

ПРИЛАДОБУДУВАННЯ ТА ІНФОРМАЦІЙНО-ВИМІРЮВАЛЬНА ТЕХНІКА

УДК 535.317

В.Г. Колобродов, В.І. Микитенко, Є.А. Сірий

ІНФРАЧЕРВОНА ГІБРИДНА ЛІНЗА З ВИПРАВЛЕНОЮ СФЕРИЧНОЮ АБЕРАЦІЄЮ

This paper proposes the method of monochromatic lens spherical aberration correction by designing it as a hybrid lens. This method is based on the equation, which allows obtaining designing wavelength and focal distant of the hybrid lens diffractive part. The spherical aberration of the obtained diffractive part is equal to the refractive part of spherical aberration but has an opposite sign within a given clear aperture. Using this method, we calculate the plano-convex germanium hybrid lens with low f-number, which forms perfect spherical wavefront for the operating wavelength. To increase the diffractive efficiency of the calculated lens to the required value, we propose to change the obtained designing parameters of the diffractive part. We show that the increase of diffractive efficiency of the hybrid lens enables the rise of spherical aberration, but the spherical aberration value of the hybrid lens is always less than that of the refractive one.

Вступ

Дифракційні оптичні елементи (ДОЕ) отримують все ширше застосування в сучасному оптичному приладобудуванні. Унікальні властивості ДОЕ успішно використовуються для створення мультифокальних, ахроматичних, атермічних оптичних систем (ОС), що формують зображення [1–3]. Особлива увага приділяється проектуванню інфрачервоних ДОЕ, оскільки це сприяє вирішенню проблеми обмеженості оптичних матеріалів, прозорих в інфрачервоній області спектра [4].

На сьогодні проектування рефракційно-дифракційних ОС обмежується використанням ДОЕ для корекції тієї чи іншої вади ОС. Зазвичай такі ДОЕ мають дуже малі відносні отвори й істотно не впливають на кривизну хвильового фронту. Проте дослідження саме світлосильних ДОЕ відкриває нові можливості та розширює область їх застосування. Тому нині велику увагу привертає до себе такий вид ДОЕ, як кіноформні елементи (КЕ), що здатні виконувати функції рефракційної лінзи [1, 4]. В ОС, де маса і габарити є важливими параметрами, КЕ мають значні переваги порівняно з традиційними лінзами. Тому важливим є розгляд аберацій світлосильних ДОЕ, зокрема КЕ, з метою розроблення відповідних рекомендацій щодо їх зменшення. Корекція сферичної аберації – це завжди актуальна задача при проектуванні світлосильних ОС, тому її дослідження в КЕ, особливо в інфрачервоних, є актуальною проблемою сьогодення.

Постановка задачі

Мета роботи полягає в дослідженні сферичної аберації кіноформного елемента та про-

ектуванні інфрачервоної гібридної лінзи з виправленою сферичною аберацією.

Фазові перетворення кіноформного елемента

Як відомо, КЕ – це тонкий рефракційно-дифракційний елемент, який через фазову модуляцію (максимальне значення якої дорівнює 2π) здатний забезпечувати фокусування світла. Фазова модуляція забезпечується внесенням у кожен точку хвильового фронту відповідної оптичної різниці ходу $OPD(r)$. Тоді фазова функція такого елемента має вигляд

$$\varphi(r) = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) OPD(r),$$

де λ_0 – розрахункова довжина хвилі [2, 3]. Таким чином, КЕ – це фазовий елемент, амплітудний коефіцієнт пропускання якого дорівнює 1.

У [5] показано, що фазову функцію КЕ можна записати як

$$\varphi(r) = \alpha 2\pi \left(m - \frac{\sqrt{f_0^2 + r^2} - f_0}{\lambda_0} \right), \quad r_m \leq r < r_{m+1}, \quad (1)$$

де f_0 – розрахункова фокусна відстань КЕ; m – порядковий номер зони Френеля КЕ; $\alpha = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ – коефіцієнт фазової затримки. Амплітудний коефіцієнт пропускання КЕ запишеться у вигляді

$$t(\gamma) = \exp[i\varphi(\gamma)], \quad (2)$$

де $\gamma = \frac{\sqrt{f_0^2 + r^2} - f_0}{\lambda_0}$. Рівняння (2) є періодичною функцією від γ , яку можна розкласти в ряд Фур'є [2, 5]:

$$t(\gamma) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} C_n \exp(-i2\pi n\gamma), \quad (3)$$

де $C_n = \exp(-\pi(\alpha + n)) \sin c(\pi(\alpha + n))$; n – порядок дифракції.

