

УДК 04.353

А. С. Лапчук¹, В. І. Юрлов², С. О. Шило¹

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України

¹вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

тел. (044) 4549505; e-mail: alapchuk@yahoo.com

²Samsung Electro-Mechanics

314, Maetan3 Dong, Yengtong-Gu, Suwon, Kyunggi-Do, Korea 443-743

Спеклові ефекти у пристроях реєстрації та відтворення інформації когерентним світловим випромінюванням

Розроблено теорію спеклів скануючого променя. Отримано формули для розрахунку контрасту спеклів, які можуть застосовуватися до будь-якого скануючого лазерного проектора. Показано, що основною вимогою для успішного зменшення спеклів у скануючому проекторі є вузький центральний пік і низький рівень бічних пелюсток автокореляційної функції поля скануючого пучка світла за координатою, вздовж якої проходить сканування променя. Показано, що застосування дифракційних оптичних елементів, які модулюють фазу поля пучка світла за допомогою Баркер-коду, призводить до значного зменшення контрасту спеклів завдяки тільки ефекту сканування пучка світла.

Ключові слова: лазерний проектор, сканування, когерентний промінь, спекли.

Вступ

Лазерні діоди (ЛД) [1, 2] є самими ефективними джерелами світла. Тому оптичні прилади на їхній основі є одними із самих енергозберігаючих. ЛД дають когерентний промінь з малим поперечним розміром. Лазерне світло є зручним для маніпуляцій, а малий поперечний переріз дає можливість отримати компактний оптичний пристрій. Крім того, лазери мають додаткову перевагу при їхньому застосуванні для оптичного відображення інформації. Завдяки вузькій смузі частот та існуванню червоного, зеленого і синього лазерів за допомогою лазерного світла можна отримати насичені кольори з широким кольоровим охоптом. Кольоровий охопт при використанні червоного, зеленого і синього лазерів, як джерела світла, є набагато більшим (знаходиться в діапазоні від 1,125 до 1,5) ніж у високороздільного телебачення — 0,9.

Ідея створення лазерних телевізорів і проекторів виникла на зорі розвитку лазерної техніки [3, 4]. Проте на той час параметри лазерів за габаритами, ефективністю й потужністю не задовольняли умовам, що необхідні для створення конкурентноспроможної моделі лазерних проекторів і телевізорів. Крім того, на той час не існувало достатньо швидких методів модулювання інтенсивності лазерного пучка і методів зміни напрямку розповсюдження пучка світла окрім акустооптичних [3, 4]. Проте акустооптичні методи є енергозатратними, некомпактними і мають малий динамічний діапазон регулювання напрямку розповсюдження пучка світла. Тому ідея лазерного телебачення і лазерних проекторів на той час не була реалізованою.

Активний розвиток ЛД і мікроелектромеханічних систем створив умови для реалізації лазерних відеосистем на основі лазерів. Один із основних напрямків розробки таких систем базується на основі активних дифракційних ґраток. Активні дифракційні елементи, що моделюють світло, являють собою мікроелектромеханічні системи (МЕМС) [5, 6]. Перший сучасний лазерний проектор на основі МЕМС був створений американською компанією Silicon Light Machines на основі розробленого цією компанією Grating Light Valve™ (GLV) — активної дифракційної ґратки, елементи якої можуть міняти висоту ґратки за допомогою переміщення металевих стрічок шляхом прикладення напруги [7, 8]. На рис. 1. показано принцип роботи оптичного модулятора GLV. Він має рухомі й нерухомі дзеркала. Прикладаючи відповідну напругу, можна змінювати відстань між рухомими і нерухомими дзеркалами для кожного пікселя. При відстані між ними, що дорівнює $(2n + 1)\lambda/4$, майже вся енергія відбитого пучка світла розподілиться між 1 і -1 дифракційними порядками, а нульовий дифракційний порядок матиме нульову інтенсивність. При відстані, що дорівнює $n\lambda/2$, практично вся енергія дифрагує в нульовий порядок, а при цьому всі інші дифракційні порядки будуть мати нульову інтенсивність. Таким чином, змінюючи відстань між дзеркалами, ми можемо міняти інтенсивність 0 та вищих (1 і -1) дифракційних порядків від нуля до максимального значення. Якщо тепер відбитий промінь пропустити через фільтр просторових частот (діафрагма у фокальній площині лінзи), такий, що буде пропускати або тільки нульовий, або тільки вищі дифракційні порядки, то на виході такої системи ми отримаємо промодульоване світло. Причому кожен піксель буде мати інший рівень інтенсивності. Змодулювавши інтенсивність кожного пікселя відповідно до рівня інтенсивності певного образу, можна створити зображення на екрані. В результаті інтенсивних наукових досліджень [9–12] вдалося показати, що на основі активних дифракційних ґраток можна створити проектори, які будуть мати зображення високої роздільної здатності з високим контрастом і низьким рівнем спеклів.

Технологію, розроблену Grating Light Valve™, було застосовано компанією Sony при створенні лазерного проектора для великих екранів (кінотеатрів), який продемонстрував зображення високої роздільної здатності та великим кольоровим охоптом і чистотою кольорів [13].

Принципову схему конструкції пристрою для відтворення інформації когерентним пучком світла показано на рис. 2,а. Верхня частина оптичного модулятора являє собою періодичну послідовність активних мікрострічкових дзеркал, розділених зазорами. Період структури T і ширина зазорів і стрічок приблизно однако-

ві. Один піксель може включати декілька періодів такої структури (на рис. 2,а один піксель включає в себе два періоди дифракційної ґратки), які активуються одним п'єзоелементом. На рис. 2,б показано оптичну схему лазерного проектора, що використовує 0-й порядок для створення зображення (робочий дифракційний порядок). У цьому випадку, коли верхні дзеркала модулятора будуть знаходитися на висоті, що дорівнює непарному числу $\lambda/4$, ми маємо нульову інтенсивність 0-го дифракційного порядку, і вся енергія розподіляється між вищими дифракційними порядками. Всі вони будуть затримані Фур'є-фільтром просторових частот, і на екрані ми отримаємо чорну смугу. Коли ж висоту активних дзеркал змінити на висоту, кратну цілому числу $\lambda/2$, вся енергія пучка світла піде в 0-й порядок, який пройде через Фур'є-фільтр, і на екрані буде світла стрічка максимальної інтенсивності. Змінюючи висоту верхніх дзеркал кожного пікселя в інтервалі між цими крайніми положеннями, можна змінювати інтенсивність світла, що попадає на екран, відбившись від даного пікселя, і таким чином створювати зображення. За допомогою об'єктива збільшене зображення проектується на екран, створюючи на ньому стрічку з частиною зображення. За допомогою осцилюючого навколо вертикальної осі дзеркала, від якого відбивається промінь по дорозі на екран, стрічка із зображенням переміщується по екрану, і створюється 2D-зображення.

