

СТРУКТУРИ ІНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧНИХ ФОКУСУЮЧИХ ЛІНЗ ТА АЛГОРИТМ ЇХ ВИГОТОВЛЕННЯ

Проведено розрахунок структур інтегрально-оптичних фокусуєчих дифракційних лінз та наведено алгоритм керування електронним променем для їх виготовлення.

Calculation of structures of integrated optics focusing diffraction lenses is carried out and algorithm of electron beam control for their production is developed.

Елементи інтегральної оптики мають складну субмікронну структуру, для виготовлення якої необхідно застосування електронно-променевої літографії з її високою роздільною здатністю. В загальному випадку ці елементи не мають певної правильної форми – прямокутника, кола і т.д. Це означає, що для їх виготовлення не можливо застосувати генератор зображень електронно-променевої установки. В такому випадку на електронно-растровий мікроскоп із великою швидкістю повинні передаватись значні масиви інформації – координати всіх точок інтегрально-оптичного елемента із кроком близько 0,1 мкм. При цьому обчислення і передача координат точок повинні здійснюватись безпосередньо в процесі експонування, що проблематично навіть для сучасних потужних персональних комп'ютерів. Одним із шляхів вирішення цієї проблеми є розробка алгоритмів і програм, які дозволили б значно прискорити процес обчислення заданої структури заданого інтегрально-оптичного елемента, не виходячи при цьому за межі встановленої точності. Саме такий підхід, в якому поєднано математичний аналіз і комп'ютерні алгоритми, викладено нижче при розгляді інтегрально-оптичних фокусуєчих дифракційних лінз (ІОДЛ).

Розглянемо спочатку структуру фокусуєчої ІОДЛ у найбільш простому випадку паралельного зовнішнього світлового пучка. Виберемо систему координат так, щоб її площина xOy збігалася з площиною ІОДЛ, а початок координат – з її центром. Вважатимемо також, що зовнішнє випромінювання поширюється з кутом падіння θ вздовж осі Ox , на якій на відстані f від центра ІОДЛ розташована точка фокусування. Сказане схематично зображено на рис. 1.

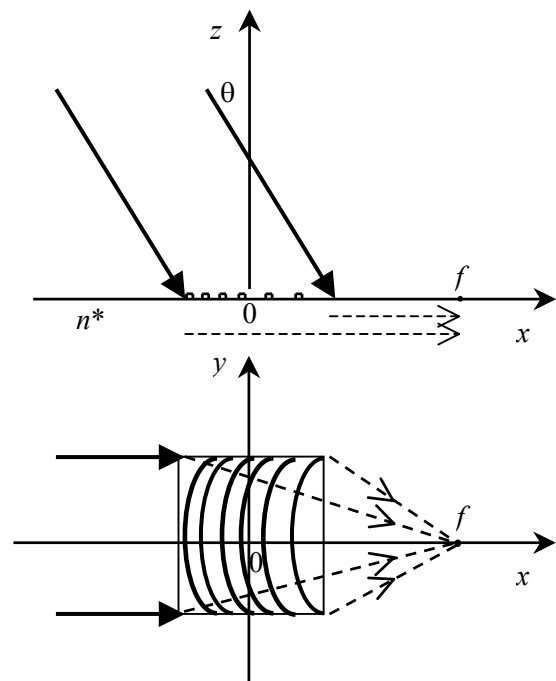


Рис.1 Фокусування паралельного світлового пучка.

Як відомо [1], сукупність смуг дифракційної лінзи визначається із

$$\Phi_{12}(x,y) - \Phi_{12}^{(0)} = 2\pi m, \quad (1)$$

$$\Phi_{12}(x,y) - \Phi_{12}^{(0)} = 2\pi(m - 0,5),$$

де $\Phi_{12}(x,y) \equiv \Phi_1(x,y) - \Phi_2(x,y)$, $\Phi_1(x,y)$ і $\Phi_2(x,y)$ – фази падаючого і дифрагovanого випромінювання в площині лінзи, $\Phi_{12}^{(0)}$ – найменше значення $\Phi_{12}(x,y)$ на площині xOy , m – ціле додатне число. Перше рівняння (1) визначає зовнішню, а друге – внутрішню межу m -ї смуги дифракційної лінзи. Оскільки

$$\Phi_1(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \cdot x,$$

$$\Phi_2(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} n^* \sqrt{(x-f)^2 + y^2},$$

де n^* – ефективний показник заломлення хвильоводної моди, то отримуємо:

$$\Phi_{12}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sin \theta \cdot x + n^* \sqrt{(x-f)^2 + y^2} \right).$$

