

С.А. БУГАЙЧУК,¹ В.О. ГНАТОВСЬКИЙ,² А.М. НЕГРІЙКО,¹ І.І. ПРЯДКО¹

¹ Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки 46, Київ 03028; e-mail: bugaich@iop.kiev.ua)

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет

(Просп. Глушкова 4, Київ 03028)

МУЛЬТИПЛІКАЦІЯ ТА КОМУТАЦІЯ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ ПРИ КРОС-КОРЕЛЯЦІЙНІЙ ВЗАЄМОДІЇ ПЕРІОДИЧНИХ ПОЛІВ

УДК 535.4

Робота присвячена дослідженню кореляційного методу формування лазерних пучків під час взаємодії періодичних у поперечному напрямку когерентних полів і спрямованого на застосування цієї методики для мультиплікації (розщеплення) первинного лазерного пучка на декілька вторинних, керуванням величиною енергії в цих пучках, їх групуванням і розгрупуванням згідно з потрібним часовим алгоритмом.

Ключові слова: оптичні корелятори, фазові періодичні структури, просторове переключення і мультиплікація пучків.

1. Вступ

Ідея використання періодичних дифракційних елементів для перетворення світлових пучків з'явилась одночасно з винаходом цих самих елементів. Так, загальновідомою є роль дифракційної ґратки, що розділяє світловий пучок на декілька вторинних. Залежно від структури окремого штриха ґратки, можна підсилувати, зменшувати або вирівнювати інтенсивності дифракційних порядків [1, 2]. З урахуванням того, що автокореляційна функція періодичного розподілу також є періодичною [3], дифракційні ґратки застосовуються в практично важливих кореляційних схемах обробки інформації (зокрема, із синтезованою апертурою [4], в голографічних кореляторах з дискретним представленням сигналу [5] і т. ін.). В даній роботі наведено можливий подальший розвиток використання періодичних структур для керування лазерним пучком згідно з [6]. Метою роботи є збільшення факторів впливу на сформоване поле і, відповідно, розширення діапазону пра-

ктичних задач, які при цьому вирішуються. Було розглянуто задачу, коли інтерференційне поле, що утворюється двома лазерними пучками, освітлює плоску дифракційну фазову ґратку, яка пересувається в поперечному напрямку. Така задача є окремим випадком кореляційного (двоступінчастого) підходу для формування складних лазерних пучків із заданим розподілом енергії на технологічній мішені [7]. Також її можна вважати розширенням ідеї динамічної голографії [8, 9] на випадок використання фазових елементів, в яких порушується однозначний зв'язок між розподілом фази ґратки і інтенсивністю інтерференційних смуг. В нашій задачі світлове поле, що освітлює фазовий транспарант, має періодичну структуру. При цьому як розподіл фази в полі, так і сам транспарант можуть відрізнятися періодами, структурою фазових штрихів і їх взаємним зсувом. Зокрема, це дозволяє замінити розподіл освітлюючого поля, утвореного при інтерференції двох або більше пучків, на його штучний аналог, що формує "еквівалентне" поле. Таким аналогом може являтися штучна спеціально розрахована голограма, яка освітлюється вже одним пучком. У нашій ро-

© С.А. БУГАЙЧУК, В.О. ГНАТОВСЬКИЙ,
А.М. НЕГРІЙКО, І.І. ПРЯДКО, 2016

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2016. Т. 61, № 4

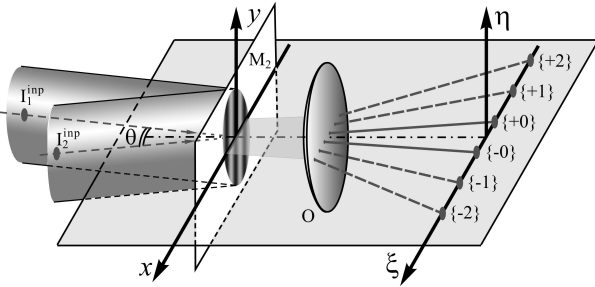


Рис. 1. Принципова оптична схема для кореляційного методу у випадку двох періодичних структур. Дві вхідні плоскі хвилі I_1^{inp} і I_2^{inp} сходяться під кутом θ і формують інтерференційну картину на фазовій ґратці M_2 . Періоди фазової ґратки та інтерференційних смуг рівні між собою, або ж кратні одне одному. Об’єктив O формує кутовий спектр результуючого поля. Позначки $\{\pm k\}$, $k = 0, 1, 2, \dots$ маркують дифракційні порядки в його вихідній площині

боті досліджується “еквівалентне” поле, що формується періодичною фазовою ґраткою з прямокутним профілем рельєфу і показано, що воно може замінити загальновідому картину інтерференційних смуг. Відсутність однозначного зв’язку у розподілі фазових профілів вхідного поля та дифракційної ґратки також розширює діапазон динамічних алгоритмів при мультиплікації, скануванні і комутації сформованих пучків.

