

УДК 681.758

В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, К.А. Нгуєн

ВИЗНАЧЕННЯ УЗАГАЛЬНЕНИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОГЕРЕНТНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

The purpose of this paper is to improve methods for designing coherent spectrum analyzers. Methods of calculating generalized characteristics such as the working range of spatial frequencies, the spatial spectral resolution and the energy resolution are suggested in this paper. To develop the methods of calculating we consider the most common scheme in which the transparency locates in the front focal plane of the Fourier lens. As transparency, we take a rectangular aperture that has spatial spectrum described by sinc functions. We obtain main expressions and the algorithm for energy calculations for the input signal at the Nyquist frequency. Moreover, we give the example of calculation of generalized characteristics. Based on main expressions of calculating generalized characteristics of the coherent spectrum analyzer and the example, we discover that magnitudes of characteristics depend on parameters of the optical system and the matrix photodetector. Due to these methods, it is possible to choose optimal dimensions and parameters of the device components to improve properties of the latter.

Вступ

В останні роки підвищився інтерес до оптичних систем обробки інформації, в яких носієм інформації є оптичне випромінювання. Особливо спостерігається бурхливий розвиток лазерної вимірювальної техніки в області метрології, мікробіології, радіолокації тощо [1, 2]. Доволі великий інтерес викликають прилади для вимірювання розмірів малих об'єктів, дослідження мікрodefektів поверхонь, визначення пористості тонких волоконних матеріалів, наприклад, аркушевої повсті, для дослідження геометричних параметрів просторових квазі-періодичних структур, що широко використовуються в електровакуумних приладах для керування електронними пучками, тощо. В основу більшості таких приладів покладені схеми когерентного оптичного спектроаналізатора (КОС) [3, 4].

На відміну від інших систем обробки інформації, КОС відзначаються своєю простотою, але при виборі системи для розв'язання тієї чи іншої задачі дуже важливо забезпечити необхідні параметри системи, які характеризують ефективність роботи КОС. На сьогодні вже досліджено основні фізичні основи роботи КОС, які докладно описані в багатьох монографіях та статтях [3, 5–8]. Проте ще не до кінця розроблені та вдосконалені методи проектування оптичних систем, що лежать в основі таких спектроаналізаторів.

Постановка задачі

Метою цієї статті є розроблення методів розрахунку узагальнених характеристик КОС, які визначають властивості приладу та його ро-

боту. Одними з основних характеристик КОС є робочий просторовий спектральний діапазон, просторова спектральна й енергетична роздільні здатності.

Узагальнені схеми побудови КОС

Узагальнена схема КОС складається з послідовно розташованих елементів: джерело когерентного випромінювання (лазер); вхідний транспарант, що характеризується амплітудним коефіцієнтом пропускання; об'єктів та ПЗЗ-матриця. Об'єктів, що використовується для здійснення спектрального аналізу, називають Фур'є-об'єктивом.

Принцип роботи КОС полягає в спектральному розкладанні просторового сигналу. Він дає змогу аналізувати одночасно амплітудні та фазові спектри як одновимірних, так і двовимірних просторових сигналів. Світлова хвиля від джерела випромінювання падає на вхідний транспарант, що має певний коефіцієнт пропускання, та дифрагує. За допомогою Фур'є-об'єктива формується просторовий спектр вхідного сигналу. Далі фотоприймачем реєструється розподіл освітленості та проводиться аналіз параметрів спектра. Сигнал на виході оптичної системи з точністю до постійного множника збігається з Фур'є-образом вхідного сигналу, тому вихідну площину такої системи називають Фур'є-площиною.

Існують дві узагальнені схеми побудови КОС:

- а) коли вхідний транспарант розміщений перед об'єктивом;
- б) коли вхідний транспарант – за об'єктивом.

Розглянемо процес проходження когерентного випромінювання в схемах, наведених на рис. 1.

