

DOI: 10.35681/1560-9189.2023.25.1.286993

УДК 617.751

**В. В. Петров, Є. Є. Антонов, В. М. Зенін,  
Д. Ю. Манько, С. М. Шанойло**

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України  
вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

## **Особливості формування гомогенізованих зображень плоско-фокусуєчими лінзами Френеля**

*Розроблено алгоритм моделювання мікропризмових концентраторних лінз Френеля, які у фокальній площині формують гомогенне зображення пройдених світлових променів. Такі плоско-фокусуєчі лінзи дозволяють формувати оптимальний сигнал у системах автоматичного керування рухомими об'єктами з 4-площинними фотодетекторами, а також є перспективними для використання в сонячних фотоелектричних модулях. За допомогою колімованого лазерного променя експериментально досліджено деякі зразки спеціалізованих трансформуючих мікропризмових структур, які виготовлено методом алмазного мікроточіння за результатами моделювання. Створені лінзи формують у фокусі рівномірно освітлену світлову пляму у формі світлового кола та кола з кільцем на периферії зображення. Методом комп'ютерного моделювання знайдено профілі пройдених світлових променів, що дозволило виявити причини додаткового розширення заломлених потоків світла.*

**Ключові слова:** моделювання мікропризмових лінз Френеля, плоско-фокусуєча оптика, мікрорельєфна структура.

### **Вступ**

Протягом 2021–2022 рр. в Інституті проблем реєстрації інформації (ІПРІ) НАН України було створено алгоритми моделювання, підготовлено технологію та виготовлено дослідні зразки мікропризмових модернізованих лінз Френеля, які у фокусі для пройденного паралельного потоку світла формують рівномірно освітлену пляму. Такі лінзи будемо називати плоско-фокусуєчими, на відміну від традиційних лінз Френеля, які у фокальній площині формують точкове зображення, залежність інтенсивності якого  $J(r)$  від радіусу зображення  $r$  відповідає функції  $J(r) \sim 1/r$ .

Алгоритм моделювання детально описаний у декількох наших попередніх роботах [1–5] і дозволяє створювати плоско-фокусуєчі лінзи різного світлового ді-

© В. В. Петров, Є. Є. Антонов, В. М. Зенін, Д. Ю. Манько, С. М. Шанойло

метра  $D_L$  для необхідної фокусної відстані  $f_0$  для певного матеріалу лінзи з показником заломлення  $n_0$ .

Залежно від свого призначення такі лінзи мають формувати у фокусі гомогенне світлове коло різного розміру. Так, лінзи для систем керування рухомими об'єктами з 4-площинними фотодетекторами з робочою поверхнею діаметром  $\sim 10$  мм, мають формувати гомогенне коло приблизно такого ж діаметра; згідно з технічним завданням ми створили ряд трансформуючих лінз з діаметром плями у фокусі  $d_V = 9,0$  мм [6]. Використання такої трансформуючої оптики замість традиційної пари оптичних елементів «дифузор – фокусуєча лінза» у відповідних пристроях автоматичного керування дозволяє зменшити ваго-габаритні параметри оптичного блоку і таким чином підвищити точність і надійність систем керування та спостереження за рухомими об'єктами.

Лінзи для концентраторних модулів із фотоперетворювачами для сонячної енергетики [7] проектувалися нами з діаметром світлової плями  $d_V = 3,0$  мм для досягнення певного ступеня концентрування  $k_C$  сонячних променів. При світловому діаметрі лінз  $D_L = 50$  мм з такими лінзами досягається значення  $k_C \approx 280$ .

В останній час створено та виготовлено перспективні дослідні зразки плоско-фокусуєчих лінз для систем керування, які у фокальній площині формують світлове коло з яскравим кільцем на периферії зображення, тим самим дозволяючи формувати оптимальні практично лінійні пеленгаційні характеристики рухомих об'єктів з максимальним кутом пеленгу. Розглянемо зазначені питання більш детально.

## Методи експериментального дослідження виготовлених плоско-фокусуєчих лінз, корекція відстаней фокусування променів

Раніше авторами [3, 4] було запропоновано алгоритм моделювання параметрів трансформуючої мікропризмової плоскої оптики, яка дозволяє формувати у фокусі світлове коло необхідного радіуса  $r_V$  з практично гомогенним розподілом освітленості. Для досягнення такого ефекту, перш за все, визначається схема освітлення у фокусі  $CO$ , тобто задається розподіл освітленості (світлове коло або коло з кільцем на периферії), у центрі зображення моделюється неосвітлена «темна» область радіусом  $r_j$  ( $j = 0, 1, \dots, N$ ), при цьому враховується звуження світлових потоків лінзою шляхом застосування відповідної корекції ширини призматичних зон лінзи  $\Delta R_k$  [5].

Далі проводиться певна оптимізація процесу фокусування ( $OF$ ), яка полягає в тому, що відповідні зони лінзи світловим діаметром  $D_L = 2R_L$  з радіусом  $R_k$  та шириною  $\Delta R_k$  ( $k = 20-35$ ) спрямовують заломлені світлові потоки в певні кільцеві області зображення шириною  $\Delta r_j = r_{j+1} - r_j$ . Наприклад, схема  $OF = 1,0(3)-2,0(1)-3,0(1)$  означає, що 3 зони лінзи #1–3 спрямовують світло в область зображення з внутрішнім радіусом  $r_0 = 1,0$  мм, одна зона #4 — в область  $r_0 = 2,0$  мм, та одна зона #4 — в область  $r_0 = 3,0$  мм. Зовнішній радіус зображення  $r_V$  при цьому визначається окремо. Окрім того, для можливості застосування при виготовленні мікропризмової оптики методу алмазного мікроточіння [8, 9], рефракційні зони лінзи шириною  $\Delta R_k$  створюються з декількох окремих мікропризм, які ідентичні за глибиною

рельєфу  $h_k$  та з кутом  $\alpha_k$ , з шириною  $\Delta R_k = 1,2\text{--}1,5$  мм [4], що відповідає розмірам ріжучої кромки наявного алмазного інструменту.

Для експериментального дослідження виготовлених зразків плоско-фокуруючих лінз створено спеціальний стенд, який дозволяє отримувати на екрані зображення паралельного пучка світла від лазера, пройденого через досліджувану лінзу. Потік створюється 3-лінзовою конденсорною системою лінз, де довжина хвилі «зеленого» лазера  $\lambda = 0,532$  мкм, діаметр колімованого світлового потоку в площині екрана  $D_S \approx 60$  мм.

Зображення трансформованого променя лазера на екрані фіксувалися фотокамерою Nikon P7000, використовувалися фіксовані налаштування фокусу об'єктива та параметрів зйомки для можливості безпосереднього порівняння отриманих даних для різних лінз.

Згідно з технічним завданням на виготовлення лінз-дифузорів для реальних систем керування рухомими об'єктами було створено плоско-фокуруючі лінзи для довжини хвилі  $\lambda_0 = 1,064$  мкм (згідно [10] показник заломлення  $n_0 = 1,564$ ), які формують у фокусі гомогенне світлове коло діаметром  $d_V = 9,0$  мм, при цьому світловий діаметр лінзи становить  $D_L = 50$  мм при фокусній відстані  $f_0 = 41$  мм; діаметр  $D_L = 33$  мм при фокусі  $f_0 = 28$  мм; діаметр  $D_L = 50$  мм при фокусі  $f_0 = 25$  мм. Створено зразки деяких перспективних лінз з фокусною відстанню  $f_0 = 15\text{--}20$  мм діаметром  $D = 33\text{--}50$  мм, а також розроблено та виготовлено декілька тестових лінз з аналогічними параметрами, але для зеленої зони спектра ( $\lambda_0 = 0,585$  мкм,  $n_0 = 1,585$ ) — з метою можливості тестування за допомогою «зеленого» лазера фокуруючих властивостей лінз і подальшої оптимізації їхніх геометричних параметрів.

На рис. 1,а наведено типову профілограму зображення колімованого лазерного променя на матовому екрані, а на рис. 1,б — зображення пройденого променя після трансформування його тестовою лінзою-дифузором #4.1 (фокусна відстань  $f_0 = 41$  мм для довжини хвилі  $\lambda_0 = 0,585$  мм ( $n_0 = 1,585$ ), розрахований радіус світлової плями  $r_V = 4,5$  мм, радіус «темної» області в центрі зображення  $r_0 = 0,75$  мм, номінальна відстань спостереження  $L = 41$  мм). Світлова пляма у фокусі лінзи на екрані діаметром  $d_S$  відповідає розрахунковому значенню  $d_V = 9,0$  мм.

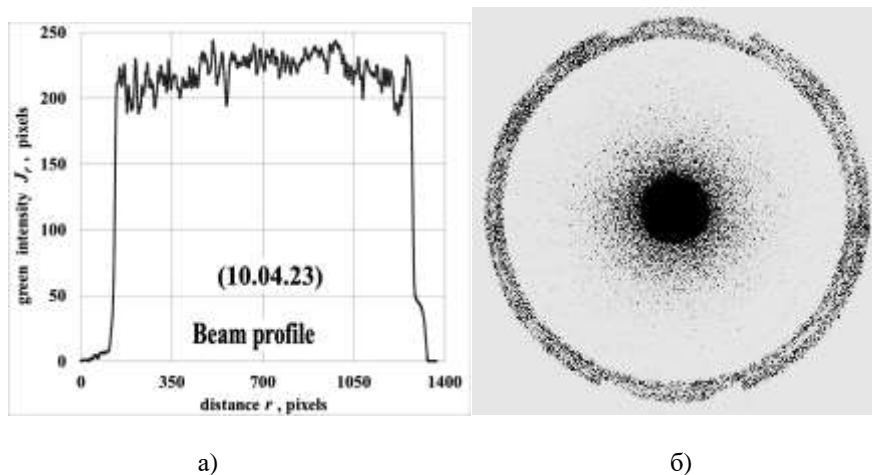


Рис. 1. Профілограма колімованого лазерного променя на екрані (а) та зображення променя з лінзою # 4.1 (б)

На рис. 2 наведено загальний вигляд лінзи-дифузора #4.1, а також деталізоване зображення світлової плями у фокусі лінзи на екрані та профілограма світлової плями.