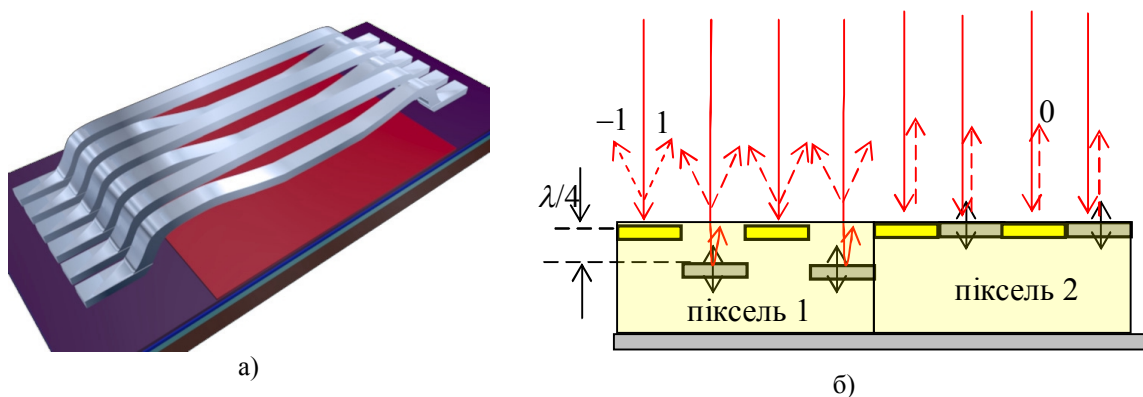


Рис. 1. Оптичний модулятор GLV: а) загальний вигляд;
б) принципова схема модуляції світла, на якій перший піксель відбиває все світло у вищі дифракційні порядки, а другий у нульовий дифракційний порядок

Рухома частина модулятора показана на рис. 2,в. Метало-діелектрична стрічка (верхні дзеркала) приводиться в рух за допомогою п'єзоелектричного елемента, що зроблений з кераміки, на основі трьох елементів — свинцю, цирконію і титану (PZT). Висоту верхнього дзеркала h , яка визначається як відстань від дна модулятора до верхньої кромки верхнього дзеркала при нульовій напрузі, ми будемо називати зазором. При цьому інтенсивність на екрані буде змінюватися за законом

$$I_n = \cos^2 \left[\frac{2\pi s_n}{\lambda} \right], \quad (1)$$

де I_n — нормована інтенсивність світла для n -пікселя; s_n — висота пікселя (зазор разом зі зміщенням, що викликане прикладеною напругою до n -го пікселя); λ — довжина хвилі світла.

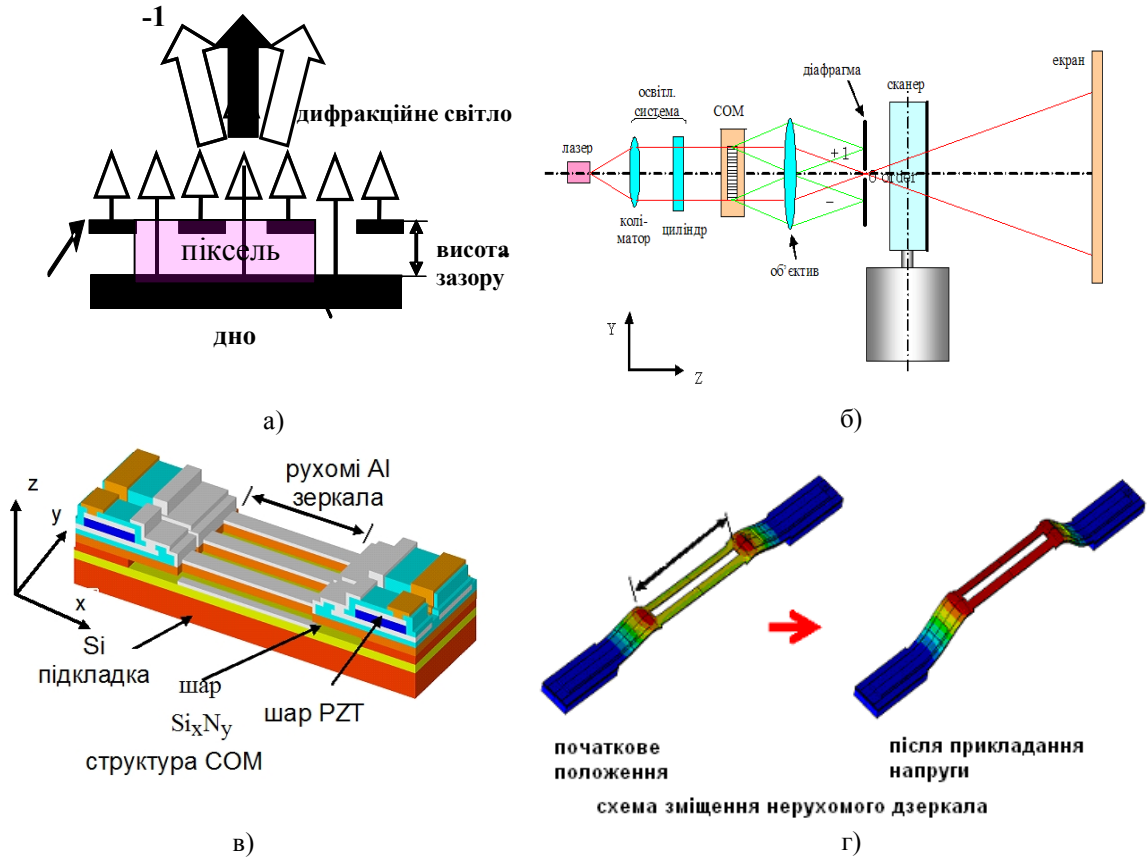


Рис. 2. Детальна схема оптичного модулятора і його елементів:
 а) принципова схема модуляції; б) принципова схема роботи проектора;
 в) структура пікселів; г) схема зміщення по висоті верхніх дзеркал



Рис. 3. Мініпроектор

На рис. 3 показано загальний вигляд мініпроектора. При спостереженні зображення на екрані, створеного за допомогою когерентного освітлення, в зображенні виникають спекли та гранульована модуляція інтенсивності освітлення. Наявність спеклів суттєво погіршує якість зображення. Так, наприклад, наша конструкція проектора, в якій не застосовувалися ніякі методи для зменшення спеклів, мала спекли, контраст яких був на рівні 40–50 %. Такий рівень спеклів є добре помітним для очей. Він значно знижує роздільну здатність зо-

браження і швидко стомлює очі. Тому є очевидним необхідність вирішення проблеми зменшення спеклів для отримання доброї якості зображення в лазерних проекторах.

