

УДК 535.36 (045)

**ЗАПИСУВАННЯ ТА ЗЧИТУВАННЯ ВІДБИВНИХ ФАЗОВИХ ГОЛОГРАФІЧНИХ
ГРАТОК НА ФОТОПОЛІМЕРНОМУ КОМПОЗИТІ**

***П. Д. Дмитренко, **Є. О. Тихонов**, д-р фіз.-мат. наук, проф.

*Національний авіаційний університет

**Інститут фізики НАН України

dmytrenko.pavel@gmail.com

У роботі теоретично обґрунтовано можливість використання похилих голографічних ґраток Бреґґівського типу, записаних у фотополімерному композиті (ФПК), як відбивні дифракційні ґратки. Враховано негативні явища, зумовлені усадкою шару і зміною середнього показника заломлення. Запропоновано дві різні схеми записування та зчитування таких ґраток у діапазоні довжин хвиль 300—1000 нм, що відповідає спектру прозорості використовуваного матеріалу.

Ключові слова: голографічні ґратки, фотополімерні композити, відбивні ґратки, похилі ґратки, Бреґґівська дифракція.

Application of tilted holographic photopolymer Bragg gratings in the capacity of reflective gratings is considered theoretically. The negative appearances caused by a volume shrinkage of medium and changes of an average refractive index were taken into account. It is offered two different ways of recording/reading similar reflective gratings over the range 300—1000 nm that matches to the transparency spectrum of a used photopolymer material.

Keywords: holographic gratings, photopolymer composite, reflective gratings, tilted gratings, Bragg diffraction.

Постановка проблеми

Об'ємні фазові голографічні ґратки (ФГГ) відрізняються від звичайних рельєфних ґраток механізмом дифракції, що зумовлює їх високу куту і спектральну селективності, а також високу дифракційну ефективність. Ці властивості ФГГ використовуються у спектрографії, інтерферометрії, рефрактометрії, а також у багатьох технічних застосуваннях: датчики вібрації, HUD (*head-up display*) дисплеї та індикатори, телекомунікації (методи швидкісної передачі оптоелектронних сигналів, спектральне ущільнення).

Дифракційні параметри ФГГ визначаються типом використовуваного голографічного матеріалу. Голографічні матеріали мають власні переваги та недоліки, зумовлені фоточутливістю, динамічним діапазоном, постобробленням, тощо. ФПК-488 — голографічний матеріал для запису тривимірних (Бреґґівських) фазових голограм з довготривалою стабільністю параметрів. Основною перевагою ФПК-488 є те, що формування і фіксація голограм забезпечується безпосередньо у процесі запису, тобто немає необхідності у постобробленні голограм, що значно пришвидшує та полегшує їх процес виготовлення.

У даній роботі вирішується проблема запису відбивних ФГГ у фотополімерному композиті ФПК-488. Ця проблема зумовлена усадкою фотополімерного шару і зміною середнього значення показника заломлення n при полімеризації. Ці явища призводять до розузгодження інтерференційного поля і ґратки в процесі запису і, як наслідок, зменшення дифракційної ефективності відбивних ґраток.

Аналіз останніх досліджень

Проблему записування відбивних ґраток у ФПК-488 було розглянуто в працях [1; 2], де було виявлено, що навіть незначна усадка шару призводить до значного зменшення дифракційної ефективності при зменшенні періоду ґратки. Тому було запропоновано два методи зменшення усадки: попередня полімеризація шару просто-риво однорідним випромінюванням, використання рідкого ФПК з твердою прокладкою між підкладками. Остання методика є способом компенсації розузгодження інтерференційного поля і ґратки в процесі записування.

У праці [3] розглядалися особливості формування похилих ґраток у ФПК. Авторами було виявлено, що зростання n зумовлює зменшення

кута нахилу ізофазних площин, а усадка шару перпендикулярно поверхні ґратки збільшує кут нахилу цих площин. Вищезазначені процеси призводять до зменшення ефективної товщини ґратки.

Результати праць [1; 2; 3] дали змогу запропонувати альтернативний підхід до вирішення проблеми записування відбивних ґраток у ФПК: використовувати ґратки з похилими ізофазними площинами як відбивні ґратки.