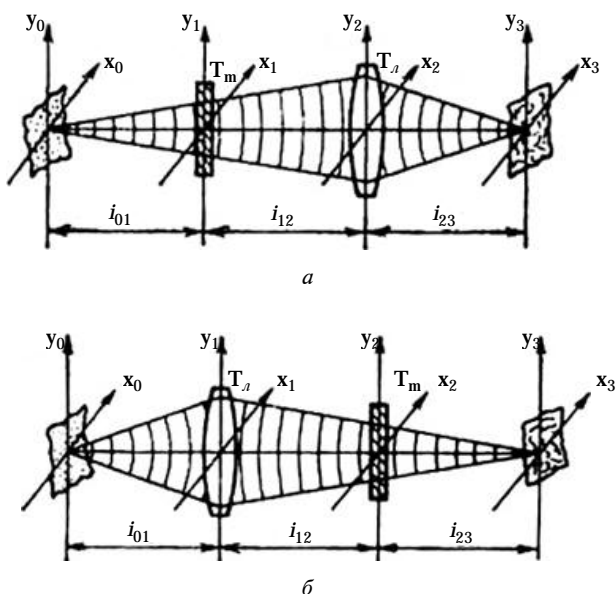


Рис. 1. Схеми побудови оптичної системи когерентних спектроаналізаторів: *a* – вхідний транспарант перед об’єктивом; *б* – вхідний транспарант за об’єктивом

Основним компонентом оптичної системи КОС є сферична лінза. Відомо, що завдяки лінзі можна не тільки формувати зображення, а й виконувати фазове перетворення та перетворення Фур’є.

Нехай точкове джерело когерентного випромінювання, розташоване у площині x_0y_0 , має довжину хвилі λ і амплітуду V_0 . Площина x_3y_3 являє собою просторовий спектр розподілу поля в площині x_1y_1 для схеми, наведеної на рис. 1, *a*, і в площині x_2y_2 для схеми, наведеної на рис. 1, *б*. Відомо, що розподіл поля в площині спостереження x_3y_3 включає квадратичні фазові спотворення поля, які при амплітудно-фазових методах реєстрації вносять додаткові похибки, що в результаті ускладнює інтерпретацію результатів вимірювань. У підручнику [3] на основі класичного принципу Гюйгенса–Френеля були отримані основні математичні залежності, які описують розповсюдження когерентної світлової хвилі в оптичних системах КОС з врахуванням квадратичних фазових спотворень. Це дає змогу вибрати оптимальні геометричні розміри оптичної системи, які дають можливість усунути чи зменшити величину квадратичних фазових спотворень спектра сигналу. Для оптичної схеми, коли транспарант

розташований перед об’єктивом (див. рис. 1, *a*), фазовий множник усувається при

$$\frac{1}{l_{02}} + \frac{1}{l_{23}} = \frac{1}{f}, \quad (1)$$

де $l_{02} = l_{01} + l_{12}$ – відстань від джерела випромінювання до площини Фур’є-об’єктива; f – фокусна відстань лінзи.

Просторові частоти спектра для цього випадку визначаються за такими формулами [3]:

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda l_{12} l_{23} \left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f} \right)}; \quad (2)$$

$$v_y = \frac{y_3}{\lambda l_{12} l_{23} \left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f} \right)}.$$

Для оптичної схеми, коли транспарант розміщений за об’єктивом (див. рис. 1, *б*), фазовий множник усувається при

$$\frac{1}{l_{01}} + \frac{1}{l_{13}} = \frac{1}{f}, \quad (3)$$

де $l_{13} = l_{12} + l_{23}$ – відстань від площини Фур’є-об’єктива до площини x_3y_3 .

Просторові частоти спектра при розміщенні транспаранта за об’єктивом дорівнюють [3]

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda l_{23}}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda l_{23}}. \quad (4)$$

При зміні відстаней між площинами можна змінювати масштаб просторових частот у площині спостереження x_3y_3 . Загальна формула коефіцієнта масштабу просторових частот v_x і v_y у спектрі досліджуваного сигналу має вигляд

$$\mu = \frac{v_x}{x_3} = \frac{v_y}{y_3}. \quad (5)$$

Найбільш поширеною схемою побудови спектроаналізатора є схема, в якій вхідний транспарант розміщений перед Фур’є-об’єктивом. В такій системі вилучені квадратичні фазові спотворення спектра сигналу (при розміщенні вхідного транспаранта в передній фокальній площині Фур’є-об’єктива), а юстуванням оптичної системи досягається мінімум спотворень його просторових і енергетичних параметрів [3].