Отже для створення проектора на основі 1D-сканера потрібно знайти ефективні методи зменшення рівня спеклів. Авторами було проведено аналіз феномену спеклів у лазерних проекторах, запропоновано методи математичного моделювання їхніх параметрів [14–16] і технічні методи для пониження спеклів у сканувальних лазерних проекторах. Запропоновані технічні методи зменшення спеклів захищені патентами США та Південної Кореї [16, 17].

Інтерференційні ефекти у відтворенні інформації когерентним променем та ідеальним об'єктивом

Розглянемо особливості впливу ефекту інтерференції розсіяного світла в оці спостерігача — спеклів [14, 15] і методів зменшення контрасту спеклів [16, 17] в 1D-проекторях. Для цього потрібно проаналізувати особливості роботи 1D-проектора. На рис. 4 показано оптичну схему лазерного проектора. У запропонованій оптичній схемі фаза фронту лазерного пучка промодульована в напрямку сканування екрану. Модуляція здійснюється дифракційним оптичним елементом (ДОЕ). Для того, щоб ДОЕ не руйнував зображення, його потрібно розмістити або безпосередньо в площині об'єкта, або в площині проміжного зображення. Розміщення ДОЕ в площині об'єкта, у тому випадку, коли сам об'єкт працює на дифракційному принципі, як в нашому випадку 1D-проектора, є складною задачею. Один із можливих технічних розв'язків цієї задачі було запропоновано в роботі [14]. Набагато простіше розмістити дифракційний оптичний елемент у проміжній площині зображення. Проте ці дві оптичні схеми розміщення ДОЕ в плані зниження рівня спеклів є тотожними, вони впливають тільки на розмір і складність оптичної системи, і тому при модулюванні спеклів різниці між ними не існує. У проекторі розподіл світла в площині зображення визначається розподілом поля в площині об'єкта і числовою апертурою лінзи. Дзеркало, завдяки коливанням якого промінь рухається вздовж екрану, розташоване впритул до фокальної площини лінзи проектора. Тому в площині зображення коливні обертання дзеркала призводять до лінійного переміщення зображення вздовж екрану, тобто вздовж осі X , як показано на рис. 4.

У запропонованій моделі робиться припущення, що екран на який проектується зображення має шорстку поверхню, на якій при розсіянні когерентного стаціонарного пучка світла утворюються повністю розвинені спекл-поля. Треба зауважити, що шорстка поверхня екрану є необхідною умовою для того, щоб можна було спостерігати за образом на екрані, і тому це припущення фактично буде завжди виконуватись у реальних умовах.

При спостереженні зображення на екрані глядачем, розсіяне світло збирається кришталіком ока і фокусується на сітківку, яка розташована на дні очного яблука. Зібране світло, що розповсюджується до ока від різних ділянок поверхні екрану всередині інтервалу роздільної здатності в кожній точці сітківки внаслідок шорсткості екрану і когерентності світла, інтерферує між собою. В результаті інтерференції на дні ока на зображення накладається інтерференційна картина. Ін-

терференційні мінімуми і максимуми модулюють інтенсивність світла в очі, тобто створюють суб'єктивні спекли [18].

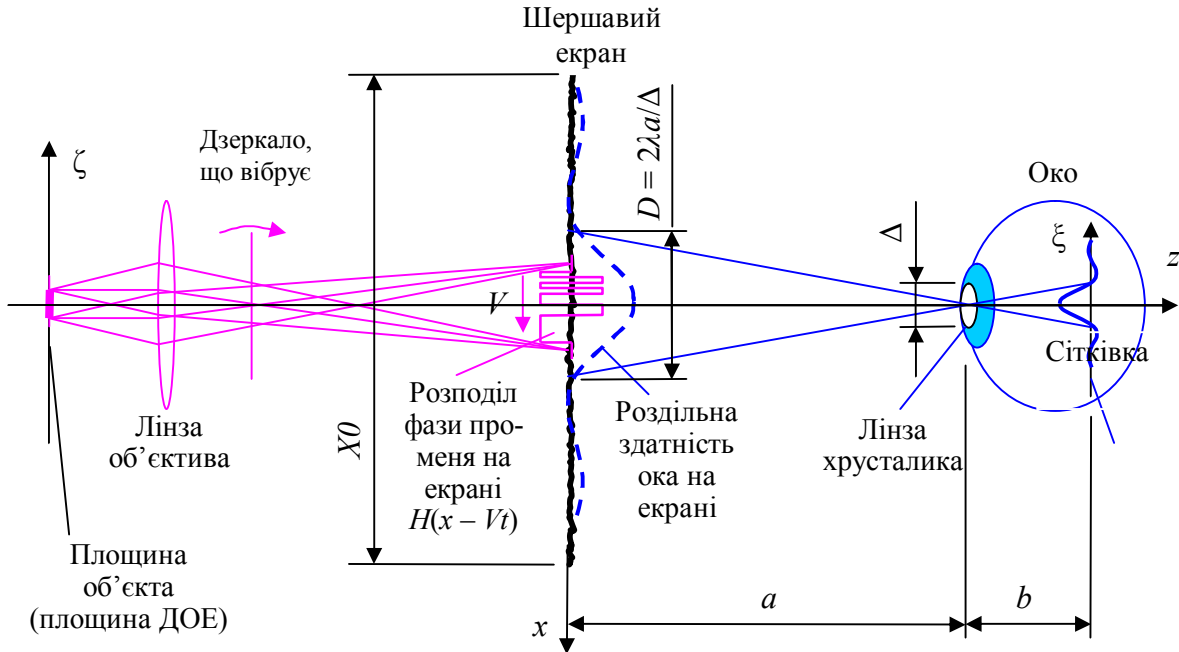


Рис. 4. Оптична схема зменшення спеклів у лазерному проекторі на екрані

Лінза об'єктива відтворює на екрані збільшене зображення, що переміщується по ньому завдяки коливанню дзеркала, і тому воно може бути записане як $E_0 H(x - vt)$, де E_0 — це електричне (або магнітне) поле на екрані; $H(x)$ — множник який визначає модуляцію амплітуди і фази (промодульованою дифракційним елементом в площині проміжного зображення) пучка світла вздовж осі X ; v — швидкість розповсюдження пучка світла вздовж екрану. Розглянемо теорію спеклів у сканувальному промені в наближенні тонкої лінзи. Оптичну роздільну здатність ока на екрані D можна записати як $D = 2\lambda a/\Delta$, де позначення розмірів конструкції беруться з рис. 4. Оскільки характеристики спеклів визначаються через варіації інтенсивності, що обумовлена інтерференційними процесами, то для спрощення обчислень параметрів спеклів взятий випадок рівномірно засвітленого екрану, в якому нерівномірність обумовлена тільки спеклами.