Постановка завдання

Дати теоретичне обґрунтування можливості використання похилих ґраток як відбивних ґраток, запропонувати відповідні схеми записування та зчитування. Знайти діапазони довжин хвиль та значень кутів, що задовольняють умови Бреггівської дифракції в межах спектра прозорості голографічного матеріалу ФПК-488 (300–1000 нм).

Записування ґратки з похилими ізофазними площинами

Розглянемо як відбувається процес записування, та визначимо основні параметри ґратки з похилими ізофазними площинами. Процес записування полягає у формуванні інтерференційного поля в ФПК двома лазерними пучками з різними кутами падіння. Параметри ґратки визначаються комплексними амплітудами двох записуючих пучків.

Для визначення періодичної структури ґратки застосуємо просторово-частотний метод [4], і запишемо вираз для комплексної амплітуди інтерференційного поля в середовищі (для спрощення аналізу будемо розглядати плоскі хвилі одиначної амплітуди):

$$\hat{a}(y, z) = \exp[-i2\pi(\eta_1 y + \zeta_1 z)] + \exp[-i2\pi(\eta_2 y + \zeta_2 z)] \quad (1)$$

де η_1, η_2 — просторові частоти першого і другого пучків вздовж осі y відповідно; ζ_1, ζ_2 — просторові частоти першого і другого пучків уздовж осі z (рис. 1).

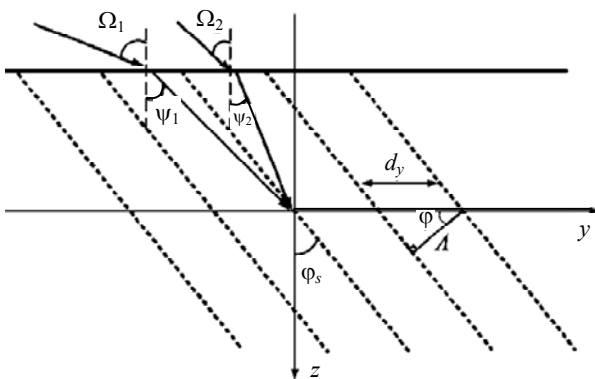


Рис. 1. Схема записування ґратки з похилими ізофазними площинами

Інтенсивність дорівнює добутку комплексної амплітуди інтерференційного поля в середовищі (1) на комплексно-спряжену їй величину:

$$I = 2 + 2 \cos 2\pi[(\eta_1 - \eta_2)y + (\zeta_1 - \zeta_2)z]. \quad (2)$$

Інтерес становить періодичність інтерференційної картини вздовж осі y .

Що стосується осі z , то другий член в аргументі косинуса в (2) $(\zeta_1 - \zeta_2)z$ являє собою постійну добавку до фази і його можна не враховувати.

Перший доданок в аргументі косинуса в (2) $(\eta_1 - \eta_2)y$ відповідає фазовому члену, що визначає частоту інтерференційних смуг у напрямку y :

$$v_y = \frac{1}{d_y} = \eta_1 - \eta_2 = \frac{\sin \psi_1 - \sin \psi_2}{\lambda}, \quad (3)$$

де d_y — відстань між сусідніми максимумами інтенсивності в інтерференційних смугах вздовж осі y ; λ — довжина хвилі в середовищі; ψ_1, ψ_2 — кути заломлення першого і другого пучків (рис. 1).

Для зручності, використовуючи закон Снелліуса, перепишемо рівняння (3) для відповідних величин поза межами середовища, тобто у повітрі:

$$d_y = \frac{\lambda_{\text{а.п.}}}{\sin \Omega_1 - \sin \Omega_2}, \quad (4)$$

де $\lambda_{\text{а.п.}} = n\lambda$ — довжина хвилі записуючого пучка лазера у повітрі; Ω_1, Ω_2 — кути падіння записуючих пучків у повітрі.