2. Математичне підґрунтя кореляційного методу у випадку періодичних функцій

Принципову схему кореляційного методу перетворення світлових пучків у випадку періодичних структур наведено на рис. 1.

Згідно зі схемою, дві плоскі хвилі утворюють інтерференційні смуги (назвемо їх світловою ґраткою), які освітлюють періодичну фазову ґратку. Періодичний розподіл поля на вході системи перетворюється в набір дифракційних порядків на її виході в задній фокальній площині об’єктива O . Інтенсивність кожного порядку дифракції можна контролювати при зміні налаштування схеми, зокрема, при взаємному зсуві періодичних структур.

Головна ідея запропонованого методу полягає в тому, щоб утворити “зв’язану” систему полів світлової та матеріальної ґраток. У такій зв’язаній системі кожний порядок дифракції на виході

утворюється внаслідок інтерференції парціальних хвиль світлової ґратки.

Мета полягає в тому, щоб знайти потрібні умови для керування інтенсивностями в кожному дифракційному порядку. Тобто підсилювати деякі з них, зменшувати, обнулювати, або утворювати їх з однаковою інтенсивністю, як це робиться у відомих схемах мультиплікації.

У теоретичному підґрунті кореляційної техніки з періодичними структурами використовуються відомі теореми зміщення і згортання двох функцій. Згідно з теоремами, знаходяться відповідності між добутком розподілів двох полів і згортанням для перетворення Фур’є (кутових спектрів) цих полів. Таким чином, кореляційний метод формування світлових пучків в різних порядках дифракції полягає в послідовному впливі амплітудо-фазових перетворювачів на попередньо продифраговані поля. В рамках цього параграфу це вплив матеріальної фазової ґратки на періодичне світлове поле.

Для цього розглянемо випадок, коли плоска світлова хвиля поширюється через два послідовно розміщених модулятора M_1 та M_2 , при цьому опис одного з них (M_1) відповідає полю в області інтерференції для випадку утворення інтерференційних смуг (див. рис. 1). Кутовий спектр вихідного поля є перетворенням Фур’є дифракційного поля цих обох модуляторів:

$$\hat{\mathcal{F}}\{M_1 M_2\} = \frac{1}{4\pi^2} \hat{\mathcal{F}}\{M_1\} \otimes \hat{\mathcal{F}}\{M_2\} = \frac{1}{4\pi^2} m_1 \otimes m_2. \quad (1)$$

Тут через $\hat{\mathcal{F}}$ та \otimes позначено, відповідно, перетворення Фур’є та згортку функцій

$$m_{1,2}(\xi, \eta) = \hat{\mathcal{F}}\{M_{1,2}(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_{1,2}(x, y) \exp[2\pi i(\xi x + \eta y)] dx dy, \quad (2)$$

де (x, y) – просторові координати в площині модуляторів (в передній фокальній площині об’єктива, що здійснює фур’є-перетворення світлового поля), (ξ, η) – кутові координати в площині формування дифракційних порядків (в задній фокальній площині цього ж об’єктива).

У випадку одномірних періодичних структур ми можемо записати вираз для пропускання модулаторів у вигляді згортки розподілу поля в окремому штриху $S(x)$ (для окремого періоду ґратки) та гребінчастої функції:

$$\begin{aligned} M(x) &= S(x) \otimes \text{comb}(x), \\ \text{comb}(x) &= \sum_{b=1}^{\infty} \delta(x - bT), \end{aligned} \quad (3)$$

де T визначає ширину штриха $S(x)$. В розгорнутому вигляді отримуємо такий інтеграл:

$$M(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x-y) \text{comb}(y) dy. \quad (4)$$

Таким чином, вихідний кутовий спектр сформованого поля буде визначатися за формулою (1) з урахуванням інтеграла (4), в якому присутній конкретний вигляд профілю модулатора.