При такому підході ми маємо на екрані однорідну картину вздовж осі Y . Тому можна обмежитись одновимірною задачею і розглядати зміну поля вздовж осі X в процесі сканування вузького пучка світла по екрану вздовж осі X . У наближенні Френеля розподіл поля на дні ока можна записати як

$$E(\xi) = \frac{\Delta E_0}{\lambda \sqrt{jab}} \int r(x) H(x - Vt) e^{-jk \frac{x^2}{2a}} \text{Sinc} \left\{ \frac{2\pi}{D} \left(\frac{a}{b} \xi + x \right) \right\} dx, \quad (2)$$

де x і ξ — координати екрану і очного дна відповідно; t — час; Δ — діаметр криш-

талика ока; $k = 2\pi / \lambda$ — хвильове число; λ — довжина хвилі; $Sinc(x) = \sin(x) / x$ — сінкс-функція; $r(x)$ — випадковий коефіцієнт модуляції, що обумовлений шорсткістю поверхні екрану. Для нашого випадку (повністю розвинені спекли) висота шорсткості екрану набагато більша довжини хвилі світла ($h(x) \gg \lambda$), і тому фаза відбитого від екрану світла довільно і багато разів змінюється на інтервалі, що дорівнює роздільній здатності ока. Ми будемо нехтувати множником $\exp[-jk(a + b + \xi^2 / 2b)]$ в (2), оскільки постійний зсув фази хвилі не дасть зміни інтенсивності поля в даній точці, а значить і не вплине на спекли.

Механізми зменшення спеклів базуються на усередненні декількох незалежних спеклових полів, що досягається маніпуляцією світловим пучком. Для того щоб уникнути мерехтіння екрану з причини маніпуляції пучком світла і утримати стабільне зображення, таке усереднення повинно здійснюватися на часовому інтервалі меншому за роздільний інтервал ока, який приблизно становить 50 мск. Існує багато методів усереднення незалежних спеклів, але ми тут зосередимося на методі, що використовує тільки ефект сканування пучка світла, і покажемо, що за певних умов він може дати значний ефект у зниженні рівня спеклів.

Образ, що створює світло в оці в 1D сканувальному проекторі, є наслідком інтегрування світлової інтенсивності на дні ока протягом одного роздільного часового інтервалу ока. Тому для отримання образу в оці необхідно проінтегрувати квадрат виразу (3) за часом сканування пучка світла по екрану за умови, що одне сканування відбувається швидше ніж за 50 мск. Проінтегрувавши інтенсивність поля за часом сканування і зробивши прості перетворення, інтегровану інтенсивність світла на дні ока можна записати наступним чином:

$$G(x) = \frac{1}{T} \int_T |E(x)|^2 dt = \tag{3}$$

$$= G_0 E_0^2 \iint r(x_1) r^*(x_2) Sinc \left[\frac{2\pi}{D} (x + x_1) \right] Sinc \left[\frac{2\pi}{D} (x + x_2) \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2}{2a}} A(x_1 - x_2) dx_1 dx_2,$$

де $G_0 = \Delta^2 / (\lambda^2 ab)$; $G(x)$ — енергія світла, що потрапило на сітківку ока, записана в координатах екрану $x = a\xi / b$;

$$A(x_1 - x_2) = \int_T H(x_1 - Vt) H^*(x_2 - Vt) dt = \frac{1}{TV} \int_{-VT/2}^{VT/2} H(x_1 - x_2 + x) H^*(x) dx; \tag{4}$$

$A(x)$ є автокореляційною функцією для комплексної амплітуди поля на екрані; $H^*(x)$ і $r^*(x)$ — функції комплексно спряжені до $H(x)$ і $r(x)$ відповідно; T — один період часу сканування променем екрану (він повинен бути меншим за роздільний інтервал часу ока). Оскільки час сканування всього екрану є набагато більшим за час сканування одного пікселя (сканування по ширині пікселя), то можна покласти $T = \infty$.

У випадку нескінченно вузької автокореляційної функції пучка світла (некогерентний промінь) отримаємо формулу:

$$A(x_1 - x_2) = \delta(x_1 - x_2), \quad (5)$$

де $\delta(x_1 - x_2)$ — дельта-функція Дірака; A — константа. У цьому випадку (3) може бути записано як

$$G(x) = G0E_0^2 \int |r(x_1)|^2 \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D}(x + x_1) \right] dx_1 = AE_0^2. \quad (6)$$

З приведенного виразу видно, що в цьому випадку зображення екрану є рівномірно освітленим, тобто не існує модуляції інтенсивності світла по екрану. А це означає відсутність спеклів у зображенні.

Формула (5) дає ідеальну автокореляційну функцію для пучка світла сканування. Це автокореляційна функція некогерентного в просторі пучка світла. Завдяки просторовій некогерентності сканувального пучка світла ми отримали повне подавлення спеклів. Але неважко побачити, що такий промінь має нескінченний спектр просторових частот і тому його неможливо реалізувати в проекторах, тому що лінза проектора має обмежену числову апертуру. Внаслідок цього промінь лазерного проектора може мати тільки обмежений спектр просторових частот.

З формул (5) і (6) можна зробити висновок, що для значного зниження рівня спеклів за допомогою ефекту сканування кореляційна довжина пучка світла, що сканує екран, повинна бути якомога меншою. Тобто необхідно підібрати рельєф дифракційного оптичного елемента таким чином, щоб отримати промінь з мінімальною кореляційною довжиною. В радарній техніці використовують фазову модуляцію для імпульсного стискування, яка якраз і призводить до значного зменшення кореляційної довжини імпульсу сигналу [19]. Одним із найкращих методів фазової модуляції полярних сигналів є модулювання фази сигналу на основі Баркер (Barker)-коду. Послідовність елементів Баркер-коду може мати довжину від 2 до 13 позицій. Елементи Баркер-коду приймають значення 1 або -1 . Так, наприклад, для випадку $N = 3$ і 7 послідовність елементів Баркер-коду буде мати вигляд $\{+1 +1 -1\}$ і $\{+1 +1 +1 -1 -1 +1 -1\}$ відповідно. Фазова модуляція постійного сигналу послідовністю елементів Баркер-коду призводить до того, що результуючий сигнал має вузький автокореляційний пік шириною $1/N$ від загальної довжини послідовності, де N — число елементів у Баркер-коді. Величина бокових пелюстків Баркер-коду не перевищує $1/N$ від висоти основного максимуму.