Визначення узагальнених характеристик КОС

Ефективність використання КОС для розв'язання тієї чи іншої задачі можна оцінити за допомогою основних характеристик. Основними характеристиками КОС, що визначають їх властивості та функціональні можливості, є:

- робочий діапазон просторових частот;
- просторова спектральна роздільна здатність;
- енергетична роздільна здатність.

Робочий діапазон просторових частот – це діапазон просторових частот, у межах якого всі частотні складові досліджуваного спектра пропускатимуться оптичною системою КОС. Діапазон просторових частот, що пропускається системою, буде залежати від діаметра вхідної зіниці об'єктива. На певній просторовій частоті $\nu_{x,max}$ досліджуваний спектр зникатиме. Ця максимальна просторова частота й буде визначати робочий просторовий спектральний діапазон.

Просторова спектральна роздільна здатність $\Delta \nu_x$ характеризується інтервалом частот, при яких система може розрізнити (розділяти) дві спектральні складові однакової амплітуди з частотами ν_x та $\nu_x + \Delta \nu_x$. Оскільки вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання (ПВ), то спектральна роздільна здатність системи визначається розмірами чутливої площадки (пікселя).

Енергетична роздільна здатність слугує для оцінки здатності матричного ПВ виявляти сигнали об'єктів на фоні шумів. Основним критерієм, що визначає енергетичну роздільну здатність, є поріг чутливості ПВ. Порогом чутливості називають найменший потік випромінювання або найменшу освітленість, які можуть бути зареєстровані приймальною системою. Йому відповідає такий мінімальний рівень сигналу, при якому на виході ПВ відношення сигнал/шум дорівнює одиниці.

Методика розрахунку характеристик КОС

При проектуванні системи КОС важливо забезпечити необхідні наведені вище характеристики. Розглянемо методику розрахунку характеристик для більш поширеної схеми, коли вхідний транспарант розміщений у передній фокальній площині об'єктива (рис. 2). Як вхідний транспарант візьмемо екран з прямокут-

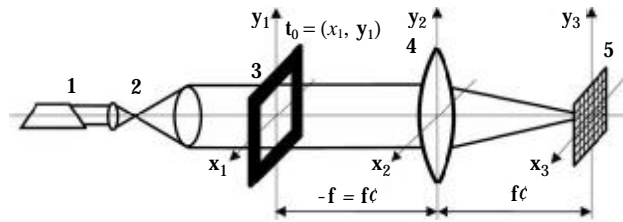


Рис. 2. Схема КОС: 1 – лазер; 2 – колімуюча система; 3 – вхідний транспарант прямокутної форми; 4 – Фур'є-об'єктив; 5 – ПЗЗ-матриця

ним отвором, який має розмір $a \times b$ та коефіцієнт пропускання $t_0(x_1, y_1)$.

Нехай на вхідний транспарант падає плоска монохроматична хвиля, внаслідок чого на транспаранті буде спостерігатись дифракція, тому розподіл поля в площині ПВ визначається виразом [3]

$$V(x_3, y_3) = \frac{1}{j\lambda f'} \times \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} V(x_1, y_1) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f'} (x_3 x_1 + y_3 y_1)\right] \times dx_1 dy_1, \quad (6)$$

де λ – довжина хвилі; f' – фокусна відстань Фур'є-об'єктива; $V(x_1, y_1)$ – розподіл поля в площині транспаранта; x_1, y_1, x_3, y_3 – просторові координати в площині $x_1 y_1$ і $x_3 y_3$ відповідно.

Просторовий спектр функції $V(x_1, y_1)$ визначається двовимірним перетворенням Фур'є:

$$F\{V(x_1, y_1)\} = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} V(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(\nu_x x_1 + \nu_y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (7)$$

де ν_x, ν_y – просторові частоти.