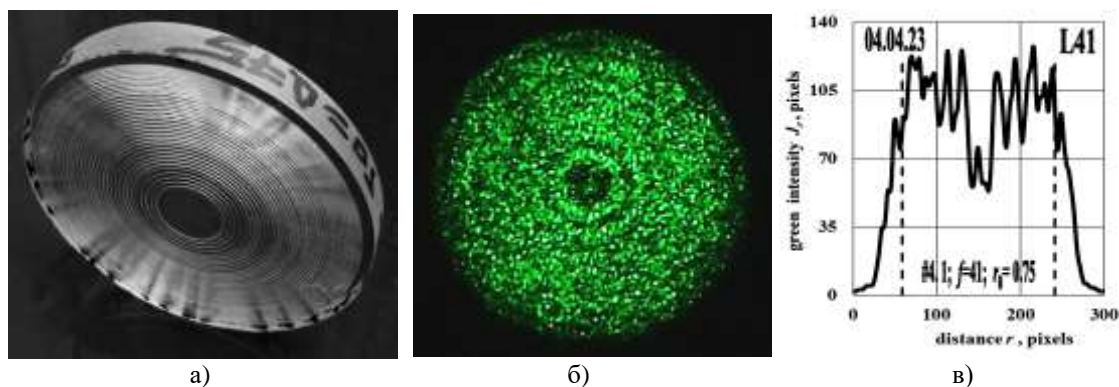


Рис. 2. Загальний вигляд лінзи #4.1 (а); зображення світлової плями на екрані (б); профілограма цієї світлової плями (в)

Профілограми розподілу інтенсивності світла у фокальній площині отримано за допомогою програми Jimage J-1.53 [11]. Для визначення співвідношення між геометричними розмірами світлової плями  $d_S$  на екрані та її розмірами  $d_X$  на профілограмі плями для обраного масштабу сканування, використано те, що для наведеного режиму реєстрації світлових інтенсивностей діаметр колімованого лазерного променя на екрані  $d_S = 59$  мм (зовнішнє коло на рис. 1,б), який відповідає діаметру зображення  $d_J = 1195$  пікселя на екрані Jimage J-1.53. Тобто, відстань в 1 мм зображення на екрані стенду відповідає 20,25 пікселя на профілограмі, і таким чином діаметр  $d_S = 9,0$  мм для лінзи #4.1 становить  $\sim 182$  пікселя (показаний на рис. 2,в пунктирними лініями).

Відмітимо, що для досягнення максимально можливої рівномірності освітлення екрана колімованим лазерним променем потік світла від лазера створено дещо розбіжним; відповідний кут розбіжності становить  $\zeta \approx 1,47$  град., що відповідає розрахованій відстані до уявного джерела  $f_1 = 1147$  мм. Тому номінальна фокусна відстань  $f_0$  для всіх досліджених лінз не збігається з установленою на стенді номінальною відстанню спостереження  $L' = f_0$ , і значення реального фокуса лінзи  $f_2 = f_1^* f_0 / (f_1 - f_0)$ , якому відповідає скоригована реальна відстань спостереження  $L$ , є більшим за номінальну відстань  $f_0$ . Результати розрахунків відповідної величини корекції фокуса  $\Delta f_{2-1} = (f_{2-1} - f_0)$  для кута розбіжності  $\zeta \approx 1,47$  град. (відстань  $f_1 = 1147$  мм) і для кута розбіжності променя  $\zeta \approx 0,84$  град. (відстань  $f_1 = 1727$  мм) наведено на рис. 3,а.

Іншим джерелом похибок  $\Delta f_{2-2}$  при дослідженнях за допомогою «зеленого» лазера з довжиною хвилі  $\lambda = 0,532$  мм ( $n'_0 = 1,592$ ) лінз, розрахованих для інфрачервоної зони спектра ( $n_0 = 1,564$ ), є зменшення реальної відстані фокусування  $f_{2-2} < f_0$ . Дійсно, в цьому випадку промені заломлюються на більші кути  $\gamma$  порівняно з розрахунковими значеннями кутів  $\gamma_0$ , причому зі зростанням кута мікропризм  $\alpha_k$  величина похибки  $\Delta f_{2-2} = (f_0 - f_{2-2})$  збільшується.

Розраховану залежність різниці відстані фокусування  $\Delta f_{2-2}$  від рефракційного кута мікропризм  $\alpha_k$  для лінз з різними номінальними значеннями  $f_0$  наведено на рис.

3,б (суцільні лінії). Зрозуміло, що внаслідок цього ефекту «зелена» лазерна діагностика не дозволяє точно визначити ефективність «інфрачервоних» лінз, оскільки величина корекції  $\Delta f_{2-2}$  для номінального фокуса  $f_0$  є різною для різних призматичних зон лінзи, і заломлені промені від різних зон не збігаються в одну єдину площину фокуса. Однак такі дані дозволяють більш-менш зрозуміло порівняти розраховані та експериментально визначені з використанням «зеленого» лазера фокусуєчі властивості «інфрачервоних» лінз.

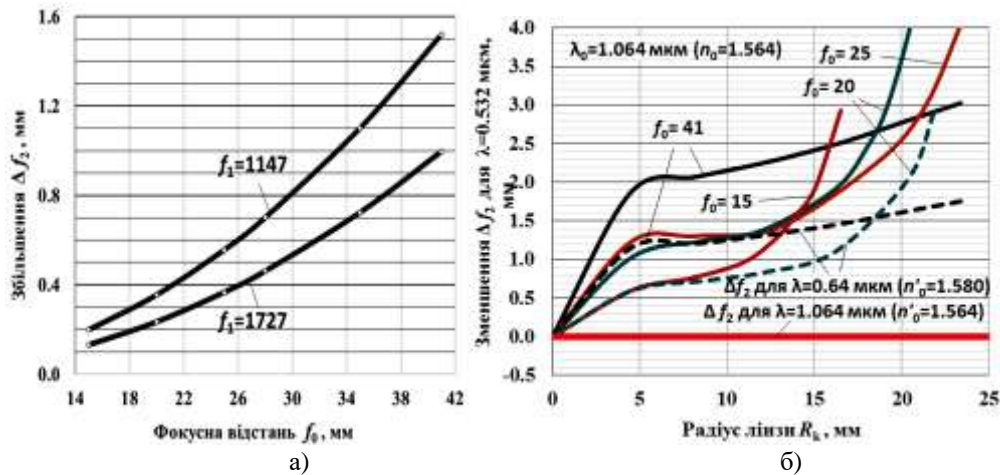


Рис. 3. Зміна відстаней фокусування лінз: а) збільшення фокуса  $\Delta f_{2-1}$  внаслідок непаралельності лазерного пучка; б) зменшення фокуса  $\Delta f_{2-2}$  для деяких лінз для  $n_0 = 1,564$  внаслідок іншого коефіцієнта заломлення ( $n'_0 = 1,592$  [10] для  $\lambda = 0,532$  мкм).

Пунктир — значення  $\Delta f_{2-2}$  для  $n'_0 = 1,580$  ( $\lambda = 0,64$  мкм).

Діагностика «інфрачервоних» лінз ( $n_0 = 1,564$ ) «червоним» лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 0,64$  мкм ( $n'_0 = 1,580$ ) також призводить до істотних похибок у визначенні фокусної відстані  $f_{2-2}$ , а головне — до погіршення якості фокусування зображення внаслідок різної величини корекції фокуса  $f_{2-2}$  для різних зон лінзи. Відповідні дані для показника заломлення  $n_0 = 1,580$  для «інфрачервоних» лінз #08 ( $f = 41$  мм) та #15 ( $f = 20$  мм) зображені на рис. 3,б пунктиром. Горизонтальна червона лінія на рис. 3,б — розрахована очікувана похибка фокусування  $\Delta f_{2-2} = 0$  для «інфрачервоних» лінз для довжини хвилі лазера  $\lambda = 1,064$  мм ( $n'_0 = 1,564$ ).

Таким чином, при експериментальних дослідженнях «зеленим» лазером виготовлених трансформуючих «інфрачервоних» лінз з урахуванням обох причин похибок для лінзи з номінальним фокусом  $f_0 = 15$  мм точкою реального фокусу  $f_2$  вважалось значення відстані спостереження  $L = L' - 1,2 + 0,2 \approx L' - 1,0$  мм; для лінзи з фокусом  $f_0 = 20$  мм реальним фокусом  $f_2$  вважалось значення  $L = L' - 2,35 + 0,35 \approx L' - 2,0$  мм; для лінзи з  $f_0 = 25$  мм — значення відстані  $L = f_2 = L' - 2,0 + 0,5 \approx L' - 1,5$  мм; для лінзи з  $f_0 = 28$  мм — значення відстані  $L = f_2 = L' - 1,7 + 0,7 \approx L' - 1,0$  мм; для фокуса  $f_0 = 41$  мм —  $L = f_2 = L' - 2,5 + 1,5 \approx L' - 1,0$  мм, де  $L'$  — відлік мікрометричної шкали переміщень лінзи на оптичній осі стенду відносно площини рельєфу лінзи, який дорівнює номінальному фокусу  $f_0$ .

Для лінз, створених для видимого діапазону ( $\lambda_0 = 0,585$  мкм,  $n_0 = 1,585$ ), корекція  $\Delta f_{2-3}$  фокусної відстані  $f_0$  для  $\lambda = 0,532$  мкм ( $n'_0 = 1,592$ ) в діапазоні змін

показника  $n_0 = 1,585 - 1,592$  відносно незначна, однак не для лінз з малими фокусними відстанями  $f_0$ . Розраховану корекцію фокусу  $\Delta f_{2-3}$  у цьому випадку для лінз з фокусом  $f_0 = 20$  мм, 25 мм та 41 мм наведено на рис. 4 (пунктирні лінії). Суцільні лінії — сумарна корекція фокуса  $\Delta f_2 = \Delta f_{2-1} + \Delta f_{2-3}$ .