Знайдемо кут ϕ між фазовими площинами і віссю y , продиференціювавши аргумент косинуса в (2) по z :

$$\frac{dy}{dz} = -\frac{\zeta_1 - \zeta_2}{\eta_1 - \eta_2}$$

виконавши ряд перетворень отримаємо:

$$\phi = \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_2). \quad (5)$$

Процес формування ґраток з похилими ізофазними площинами супроводжується двома негативними явищами: зростанням середнього показника заломлення n , що призводить до зменшення кута нахилу інтерференційних смуг на кут $\Delta\gamma^n$ (рис. 2), і усадкою полімерного шару, що еквівалентно збільшенню кута нахилу на величину $\Delta\gamma^\sigma$.

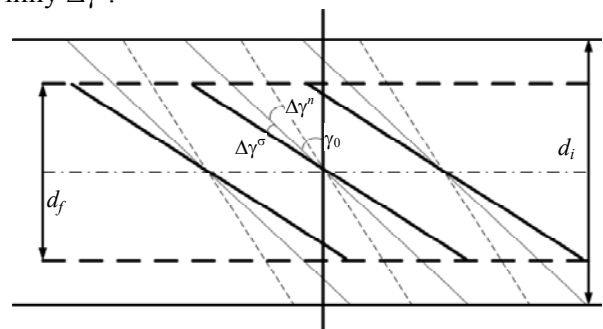


Рис. 2. Геометрична модель повороту ізофазних площин ґратки при голографічному записуванні в ФПК

Однак у праці [3] показано, що для досліджуваних ФПК поворот інтерференційних смуг за рахунок зростання середнього n незначний і ним можна знехтувати. Тому в рівняння (5) потрібно внести поправку на збільшення кута нахилу інтерференційних смуг за рахунок усадки:

$$\varphi_s = \arctg[\operatorname{tg}\varphi/(1-\sigma)], \quad (6)$$

де $\sigma = (d_i - d_f)/d_i$ — величина усадки полімерного шару (рис. 2).

Знаючи просторовий період уздовж осі y (4) і кут нахилу фазових площин з урахуванням усадки (6), запишемо вираз для періоду ґратки:

$$\Lambda = d_y \cos \varphi_s = \lambda_{a.зп} \cos \varphi_s / (\sin \Omega_1 - \sin \Omega_2). \quad (7)$$

Зчитування ґратки з похилими ізофазними площинами

Отримавши основні параметри ґратки через кути падіння записуючих пучків та їх довжину хвилі у повітрі, розглянемо процес зчитування ґратки. Зчитування пропонується здійснювати пучком p -поляризації, котрий падає під кутом Брюстера (при $n = 1,52$, кут Брюстера становить $56^\circ 40'$) на поверхню ґратки. Виконання даної умови дає змогу отримати максимальну дифракційну ефективність шляхом суттєвого зменшення втрат інтенсивності на відбиття. Оскільки досліджувані ґратки — об'ємні, в них пучки дифрагують за законом Брегга:

$$2\Lambda \sin \theta = \lambda_{a.зч} n^{-1} \quad (8)$$

де θ — кут Брегга в середовищі; $\lambda_{a.зч}$ — довжина хвилі зчитувального пучка в повітрі.

Підставивши (7) у (8) і розв'язавши рівняння відносно $\lambda_{a.зч}$, отримаємо:

$$\lambda_{a.зч} = \frac{2n\lambda_{a.зп} \sin \theta \cos \varphi_s}{\sin \Omega_1 - \sin \Omega_2} \quad (9)$$

Рівняння (9) є основним критерієм можливості зчитування ґратки, оскільки накладає обмеження на використовувані довжини хвиль записування та зчитування (обмеження зумовлене спектром прозорості матеріалу).

Розглянемо наслідки з рівняння (9). Звичайна схема дифракції відбивної ґратки, коли падаючий і дифрагований пучки знаходяться по одну сторону від ґратки, неможлива (рис. 3).

Для дифракції пучків за схемою, показаною на рис. 3, необхідне виконання умови $\varphi_s + \tau > 90^\circ$, де $\tau \approx 33^\circ$ — кут заломлення зчитувального пучка, падаючого під кутом Брюстера. Відповідно кут нахилу інтерференційних смуг з урахуванням усадки φ_s повинен бути більшим 57° , що неможливо, оскільки кути заломлення (5) не можуть перевищувати деякий критичний кут $\arcsin(n^{-1}) \approx 41^\circ$.