Порівнюючи вирази (6) і (7), можна відзначити, що просторові частоти будуть дорівнювати

$$\nu_x = \frac{x_3}{\lambda f'}; \nu_y = \frac{y_3}{\lambda f'}. \quad (8)$$

Інтенсивність розподілу поля у площині аналізу дорівнює квадрату модуля спектра Фур'є-образу і визначається таким виразом:

$$I(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2. \quad (9)$$

Розглянемо одновимірний розподіл поля уздовж осі x . Для того щоб знайти робочий ді-

апазон просторових частот скористаємось законами геометричної оптики. Оптична система КОС пропускає просторові частоти тільки в межах від 0 до $v_{x,max}$. Розглянемо таке проходження променя через Фур'є-об'єктив, при якому буде пропускатись максимальна просторова частота (рис. 3).

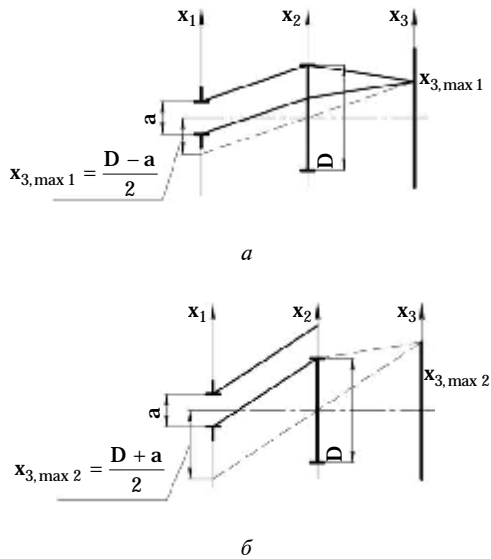


Рис. 3. Проходження променя через Фур'є-об'єктив: а – віньетування відсутнє; б – віньетування змінюється від 1 до 0

З рис. 3 видно, що граничні просторові частоти будуть дорівнювати

$$v_{x,max1} = \frac{x_{3,max1}}{\lambda f'} = \frac{D - a}{2\lambda f'}; \tag{10}$$

$$v_{x,max2} = \frac{x_{3,max2}}{\lambda f'} = \frac{D + a}{2\lambda f'},$$

де D – діаметр вхідної зіниці Фур'є-об'єктива.

При цьому необхідно зазначити, що в спектральному діапазоні від 0 до $v_{x,max1}$ віньетування в системі відсутнє, а в межах від $v_{x,max1}$ до $v_{x,max2}$ – змінюється від 1 до 0. За межами частоти $v_{x,max2}$ сигнал буде відсутній.

Важливу роль у роботі КОС відіграє матричний фотоприймач (ПЗЗ-матриця), який визначає усі три основні характеристики КОС.

Знайдемо мінімальний просторовий спектр вхідного сигналу, що розпізнається одним пікселем. Нехай піксель матриці має розмір $V_D \times W_D$. Враховуючи просторову частоту, що визначається формулою (8), та розмір пікселя, знайдемо просторову спектральну роздільну здатність:

$$\Delta v_x = v_{x,2} - v_{x,1} = \frac{x_3}{\lambda f'} - \frac{x_3 - V_D}{\lambda f'} = \frac{V_D}{\lambda f'}, \tag{11}$$

де $v_{x,1}, v_{x,2}$ – просторові частоти, що відповідають положенню сусідніх пікселів.

Метою енергетичного розрахунку є визначення величини електричного сигналу та відношення сигнал/шум на виході ПЗЗ-матриці залежно від просторової частоти вхідного оптичного сигналу.

Для цього необхідно вибрати еталонний оптичний сигнал, який має відомий просторовий спектр. Такий сигнал може мати будь-який вхідний транспарант. Як такий сигнал можна використати щілину, прямокутний отвір, одновимірну синусоїдальну функцію амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта, одновимірну прямокутну функцію пропускання вхідного транспаранта тощо.

Як еталонний тест-об'єкт виберемо прямокутний отвір розміром $a \times b$, просторовий спектр якого описується sinc -функціями (рис. 4).