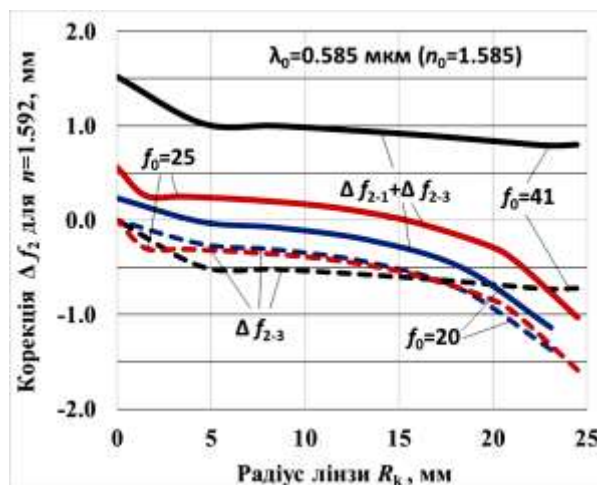


Рис. 4. Корекція фокуса  $\Delta f_2 = \Delta f_{2-1} + \Delta f_{2-3}$  для  $\lambda = 0,532$  мкм ( $n'_0 = 1,592$ ) для деяких лінз, розроблених для  $\lambda_0 = 0,585$  мкм ( $n_0 = 1,585$ ). Пунктир — значення  $\Delta f_{2-3}$  для  $n'_0 = 1,592$  ( $\lambda = 0,532$  мкм)

Таким чином, для лінз, створених для видимого діапазону, при експериментальних дослідженнях враховувалася корекція фокусу  $\Delta f_2$ , яка складається зі збільшення фокуса  $\Delta f_{2-1}$  внаслідок непаралельності колімованого лазерного променя та зменшення фокуса  $\Delta f_{2-3}$  внаслідок зміни довжини хвилі лазера, які діють у різні сторони:  $\Delta f_2 = \Delta f_{2-1} + \Delta f_{2-3}$ . Тому вважалось, що для номінального фокуса  $f_0 = 15$  мм значення фокуса  $f_2$  дорівнює скоригованій відстані  $L = L' + 0,2 - 0,2 \approx L'$  мм, для  $f_0 = 20$  мм — значення фокуса  $f_2 = L = L' + 0,35 - 0,35 \approx L'$  мм, для  $f_0 = 25$  мм — значення  $f_2 = L = L' + 0,5 - 0,5 \approx L'$  мм, для  $f_0 = 28$  мм — значення фокуса  $f_2 = L = L' + 0,7 - 0,7 \approx L'$  мм, для  $f_0 = 41$  мм — відстані  $L = f_2 = L' + 1,5 - 0,5 \approx L' + 1,0$  мм, тобто для лінз видимого діапазону корекція  $\Delta f_2$  враховувалася тільки для лінз з фокусом  $f_0 = 41$  мм:  $f_2 = f_0 + 1,0$  мм.

На всіх наведених у статті графіках, які отримані для скоригованих значень відстаней спостереження  $L = L' + \Delta f_2$ , для спрощення аналізу даних застосовано скориговані реальні значення відстаней  $L = L_k$ , де  $k = 0; \pm 1$  або  $k = 0; \pm 0,5$ .

## Результати експериментального дослідження профілів лінз

### Лінзи для систем керування рухомими об'єктами

Експериментальні дослідження всіх виготовлених плоско-фокусуєчих «інфрачервоних» лінз для систем керування рухомими об'єктами ( $\lambda_0 = 1,604$  мм,  $n_0 = 1,564$ ) виконано, перш за все, з метою відпрацювання остаточної конструкції лінз, зокрема, визначення розміру темної області  $r_0$  в світловій плямі у фокусі, а також визначення оптимальної схеми освітлення  $CO$  і схеми фокусування  $C\Phi$ .

Результати свідчать, що лінзи з радіусом  $r_0 = 1,0$  мм при дослідженнях виявляють помітне зниження освітленості в центрі зображення, незалежно від фокусної відстані  $f_0$  та світлового діаметра лінзи  $D_L$ . Так, профілограми зображень для лінзи #09 (фокальна пляма — коло), яка розроблена за схемою оптимізації фокусування  $O\Phi = 1,0(3)–2,0(1)–3,0(1)$  з фокусом  $f_0 = 25$  мм і світловим діаметром  $D_L = 50$  мм, наведено на рис. 5 суцільними лініями. Пунктир на усіх рисунках — розрахунковий профіль. Зазначені профілі отримано з урахуванням розрахованої корекції фокуса  $\Delta f_2 = -1,5$  мм. Спостерігається помітний «провал» освітлення в центрі зображення у фокусі, окрім того розподіл освітлення є далеким від гомогенного, і тому лінза потребує певної корекції параметрів.

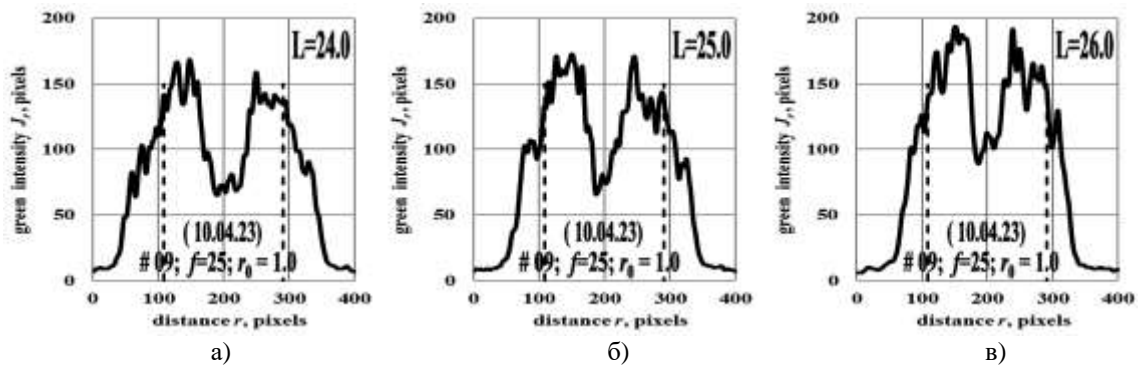


Рис. 5. Профілограми плями для лінзи #09:  
а) відстань спостереження  $L = 24$  мм; б)  $L = 25$  мм; в)  $L = 26$  мм

Аналогічну залежність для лінзи #10 (фокальна пляма — коло) для  $n_0 = 1,564$  з фокусом  $f_0 = 28$  мм,  $D_L = 33$  мм, схемою фокусування  $O\Phi = 1,0(2)–2,1(1)–3,4(1)$ ,  $r_0 = 1,0$  мм наведено на рис. 6. Профілі зображень отримано з корекцією фокуса  $\Delta f_2 = -1,0$  мм. У цьому випадку також спостерігається зниження рівня освітлення в центрі, при цьому розподіл освітленості досить гомогенний.

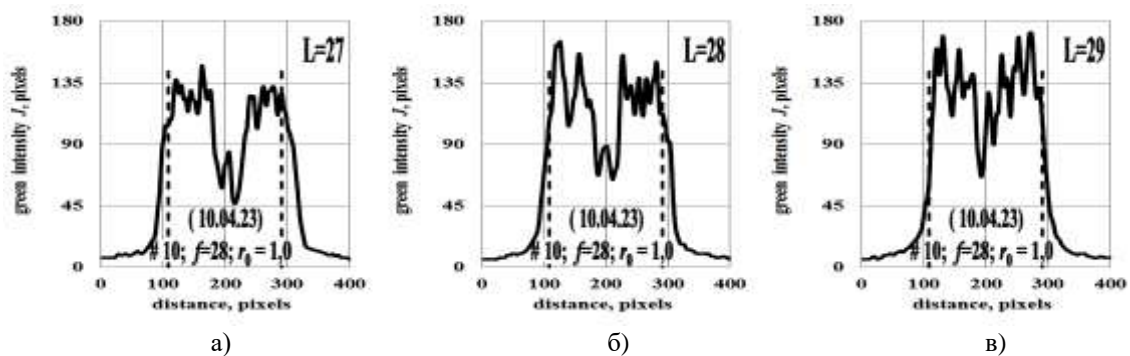


Рис. 6. Профілограми плями для лінзи #10:  
а) відстань спостереження  $L = 27$  мм; б)  $L = 28$  мм; в)  $L = 29$  мм

Профілограми зображень у фокусі для лінзи #14 з іншою схемою освітлення  $CO$  (фокальна пляма — коло з кільцем), але з тим самим радіусом  $r_0 = 1,0$  мм, ( $n_0 = 1,564$ , фокус  $f_0 = 15$  мм,  $D_L = 33$  мм, схема фокусування  $O\Phi = 1,0(1)–1,6(1)–2,6(1)–$

4,2(4)), наведено на рис. 7. Розподіл освітленості аналогічний попередньому — спостерігається «провал» інтенсивності освітлення в центрі.