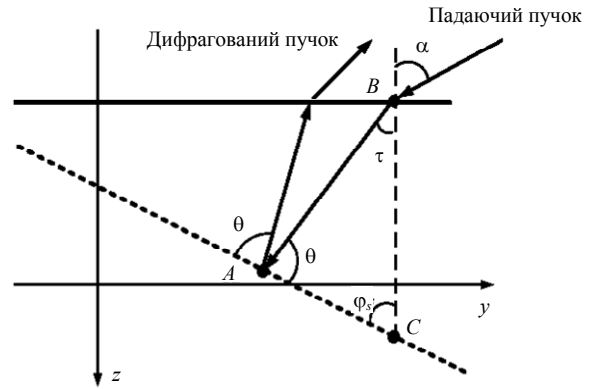


Рис. 3. Дифрагований пучок знаходиться з тієї самої сторони, що й падаючий

Таким чином, необхідно розглядати альтернативні варіанти виведення дифрагованого пучка, коли $\varphi_s + \tau < 90^\circ$.

Для вирішення цієї проблеми розглянемо схему (рис. 4), на якій дифрагований пучок виводиться через торець ґратки, за рахунок хвильовідного поширення (повне внутрішнє відбиття від границі підкладка – повітря) всередині ґратки.

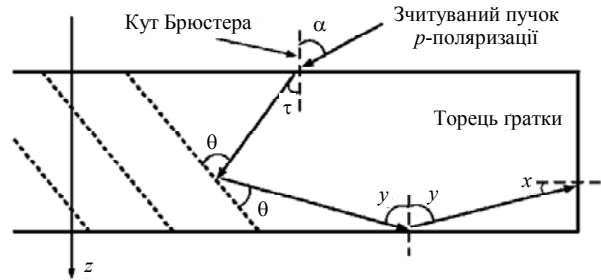


Рис. 4. Вивід дифрагованого пучка через торець ґратки

Як відомо, об'ємні ФГГ селективні до довжин хвиль і кутів падіння зчитувального пучка — це наслідок закону Брегга (8). Для забезпечення виконання умови (8) у широких діапазонах довжин хвиль (у межах спектра прозорості матеріалу) і значень кутів падіння, потрібно кожній довжині хвилі $\lambda_{a.зч}$ поставити у відповідність певний кут падіння зчитувального пучка α (рис. 4).

Діапазон довжин хвиль зчитувального пучка $\lambda_{a.зч}$ забезпечується шляхом варіювання значенням кута α в межах від 0° до $56^\circ 40'$ (кут Брюстера). Цим значенням кута α для p -поляризованого пучка відповідають незначні втрати на відбиття (згідно з формулами Френеля для коефіцієнтів відбиття), що допоможе зберегти дифракційну ефективність. Відповідні залежності для ґратки з параметрами $\varphi_s = 21^\circ$ і відповідно $\Omega_1 = 72^\circ$, $\Omega_2 = -5^\circ$ представлені на рис. 5. Значення кута $\varphi_s = 21^\circ$ мінімально необхідне для забезпечення повного внутрішнього відбиття від границі розділу підкладка — повітря при нормальному падінні зчитувального пучка, оскільки $y = 2\varphi_s + \tau$, $y > \arcsin(n^{-1}) \approx 41^\circ$ (рис. 4).