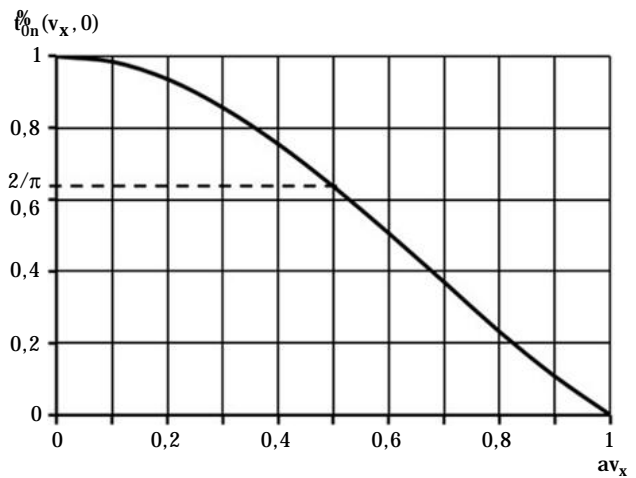


Рис. 4. Одновимірний нормований просторовий спектр пропускання прямокутного отвору

Недоліком цього сигналу є те, що амплітуда світлового поля в певній точці аналізу залежить від розмірів отвору $a \times b$, що не дає змоги розповсюдити результати енергетичного розрахунку для довільних вхідних сигналів.

Визначимо сигнал U_S та відношення сигнал/шум SNR на частоті Найквіста $v_N = 1 / 2a$. Такий підхід широко використовується при визначенні просторового розділення телевізійних і тепловізійних цифрових камер [10]. За таких умов частота Найквіста v_N у площині аналізу $x_3 y_3$ має такі координати:

$$x_{3N} = \frac{\lambda f'}{2a}. \quad (12)$$

Визначимо значення просторового спектра прямокутного отвору на частоті Найквіста. Амплітудний коефіцієнт пропускання такого отвору визначається функцією

$$t_0(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } |x_1| \leq \frac{a}{2}, |y_1| \leq \frac{b}{2}; \\ 0, & \text{в інших випадках.} \end{cases} \quad (13)$$

Просторовий спектр функції (13) знаходиться за допомогою двовимірного перетворення Фур'є [8]:

$$\begin{aligned} t_0^*(v_x, v_y) &= F\{t_0(x_1, y_1)\} = \\ &= ab \frac{\sin(\pi a v_x)}{\pi a v_x} \frac{\sin(\pi b v_y)}{\pi b v_y} = \\ &= ab \operatorname{sinc}(a v_x) \operatorname{sinc}(b v_y), \end{aligned} \quad (14)$$

де $\operatorname{sinc}(z) = \frac{\sin(\pi z)}{z}$ – sinc-функція.

У точці (0, 0) маємо $t_0^*(0, 0) = ab$. Нормований спектр визначаємо так:

$$t_{0n}^*(v_x, v_y) = \frac{t_0^*(v_x, v_y)}{t_0^*(0, 0)} = \operatorname{sinc}(a v_x) \operatorname{sinc}(b v_y), \quad (15)$$

де $v_x = \frac{x_3}{\lambda f'}$ – просторова частота.

Одновимірний нормований спектр на частоті Найквіста має значення

$$t_{0n}^*(v_N, 0) = \operatorname{sinc}(a v_N) = \frac{\sin\left(\pi a \frac{1}{2a}\right)}{\pi a \frac{1}{2a}} = \frac{2}{\pi}. \quad (16)$$

Це означає, що на частоті Найквіста спектр сигналу зменшується в $\pi/2$ рази відносно максимального значення.

Розглянемо послідовність перетворення випромінювання від лазера до площини аналізу, наведеного на рис. 2.

Нехай освітлювана система створює плоску монохроматичну хвилю з амплітудою V_0 , яка нормально падає на вхідний транспарант, тоді амплітуда поля за транспарантом дорівнюватиме

$$V_1(x_1, y_1) = V_0 t_0(x_1, y_1), \quad (17)$$

де амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта описується функцією (13).