Рівень спеклів визначається величиною контрасту спеклів, який є відношенням стандартного відхилення до середнього значення інтенсивності світла для однорідно освітленої ділянки поверхні:

$$C = \sigma_I / \langle I \rangle = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} / \langle I \rangle, \quad (7)$$

де $\langle I \rangle$ і $\sigma_I = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}$ — середня величина і стандартне відхилення інтенсивності світла в світловій плямі відповідно, а $\langle I^2 \rangle$ — середнє значення квадрату інтенсивності. Середні величини і відхилення у нашому випадку визначаються усередненням по всьому екрану, або по значній його частині. Розподіл інтенсивності по екрану і є тією важливою величиною, яка сприймається людським оком, і через яку ми сприймаємо спекловий шум. Відомо, що процес утворення спеклів для когерентного в часі пучка світла є стаціонарним ергодичним процесом, і тому усереднення інтенсивності по екрану є еквівалентним усередненню по ансамблям реалізації, і можна використати статистику по екрану для того, щоб знайти статистику по ансамблю. Оскільки утворення спеклів не залежить від ділянки екрану, то можна вибрати будь-яку його частину. Тому в подальшому буде братися точка в центрі екрану $x = 0$ з причини зручності проведення математичних викладок.

Середню величину квадрату інтенсивності $\langle I \rangle$ можна розрахувати як середню очікувану величину за формулою

$$\langle I \rangle^2 = \langle G(x) \rangle^2 = E_0^2 \left(G_0 \iint f(x_1 - x_2) A(x_1 - x_2) \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_1 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_2 \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2}{2a}} dx_1 dx_2 \right)^2, \quad (8)$$

де $f(x_1 - x_2) = \langle r(x_1) r^*(x_2) \rangle$ — автокореляційна функція комплексного коефіцієнта модуляції падаючого поля шорстким екраном $r(x)$. У реальності нерівність рельєфу екрану $h(x)$ є набагато більшою за довжину хвилі, і характерна довжина нерівності є набагато меншою роздільної здатності ока на екрані. В такому випадку можна, без втрати строгості підходу, зробити наступні припущення: кореляційна довжина розсіяного на екрані світла χ є суттєво меншою роздільної здатності ока; кореляційна довжина ε функції $A(x)$ задовольняє умовам $\chi \ll \varepsilon$, $\chi \ll D$. За таких умов хорошим наближенням для $f(x_1 - x_2)$ є дельта-функція Дірака $f(x) = R\delta(x)$, де $R = \langle |r(x)|^2 \rangle$ — середнє значення інтенсивності світла, відбитого від поверхні екрану. При застосуванні такого наближення для автокореляційної функції рівняння (8) може бути переписане наступним чином:

$$\langle I \rangle^2 = \frac{1}{4} E_0^2 R^2 G_0^2 A^2(0) D^2, \quad (9)$$

де використані наступні позначення:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{Sinc}^2 \left(\frac{2\pi}{D} x \right) dx = \frac{D}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Sinc}^2(x) dx = \frac{D}{2}; \quad (10)$$

$\langle I^2 \rangle$ є моментом другого порядку, який можна записати як

$$\begin{aligned} \langle I^2 \rangle &= \left\langle \left\{ E_0^2 G^2 \iint r(x_1) r^*(x_2) \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} (x+x_1) \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} (x+x_2) \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2}{2a}} A(x_1 - x_2) dx_1 dx_2 \right\}^2 \right\rangle = \\ &= E_0^4 G^2 \iiint F(x_1, x_2, x_3, x_4) A(x_1 - x_2) A(x_3 - x_4) \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_1 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_2 \right] \times \\ &\quad \times \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_3 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_4 \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2 + x_3^2 - x_4^2}{2a}} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4, \end{aligned} \quad (11)$$

де $F(x_1, x_2, x_3, x_4) = \langle r(x_1) r^*(x_2) r(x_3) r^*(x_4) \rangle$. Можна показати, що

$$F(x_1, x_2, x_3, x_4) = R^2 [\delta(x_1 - x_2) \delta(x_3 - x_4) + \delta(x_2 - x_3) \delta(x_1 - x_4)]. \quad (12)$$

Підставивши (12) в (11), легко отримати:

$$\langle I^2 \rangle = In_1 + In_2, \quad (13)$$

де

$$\begin{aligned} In_1 &= R^2 E_0^4 G^2 \iiint \delta(x_1 - x_2) \delta(x_3 - x_4) A(x_1 - x_2) A(x_3 - x_4) \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_1 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_2 \right] \times \\ &\quad \times \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_3 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_4 \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2 + x_3^2 - x_4^2}{2a}} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 = \\ &= R^2 E_0^4 G^2 [A(0)]^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \text{Sinc}^2 \left(\frac{2\pi}{D} x_2 \right) dx \right]^2 = R^2 E_0^4 G^2 \left[A(0) \frac{D}{2} \right]^2 = \langle I \rangle^2 \end{aligned} \quad (14)$$

і

$$\begin{aligned} In_2 &= R^2 E_0^4 G^2 \iiint \delta(x_2 - x_3) \delta(x_1 - x_4) A(x_1 - x_2) A(x_3 - x_4) \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_1 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_2 \right] \times \\ &\quad \times \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_3 \right] \text{Sinc} \left[\frac{2\pi}{D} x_4 \right] e^{-jk \frac{x_1^2 - x_2^2 + x_3^2 - x_4^2}{2a}} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 = \\ &= R^2 E_0^4 G^2 \iint |A(x_3 - x_4)|^2 \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D} x_3 \right] \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D} x_4 \right] dx_3 dx_4 \end{aligned} \quad (15)$$

і де ми використали властивість автокореляційної функції $A(x_4 - x_3) = A^*(x_3 - x_4)$. Після підстановки рівнянь (13)–(15) в (11) легко отримати формулу для контрасту спеклів на екрані:

$$C = \sqrt{\iint |A(x_3 - x_4)|^2 \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D} x_3 \right] \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D} x_4 \right] dx_3 dx_4 / \left(A^2(0) \left[\int \text{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D} x \right] dx \right]^2 \right)}. \quad (16)$$

Зробивши заміну змінних $y = x_3 - x_4$ та $u = x_4$, рівняння (15) може бути переписане наступним чином:

$$\begin{aligned} I_{n_2} &= R^2 E_0^4 G^2 \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} |A(y)|^2 \operatorname{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D}(y+v) \right] \operatorname{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D}v \right] dy = \\ &= R^2 E_0^4 G^2 \int_{-\infty}^{\infty} |A(y)|^2 dy \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D}(y+v) \right] \operatorname{Sinc}^2 \left[\frac{2\pi}{D}v \right] dv = \\ &= R^2 E_0^4 G^2 D^2 \int_{-\infty}^{\infty} |A(Dv)|^2 Q(v) dv, \end{aligned} \quad (17)$$