Сферична аберація кіноформного елемента

КЕ з мікропрофілем, що описується фазовою функцією (1), не вносить сферичної аберації для світла з довжиною хвилі λ_0 і фокусує його на розрахунковій фокусній відстані f_0 . Якщо на елемент падає світло з довжиною хвилі λ , то він фокусує його на відстані $f = \frac{\lambda_0 f_0}{\lambda}$ (параксіальний фокус у першому дифракційному порядку) [2, 3] і вносить сферичну аберацію, яку можна розрахувати як різницю оптичних довжин хвиль ідеального $OPD(r)_i$ та реального (абераційного) $OPD(r)_p$ хвильових фронтів. Фазова функція ідеальної сферичної хвилі має такий вигляд:

$$\begin{aligned} \varphi(r)_i &= \frac{2\pi}{\lambda} OPD(r)_i = \frac{2\pi}{\lambda} (f - \sqrt{f^2 + r^2}) = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \left(-\frac{r^2}{2f} + \frac{r^4}{8f^3} - \frac{r^6}{16f^5} + \dots \right), \end{aligned} \quad (4)$$

де f – параксіальний фокус для світла з довжиною хвилі λ . Щоб знайти $OPD(r)_p$, необхідно для $n = 1$ розкласти в біноміальний ряд функцію пропускання (3) (без урахування коефіцієнта C_n , який не впливає на кривизну хвильового фронту, а визначає його енергетичну ефективність) і записати другий член розкладу як [5]

$$\begin{aligned} \frac{i2\pi}{\lambda_0} OPD(r)_p &= \frac{i2\pi}{\lambda_0} (\sqrt{f_0^2 + r^2} - f_0) = \\ &= \frac{i2\pi}{\lambda_0} \lambda \left(-\frac{r^2}{2f_0} + \frac{r^4}{8f_0^3} - \frac{r^6}{16f_0^5} + \dots \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Порівнюючи відповідні доданки з (4) і (5), першу суму Зейделя для КЕ запишемо у вигляді

$$S_{I_{\text{диф}}} = \frac{r^4}{f_0^3} \left(\frac{\lambda^3 - \lambda \lambda_0^2}{\lambda_0^3} \right). \quad (6)$$

Отримане рівняння (6) підтверджує, що для розрахункової довжини хвилі λ_0 сферична аберація відсутня.

Для визначення сферичної аберації параксіального КЕ (зони такого елемента розраховуються за допомогою спрощеного параксіального рівняння) в рівняннях (2) і (3) покладемо $\gamma = \frac{r^2}{2\lambda_0} f_0$, що є першим членом біноміального розкладу сферичної хвилі. Виконавши аналогічні операції, отримаємо першу суму Зейделя для параксіального КЕ:

$$S_{I_{\text{диф. п}}} = \frac{r^4}{\lambda_0^3} \cdot \frac{\lambda^3}{\lambda_0^3}.$$

Властивості сферичної аберація кіноформного елемента

Розглянемо сферичну аберацію КЕ в спектральному діапазоні 8–12 мкм для $\lambda_0 = 10$ мкм, $f_0 = 100$ мм, $\frac{D}{f_0} = 0,25$. У межах цього світлового діаметра розміщується 77 дифракційних зон, а ширина останньої становить 0,081 мм. На рис. 1 зображена сферична аберація КЕ, зони якого розраховані за допомогою параксіального і непараксіального рівнянь.

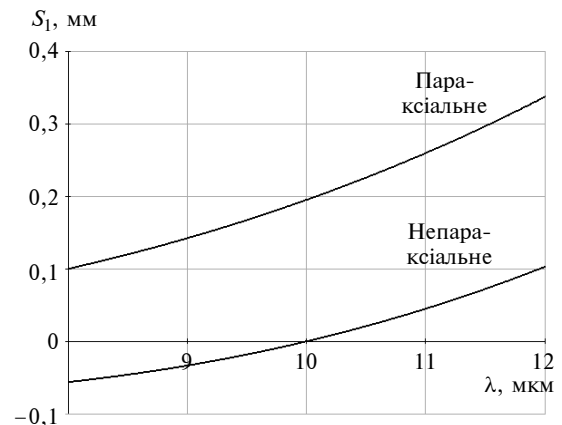


Рис. 1. Сферична аберація КЕ

Очевидно, що в заданому спектральному діапазоні для $\lambda \neq \lambda_0$ сферична аберація параксіального КЕ перевищує сферичну аберацію непараксіального КЕ в $\left| \frac{1}{(1 - \alpha^2)} \right|$ разів, що і відображено на рис. 1. Особливістю непараксіального КЕ є його від'ємне значення сферичної аберації для $\lambda < \lambda_0$. Тобто зі збільшенням порядкового номера зони (відповідно, збільшується і світловий діаметр) його фокусна від-