3. Розрахунки алгоритмів комутації і просторової мультиплікації в кореляційній схемі

Як приклад розглянемо перетворення інтерференційного поля з синусоїдальним профілем інтенсивності за допомогою фазової дифракційної ґратки з прямокутним (меандр) або трикутним профілем фази. Тоді ми будемо мати для прямокутного і трикутного профілю фази у штриху, відповідно, такі вирази:

$$S_{\text{rect}}(x) = -\Phi \text{sgn}(x), \quad x \in [-T_{\text{gr}}/2, T_{\text{gr}}/2], \quad (5)$$

$$S_{\text{tri}}(x) = \Phi(1 - 2|x|/T_{\text{gr}}), \quad x \in [-T_{\text{gr}}/2, T_{\text{gr}}/2], \quad (6)$$

а також:

$$\text{comb}(x) = \sum_{b=1}^{\infty} \delta\left(x - \frac{T_{\text{gr}}}{2}(2b-1) + a\right), \quad (7)$$

де стала Φ – глибина профілю ґратки. Її фізичні розміри (апертуру) L вибираємо за умови, щоб в ній вкладалося ціле число N штрихів, тобто $L = NT_{\text{gr}}$. Параметр a визначає зсув ґратки вздовж координати x по відношенню до інтерференційних смуг.

Вхідне інтерференційне поле утворюється двома пучками I_1^{inp} та I_2^{inp} однаковою інтенсивністю та плоскими хвильовими фронтами:

$$\mathbf{E}_{1,2} = \mathbf{E} \exp[i(\mathbf{k}_{1,2} \mathbf{r} - \omega t + \varphi_{1,2})],$$

$$\mathbf{E} = (0, E, 0), \quad (8)$$

де ω – частота лазерного випромінювання, $\mathbf{k}_{1,2}$ – хвильові вектори пучків та $\varphi_{1,2}$ – їхні вхідні фази. Хвильові вектори мають компоненти

$$\mathbf{k}_{1,2} = \left(\pm k \sin \frac{\theta}{2}, 0, k \cos \frac{\theta}{2}\right),$$

а інтерференція відбувається в площині (x, y) .

Нехай в початковий момент часу $\varphi_1 = 0$, а $\varphi_2 = \pi$, тоді вираз для інтерференційного поля набуває вигляду

$$\mathbf{E}_{\text{int}}(x) = 2\mathbf{E} \sin\left(k \sin \frac{\theta}{2} x\right) \exp[-i(\omega t - \pi/2)]. \quad (9)$$

Кут сходження пучків θ вибираємо за тієї умови, щоб на апертурі L дифракційної ґратки розміщувалися n періодів поля. Тоді формулу (9) можна переписати в такому вигляді:

$$\mathbf{E}_{\text{int}}(x) = 2\mathbf{E} \sin(2\pi n x/L) \exp[-i(\omega t - \pi/2)], \quad x \in [0, L]. \quad (10)$$

При цьому період інтерференційного поля T_{field} пов'язаний з апертурою ґратки L виразом $T_{\text{field}} = L/n$. Інтенсивність інтерференційного поля в площині (x, y) у кожен довільний момент часу в залежності від координати x буде пропорційна такому виразу:

$$\begin{aligned} I_{\text{int}}(x) &\propto \sin^2(2\pi n x/L), \\ x &\in [0, L]. \end{aligned} \quad (11)$$

Розміщення та інтенсивності дифракційних порядків визначаються такими важливими параметрами: взаємний поперечний зсув між ґраткою та інтерференційними смугами, кратність періодів дифракційної ґратки по відношенню до інтерференційної картини, та фазовий профіль штриха ґратки.

Ми визначили умови для реалізації деяких сценаріїв мультиплікації та керування інтенсивністю вихідними пучками для випадку, коли інтерференційні смуги освітлюють фазову ґратку з прямокутним та трикутним профілем окремого штриха. Результати наведені на рис. 2.