де

$$Q(v) = \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Sinc}^2 [2\pi(v+x)] \operatorname{Sinc}^2 (2\pi x) dx = (1 - \operatorname{Sinc}(4\pi v)) / (8\pi^2 v^2). \quad (18)$$

Підстановка (17) в (16) спрощує формулу для контрасту спеклів у лазерному проекторі до

$$C^2 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{A(Dz)}{A(0)} \right|^2 Q(z) dz = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{A(Dz)}{A(0)} \right|^2 \left(\frac{1 - \operatorname{Sinc}(4\pi z)}{z^2} \right) dz. \quad (19)$$

Формула (19) враховує деполаризаційну властивість шорсткої поверхні. При розсіянні на такій поверхні поляризованого світла розсіяне світло є повністю деполаризованим (властивість встановлена на основі експериментальних даних). Тому ми внесли множник 0,5 до формули (19) для коректного обрахунку контрасту спеклів, як результат усереднення за двома поляризаціями розсіяного світла. Рівняння (19) дає загальний вираз для обчислення контрасту спеклів при освітленні шорсткої поверхні скануючим когерентним поляризованим променем. Тепер ми застосуємо цей вираз для обрахунку контрасту спеклів, коли промінь, що сканує, має спеціальну фазову модуляцію. Зі сказаного вище випливає, що ефект пониження контрасту спеклів при скануванні поверхні досягається, коли промінь має вузьку автокореляційну функцію. Одним із кращих способів для отримання вузької автокореляційної функції скануючого пучка світла є модулювання фази хвильового фронту пучка світла послідовністю елементів Баркер-коду за допомогою ДОЕ, як було запропоновано в роботі [14]. Дифракційний оптичний елемент на основі Баркер-коду являє собою послідовність прозорих елементів, у яких фаза пучка світла, що проходить через ці елементи, зсувається на 0° або 180° відповідно до послідовності 1 і -1 в елементах Баркер-коду. Таким чином, поле хвильового фронту змінює напрямок на протилежний у такій послідовності як зміна знаку в елементах Баркер-коду. Тобто послідовність зміни фази у дифракційних оптичних елементах на основі Баркер-коду можна задати за допомогою послідовності 1 і -1 елементів Баркер-коду, яка вибрана таким чином, щоб забезпечити значення

автокореляційної функції, що дорівнює 1 для нульового зсуву елементів, а для зсуву на інтервал, кратний ширині одного елемента коду, послідовність значень — 0 та $\pm 1/N$. У подальшому будемо проводити розрахунки для випадку, коли періоди Баркер-коду точно співпадають із шириною пучка світла, який має поперечний переріз прямокутної форми і не має початкової фазової модуляції по ширині фронту. Розподіл поля в поперечному перерізі пучка світла показано на рис. 5,а (тонка крива). На рис. 5,а також показано образ точкового джерела світла кришталіком ока людини $Sinc[2\pi z]$ (жирна крива), яка подана в координатах екрану.

На рис. 5,б показана автокореляційна функція для 13-елементного ($N = 13$) Баркер-коду (жирна крива) і графік функції $Q(z)$ із рівняння (17) (вертикальний масштаб для $Q(z)$ змінений для наглядності). $Q(z)$ є гладкою кривою з широким центральним максимумом (D — просторова роздільна здатність ока). На рис. 5,а ширина пучка світла відповідає роздільній здатності ока за критерієм Релея — відстань від центру зображення точкового джерела кришталіком до першого нуля інтенсивності.

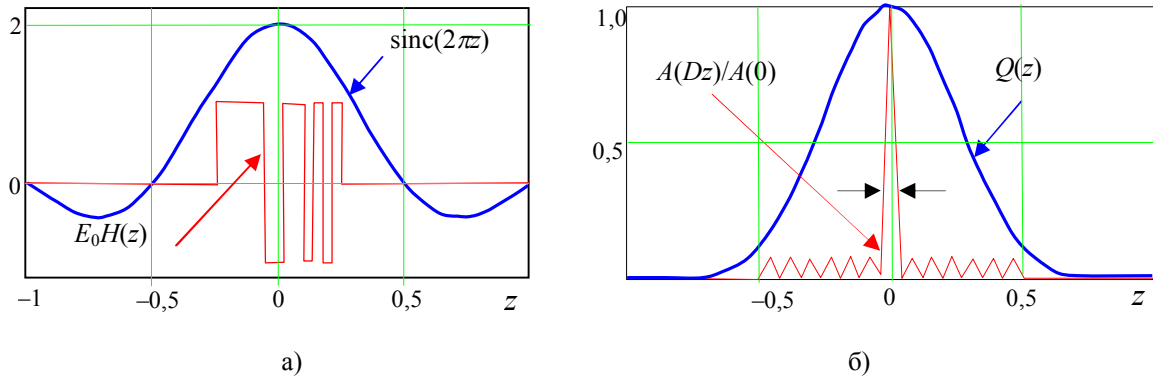


Рис. 5. Розподіл інтенсивності поля на екрані та автокореляційна функція Баркер-коду.
а) розподіл поля за поперечником світлового пучка і функція зображення точкового джерела кришталіком ока людини; б) графіки функції $Q(z)$ і $A(Dz)/A(0)$

Аналіз (19) показав, що для випадку довгого Баркер-коду (великих N) основний внесок до інтегралу (19) дає центральний пік $A(Dz)$. Нехтування інтегруванням іншими інтервалами на осі X призводить до малої похибки порядку $\Delta C/C \sim 1/N^2$. Тому обчислення інтегралу (19) проводилося тільки за інтервалом головного максимуму $x = \pm T/2N$. Оскільки в цьому інтервалі функція $Q(z)$ фактично не змінюється (для випадку великих N і умови, що період Баркер-коду рівний роздільній здатності ока), то при інтегруванні ми можемо вважати її константою, що дорівнює $Q(0)$. У цьому наближенні формула (19) для обчислення контрасту спеклів зспрощується до виразу

$$C^2 = 2Q(0) \left[\int_{-1/2N}^0 (1+2Nx)^2 dx + \int_0^{1/2N} (1-2Nx)^2 dx \right] =$$

$$= 2Q(0) / (3D/T) = 2Q(0) / (3N_0), \quad (20)$$

де N_0 — відношення роздільної здатності ока за Релеєм до періода Баркер-коду. Неважко розрахувати, що $Q(0) = 1/3$, і значить

$$C = \sqrt{2/(9N_0)}. \quad (21)$$

Ця проста формула дає хороше наближення для великих N_0 , але, як було показано в [14], нею також можна користуватись і для оцінки контрасту спеклів у випадку застосування дифракційних оптичних елементів на основі коротких Баркер-кодів (навіть для $N_0 = 1$). Для нашого випадку (ширина пучка світла рівна $D/2$ і $N_0 = N$) формула (21) може бути переписана як

$$C = \sqrt{2/(9N)}, \quad (22)$$

де N — довжина Баркер-коду. З рівняння (21) випливає, що застосування дифракційних оптичних елементів на основі довгих Баркер-кодів призводить до вузької автокореляційної функції пучка світла, що сканує екран, і, як наслідок, до низького контрасту спеклів.