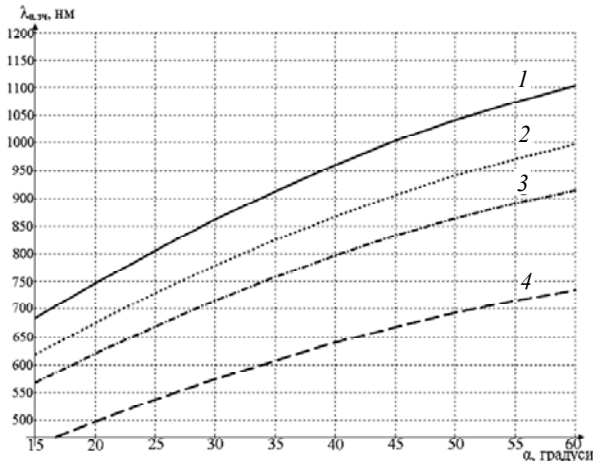


Рис. 5. Залежності $\lambda_{a,зч}(\alpha)$, розраховані для різних $\lambda_{a,зп}$: $\lambda_{a,зп} = 488$ нм (1); $\lambda_{a,зп} = 441$ нм (2); $\lambda_{a,зп} = 405$ нм (3); $\lambda_{a,зп} = 325$ нм (4)

Довжина хвилі записувальних пучків $\lambda_{a,зп}$ є одним з чинників, що визначає період ґратки (7), тому ґратки, записані з використанням різних типів лазерів, будуть мати різні діапазони довжин хвиль зчитувальних пучків (рис. 5). Зазвичай чим менше значення $\lambda_{a,зп}$, тим «нижче» лежить крива $\lambda_{a,зч}(\alpha)$, оскільки вони знаходяться в прямо пропорційній залежності, однак $\lambda_{a,зп}$ не повинна бути меншою 300 нм.

З рис. 5 видно суттєвий недолік ґратки з похилими ізофазними площинами: навіть при $\lambda_{a,зп}$ близьких до нижньої границі спектра прозорості матеріалу (300 нм), $\lambda_{a,зч}$, при кутах падіння зчитувального пучка, близьких до кута Брюстера, досягає значень дуже близьких до верхньої границі спектра прозорості матеріалу (1000 нм). Тому, наприклад, при записуванні ґратки Ag лазером (488 нм), $\lambda_{a,зч}$ буде знаходитись у межах спектра прозорості матеріалу лише для значень кутів від $\alpha = 0^\circ$ до $\alpha \approx 45^\circ$, що, безумовно, менше кута Брюстера, для скла ($56^\circ 40'$). Тому необхідно шукати шляхи зменшення довжин хвиль зчитувального пучка $\lambda_{a,зч}$.

Схема з «товстими» підкладками

Довжина хвилі зчитувального пучка $\lambda_{a,зч}$ прямо пропорційна періоду ґратки Λ (8), тому для того щоб отримати менші значення довжин хвиль зчитувального пучка при більших довжинах хвиль записувальних пучків $\lambda_{a,зп}$, розглянемо можливі шляхи зменшення періоду ґратки.

У формулі (7) мінімальне значення періоду ґратки досягається при $\Omega_1 = -\Omega_2$, у такому випадку ґратка стає пропускнуою, тобто $\cos \varphi_s = 1$.

При $\Omega_1 = -\Omega_2 = \pi/2$ значення періоду ґратки мінімальне:

$$\Lambda = \lambda_{a,зп} \cos \varphi / (\sin \Omega_1 - \sin \Omega_2) = \frac{1}{2} \lambda_{a,зп}, \quad (10)$$

тобто період ґратки в два рази менший довжини хвилі записувального пучка.

Розглянемо інакшу схему записування — зчитування, в котрій замість плоскопаралельних пластинок (підкладок) використовуються скляні прямокутні призми, а записувальні та зчитувальні пучки вводяться з торцевих сторін (рис. 6).

Така схема аналогічна пропускнуій ґратці, в якій вплив усадки виключений, оскільки максимальна усадка реалізується у напрямку, перпендикулярному до поверхні, а усадка паралельна поверхні, усувається внаслідок адгезії полімеру до підкладок.