На рис. 2.1 та 2.2 період інтерференційної картини подвоєний порівняно з дифракційною ґраткою. Центральний пік на рис. 2.1, що утворюється за

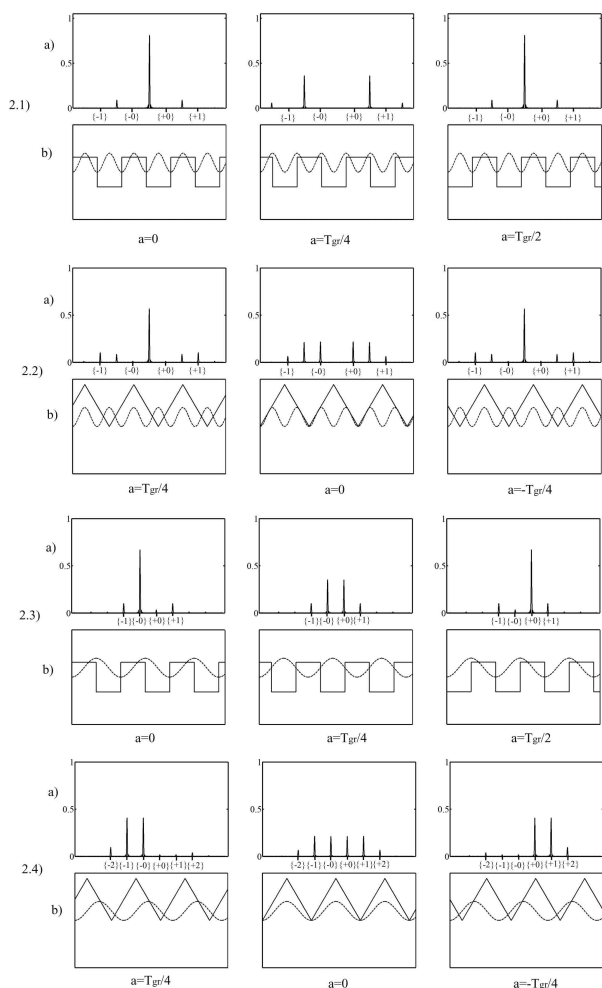


Рис. 2. Керування інтенсивністю дифракційних порядків при зсуві дифракційних ґраток. Позиції (а) ілюструють нормовані інтенсивності I/I_0 . Позиції (б) показують відносні розміщення профілів фази ґратки і інтенсивності інтерференційної картини, позначеного штриховою кривою. Позначення $\{-0\}$ та $\{+0\}$ відповідають головним дифракційним порядкам, які відповідають напрямкам пучків, що формують інтерференційну картину. Перші дифракційні порядки позначені, відповідно, як $\{-1\}$ та $\{+1\}$. Величина a визначає просторовий зсув між максимумами ґратки та інтерференційними смугами. Для рис. 2.1 та 2.2 значення $n = 20$, $N = 20$. Для рис. 2.3 і 2.4 значення $n = 10$, $N = 20$

умов $a = 0$ та $a = T_{gr}/2$, може бути переспрямованим у два однакових канали – лівий та правий за умови $a = T_{gr}/4$. Тобто параметром переключення каналів є взаємне поперечне зміщення a між світловою періодичною структурою та дифракційною ґраткою.

Якщо змінити прямокутну ґратку на трикутну, то лівий та правий канали перетворяться на дублети, як це видно на рис. 2.2 при $a = 0$. Таким чином, можна утворити чотири пучки з однаковою інтенсивністю. Ми отримали можливість формувати один, два чи чотири однакових за інтенсивністю пучків при зміні профілю ґратки та взаємному поперечному зсуві. Завдяки простим структурам фазових профілів, інтенсивність утворених пучків можна легко регулювати при використанні керування комп'ютером фазових транспарантів.

Для наступної пари (рис. 2.3 та рис. 2.4) періоди світлового поля і дифракційної ґратки збігаються. Для прямокутного профілю ґратки можна утворити два канали для комутації або залишити тільки лівий (рис. 2.3 для $a = 0$), чи тільки правий ($a = T_{gr}/2$), чи обидва одночасно ($a = T_{gr}/4$). Для трикутного профілю ґратки на рис. 2.4 за умови зсуву $a = 0$ утворюються чотири дифракційних максимумів (каналів для зв'язку) однакової інтенсивності. При зміні зсуву на величину $a = T_{gr}/4$ висвітлюються тільки два лівих канала, а при зсуві $a = -T_{gr}/4$ – тільки два правих.

Кожний з описаних сценаріїв поведінки для інтенсивності та розміщення дифракційних порядків визначається зсувом, рельєфом, відносним розміщенням періодичних структур. Тому всі перелічені фактори важливі для маніпуляції просторовими каналами на виході кореляційної схеми. В практичному плані керування цими параметрами може реалізовуватись за допомогою просторового електронно-оптичного модулятора фази, який розміщується в зоні утворення інтерференційних (або іншим чином утворених) смуг. За його допомогою утворюється ґратка, параметри якої змінюються за допомогою комп'ютера.