стань відносно параксiальної збільшується. А для світла з $\lambda > \lambda_0$, як і для рефракційної лінзи, – навпаки. Тому такий елемент здатний компенсувати сферичну аберацію рефракційної лінзи для певної довжини хвилі λ в межах усього світлового діаметра.

Отже, якщо відома сферична аберація рефракційної лінзи $S_{I_{\text{реф}}}$, то можна підібрати такі розрахункові параметри КЕ λ_0 , $f_0 = \frac{\lambda f}{\lambda_0}$, що для світла з довжиною хвилі λ елемент вносить сферичну аберацію $S_{I_{\text{диф}}} = -S_{I_{\text{реф}}}$. Для розрахунку необхідного значення λ_0 було отримано таке рівняння:

$$\lambda_0 = \sqrt{\lambda^2 \left(1 - \frac{S_{I_{\text{диф}}} f^3}{r^4} \right)}.$$

Приклад корекції сферичної аберації германієвої лінзи

На рис. 2 (крива 1) показана сферична аберація плоско-випуклої германієвої лінзи ($R_1 = 300,7$ мм, $R_2 = \infty$, $f = 100$ мм) для світла з довжиною хвилі $\lambda = 10$ мкм залежно від радіального розміру лінзи. Для $r = 12,5$ мм сферична аберація набуває значення $S_{I_{\text{реф}}} = 0,0227$ мм, що і відображає крива 1. На основі запропонованого методу отримано розрахункові параметри КЕ, який світло з довжиною хвилі $\lambda = 10$ мкм фокусує на відстані $f = 100$ мм і вносить для нього сферичну аберацію $S_{I_{\text{диф}}} = -0,0227$ мм. Розрахункові довжина хвилі λ_0 і фокусна відстань f_0 дорівнюють 13,9 мкм і 71,43 мм відповідно.

На рис. 2 (крива 2) зображена сферична аберація розрахованого КЕ для світла з довжиною хвилі $\lambda = 10$ мкм. Як видно з рисунка, в межах усього світлового радіуса сферична аберація КЕ і сферична аберація рефракційної лінзи мають однакове значення, але протилежні за знаком. Тому отримана в результаті поєднання рефракційної і дифракційної компонент гібридна лінза для світла з довжиною хвилі $\lambda = 10$ мкм створює ідеальну сферичну хвилю. Очевидно, що фокусна відстань розрахованої монохроматичної гібридної лінзи дорівнює 50 мм

(вважаємо лінзу тонким елементом), а її відносний отвір – $\frac{D}{f} = 0,5$.

Звісно, розрахований для $\lambda_0 = 10$ мкм КЕ з $f_0 = 50$ мм, $\frac{D}{f} = 0,5$ також не вносить сферичної аберації, проте такий КЕ має 154 дифракційні зони, а ширина останньої зони становить 0,041 мм (дифракційна поверхня гібридної лінзи має 77 зон, а ширина останньої зони – 0,081 мм). Тому проектування саме гібридної лінзи є більш технологічним.

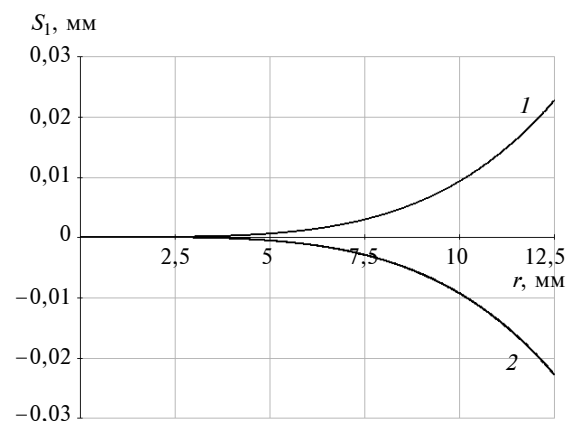


Рис. 2. Сферична аберація: 1 – плоско-випуклої германієвої лінзи, 2 – КЕ для довжин хвиль $\lambda = 10$ мкм