Враховуючи вираз (17), визначимо амплітуду поля в площині аналізу:

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f'} F\{t_0(x_1, y_1)\} = \\ &= \frac{V_0 ab}{j\lambda f'} \operatorname{sinc}(a v_x) \operatorname{sinc}(b v_y). \end{aligned} \quad (18)$$

Тоді, із врахуванням коефіцієнта пропускання об'єктива τ , освітленість у площині $x_3 y_3$, де встановлена ПЗЗ-матриця, дорівнює

$$\begin{aligned} E_3(x_3, y_3) &= \\ &= \tau \cdot E_0 \left(\frac{ab}{\lambda f'} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left(a \frac{x_3}{\lambda f'} \right) \operatorname{sinc}^2 \left(b \frac{y_3}{\lambda f'} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

де $E_0 = |V_0|^2$ – освітленість вхідного транспаранта.

Формула (19) не враховує віньєтування випромінювання, яке практично відсутнє при малих розмірах тест-об'єкта, тобто коли $\sqrt{a^2 + b^2} \ll D$.

Для аналізу розподілу освітленості $E_3(x_3, y_3)$ будемо використовувати ПЗЗ-матрицю, яка має такі параметри: спектральна чутливість $R_D(\lambda)$, В·см²/мкДж; величина середньоквадратичного значення шумового сигналу U_N , мкВ; час накопичення T_i , мс; формат матриці $p \times q$; розмір пікселя $V_D \times W_D$, мкм²; розмір матриці $x_D \times y_D$, мм².

Знайдемо величину експозиції, яку забезпечує освітленість (19):

$$H(x_3, y_3) = E_3(x_3, y_3) \cdot T_i. \quad (20)$$

Тоді сигнал на виході пікселя дорівнює

$$U_S = R_D \cdot H(x_3, y_3) = R_D \cdot E_3(x_3, y_3) \cdot T_i, \quad (21)$$

де R_D – чутливість ПЗЗ на довжині хвилі λ .

Відношення сигнал/шум визначається так:

$$\operatorname{SNR} = \frac{U_S}{U_N}. \quad (22)$$

Приклад розрахунку

Вихідні дані для розрахунку такі:

- параметри лазера: довжина хвилі $\lambda = 635$ нм, потужність $\Phi = 4,5$ мВт;

- параметри Фур'є-об'єктива: діаметр вхідної зіниці $D = 57,6$ мм, фокусна відстань $f' = 160$ мм, відносний отвір $D/f' = 1/2,8$, коефіцієнт пропускання на довжині хвилі $\lambda = 635$ нм, $\tau = 0,8$;
- розмір вхідного транспаранта $a \times b = 26 \times 26$ мм²;
- еталонний вхідний сигнал – квадратний отвір розміром $0,1 \times 0,1$ мм²;
- параметри ПЗЗ-матриці: розмір пікселя $V_D \times W_D = 14 \times 14$ мкм²; час накопичення $T_i = 33$ мс; напруга шумового сигналу $U_N = 200$ мкВ; чутливість на довжині хвилі 635 нм $R_D = 6$ В·см²/мкДж.

Для знаходження робочого діапазону просторових частот знайдемо граничні просторові частоти, які розраховуються за формулами (10).

Граничні просторові частоти будуть дорівнювати

$$v_{x, \max 1} = \frac{57,6 - 26}{2 \cdot 635 \cdot 10^{-6} \cdot 160} = 156 \text{ мм}^{-1};$$

$$v_{x, \max 2} = \frac{57,6 + 26}{2 \cdot 635 \cdot 10^{-6} \cdot 160} = 411 \text{ мм}^{-1}.$$

Таким чином, від 0 до 156 мм^{-1} віньетування в системі відсутнє, а в межах від 156 до 411 мм^{-1} – змінюється від 1 до 0 . За межами частоти 408 мм^{-1} сигнал буде відсутній.

Знайдемо за формулою (11) мінімальне просторове розділення вхідного сигналу, що розпізнається одним пікселем:

$$\Delta v_x = \frac{14 \cdot 10^{-3}}{635 \cdot 10^{-6} \cdot 160} = 0,138 \text{ мм}^{-1}.$$

Алгоритм розрахунку відношення сигнал/шум наведено нижче.