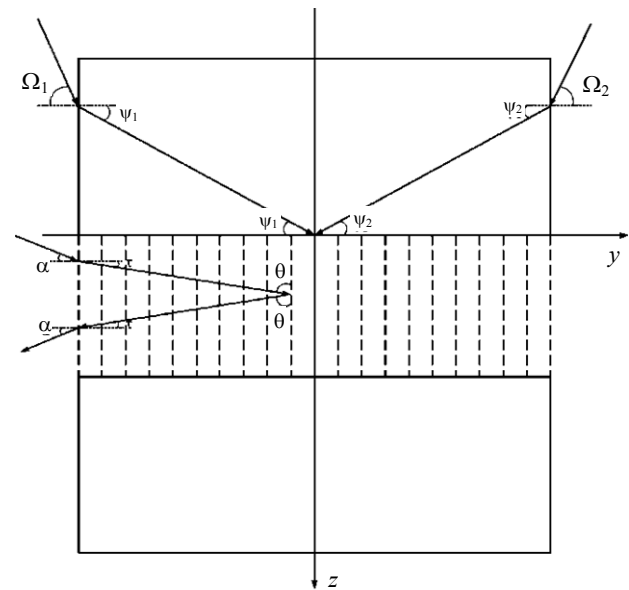


Рис. 6. Геометрія ґратки, записаної між «товстими» підкладками

У даній схемі при рівних кутах падіння записувальних пучків $\Omega_1 = -\Omega_2$, просторові частоти η_1 і η_2 також дорівнюють:

$$\eta_1 = -\eta_2 = \cos \psi_1 / (\lambda_{a,зп} n^{-1}),$$

отже, період буде:

$$\Lambda = \frac{1}{\eta_1 - \eta_2} = \frac{\lambda_{a,зп} n^{-1}}{2 \cos \psi_1}. \quad (11)$$

У виразі (11), при $\lambda_{a,зп} = \text{const}$, мінімальне значення періоду ґратки досягається, якщо $\psi_1 \rightarrow 0$, тоді

$$\Lambda = \lambda_{a,зп} / 2n,$$

що в $n = 1,52$ рази менше мінімального періоду звичайної пропускнуї ґратки (10).

Із вищесказаного очевидно, що в схемі рис. 6 існує можливість отримати менші значення довжин хвиль зчитувального пучка $\lambda_{a,зч}$ при таких самих $\lambda_{a,зп}$. Розглянемо це питання більш докладно. Підставивши (11) в (8), запишемо вираз для довжини хвилі зчитувального пучка:

$$\lambda_{a.зч} = \frac{\lambda_{a.зп} \sin \theta}{\cos \psi_1}. \quad (12)$$

З рис. 6 видно, що кут Брегга $\theta = \pi/2 - \tau$, де τ — кут заломлення зчитувального пучка.

Перепишемо (12) у такому вигляді:

$$\frac{\lambda_{a.зч}}{\lambda_{a.зп}} = \frac{\cos \tau}{\cos \psi_1}. \quad (13)$$

Отже, у схемі з прямокутними призми співвідношення між довжинами хвиль зчитувальних і записувальних пучків визначається співвідношенням між величинами кутів заломлення зчитувального і записувального пучків відповідно.

Для отримання $\lambda_{a.зч} > \lambda_{a.зп}$, необхідно, щоб $\tau \ll \psi_1$, тоді $\cos \tau / \cos \psi_1 > 1$. І навпаки, для отримання $\lambda_{a.зч} < \lambda_{a.зп}$, необхідно $\tau \gg \psi_1$, тоді $\cos \tau / \cos \psi_1 < 1$. Максимальне значення $\lambda_{a.зч}$ досягається при нормальному падінні зчитувального пучка, коли $\tau = 0$, а кут заломлення записувального пучка $\psi_1 = \arcsin(n^{-1})$, отримаємо:

$$\frac{\cos \tau}{\cos \psi_1} = \frac{\cos \tau}{\cos[\arcsin(n^{-1})]} = 1,328,$$

тобто при записі ґратки Ag лазером (488 нм), максимальна довжина хвилі зчитувального пучка буде у 1,328 рази більшою: $\lambda_{a.зч} = 648$ нм.

Діапазон довжин хвиль зчитувального пучка досягається шляхом варіювання кутом падіння зчитувального пучка (12) (рис. 7).