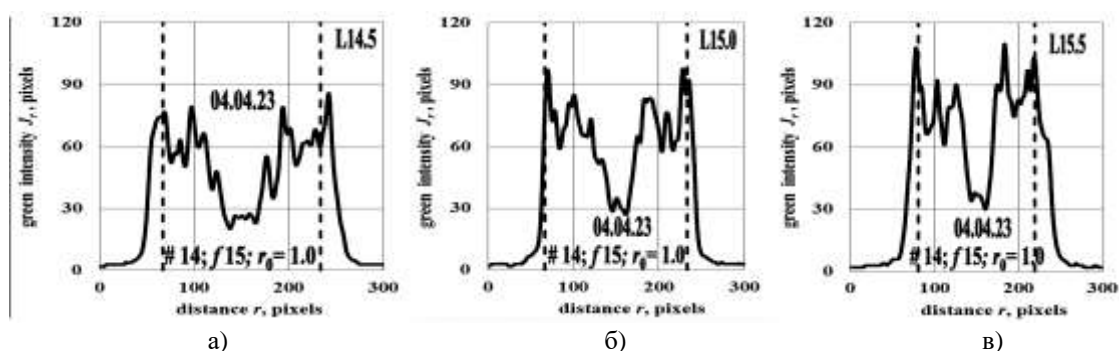


Рис. 7. Профілограми плями для лінзи #14:  
а) відстань спостереження  $L = 14,5$  мм; б)  $L = 15,0$  мм; в)  $L = 15,5$  мм

Дані для аналогічної лінзи #13 (СО фокальної плями — коло з кільцем), але з іншою схемою фокусування  $O\Phi = 1,0(1)–2,7(1)–4,0(19)$  і з тим самим значенням  $r_0 = 1,0$  мм ( $n_0 = 1,564$ , фокус  $f_0 = 25$  мм,  $D_L = 50$  мм), наведено на рис. 8. У фокусі спостерігається яскраве світлове кільце на периферії зображення, як це передбачалося при моделюванні геометричних параметрів цієї лінзи, але профілограми зображень мають помітний «провал» освітленості в центрі.

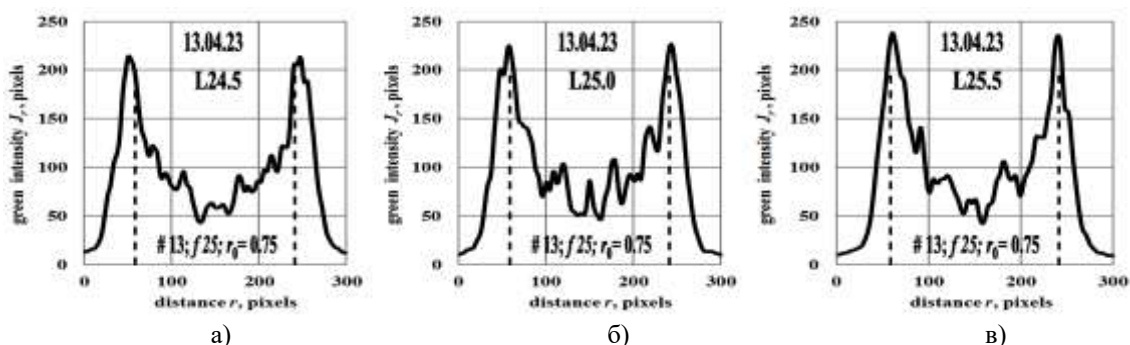


Рис. 8. Профілограми плями для лінзи #13:  
а) відстань спостереження  $L = 24,5$  мм; б)  $L = 25,0$  мм; в)  $L = 25,5$  мм

Таким чином, значення радіуса «темної» області  $r_0 = 1,0$  мм є занадто великим для отримання гомогенного розподілу освітлення у фокусі для лінз з будь-якою фокусною відстанню  $f_0$ , схемою освітлення СО і схемою оптимізації фокусування  $O\Phi$ .

У той же час, для лінзи #15, для якої радіус темної області  $r_0 = 0,5$  мм (СО фокальної світлової плями — коло з кільцем), для  $n_0 = 1,564$  з фокусом  $f_0 = 20$  мм,  $D_L = 50$  мм і схемою фокусування  $O\Phi = 0,5(1)–1,0(1)–2,7(1)–4,0(10)$ , спостерігається задовільний для використання практично гомогенний профіль зображення, який ілюструється на рис. 9. Форма отриманого профілю помітно залежить від відстані спостереження  $L$ , тобто глибина різкості зображення для цієї лінзи невелика.

Відмітимо на прикладі цієї лінзи, що для розрахованого фокуса  $f_2 = f_0 - 2,0 = 18$  мм (номінальне значення  $L = 20,0$  мм) для  $n_0 = 1,564$  не спостерігається



світлове кільце на периферії плями (рис. 9,б). Однак для відстані  $L = 21,0$  мм таке кільце, яке формується десятима мікропризмовими зонами лінзи #4–13, вже з'являється (рис. 9,в). Цей факт ще раз підтверджує, що для складних за схемою оптимізації фокусування  $OF$  «інфрачервоних» лінз неможливо точно визначити новий єдиний фокус для «зеленого» променя: кожна призматична зона лінзи функціонує окремо, і заломлені промені від різних зон лінзи не збігаються в єдину площину фокусування.

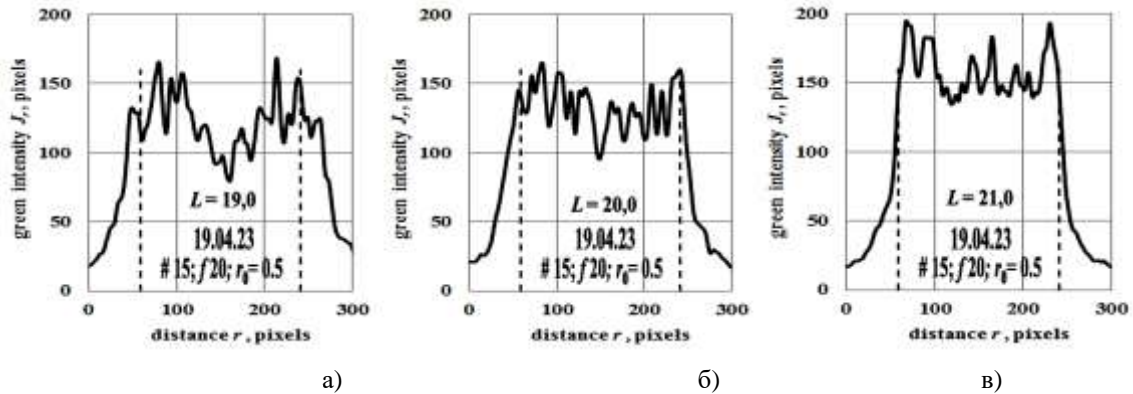


Рис. 9. Профілограми плями для лінзи #15:  
а) відстань спостереження  $L = 19,5$  мм; б)  $L = 20,0$  мм; в)  $L = 20,5$  мм

Лінза #19 (фокальна пляма — коло з кільцем) для  $n_0 = 1,564$  діаметром  $D_L = 33$  мм з фокусом  $f_0 = 25$  мм і схемою фокусування  $OF = 0,75(2)–1,5(1)–2,5(1)–4,0(5)$ , для якої радіус темної зони зображення дещо збільшений —  $r_0 = 0,75$  мм, виявляє профіль світлової плями у фокусі (коло з кільцем), який збігається з розрахунковим, але в центрі з'являється невелика темна зона (профілограми зображень для цієї лінзи наведено на рис. 10). Тому для отримання оптимальної гомогенної профілограми радіус темної центральної області  $r_0$  має становити дещо менші значення  $r_0 \approx 0,4–0,5$  мм.

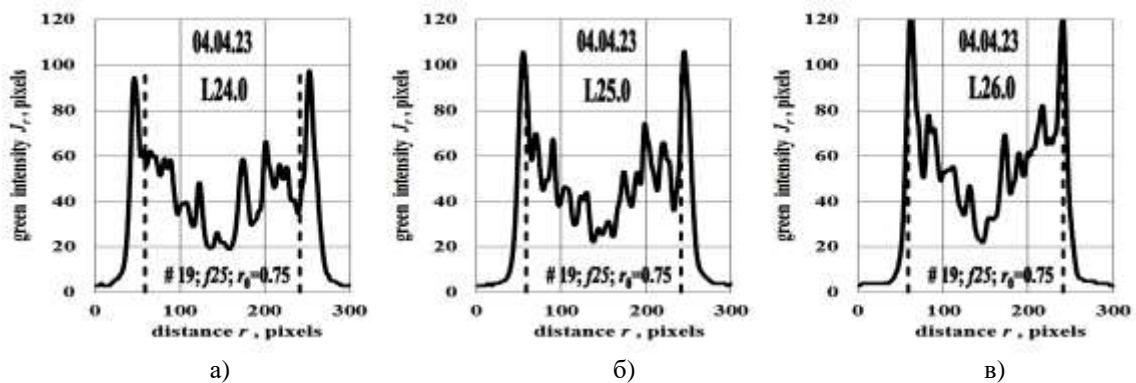


Рис. 10. Профілограми плями для лінзи #19:  
а) відстань спостереження  $L = 24$  мм; б)  $L = 25$  мм; в)  $L = 26$  мм

Наведені дані свідчать про помітну залежність розподілу освітлення від відстані спостереження  $L$ , тобто про малу глибину різкості фокусування для всіх лінз з відносно невеликими фокусними відстанями  $f_0 = 20\text{--}28$  мм.

Для лінз з більшою фокусною відстанню  $f = 41$  мм глибина різкості відповідно збільшується. Так, на рис. 11 наведено отримані профілограми для тестової лінзи #03 з фокусом  $f = 41$  мм для  $n_0 = 1,585$  (пляма у фокусі — коло), діаметр  $D_L = 50$  мм, радіус  $r_0 = 0,5$  мм, схема фокусування  $O\Phi = 0,5(1)\text{--}1,0(2)\text{--}1,5(1)\text{--}2,5(1)\text{--}3,5(1)$ .