Надалі зручно перейти в систему координат із початком в точці фокусування. Тоді, враховуючи, що фаза визначена із точністю до постійної, маємо:

$$\Phi_{12}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sin \theta \cdot x + n^* \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (2)$$

Легко доказати, що мінімум $\Phi_{12}(x, y)$ знаходиться в точці $x^{(0)}=y^{(0)}=0$ і дорівнює нулю. Остаточне загальне рівняння (1) набуває такого вигляду (для зовнішньої межі m -ї смуги):

$$\sin \theta \cdot x + n^* \sqrt{x^2 + y^2} = \lambda m. \quad (3)$$

Переходячи до полярних координат $x=r\cos\varphi$, $y=r\sin\varphi$, легко знайти явний аналітичний вираз форми m -ї смуги

$$\rho_m(\varphi) = \frac{\lambda m}{n^* + \sin \theta \cos \varphi}. \quad (4)$$

Як видно із (4), кожна смуга (точніше її межа) фокусує ДЛ має вигляд еліпса, видовженого вздовж напрямку фокусування, при цьому правий фокус еліпса збігається із точкою фокусування, ексцентриситет $e=\sin\theta/n^*$, а велика піввісь $a=n^*\lambda m/(n^{*2}-\sin^2\theta)$.

Розглянемо тепер загальну структуру фокусуєчої ІОДЛ у випадку, коли джерело зовнішнього випромінювання – точка, яка знаходиться на кінцевій відстані від дифракційної лінзи, як це зображено на рис.2.

На відміну від попереднього випадку, тепер

$$\Phi_1(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(x-s)^2 + y^2 + h^2}$$

і тому

$$\Phi_{12}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{(x-s)^2 + y^2 + h^2} + \sqrt{(x-f)^2 + y^2} \right). \quad (5)$$

Переходячи знову ж таки в систему координат із центром в точці фокусування, отримуємо

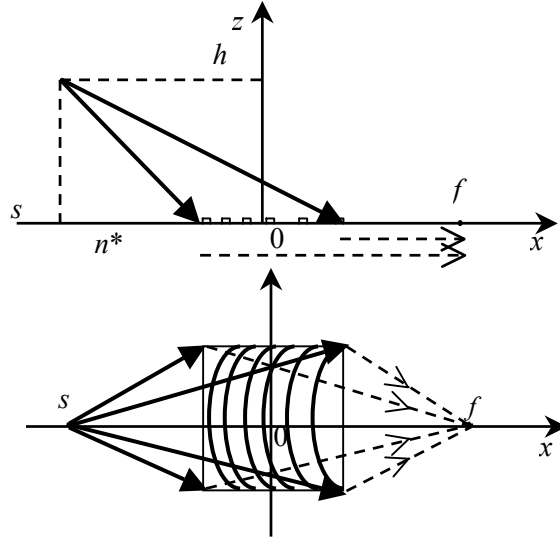


Рис.2. Фокусування сферичного світлового пучка.

$$\Phi_{12}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{(x+f-s)^2 + y^2 + h^2} + n^* \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (6)$$

Знайдемо мінімум $\Phi_{12}(x, y)$ (6). Очевидно, що він реалізується при $y=0$. Аналізуючи далі цей спрощений вираз для $\Phi_{12}(x, 0)$, легко встановити, що його мінімум досягається при $x=0$. Отже,

$$\Phi_{12}^{(0)} = \Phi_{12}(0, 0) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(f-s)^2 + h^2}.$$

Остаточне загальне рівняння (1) набуває вигляду (для зовнішньої межі m -ї смуги):

$$\sqrt{(x+f-s)^2 + y^2 + h^2} + n^* \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{(f-s)^2 + h^2} = \lambda m. \quad (7)$$

На відміну від (3) рівняння (7), якщо позбавитись радикалів, є рівнянням не 2-го, а 4-го степеня. Тому крива визначена рівнянням (7) не є однією із стандартних кривих 2-го порядку. Однак її явний вигляд у полярних координатах можна отримати і в цьому випадку, розв'язуючи квадратне рівняння для ρ , що виводиться з (7), і відкидаючи фіктивний корінь. Якщо відстань від джерела до точки фокусування $d=\sqrt{(f-s)^2 + h^2}$, а "кут падіння" $\sin\theta=(f-s)/d$, то маємо із (7):

$$\rho_m(\varphi) = 2\lambda m \cdot \left(1 + \frac{\lambda m}{2d} \right) \left(n^* \left(1 + \frac{\lambda m}{2d} \right) + \sin \theta \cos \varphi + \sqrt{\left[n^* \left(1 + \frac{\lambda m}{2d} \right) + \sin \theta \cos \varphi \right]^2 - (n^{*2} - 1) \frac{2\lambda m}{d} \left(1 + \frac{\lambda m}{d} \right)} \right)^{-1}.$$