Коефіцієнт фазової затримки дифракційної компоненти розрахованої гібридної лінзи дорівнює 1,39, тому її дифракційна ефективність у робочому першому дифракційному порядку не перевищує 60 %. Зменшення розрахункової довжини хвилі λ_0 приведе до збільшення дифракційної ефективності, проте сферична аберація також збільшиться. Якщо $\lambda_0 = 12,5$ мкм, то дифракційна ефективність гібридної лінзи становитиме 80 %, а її сферична аберація дифракційної компоненти – $S_{I_{\text{диф}}} = -0,0137$ мм (сферична аберація рефракційної компоненти $S_{I_{\text{реф}}} = 0,0227$ мм). Таким чином, гібридна лінза матиме часткову компенсацію сферичної аберації.

На рис. 3 показані сферичні аберації для $\lambda = 10$ мкм трьох оптичних елементів, відносні отвори і фокусна відстань яких дорівнюють 0,5 і 50 мм відповідно. Як видно з рис. 3, сферична аберація гібридної лінзи навіть для $\lambda_0 < 13,9$ мкм значно менша, ніж рефракційної.

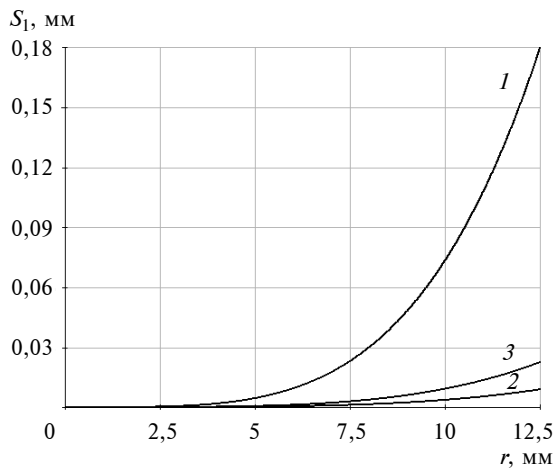


Рис. 3. Сферична аберація лінз з $\frac{D}{f} = 0,5$, $f = 50$ мм для $\lambda = 10$ мкм : 1 – рефракційна лінза, 2 – гібридна лінза з $\lambda_0 = 12,5$ мкм, 3 – гібридна лінза з $\lambda_0 = 10$ мкм

Для $D = 25$ мм сферична аберація рефракційної лінзи перевищує сферичну аберацію гібридних лінз з $\lambda_0 = 12,5$ мкм і $\lambda_0 = 10$ мкм відповідно в 20 і 8 разів.

Таким чином, за допомогою нанесення дифракційних канавок на плоску поверхню

рефракційної лінзи можна значно зменшити або зовсім скоригувати її сферичну аберацію для заданої довжини хвилі.

Висновок

Запропонований метод корекції сферичної аберації рефракційної лінзи через проектування її як гібридної дає можливість створювати одноелементні світлосильні ОС простої конструкції з підвищеною якістю зображення.

Розрахована на усунення сферичної аберації гібридна лінза здатна створювати ідеальні сферичні хвилі. Проте дифракційна ефективність такої лінзи невисока. В той же час підвищення дифракційної ефективності супроводжується збільшенням сферичної аберації. Тому залежно від цілей слід вибирати оптимальне співвідношення між ефективністю і значенням сферичної аберації.

Використання в інфрачервоних ОС запропонованих світлосильних елементів з виправленою (або зменшеною) сферичною аберацією значно спростить їх конструкцію. Подальшим завданням є створення гібридних лінз зі скоригованою сферичною аберацією в широкому спектральному діапазоні.

1. *H. Zappe*, Fundamentals of Micro-optics: Technology, devices and applications. New York: Cambridge University Press, 2010, p. 646.
2. *D.C. O'Shea et al.*, Diffractive Optics: Design, Fabrication, and Test. Washington: SPIE-Press, 2004, 254 p.
3. *Micro-optics* elements, systems and applications, H.P. Herzig, Ed. London: Taylor and Francis, 1997, p. 359.
4. *Mann Allen* Infrared optics and zoom lenses. Washington: SPIE-Press, 2009, p. 166.
5. *D.A. Buralli et al.*, "Optical performance of holographic kinoforms", Appl. Optics, vol. 28, no. 5, pp. 976–983, 1989.

Рекомендована Радою
приладобудівного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
25 лютого 2013_ року