З формули (21) легко отримати залежність контрасту спеклів від відстані глядача до екрану. Роздільна здатність ока змінюється як

$$D = D_0 S / S_0 \quad (23)$$

при переміщенні глядача від екрану з відстані S_0 до S . Тоді з (21), (23) випливає що контраст спеклів у цьому випадку зміниться як

$$C = C_0 \sqrt{S_0 / S}, \quad (24)$$

де C_0 — контраст спеклів на відстані S_0 до екрану.

На рис. 6,а представлено графік залежності контрасту спеклів від довжини Баркер-коду N для випадку, коли співвідношення між роздільною здатністю ока, шириною пучка світла і довжиною коду такі, як це показано на рис. 5. Суцільна лінія є результатом обчислення за формулою (21) а рожеві квадрати — результати обчислення за точною формулою (19). Оскільки Баркер-код існує не для всіх значень N інтервалу від 1 до 13, то обчислення проводилися тільки для N , що дорівнює 1, 3, 5, 7, 11 і 13, для яких він існує. Як видно з наведеного графіку, похибка простої формули (21) зростає при зменшенні N , проте навіть при $N = 1$ (відсутність Баркер-коду) різниця між результатами, обчисленими за точною (19) і наближеною (21) формулами, є незначною.

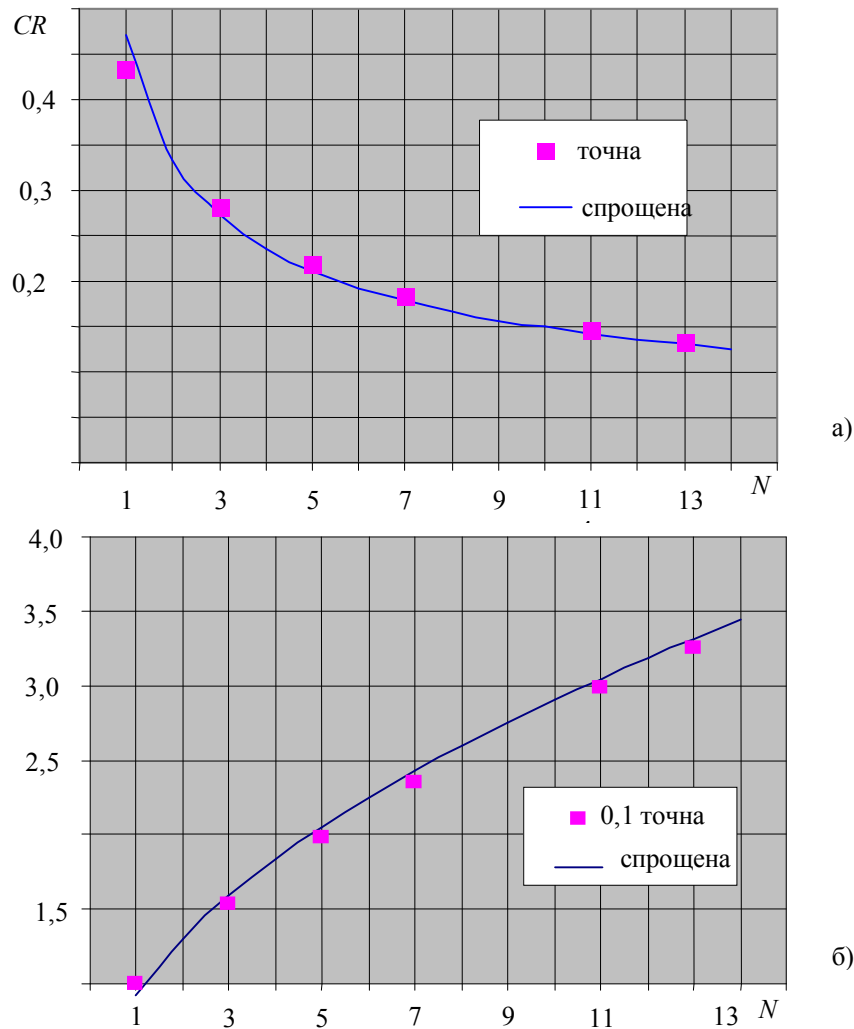


Рис. 6. Залежність контрасту спеклів від довжини Баркер-коду N .

Чисельне моделювання: а) залежність контрасту спеклів від довжини Баркер-коду; б) коефіцієнт пониження контрасту спеклів завдяки використанню Баркер-коду різної довжини

Результати експериментальних вимірювань

На рис. 6,б показано залежність коефіцієнта зменшення контрасту спеклів від довжини Баркер-коду (контраст спеклів за відношенням до контрасту спеклів без Баркер-коду). Для найдовшого Баркер-коду $N = 13$ обчислення дають контраст спеклів 0,133, який у 3,26 менший ніж для того ж пучка світла, але без Баркер-коду.

На рис. 7 показано рівномірно освітлений зеленим лазером екран: а) стаціонарний промінь; б) промінь, що сканує без Баркер-коду (верхня частина) і з Баркер-кодом (нижня частина). З наведених фотографій добре видно різницю в контрасті спеклів для цих трьох випадків. Проведене вимірювання контрасту спеклів дало 63-відсотковий контраст спеклів для стаціонарного пучка світла (за теорією 71 %), 44 % — для випадку сканування без Баркер-коду (за теорією 43 %) і для

сканування з дифракційним оптичним елементом на основі Баркер-коду — 17 % (за теорією 13,3 %). Таким чином, ДОЕ дав зменшення в контрасті спеклів у 2,6 разів (замість 3,25 за теорією). Тобто зменшення контрасту спеклів є меншим на 20 % ніж за теорією. Різницю можна пояснити усередненням початкового рівня спеклів по площі фотодіодів, а також похибкою у виготовленні дифракційних оптичних елементів. Крім всього іншого, зменшення ефекту також зумовлено скінченною апертурою об'єктива проектора $NA = 0,1$, внаслідок чого частина променів, дифрагованих на ДОЕ, не попадає на екран, і таким чином збільшується кореляційна довжина скануючого пучка світла.