Розраховуємо за відомими методиками освітленість транспаранта:

$$E_0 = \frac{\Phi}{A_D} \cdot k_e = \frac{4,5 \cdot 10^{-3}}{26 \cdot 26 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,5 = 3,33 \text{ Вт/м}^2,$$

де $k_e = 0,5$ – коефіцієнт ефективності освітлювальної системи КОС, яка забезпечує рівномірність освітлення вхідного транспаранта; $A_D = V_D W_D$ – площа пікселя.

Знаходимо за формулою (19) освітленість ПЗЗ-матриці в області, де знаходиться частота Найквіста уздовж координати x_3 :

$$E_3(x_{3N}, 0) = 0,8 \cdot 3,33 \left(\frac{0,1 \cdot 0,1}{635 \cdot 10^{-6} \cdot 160} \right)^2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 = 1,05 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}^2.$$

За формулою (20) знаходимо експозицію:

$$H = 1,05 \cdot 10^{-3} \cdot 33 \cdot 10^{-3} = 3,46 \cdot 10^{-4} \text{ Вт} \cdot \text{с/м}^2 = 3,46 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/м}^2.$$

За формулою (21) розраховуємо величину сигналу на виході ПЗЗ-матриці:

$$U_S = 600 \cdot 3,46 \cdot 10^{-5} = 0,21 \text{ В}.$$

Тоді відношення сигнал/шум дорівнює

$$\text{SNR} = \frac{0,21}{200 \cdot 10^{-6}} = 1050.$$

Висновки

На основі наведених методів розрахунку узагальнених характеристик КОС, коли вхідний транспарант розміщений перед Фур'є-об'єктивом, можна зробити такі висновки:

1. Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи КОС. Гранична максимальна просторова частота тим більша, чим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань. Одночасно треба враховувати розміри матричного ПВ, від якого також залежить шуканий діапазон.

2. Підвищити просторову спектральну роздільну здатність, тобто зменшення Δl_x , можна вибором ПВ з меншими розмірами пікселя та збільшенням фокусної відстані Фур'є-об'єктива.

3. Енергетична роздільна здатність залежить від параметрів ПВ та відносного отвору Фур'є-об'єктива, тобто чим більший відносний отвір Фур'є-об'єктива, тим вищу енергетичну роздільну здатність матиме прилад.

Подальші дослідження слід спрямувати на дослідження впливу аберацій об'єктива та нерівномірності освітлення вхідного транспаранта на основні характеристик КОС.

1. *Акаев А.А., Майоров С.А.* Оптические методы обработки информации. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2005. – 260 с.
2. *Кондратенков Г.С.* Обработка информации когерентными оптическими системами. – М.: Сов. радио, 1972. – 208 с.
3. *Колобродов В.Г., Тимчик Г.С.* Дифракційна теорія оптичних систем. – К.: НТУУ "КПІ", 2011. – 140 с.
4. *Колобродов В.Г., Тимчик Г.С.* Исследование геометрических параметров квазипериодических структур с помощью когерентного оптического спектроанализатора // Опτικο-механическая пром. – 1982. – № 2. – С. 9–11.
5. *Зверев В.А., Степанов Н.С.* Экспериментальная радиооптика. – М.: Наука, 1979. – 255 с.
6. *Колобродов В.Г., Тимчик Г.С.* Анализ оптических схем когерентных спектроанализаторов // Опτικο-механическая пром. – 1982. – № 10. – С. 4–7.
7. *Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Сахно С.П.* Погрешность сборки и юстировки оптической системы когерентного спектроанализатора // Там же. – 1983. – № 9. – С. 6–9.
8. *Колобродов В.Г., Островский А.С.* Дифракционная теория оптических систем. – К.: КПИ, 1986. – 84 с.
9. *Якушенков Ю.Г.* Теория и расчет оптико-электронных приборов. – М.: Логос, 1999. – 480 с.
10. *Колобродов В.Г., Лихоліт М.І.* Проектування тепловізійних і телевізійних систем спостереження. – К.: НТУУ "КПІ", 2007. – 364 с.

Рекомендована Радою
приладобудівного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
7 червня 2012 року