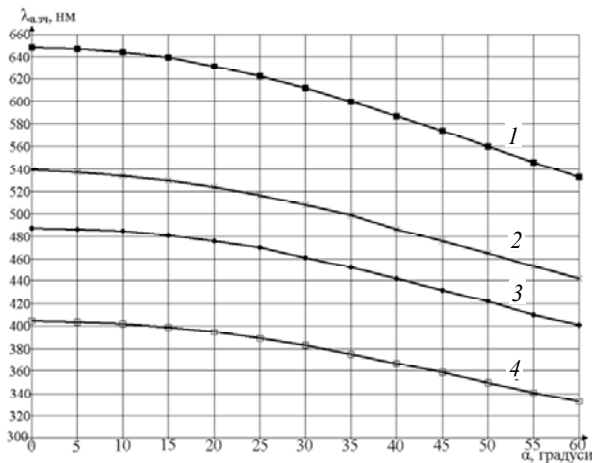


Рис. 7. Залежності $\lambda_{a.зч}(\alpha)$, розраховані для різних $\lambda_{a.зп}$ і ψ_1 : $\lambda_{a.зп} = 488$ нм; $\psi_1 = 41^\circ$ (1); $\lambda_{a.зп} = 405$ нм; $\psi_1 = 41^\circ$ (2); $\lambda_{a.зп} = 488$ нм; $\psi_1 = 0^\circ$ (3); $\lambda_{a.зп} = 405$ нм; $\psi_1 = 0^\circ$ (4)

З рис. 7 видно, що при записуванні ґратки певним типом лазера ($\lambda_{a.зп} = \text{const}$), задаючи кут падіння записувальних пучків, можна отримати

криву, яка лежить в будь-якому місці між кривими, отриманими при $\psi_1 = 0^\circ$ і $\psi_1 = 41^\circ$ для заданої $\lambda_{a.зп}$. Таким чином, використовуючи всього три типи лазерів для запису ґратки, можна «перекрити» весь діапазон 300 – 1000 нм.

Висновки

В роботі наведено кількісне обґрунтування методів записування та зчитування голографічних ґраток з похилими ізофазними площинами, коли записування відбувається як у схемі із пропускнуою ґраткою, а зчитування — шляхом введення пучка p -поляризації під кутом Брюстера. Теоретичні виклади показують, що голографічні ґратки Бреґівського типу з похилими ізофазними площинами можна дійсно використовувати як відбивальні ґратки.

Отже, властивість таких ґраток збільшувати кут нахилу фазових площин унаслідок усадки полімерного шару успішно використано як засіб збереження цілісності інтерференційної картини. Негативними ж є жорсткі вимоги до довжин хвиль записування та зчитування, котрі лежать на нижній та верхній границях спектра прозорості використовуваного голографічного матеріалу, це приводить до необхідності використання спеціфічних типів лазерів. Значно кращою в усіх відношеннях є схема з «товстими» підкладками. В цій схемі відсутні проблеми, пов'язані з усадкою і зміною середнього n , оскільки записується ґратка, в котрій вплив цих чинників виключений. Зчитується така ґратка як відбивна, при цьому процес і записування зчитування здійснюється на довжинах хвиль широко використовуваних лазерів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Смирнова Т. Н. Голографическая запись отражательных решеток на фотополимеризующемся композите в реальном времени // Квант. электр. / Т. Н. Смирнова, Т. С. Сарбаев, Е. А. Тихонов. — 1994. — Т. 21, № 4. — С. 373–374.
2. Смирнова Т. Н. Голографическая запись в реальном времени отражательных решеток на фотополимерных материалах с изменяющимся средним показателем преломления и плотностью // Опт. и спектр. / Т. Н. Смирнова, Т. С. Сарбаев, Е. А. Тихонов. — 1997. — Т. 83, №5. — С. 837–842.
3. Смирнова Т. Н. Особенности динамического самовоздействия световых пучков при голографической записи в фотополимерах // Опт. и спектр. / Т. Н. Смирнова, О. В. Сахно, Е. А. Тихонов. — 2002. — Т. 93, № 4. — С. 674–680.
4. R. J. Collier, C. B. Burckhardt, and L. H. Lin, Optical Holography, Academic Press, New York, 1971.

Стаття надійшла до редакції 02.12.2011.