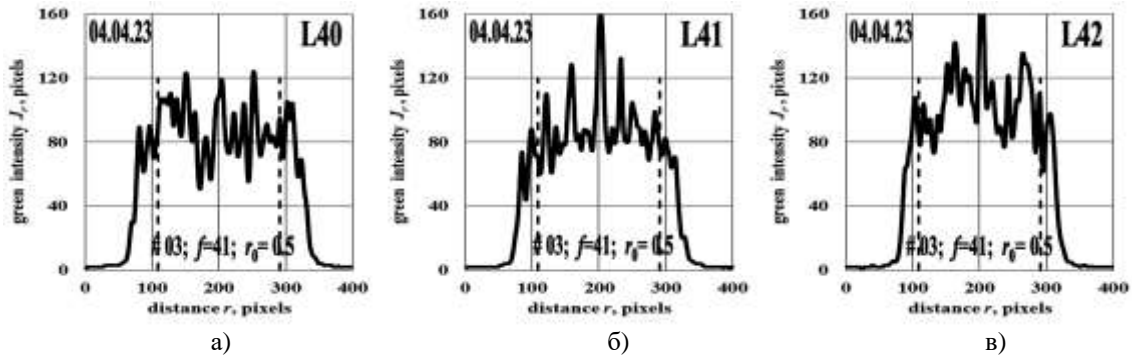


Рис. 11. Профілограми плями для лінзи #03:  
а) відстань спостереження  $L = 40$  мм; б)  $L = 41$  мм; в)  $L = 42$  мм

Профілі плями для цієї лінзи слабо змінюються при невеликих змінах відстані спостереження  $L$ ; для скоригованої фокусної відстані  $L = 41$  мм ( $f_2 = f_0 + 1,0$  мм) існує суттєва нерівномірність освітлення, тому лінза потребує доробки схеми освітлення  $CO$  і схеми фокусування  $O\Phi$ , а також відповідного перерахунку геометричних параметрів мікрорельєфу призмових зон для іншого показника  $n_0 = 1,564$ .

Для аналогічної лінзи #08 (пляма у фокусі — коло), яка є подальшою модернізацією лінзи #03 і розроблена для показника  $n_0 = 1,564$ , з радіусом  $r_0 = 0,75$  мм, діаметром  $D_L = 50$  мм, фокусом  $f_0 = 41$  мм і схемою фокусування  $O\Phi = 0,75(3)\text{--}1,5(1)\text{--}2,3(1)\text{--}3,5(1)$ , профілограми наведено на рис. 12. Профіль для номінальної відстані спостереження  $L' = f_2 = L - 1,0$  мм = 41 мм практично гомогенний і слабо змінюється при невеликих змінах відстані  $L$ . Лінза є однією із найбільш оптимальних для використання в системах автоматичного керування рухомими об'єктами. Однак у центрі світлової плями спостерігається невеликий «провал» освітленості.

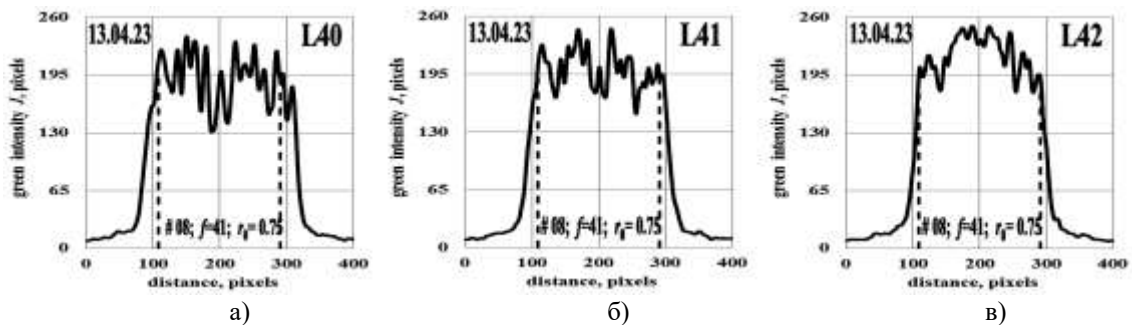


Рис. 12. Профілограми плями для лінзи #08:  
а) відстань спостереження  $L = 40$  мм; б)  $L = 41$  мм; в)  $L = 42$  мм

Таким чином, дані, що отримані з більш точною системою реєстрації переміщень лінзи та зображень світлової плями, свідчать, що для лінз з номінальною фокусною відстанню  $f_0 = 25\text{--}41$  мм для різних схем освітлення  $CO$  (світлове коло або коло + кільце) і різних схем фокусування  $O\Phi$  оптимальний розрахунковий розмір темної області в центрі зображення має становити  $r_0 \approx 0,5$  мм.

Лінзи #08 ( $f_0 = 41$  мм), #10 ( $f_0 = 28$  мм), #19 ( $f_0 = 25$  мм), #13 ( $f_0 = 25$  мм), #15 ( $f_0 = 20$  мм) за умови корекції радіуса центральної темної області зображення до значення  $r_0 \approx 0,5$  мм, є оптимальними для їхнього подальшого тиражування з метою використання в системах автоматичного керування.

Деякі лінзи з гомогенною областю зображення у фокусі  $r_V = 4,5$  мм є задовільними для систем автоматичного керування за своїми отриманими параметрами, але створені з метою виконання експериментальних дослідницьких робіт для видимого діапазону спектра ( $\lambda_0 = 0,585$  мм,  $n_0 = 1,585$ ), тому потребують корекції своїх геометричних параметрів для організації масового тиражування лінз і подальшого їхнього використання в «інфрачервоних» системах керування (лінзи #03; #04; #07).

### Лінзи для систем сонячної енергетики

Усі так звані «сонячні» лінзи для концентраторних модулів систем сонячної енергетики [7] моделювалися, звичайно, за схемою освітлення  $CO$  (світлова пляма — коло). Перші зразки таких плоско-фокусуєчих лінз (лінзи #25, #27 та #28) було розроблено з діаметром світлової плями  $d_V = 3,0$  мм і фокусом  $f_0 = 25$  мм при світловому діаметрі лінз  $D_L = 50$  мм. Зазначені параметри забезпечують достатній ступінь концентрування падаючих сонячних променів ( $k_C \approx 280$ ).

Досить мале значення  $f_0 = 25$  мм дозволяє значно зменшити товщину концентраторного модуля, який можна створити з масиву таких лінз. Розмір темної області  $r_0$  в центрі фокального зображення для зазначених лінз становив, відповідно,  $r_0 = 0,5; 0,7$  і  $0,9$  мм, що зроблено для можливості вибору оптимальної конструкції призматичних зон у подальших розробках за результатами досліджень фокусуєчих властивостей лінз. Лінзи розраховано для зеленої зони сонячного спектра з довжиною хвилі  $\lambda_0 = 0,585$  мкм, показник заломлення для цієї зони [10] становить  $n_0 = 1,585$ . Корекція фокуса лінз  $\Delta f_2 = \Delta f_{2-1} + \Delta f_{2-3}$ , згідно виконаних розрахунків корекції для значення  $f_0 = 25$  мм, становить  $\Delta f_2 = 0$ , тому при реєстрації зображень трансформованих лазерних променів на екрані вважалось, що реальний новий фокус  $f_2 = f_0 = L' = L$ .

Розроблені та виготовлені методом алмазного мікроточіння «сонячні лінзи» #25с, #27.2 і #28 було експериментально досліджено за допомогою колімованого «зеленого» лазерного променя.

На рис. 13 наведено профілограми сфокусованого зображення для лінзи #25 з радіусом  $r_0 = 0,5$  мм, діаметром  $D_L = 50$  мм і схемою оптимізації фокусування  $O\Phi = 0,5(14)\text{--}0,8(2)\text{--}1,1(2)$ . Лінза створює практично рівномірний розподіл освітленості у фокусі, що повністю усуває можливі омічні втрати у фотоперетворювачі [7]. Профіль для номінальної відстані спостереження  $L = 25$  мм досить гомогенний, але помітно змінюється навіть при невеликих змінах  $L$ .

Фокусуєчі властивості аналогічної «сонячної» лінзи #27.1 зі збільшеним радіусом  $r_0 = 0,7$  мм, діаметром  $D_L = 50$  мм і схемою фокусування  $O\Phi = 0,7(18)\text{--}$

1,0(2)–1,2(2), ілюструються наступним рис. 14. Профілограми розподілу освітленості практично гомогенні та слабо відрізняються від попередніх.

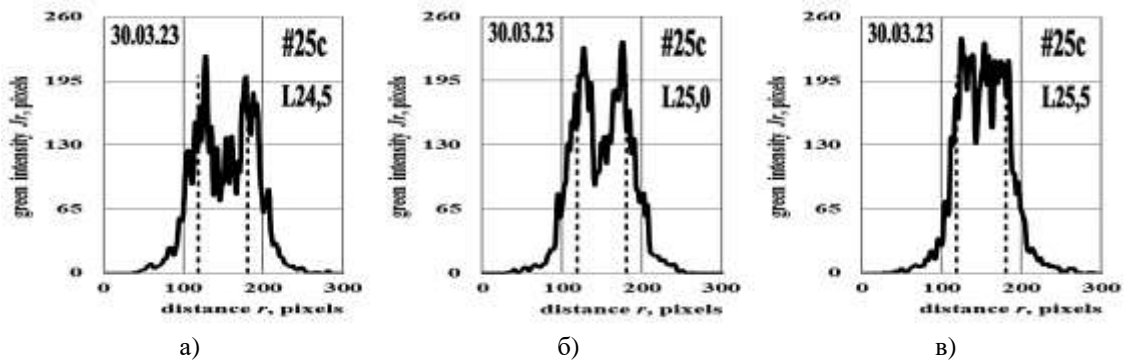


Рис. 13. Профілограми плями для лінзи #25с:

а) відстань спостереження  $L = 24,0$  мм; б)  $L = 25,0$  мм; в)  $L = 25,5$  мм