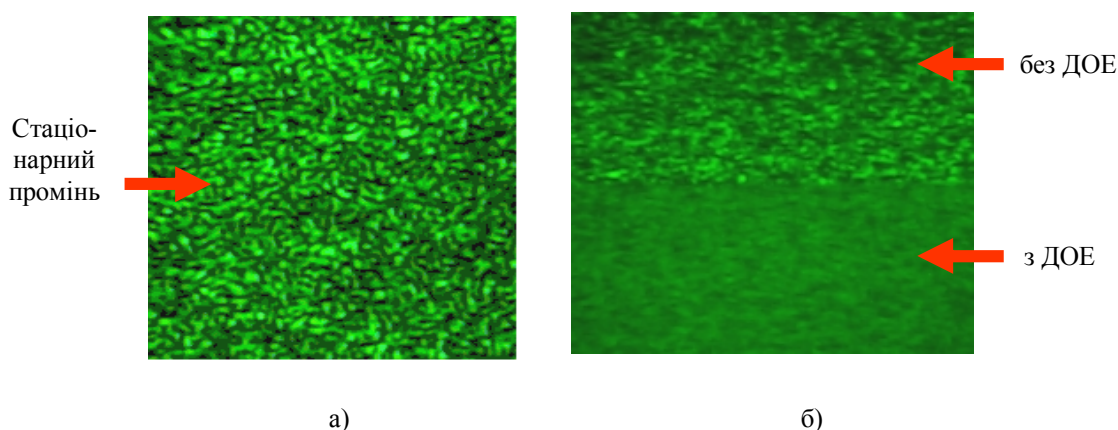


Рис. 7. Освітлений лазером промінь. Зразки спеклів. Експеримент:
а) стаціонарний промінь; б) сканування променем

Висновки

Показано, що основною вимогою для успішного зменшення спеклів у скануючому лазерному проекторі є вузька автокореляційна функція лазерного пучка з низьким рівнем бічних пелюстків. Можна отримати повне зникнення спеклів, якщо автокореляційна функція має форму дельта-функції Дірака. У разі автокореляційної функції кінченої ширини отримано формулу для розрахунку контрасту спеклів, яку може бути використано для будь-якого скануючого лазерного проектора. Крім того, отримано інженерні формули для розрахунку контрасту спеклів у разі лазерного пучка з вузьким піком автокореляційної функції. Показано, що застосування дифракційного оптичного елемента з фазою, промодульованою Баркер-кодом, не вимагає механічного віброуючого пристрою. Замість цього використовується існуюче сканування лазерного променя для зменшення спеклів.

Проте, всі теоретичні результати були отримані в припущенні ідеальної оптичної системи. Додаткові дослідження необхідні для вивчення впливу параметрів оптичної системи на зменшення спеклів.

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // Физика и техника полупроводников. — 1998. — Т. 32, № 1. — С. 3–18.

2. *Nakamura Sh.* Blue Laser Diode. The Complete Story / Sh. Nakamura, S. Pearton, G. Fasol. — [2nd ed.]. — Berlin-Gottingen-Heidelberg: Springer, 2000. — 368 p.
3. *Korpel A.* Using an Acoustic System to Deflect and Modulate Coherent Light to Create a Television Image / A. Korpel, V. Desmares // Proc. IEEE. — 1966. — Vol. 54. — P. 225–230.
4. *Korpel A.* Acousto-Optics (Optical Science and, Engineering) / Andrian Korpel. — [2nd ed.]. — New York: CRC Press, 1996. — 360 p.
5. *Allen J.J.* Micro Electro Mechanical System Design / J.J. Allen. — New York: CRC Press. — 2005. — 453 p.
6. *Santuria S.D.* Microsystem Design / S.D. Santuria. — London: Kluwer Academic Publishers. — 2001. — 610 p.
7. *Bloom D.M.* Grating Light Valve: Revolutionizing Display Technology / D.M. Bloom // Proc. SPIE. — 1997. — Vol. 3013. — P. 165–171.
8. *Enabling High Data-Rate Imaging Applications with Grating Light Valve™ Technology* / A. Payne, W. DeGroot, R. Monteverde [et al.] // Proc. SPIE. — 2004. — Vol. 5348. — P. 76–88.
9. *Kuhlow B.T.* Calculation of the Optical Transfer Function of a Light Valve System with Dark Field Observation / B.T. Kuhlow, Th. Sinnig // Appl. Opt. — 1987. — Vol. 26, N 13. — P. 2659–2666.
10. *MEMS-Based Light Valves for Ultra-High Resolution Projection Displays* / F. Picard, C. Campillo, K. K. Niall [et al.] // J. of Microelectromechanical Systems. — 1999. — Vol. 8. — P. 497–505.
11. *Furlani E.P.* Simulation Of Grating Light Valves / E.P. Furlani // Technical Proc. of The 1998 International Conf. On Modeling And Simulation Of Microsystems. — Santa Clara, CA (USA). — 1998. — Chapter 13. — P. 614–618.
12. *Trisnadi J.I.* Overview and Applications of Grating Light Valve™ Based Optical Write Engines for High-Speed Digital Imaging/ J.I. Trisnadi, C.B. Carlisle, R. Monteverde // Proc. SPIE. — 2004. — Vol. 5348. — P. 52–64.
13. *Kubota Sh.R.* The Grating Light Valve Projector / Sh. R. Kubota // Optics and Photonics News. — 2002. — Vol. 13, N 9. — P. 50–53.
14. *Speckle Suppression in Scanning Laser Display* / V. Yurlov, A. Lapchuk, S.-K. Yun [et al.] // Appl. Opt. — 2008. — Vol. 47, N 21. — P. 179–187.
15. *Spatial Optical Modulator (SOM): Samsung's Light Modulator for the Next Generation Laser Display* / S.K. Yun, J.H. Song, A. Lapchuk [et al.] // Proc. 6th Int. Meet. Inf. Display IMID/IDMC. — San Francisco, CA (USA), 2006. — P. 551–555.
16. *Korea patent 1009015000000*, IPC G02B 26/08. Optical Modulator Module for Reducing Laser Speckle / Yurlov V., Lapchuk A., Song J.H.; applicant and patentee Samsung Electro-Mechanics. — N 1020070049080; filed 21.05.2007; publ. 08. 06.2009. — Режим доступу до патенту: <http://www.kipris.kr/>
17. *US patent 7522331*, IPC G02B 26/00; G02B 26/08. Spatial Optic Modulating System with Speckle Reduction and Method Thereof / Lapchuk A., An S.D., Yurlov V.; applicant and patentee Samsung Electro-Mechanics. — N 20080049297; filed 28.08.2006; publ. 21.04.2009. — Режим доступу до патенту: <http://patft.uspto.gov/netahtml/PTO/>
18. *Goodman J.W.* Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications / Goodman Joseph W. — Englewood, Colorado: Roberts & Company Publishers, 2007. — 406 p.
19. *Skolnik I.M.* Radar Handbook / Skolnik I.M. — New York: McGraw-Hill Book Co., 1990. — 1200 p.

Надійшла до редакції 14.03.2011