При виготовленні ІОДЛ методом електронно-променевої літографії електронний промінь повинен "засвітити" всі ті точки електронрезисту в області ІОДЛ, які належать смугам дифракційної лінзи і пропустити всі інші, розташовані між смугами. Слід взяти до уваги, що діаметр електронного променя близько 0,25 мкм, а точність його позиціонування приблизно 0,1 мкм. Суть растрового алгоритму керування скануванням електронним променем полягає в тому, що промінь послідовно рухається по прямих $x=x_i=\text{const}$ або $y=y_i=\text{const}$, розташованих на відстані 0,1 мкм одна від одної, змінюючи свою інтенсивність від 0 в області між смугами ІОДЛ до 1 в області цих смуг. Розглянемо всі прикладні аспекти растрового алгоритму більш детально. При цьому ми почнемо відразу із найбільш загального і складного випадку, що описується рівнянням (7). Наше завдання дуже просте: зафіксувавши відповідне значення $x=x_i$, або $y=y_i$ із області ІОДЛ, знайти лінії перетину прямої $x=x_i$, або $y=y_i$ із смугами дифракційної лінзи в області ІОДЛ. Саме на цих лініях електронний промінь повинен "вмикатись" і "вимикатись" між ними. Оскільки смуги дифракційної лінзи в тій області ІОДЛ, що вибирається на практиці, тягнуться скоріше вздовж осі Oy , ніж Ox , то ясно, що сканування доцільніше проводити вздовж прямих $x=x_i$. Достатньо знайти $y_1 < y_2$ – координати пар точок, що є точками перетину меж смуг дифракційної лінзи прямою $x=x_i$ в області ІОДЛ. Враховуючи симетрію системи, досить розглянути лише половину області допустимих значень y , наприклад $y < 0$.

В основі безпосереднього знаходження точок $y_1 < y_2$ лежать такі прості міркування і вирази.

По-перше, введемо функцію

$$F_i(y) = \lambda^{-1} \left(\sqrt{(x+f-s)^2 + y^2 + h^2} + n \cdot \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{(f-s)^2 + h^2} \right). \quad (8)$$

Тоді довільна точка y на прямій $x=x_i$ належить якійсь смузі ІОДЛ у випадку

$$\text{fix}[F_i(y)] \geq 0,5, \quad (9)$$

де fix – функція виділення дробової частини і лежить між смугами в іншому випадку.

По-друге, оскільки нам досить знати точки $y_1 < y_2$ лише з точністю до 0,1 мкм, то вони можуть бути знайдені шляхом простого послідовного тестування із кроком 0,1 мкм, використовуючи критерій (9) і прості правила розрізнення $y_1 < y_2$ і граничних випадків.

По-третє, вищевказаний процес тестування точок можливо багатократно (в десятки, сотні разів) прискорити, переходячи від уже знайденої крайової точки y_k ($k=1,2$) відразу як найближче до наступної крайової точки. В основі цього лежить таке. Функція $F_i(y)$ з ростом y в області $y < 0$ монотонно зменшується, причому при переході від даної крайової точки до наступної вона зменшується на 0,5. За теоремою Лагранжа відповідне збільшення y , що водночас і є відстанню від даної крайової точки до наступної, можна записати як $\Delta y_k = 0,5 / |F_i'(y^*)|$, де F_i' – похідна від F_i , а y^* – деяка невідома точка із інтервалу $(y_k, y_k + \Delta y_k)$. Розглядаючи явний вираз для F_i' , легко встановити, що $|F_i'(y)|$ – функція, яка монотонно спадає з ростом y в області $y < 0$. Тоді ми можемо стверджувати, що має місце нерівність

$$\Delta y_{k \min} = 0,5 / |F_i'(y_k)| \leq \Delta y_k.$$

Це означає, що коли ми від знайденої крайової точки y_k перейдемо відразу до точки $(y_k + \Delta y_{k \min})$, то попадемо в область наступної крайової точки. Після цього шукану крайову точку можливо знайти шляхом подальшого послідовного тестування із кроком 0,1 мкм за критерієм (9) і за невеликою кількістю кроків.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Бобров С.Т., Грейсх Г.И., Туркевич Ю.Г. Оптика дифракционных элементов и систем. - Ленинград: Машиностроение, 1986.