4. Експериментальні дослідження

Ми досліджували кутові спектри утворених полів, тобто розподіли інтенсивності в дифракційних порядках кореляційної схеми. Оптична схема експериментальної установки відповідала рис. 2.1. Випромінювання гелій-неонового лазера розширювалося за допомогою телескопічної системи і фільтрувалося за допомогою системи діафрагм. Сформований пучок з рівномірним розподілом енергії по перетину і плоским хвильовим фронтом спрямовувався на світлорозподільний устрій для

утворення двох інтерферуючих пучків. Блок світлорозподільного устрою також забезпечував точне регулювання кута між пучками. Ці два пучки формували інтерференційне поле, яким освітлювалась дифракційна ґратка. Вона кріпилась у держаку, що забезпечував потрібну орієнтацію ґратки в горизонтальному і вертикальному напрямках. Потрібні співвідношення між періодами світлового поля і дифракційної ґратки досягались зміною кута сходження між інтерферуючими пучками.

Утворений кутовий спектр дифракційного поля спостерігався в задній фокальній площині високоякісного фур'є-об'єктива. Пучки дифракційних порядків після потрібного збільшення, поворотними призмами спрямовувались на фотодіоди. Їх сигнали реєструвались і потім оброблялись комп'ютером. В експериментах використані фазові дифракційні ґратки з прямокутним профілем рельєфу.

Результати експериментів по керуванню кутовими спектрами та їх порівняння з теоретичними розрахунками наводяться на рис. 3. Ґратка мала прямокутний профіль фази глибиною модуляції, що дорівнювала $\pi/2$. Таку глибину модуляції легко проконтролювати експериментально, оскільки в цьому випадку з'являється сильний максимум між $\{-0\}$ та $\{+0\}$ дифракційними порядками одночасно із сильним зменшенням їх інтенсивності. На рис. 3 цей ефект добре спостерігається. В наведених експериментах на вході системи було задіяне звичайне інтерференційне поле, утворене двома плоскими хвилями однакової інтенсивності.

На рис. 3 і рис. 4 наведені дані по експериментальній реалізації двох сценаріїв при просторовому зсуві дифракційної ґратки відносно інтерференційного поля і порівняння їх з теоретичними розрахунками.

Крім того, виміряні значення нормованих інтенсивностей добре збігаються з теоретично обчисленими: на рис. 3 виміряна величина $I/I_0^{\text{exp}} = 0,6$ для центрального максимуму і $I/I_0^{\text{exp}} = 0,14$ для бокових піків, в той час як розраховані значення, відповідно, $I/I_0^{\text{theor}} = 0,8$ та $I/I_0^{\text{theor}} = 0,12$. На рис. 4 виміряні інтенсивності $I/I_0^{\text{exp}} = 0,4$ для бокових піків і $I/I_0^{\text{exp}} = 0,15$ для центрального, вирахована інтенсивність для бокових піків $I/I_0^{\text{theor}} = 0,37$.

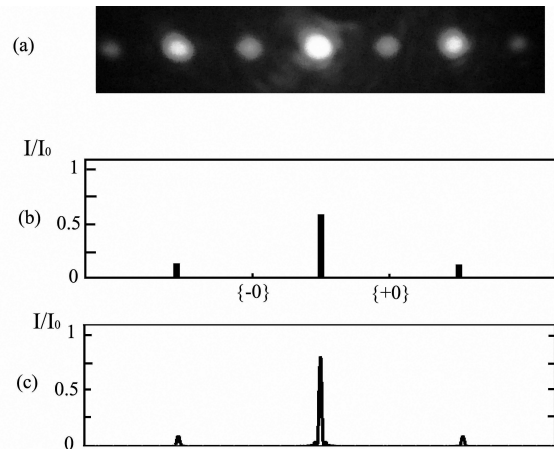


Рис. 3. Експериментальні дослідження сценарію для перерозподілу інтенсивності в дифракційних порядках у випадку прямокутної ґратки з подвоєним періодом по відношенню до інтерференційних смуг (див. випадок 2.1 на рис. 2), та їх порівняння з теоретичними розрахунками: *a* – фотографії дифракційних порядків; *b* – гістограми вимірених інтенсивностей; *c* – розраховані інтенсивності. Позначки $\{-0\}$ і $\{+0\}$ відповідають кутовим спектрам пучків, що утворювали інтерференційну картину. Взаємний зсув $a = 0$