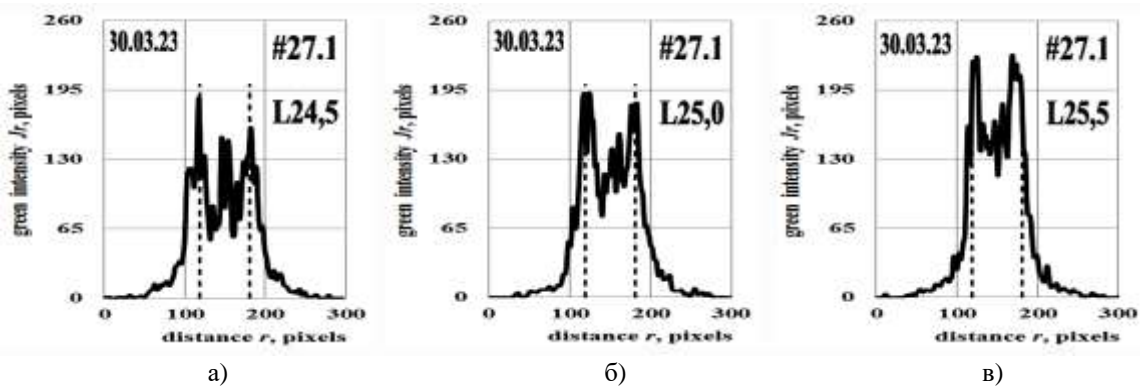


Рис. 14. Профілограми плями для лінзи #27.1:

а) відстань спостереження  $L = 24,0$  мм; б)  $L = 25,0$  мм; в)  $L = 25,5$  мм

Аналогічна ситуація реалізується і для лінзи #28 (світлова пляма у фокусі — коло) із заданим максимальним радіусом  $r_0 = 0,9$  мм, діаметром  $D_L = 50$  мм, тим самим фокусом  $f_0 = 25$  мм і схемою оптимізації фокусування  $O\Phi = 0,9(25)–1,1(2)–1,3(2)$ . Профіль освітленості для номінальної відстані  $L = 25$  мм лінзи #28 практично не відрізняється від профілю для лінзи #27 (рис. 15,а), але профілограми для лінз з фокусом  $f_0 = 25$  мм змінюються навіть у разі невеликої корекції відстані спостереження  $L = L_0 \pm 0,5$  мм (див. рис. 13, 14). Для ілюстрації важливості точного визначення при лазерних дослідженнях відстаней  $L$  на рис. 15,б наведено порівняльні істотно різні профілі світлової плями для різних відстаней  $L$  для лінзи #25с.

Мала глибина різкості фокусування для «сонячних» лінз для  $f_0 = 25$  мм, про що свідчить помітна зміна форми профілограм навіть за невеликих змін значення  $L$ , може складати певну проблему при фокусуванні та з'єднанні таких лінз у серію для створення єдиного сонячного модулю з великого масиву окремих лінз. З цієї причини більш практично створювати «сонячні» лінзи з більшою фокусною відстанню  $f_0 = 40–50$  мм, для яких глибина фокусування помітно збільшується.

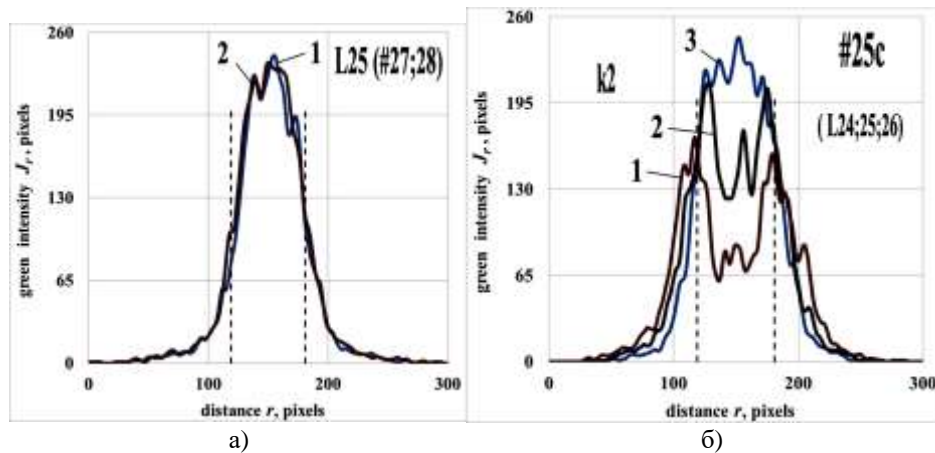


Рис. 15. Порівняльні профілограми світлової плями для деяких лінз:  
 а) лінзи #27(крива 1) і #28(крива 2) для відстані спостереження  $L = 25$  мм;  
 б) лінза #25 для відстаней  $L = 24$  мм (крива 1);  $L = 25$  мм (крива 2); в)  $L = 26$  мм (крива 3)

Таким чином, при моделюванні та виготовленні лінз для сонячної енергетики з гомогенним розподілом освітленості розмір «темної» зони в центрі зображення має становити  $r_0 = 0,5$  мм, а фокусна відстань  $f_0 = 40\text{--}50$  мм — для спрощення процесу фокусування та встановлення окремих лінз на єдиній платформі у створюваному сонячному модулі.

### Розширення профілів сфокусованих зображень, комп'ютерне моделювання пройдених потоків світла

Важливою особливістю отриманих профілограм зображень світлової плями у фокусі для всіх досліджених лінз є помітне розширення профілів порівняно з розрахунковими значеннями. Так, на рис. 16,а наведено загальний вигляд виготовленої плоско-фокуруючої лінзи #27 з фокусом  $f_0 = 25$  мм і розміром гомогенізованого зображення  $r_V = 1,5$  мм, яка є перспективною для концентраторних систем сонячної енергетики і забезпечує концентрацію світла  $k_C \sim 280$ . Зображення трансформованого пучка світла на екрані для цієї лінзи показано на рис. 16,б для номінальної відстані спостереження  $L = 25$  мм, а на рис. 16,в у тому ж масштабі наведено зображення у фокусі трансформованого світлового пучка для лінзи #08 з фокусом  $f_0 = 41$  мм, радіусом  $r_V = 4,5$  мм і радіусом темної зони  $r_0 = 0,75$  мм для скоригованої відстані спостереження  $L = 41$  мм.

Профілограми сфокусованих променів для зазначених лінз наведено на рис. 17, на якому пунктиром зображено розрахункові ширини профілів  $d_V = 3,0$  мм  $\approx 61$  пікселя та  $d_V = 9,0$  мм  $\approx 182$  пікселя, відповідно.

Форма отриманих профілограм свідчить, що розмір світлової плями на екрані  $d_S$  дійсно перебільшує розрахункові значення  $d_V$ . Відносне збільшення ширини профілю значно більше для лінзи #27 з невеликим діаметром світлової плями у фокусі  $d_V = 3,0$  мм і має менший ефект для лінзи #08 з більшим значенням  $d_V = 9,0$  мм.

На нашу думку, причиною таких розширень профілю може бути дифракція світла на гранях мікропризм, відбиття пучків світла всередині мікрорельєфу та дифузне розсіювання променів на механічних дефектах поверхонь лінзи. Розглянемо

вплив зазначених причин для плоско-фокусуєчих лінз #27–28 ( $n_0 = 1,585$ ;  $f_0 = 25$  мм;  $r_V = 1,5$  мм) більш детально.

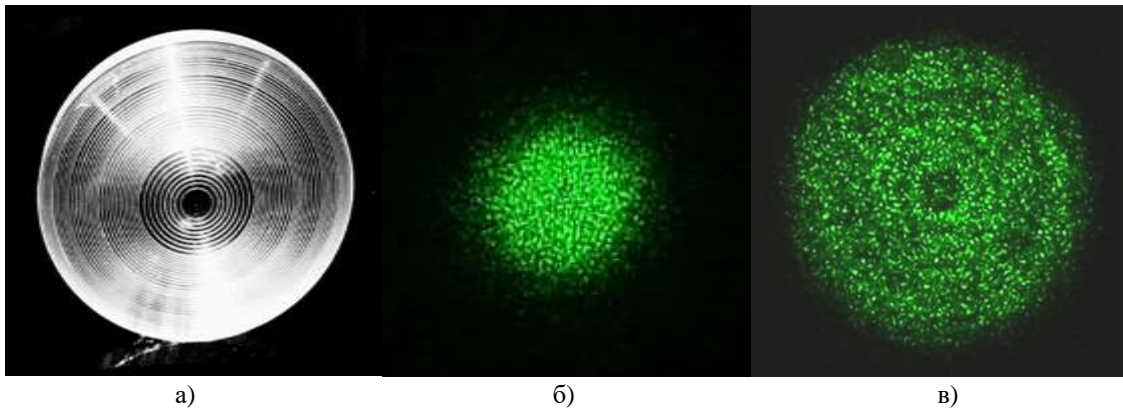


Рис. 16. Загальний вигляд (а) та світлове зображення у фокусі (б) для лінзи-концентратора #27 з фокусом  $f = 25$  мм, а також світлове зображення для лінзи-концентратора #4.1 з фокусом  $f = 41$  мм (в)

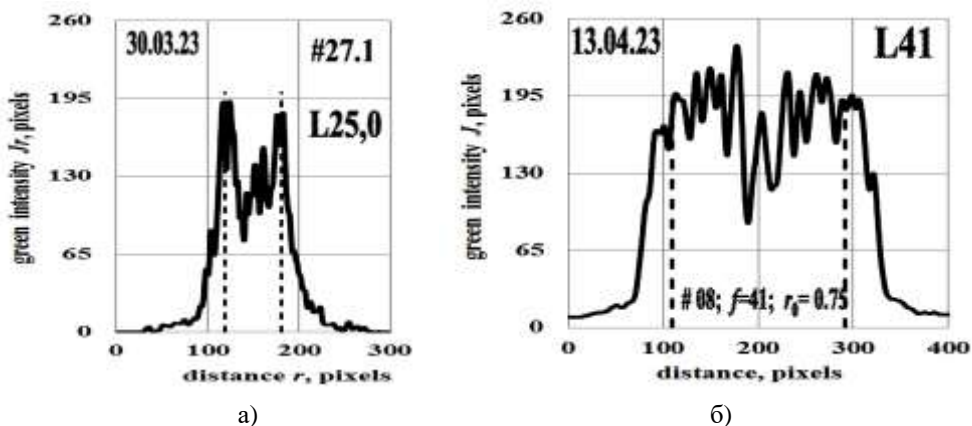


Рис. 17. Профілограми світлових зображень у фокусі: а) для лінзи-концентратора #27.1 з фокусом  $f = 25$  мм; б) для лінзи #08 з фокусом  $f = 41$  мм

