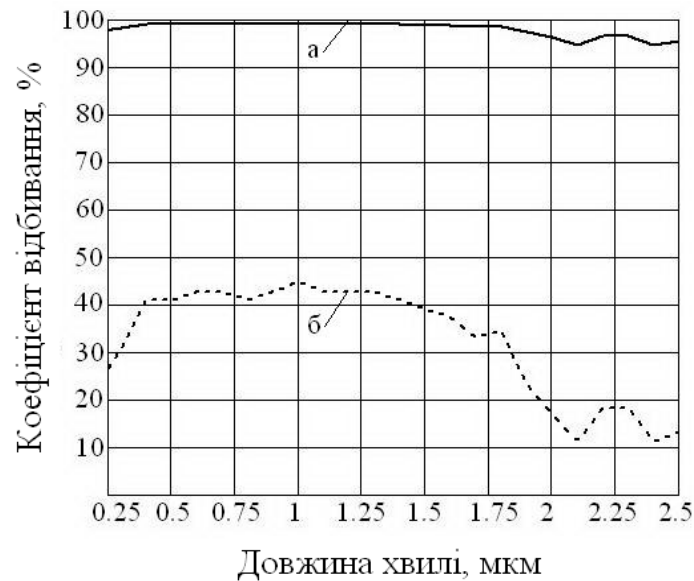


Рис. 3. Спектральна характеристика покриття Spectralon SRS-99 (а) та оптичного ослаблювача (б)

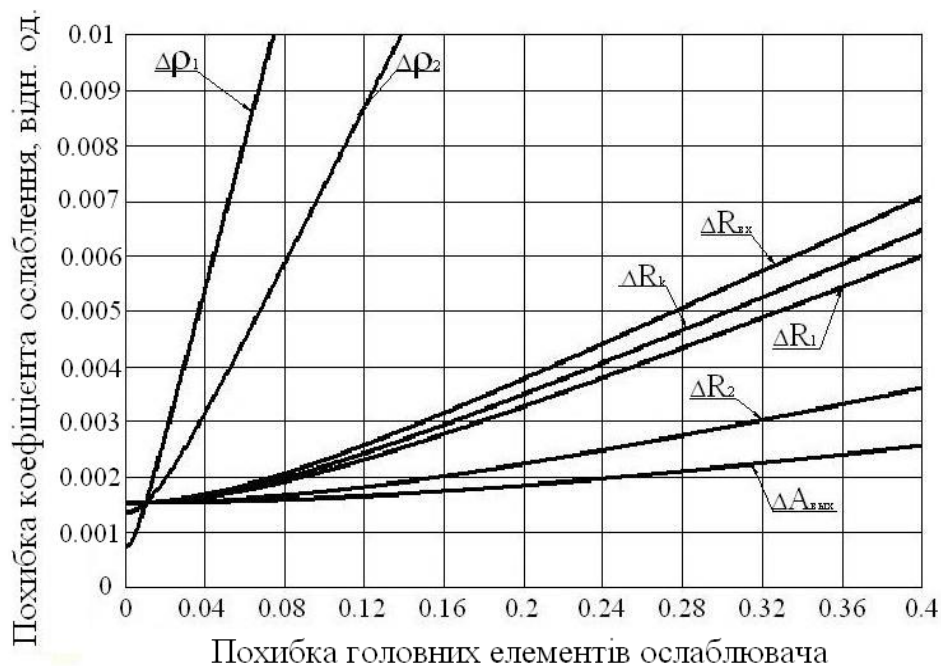


Рис. 4. Похибка коефіцієнту ослаблення залежно від нестабільності головних елементів ослаблювача

Елементна база спектрокомпаратора

В запропонованому спектрокомпараторі можуть використовуватись головні елементи, розглянуті в [2]. В тому числі, для калібрування оптико-електронних систем космічного базування [1] необхідні метрологічні характеристики забезпечують монохроматори МДР-204, МДР-206, вимірювальні приймачі випромінювання ФД-24К і РТН-12, прецизійний вольтметр В7-34А. В цьому випадку

похибка компарування не перевищує 0,2...0,3%, спектральний діапазон буде знаходитись в межах 0,35...2,2 мкм, а динамічний діапазон ослаблювача не менший $10^3...10^4$, що достатньо для вирішення більшості задач прецизійної радіометрії.

Висновок

Запропонована і проаналізована схема широкодіапазонного спектрокомпаратора для прецизійної радіометрії, який по своїм метрологічним характеристикам кращий відомих аналогів.

Показано, що при використанні сучасної елементної бази спектрокомпаратор забезпечує похибку компарування не вище 0,2...0,3%, а динамічний діапазон ослаблювача не менший $10^3...10^4$. Спектральний діапазон спектрокомпаратора не вужче 0,35...2,2 мкм.

Завдяки використанню оптичного ослаблювача на базі інтегруючих сфер, спектрокомпаратор не потребує точного позиціонування компаруючих випромінювачів відносно вхідної апертури.

В майбутньому пропонується розробка методики проектування запропонованого спектрокомпаратора з заданими параметрами і покращити його точність.

Отримані результати будуть корисні широкому колу спеціалістів в області прецизійної фотометрії і радіометрії.

Література

1. Колобродов В.Г., Микитенко В.І., Міхеєнко Л.А. Стендова апаратура для вимірювання енергетичних характеристик оптико-електронних пристроїв космічного базування // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2003. – №3 – С. 98 – 104.
2. Міхеєнко Л.А., Микитенко В.І. Методи, засоби та метрологічне забезпечення калібрування еталонних випромінювачів. // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2008. – №6. – С. 94 – 99.
3. Воропай Е.С., Торпачев П.Л. Техника фотометрии высокого амплитудного разрешения. – Минск: Университетское, 1988. – 208 с.
4. Гуревич М.М. Фотометрия. – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 320 с.
5. Кушнир Ф.В. Электрорадиоизмерения. – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 320 с.
6. Колобродов В.Г., Микитенко В.І., Міхеєнко Л.А. та ін. Теорія дифузного випромінювача на основі інтегруючої сфери. // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2005. – №4 – С. 106 – 114.
7. Journal «A Guide to Reflectance Coatings and Materials» <http://labsphere.com>

<p>Міхеєнко Л.А., Билинская И.Ю. Широкодіапазонний спектрокомпаратор Предложена схема широкодіапазонного спектрокомпаратора на базі оригінального ослабителя оптичного излучения для прецизионной радиометрии. Разработана модель спектрокомпаратора, проанализированы основные погрешности, данные рекомендации по их минимизации и выбору элементной базы.</p>	<p>Miheenko L.A., Bilinska I.Y. Wide-range spectrum-comparator The chart of wide-range spectrum-comparator is offered on the base of original attenuator of optical radiation for precision radiometry. The model of spectrum-comparator is developed, basic error are analyzed, recommendations for their minimization and element base are described.</p>
---	--

*Надійшло до редакції
10 червня 2009 року*