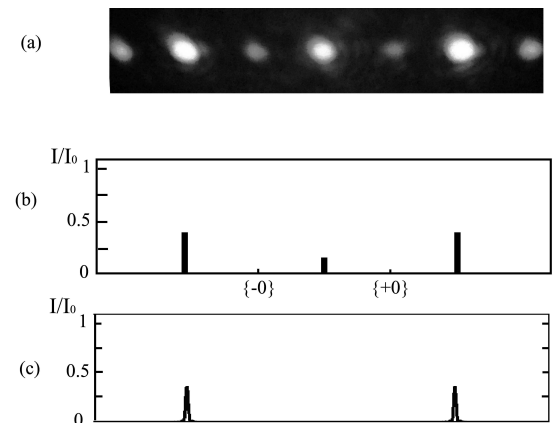


Рис. 4. Те саме, що і на рис. 3. Взаємний зсув $a = T_{\text{gr}}/4$

Зауважимо, що центральний максимум при експериментах затухає не повністю. Ми пояснюємо це тим, що в реальності інтенсивності інтерферуючих пучків не були рівними.

5. Еквівалентна маска для заміщення інтерференційного поля однією плоскою хвилею

Для практичної реалізації можливостей кореляційної схеми бажано позбутися зі схеми интерфе-

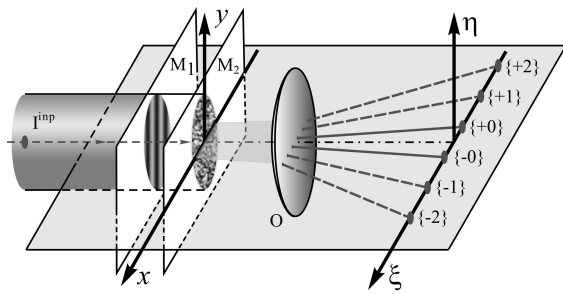


Рис. 5. Принципова оптична схема для застосування кореляційної методики з періодичними структурами на основі “еквівалентного” інтерференційного поля. Вхідна плоска хвиля I^{in} , M_1 еквівалентна фазова маска, тобто додаткова фазова ґратка з певним фазовим профілем. Періоди дифракційної ґратки і еквівалентної маски або ж однакові, або ж кратні. Інші позначення такі самі, як на рис. 1

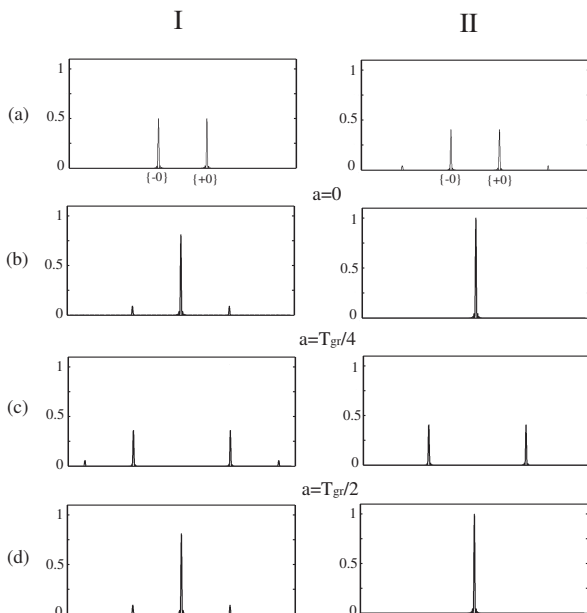


Рис. 6. Порівняльні розрахунки інтенсивності в дифракційних порядках для схеми зі “справжнім” інтерференційним полем I (схема рис. 1) і схеми з “еквівалентним” полем II (схема рис. 5). Фазова дифракційна ґратка M_2 має прямокутний профіль рельєфу, показаний на рис. 2.1. Позиція (a) наводить головні дифракційні порядки у вихідній площині схеми у випадку відсутності дифракційної ґратки M_2 . Величина a визначає просторовий зсув між періодичними структурами

рометра, який виконує роль “генератора” світлового періодичного поля у вигляді інтерференційних смуг. Найкращим рішенням при цьому є заміна ін-