Для практичного розгляду дифракційних явищ під час проходження через мікропризмову структуру заломлених на кут  $\gamma_R(\lambda)$  світлових пучків, можна використати спрощену модель [9], у якій світлова хвиля вважається плоскою, а дифракційна ґратка — амплітудною. У цій моделі початкову різницю фаз пучків  $\Delta_D$  можна врахувати простим поворотом системи координат на кут заломлення  $\gamma_R(\lambda)$ , який для певної довжини хвилі  $\lambda$  легко визначити для кожної мікропризмової  $k$ -зони лінзи за законом Снеліуса [12]. Кути дифракції  $\varphi_D(\lambda)$  будемо відраховувати від напрямку кута заломлення  $\gamma_R(\lambda)$ , а для розрахунку інтенсивності дифрагованого світла  $J_D$ , що проходить через кожну зону мікропризми  $k$ , можна використовувати відомі формули [9] для амплітудної дифракційної решітки:  $J_D = J_0 (\sin A_D / A_D)^2$ , де  $A_D = (\pi b / \lambda) \sin \varphi_D$  зазвичай називають фактором дифракції для однієї щілини [9];  $\varphi_D$  — дифракційний кут;  $J_0$  — амплітуда початкового світлового пучка з одиночної щілини в напрямку

$\varphi_D = 0$ ;  $\lambda$  — довжина хвилі випромінювання лазера;  $b$  — ширина світлового променя. У напрямку кута заломлення променя  $\gamma_k$  для певної мікропризмової  $k$ -зони період дифракційної ґратки  $d_\gamma = \Delta R_{\gamma k} = \Delta R_k \cos \gamma_k$ . Ефективна апертура  $b_\gamma$ , яка є аналогом величини  $b$ , для зворотного кута мікропризми  $\theta = 0$  град. становить  $b_\gamma = R_k (\cos \gamma_k - \operatorname{tg} \alpha_k \sin \gamma_k)$ . Для певної довжини хвилі  $\lambda$  ширина головного дифракційного максимуму  $\delta_D = \sin^{-1}\{2\lambda/b_\gamma\}$ , а дифракційні мінімуми розташовані під кутами дифракції  $\varphi_{D\min} = \sin^{-1}\{k_D(\lambda/b_\gamma)\}$ , де  $k_D = 1, 2, 3 \dots$  — порядок дифракції.

Кути дифракції  $\varphi_D$  для кожної  $k$ -зони лінзи можуть бути легко перераховані на лінійне розширення променя  $\Delta L_D$  для будь-якої фокусної відстані  $f_0$ :  $\Delta L_D = 2f_0 \operatorname{tg} \varphi_D$ . Розраховані значення  $\Delta L_{Dk}$  для всіх  $k$ -зон лінзи #28 наведено на рис. 18,а. Дифракційне розширення пройдених променів для максимально широкої зони  $\Delta R_{\gamma k} = 1,002$  мм ( $k = 1$ ) та для мінімальної ширини  $\Delta R_{\gamma k} = 0,329$  мм ( $k = 29$ ) для цієї лінзи показано на рис. 18,б.

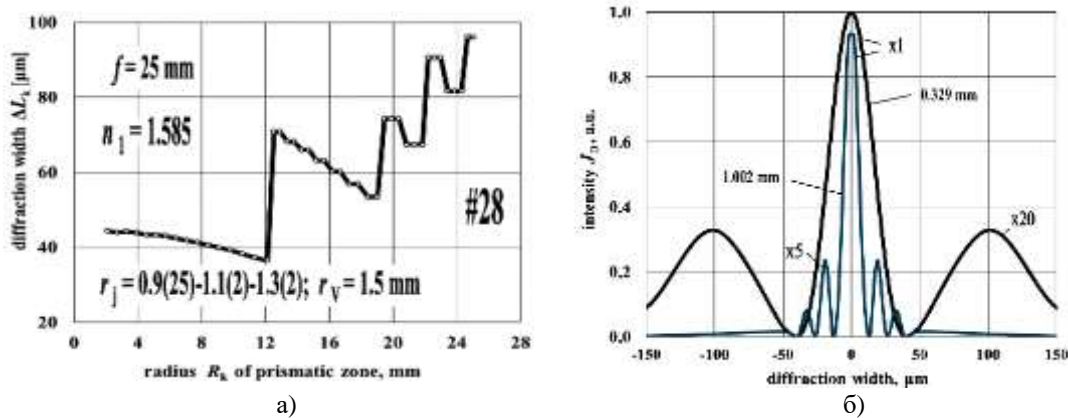


Рис. 18. Дифракційне розширення  $\Delta L_{Dk}$  для лінзи #28: а) розширення для кожної  $k$ -зони лінзи; б) розширення для  $\Delta R_{\gamma k} = 1,002$  мм ( $k = 1$ ) і для  $\Delta R_{\gamma k} = 0,329$  мм ( $k = 29$ )

Результати розрахунків свідчать, що дифракційне розширення променів  $\Delta L_{Dk}$ , яке становить 40–80 мкм залежно від значення  $\Delta R_{\gamma k}$ , занадто мале порівняно з номінальною шириною профілів  $d_V = 3,0$  мм. Тому роль дифракції неістотна в розширенні профілів, яке спостерігається експериментально.

Іншою причиною може бути дифузне розсіювання пройдених променів світла на дефектах мікрорельєфу. Теоретично неможливо дослідити цей процес через невідомі авторам дані про вплив дефектів рельєфу на збільшення світлової плями. Тому для дослідження теоретичного розподілу освітленості у фокусі лінзи #27 було застосовано методи комп'ютерного моделювання. Використовувалася програма Solidworks 2016 [13], за допомогою якої за отриманими результатами моделювання геометричних параметрів лінзи створено комп'ютерну модель лінзи #27 (рис. 19,а). Потім модель лінзи завантажувалась у програму TracePro 7.3 [14] для подальшого моделювання ходу променів у наближенні геометричної оптики методом Монте-Карло. Джерелом світла є паралельний пучок променів, які рівномірно розподілені в напрямку, перпендикулярному до площини лінзи. Екран являє собою циліндр діаметром  $d_E = 50$  мм, розташований на певних відстанях  $f$  від поверхні рельєфу лінзи (рис. 19,б).

Схему проходження променів через лінзовий концентратор для різних відстаней спостереження  $f = 15, 24, 25, 26$  і  $50$  мм з програми TracePro 7.3 також наведено на рис. 19,б: червоним кольором позначено падаючий і заломлений промені з інтенсивністю 66–99 % від падаючого, зеленим і синім — заломлений і відбитий промені з інтенсивністю 33–66 % та 0–33 %, відповідно.

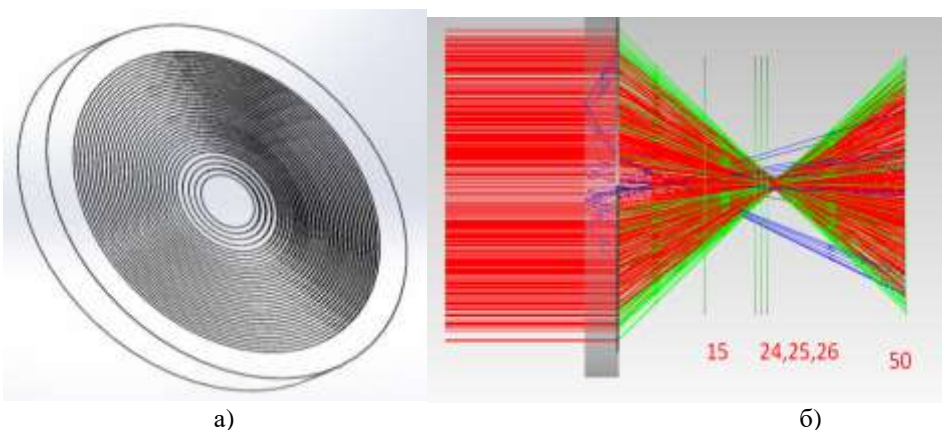


Рис. 19. Комп'ютерна модель лінзи #27 (а) та схема ходу променів (б)

Змодельовані профілі пройденого заломленого потоку світла для лінзи #27 для номінальної відстані спостереження  $f = 25$  мм наведено на рис. 20,а.

Вочевидь, комп'ютерне моделювання підтверджує ідентичність розрахункового профілю світлового потоку реальним характеристикам. Так, у центрі світлової плями у фокусі спостерігається очікувана «темна» зона з радіусом  $r_0 \approx 0,5$  мм, максимальний радіус плями становить  $r_v \approx 2,5$  мм. У профілі заломлених променів чітко моделюються три максимуми інтенсивностей світла, що повністю відповідає обраній схемі фокусування цієї лінзи  $O\Phi = 0,7$  мм (18 зон) –  $1,0$  мм (2 зони) –  $1,2$  мм (2 зони), що наведено на рис. 20,б. Однак, профіль пройденого потоку істотно розширений відносно схеми  $O\Phi$ .