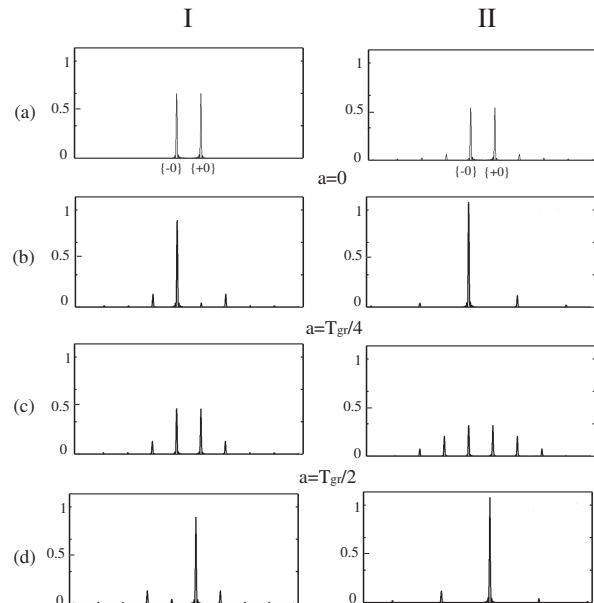


Рис. 7. Порівняльні розрахунки інтенсивності в дифракційних порядках для схеми зі “справжнім” інтерференційним полем I (схема рис. 1) і схеми з “еквівалентним” полем II (схема рис. 5). Фазова дифракційна ґратка M_2 має прямокутний профіль рельєфу, показаний на рис. 2.3. Позиція (a) наводить головні дифракційні порядки у вихідній площині схеми у випадку відсутності дифракційної ґратки M_2 . Величина a визначає просторовий зсув між періодичними структурами

терферометра (і поля інтерференції) на звичайний амплітудо-фазовий транспарант, в якому комплексна амплітуда пропускання збігається з комплексною амплітудою інтерференційного поля і, відповідно, має вигляд:

$$M_{\text{equ}}(x) = |\sin(2\pi x/T_{\text{field}})| \times \exp[i\pi/2 \operatorname{sgn}(\sin(2\pi x/T_{\text{field}}))]. \quad (12)$$

Після освітлення плоскою хвилею цього транспаранта $M_{\text{equ}}(x)$, ми отримаємо в площині (x, y) розміщення дифракційної ґратки такий самий розподіл поля, як і в попередніх випадках. Розрахунки з його використанням, природно, дають такі самі результати, як при використанні інтерференційної картини. За тим тільки винятком, що амплітудна частина розподілу (12) “з’їдає” половину енергії пучка, що освітлює цей транспарант. Тому надалі має сенс дослідити випадок застосування

в кореляційній схемі близького по розподілу поля (12) іншого транспаранта, який містить тільки фазову частину $M_{\text{equ}}(x)$, тобто:

$$M_{\text{equ}}(x) = \exp [i\pi/2 \operatorname{sgn}(\sin(2\pi x/T_{\text{field}}))]. \quad (13)$$

Як бачимо, такий транспарант являє собою просту періодичну фазову структуру з прямокутним профілем рельєфу, глибина якого становить π радіан, по суті, дифракційну ґратку з прямокутним профілем штриха. Таку ґратку легко виготовити, або ж відтворити на дисплеї керованого фазового модулятора.

Експериментальна схема, що забезпечує використання такого транспаранта, наведена на рис. 5 і відрізняється від рис. 1 тільки своєю вхідною частиною. У випадку із "еквівалентним" інтерференційним полем на вхід оптичної схеми спрямовується тільки одна плоска хвиля, яка проходить крізь дві послідовно розташовані одна близько до одної дифракційні ґратки. Розподіл фази в "еквівалентній" ґратці за визначенням виразу (13) є прямокутним, а для ґратки перетворювача може бути довільним, зокрема, як в попередніх параграфах.

На рис. 6 та рис. 7 наводяться розрахунки, коли використовувалася "еквівалентна" маска (13) і перетворююча ґратка з прямокутним профілем штриха. Для рис. 6 дифракційна ґратка перетворювача має прямокутний фазовий рельєф глибиною $\pm\pi/2$ і подвоєний період у порівнянні з еквівалентною маскою (аналогічно до рис. 2.1). Для рис. 7 у перетворювача прямокутний фазовий рельєф, глибиною $\pm\pi/4$ і такий самий період, як в еквівалентній масці (аналогічно до рис. 2.3).

Як бачимо, заміна реальної інтерференційної картини на еквівалентну маску дає дуже схожі результати, цілком придатні в практичних схемах комутації і мультиплікації пучків.

Ми також провели експериментальні дослідження, аналогічні до тих, що були описані в підрозділі 4. В них використовувалися ті самі дифракційні перетворювачі M_2 , але замість інтерференційної картини використовувалась еквівалентна фазова маска M_1 , яка встановлювалась перед M_2 . Так що спочатку плоска хвиля дифрагує на еквівалентній масці, потім утворене поле дифрагує на дифракційній ґратці, яка, за оцінкою, була роз-

міщена в ближньому полі маски M_1 на відстані $\leq 200\lambda$. Дослідження довели, що еквівалентна маска досить ефективно замінює інтерференційне поле.

6. Висновки

Застосування кореляційної методики на основі періодичних структур розширює можливості схем мультиплікації лазерного променя в тих задачах, де потрібні зміни інтенсивності вторинних променів, їх розміщення на технологічній мішені та при комутації оптичних каналів. При цьому реалізуються динамічні сценарії мультиплікації, які майже недоступні при традиційному використанні однієї дифракційної ґратки, навіть з дуже складним профілем окремого штриха. Такі переваги кореляційного методу досягаються за рахунок збільшення факторів впливу на формування пучків. Це динаміка поперечних зсувів двох ґраток одна відносно до іншої та можливість змін співвідношення у кратності їх періодів. Водночас, при кореляційному підході зберігається відносна простота фазового рельєфу в окремих штрихах обох використаних модуляторів, що полегшує застосування їх в ролі керованих комп'ютером транспарантів.

1. V.A. Soifer, V. Kotlar, L. Doskolovich, *Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation* (London, Taylor and Francis, 1997).
2. Ю.В. Микляев, В. Имгрунт, В.С. Павельев, В.А. Соифер, В.Г. Качалов, В.А. Ерополов, Л. Ашке, М.В. Большаков, В.Н. Лисоченко, *Компьютерная оптика* **35**, 42 (2011).
3. А. Популис, *Теория систем и преобразований в оптике* (Мир, Москва, 1971).
4. А.Н. Малов, В.Н. Морозов, И.Н. Компанец, Ю.М. Попов, *Квантовая электроника* **4**, 1981 (1977).
5. А. Gnatovsky, O.V. Zolocheskaya, A.P. Loginov, L.K. Yarovoi, *SPIE* **3055**, 186 (1996).
6. V.O. Gnatovskyy, S.A. Bugaychuk, A.M. Negriyko, I.I. Pryadko, A.V. Sidorenko, *IEEE CFP* **13814**, 378 (2013).
7. О.В. Гнатовський, А.М. Негрійко, В.О. Гнатовський, А.В. Сидоренко, *УФЖ* **58**, 122 (2013).
8. В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, *Динамическая голография* (Киев, Наукова думка, 1983).
9. S. Odoulov, M. Soskin, A. Khyzhnyak, *Oscillators with Degenerate Four-Wave Mixing* (Harwood Academic Publishers, Chur, London, 1991).

Одержано 03.04.15

*С.А. Бугайчук, В.А. Гнатовский,
А.М. Негрийко, И.И. Прыдко*

МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ
И КОММУТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
ПРИ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Резюме

Работа посвящена исследованию корреляционного метода формирования лазерных пучков при взаимодействии периодических в поперечном направлении когерентных полей и ориентирована на использование этой методики для мультиплексирования (расщепления) первичного лазерного пучка на несколько вторичных, управление величиной энергии в этих пучках, их группированию и разгруппированию согласно необходимым временным алгоритмам.

*S.A. Bugaychuk, V.O. Gnatovskyy,
A.M. Negriyko, I.I. Pryadko*

MULTIPLEXING
AND SWITCHING OF LASER
BEAMS BASED ON CROSS-CORRELATION
INTERACTION OF PERIODIC FIELDS

S u m m a r y

The work is devoted to the study of the correlation technique of formation of laser beams under conditions of the interaction of coherent fields spatially periodic in the transverse direction. It is aimed at the application of this technique to the multiplexing (splitting) of an input laser beam to several output ones, management of the energy of these beams, and their clustering and debunching according to required time algorithms.