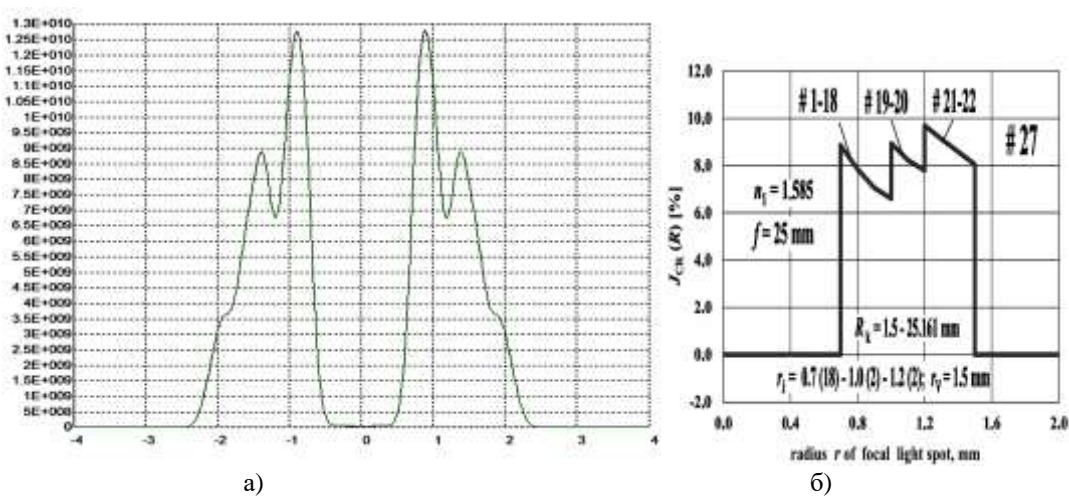


Рис. 20. Змодельований профіль пройденого світлового потоку (а) та схема оптимізації фокусування для лінзи #27 (б)



Комп'ютерне моделювання довело, що внаслідок відбиття падаючих променів від внутрішньої утворюючої поверхні лінзи та наступного їхнього заломлення рефракційними призмовими поверхнями в центральній області основного заломленого потоку світла формується додатковий потік світла (рис. 21,*а*) з інтенсивністю 10–30 %, який і відповідає за розширення всього заломленого лінзою потоку світла (рис. 21,*б*).

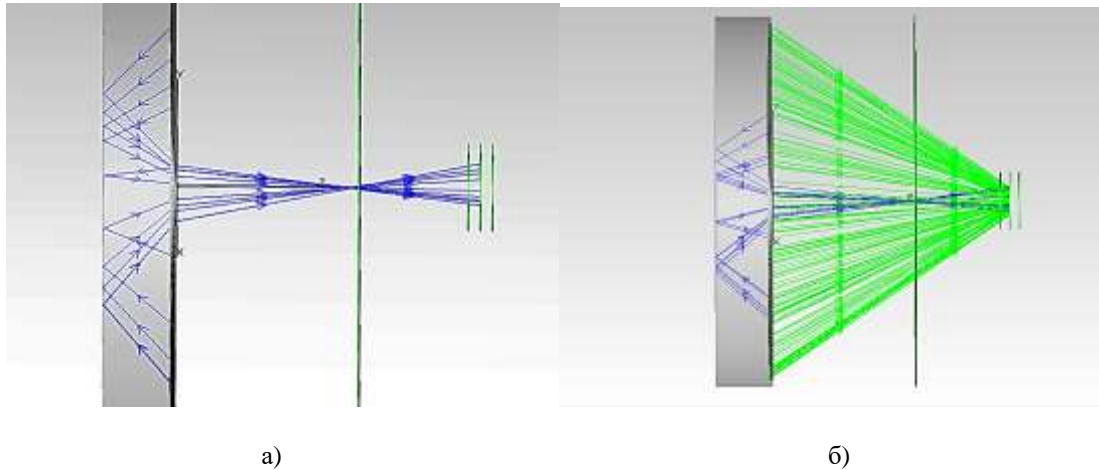


Рис. 21. Схема формування додаткових потоків (10–30 %) світла в центрі основного потоку (а); сумарний заломлений потік світла (10–66 %) лінзою #27 (б)

Таким чином, навіть без урахування дифузного розсіювання променів на дефектах мікрорельєфу модельований пройдений потік у розглянутих умовах розширюється за рахунок процесу внутрішнього відбиття променів. Величина розширення становить 0,2–0,5 мм, що і спостерігається експериментально при лазерній діагностиці лінзи.

Профіль плями для малих фокусних відстаней  $f_0 \sim 25$  мм сильно залежить від відстані спостереження  $L$ , оскільки число діафрагми  $F$  для цих лінз дуже мале ( $F = f_0 / D_L = 0,5$ ), тому глибина різкості також мала (див. рис. 13, 14, 15,*б*). Але при номінальній фокусній відстані  $f_0 = 25$  мм, профілограми трансформованого лазерного променя для всіх трьох лінз практично однакові, різниця форми профілів не виходить за похибку їхньої реєстрації (див. рис. 15,*а*), що пояснюється виявленим додатковим розширенням профілів за рахунок внутрішнього відбиття променів, яке перевищує похибки вимірювань. Тобто, виявлено досить малий вплив схеми освітлення  $CO$  (величини темної області  $r_0$ ) на характер отриманих профілограм.

Таким чином, при подальшому створенні лінз для сонячної енергетики можна використовувати будь-яку схему оптимізації фокусування, наприклад рекомендувати дизайн лінзи #27. Враховуючи технологічні особливості процесу алмазного мікроточіння, «сонячні» лінзи при радіусі області освітлення  $r_V = 1,5$  мм доцільно моделювати та створювати з радіусом «темної» області в центрі світлового зображення  $r_0 \approx 0,5$  мм, аналогічно раніше розглянутим лінзам для систем автоматичного керування з гомогенною областю у фокусі розміром  $r_V = 4,5$  мм.

## Висновки

Запропоновано конструкції, розраховано геометричні параметри та методом алмазного лезового мікроточіння виготовлено експериментальні зразки спеціалізованих лінзових концентраторів світла з оптичного полікарбонату для систем автоматичного керування рухомими об'єктами та для сонячної енергетики.

За допомогою колімованого лазерного випромінювання з більш точною системою реєстрації переміщень лінзи та зображень світлової плями досліджено світлотехнічні характеристики експериментальних зразків фокусуєчих елементів, результати яких показали відповідність експериментальних даних розрахунковим характеристикам.

Методом комп'ютерного моделювання досліджено характер розповсюдження потоку лазерних променів через лінзу, в результаті виявлено основну причину розширення профілів заломлених світлових потоків — відбиття пройдених променів всередині мікропризмових поверхонь лінз і формування в центрі додаткового потоку світла.

Установлено, що для лінз для систем автоматичного керування з номінальною фокусною відстанню  $f_0 = 25\text{--}41$  мм для різних схем освітлення та різних схем фокусування оптимальний розмір темної області в центрі гомогенізованого світлового зображення з радіусом  $r_V = 4,5$  мм має становити  $r_0 \approx 0,6$  мм. Визначено лінзи, які є оптимальними для подальшого їхнього тиражування з метою використання в таких системах.

При створенні лінз для сонячної енергетики, враховуючи технологічні особливості процесу алмазного мікроточіння, мікропризмові структури доцільно моделювати також з радіусом «темної» області в центрі світлового зображення  $r_0 \approx 0,6$  мм, аналогічно лінзам для систем автоматичного керування.

1. Петров В.В., Антонов Є.Є., Зенін В.М., Манько Д.Ю., Шанойло С.М. Моделювання та дослідження параметрів концентраторів світлових променів. *Реєстрація, зберігання і оброб. даних*, 2020. Т. 22, № 3. С. 3–13. <https://doi.org/10.35681/1560-9189.2020.22.3.218803>.

2. Петров В.В., Антонов Є.Є., Манько Д.Ю., Шанойло С.М. Двохелементні мікропризмові лінзи. *Реєстрація, зберігання і оброб. даних*, 2020. Т. 22, № 4. С. 3–11. <https://doi.org/10.35681/1560-9189.2020.22.4.225885>.

3. Петров В.В., Антонов Є.Є., Шанойло С.М. Алгоритм моделювання мікропризмових лінз для трансформації світлових потоків. *Електронне моделювання*, 2021. Т. 43, № 2. С. 3–18. <https://doi.org/10.15407/emodel.43.02.003>.

4. Antonov E.E., Fu M.L., Petrov V.V., Manko D.Yu., Rong K.H. Structure of Microprismatic Fresnel Lenses for Creating Uniform Focal Images. *Optics Express*. 2021. Vol. 29, #24. P. 38958–38970. <https://doi.org/10.1364/OE.438590>.

5. Fu M.L., Antonov E.E., Manko D.Yu., Petrov V.V., Rong K.Z. Microprismatic Fresnel Lens for Formation of Uniform Light Circle. *IEEE Photonics Journal*. 2021. Vol. 13, #3. P. 1–8. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2021.3072538>.

6. Antonov E.E., Lapchuk A.S., Petrov V.V., Tokalin O.A., Zenin V.N. Photodetector module of optoelectronic control systems for tracking the moving objects. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2022. Vol. 25, #3. P. 315–322. <https://doi.org/10.15407/spqeo25.03.315>.

7. Antonov E.E., Kondratenko S.V., Lysenko V.S., Petrov V.V., Zenin V.N. Microprismatic plane-focusing Fresnel lenses for light concentration in solar photovoltaic modules. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, 2023. Vol. 26, #2. P. 221–232. <https://doi.org/10.15407/spqeo26.02.221>.

8. Brinksmeier E., Glabe R., Schonemann L. Diamond micro chiseling of large-scale retroreflective arrays. *Precision Engineering*. 2012. **36**. P. 650–657; <https://doi.org/10.1016/j.precisioneng.2012.06.001>.

9. Le Z.C., Antonov E.E., Mao Q., Petrov V.V., Wang Y.H., Wang W., Shevkolenko M.V., Dong W. Anti-fatigue glasses based on microprisms for preventing eyestrain. *Sensors*. 2022. **22**, No. 5. P. 1933. <https://doi.org/10.3390/s22051933>.

10. Sultanova N., Kasarova S., Nikolov I. Dispersion properties of optical polymers. *Acta Physica Polonica A*, 2009. Vol. 116. P. 585–587. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.116.585>.

11. Jimage J Program. UPL: <https://soft.mydiv.net/win/download-ImageJ.html>

12. Born M., Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139644181>.

13. SOLIDWORKS 2020. URL: <http://www.solidworks.com>.

14. Software for design and analysis of illumination and optical systems: URL: <https://www.lambdadares.com/tracepro/>

Надійшла до редакції 15.05.2023