

3. Янушкевич В.А., Полянинов А.В., Пруцков Е.Г., Польшгалов Г.А. // Изв. АН СССР. Серия физическая. – 1985. – 49. – С. 1146–1152.
4. Tyagi M.S. *Introduction to semiconductor materials and devices*. – N.Y., 1991.
5. Sze S.M. *Physics of semiconductor Devices*. – N.Y., 1981.

УДК 621.315

В.М. Фітьо

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра лазерної техніки та оптоелектронних систем

ФОРМУВАННЯ ДВО- І ТРИВИМІРНИХ ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР У ФОТОЧУТЛИВИХ СЕРЕДОВИЩАХ

© Фітьо В.М., 2002

V.M. Fitio

FORMATION OF TWO- AND THREE-DIMENSIONAL PERIODIC STRUCTURES IN PHOTOSENSITIVE MEDIUMS

© Fitio V.M., 2002

Запропоновано методи формування дво- і тривимірних періодичних структур у фоточутливих середовищах голографічним методом. Показано, що з використанням дифракційних ґраток при однократному експонуванні можна отримати двовимірну періодичну структуру. Суміщаючи кількаразове експонування з поворотом фоточутливого носія, можливо сформувати тривимірну періодичну структуру зміни показника заломлення середовища.

Methods of formation of two- and three-dimensional periodic structures in photosensitive mediums by a holographic method are proposed. The possibility to receive two-dimensional periodic structure using diffraction gratings at unitary exhibiting is represented. Combining numerous exhibiting with turning of the photosensitive medium it is possible to generate three-dimensional periodic structure by changing medium refraction parameter.

Вступ. Останнім часом проводяться інтенсивні дослідження складних структур, оптичні властивості яких періодично залежать від одної, двох або трьох координат, причому період сумірний з довжиною хвилі, на якій структура має певний оптичний відгук [1]. Також може бути, що довжина хвилі, на якій спостерігається максимум люмінесценції, сумірна з періодом зміни показника заломлення, або концентрація центрів люмінесценції в середовищі міняється за періодичним законом. Середовища такого типу називаються фотонними кристалами [2], ще й з тієї причини, що дифракція оптичного випромінювання на структурах такого періоду аналогічна дифракції рентгенівських променів на звичайних

кристалах, сталі ґратки яких сумірні з довжиною хвилі дифрагуючих рентгенівських променів [3]. Очевидно, що такі періодичні структури не створюються в природних умовах, а синтезуються на спеціальному технологічному обладнанні.

Можна прогнозувати, що дослідження таких структур буде інтенсифікуватися, будуть розроблятися технології синтезу таких середовищ, що матимуть певні функціональні можливості, наприклад, електричне накачування, лазерна генерація оптичного випромінювання і нелінійна генерація другої гармоніки будуть здійснюватися в одному твердотільному пристрої.

Створення періодичних одновимірних структур можна реалізувати голографічним способом [4]. Мабуть голографічним методом, використовуючи ультрафіолетове випромінювання, можливе створення періодичного розподілу концентрації молекул барвника в органічному прозорому діелектрику. Під впливом ультрафіолетового випромінювання молекули барвника руйнуються (вицвітають), і в місці максимальної інтенсивності ультрафіолетового випромінювання інтерференційної картини концентрація барвника стане мінімальною, а в місці мінімальної інтенсивності випромінювання – концентрація барвника стане максимальною. Кожна молекула барвника є центром люмінесценції. Отже, традиційним голографічним методом можна отримати одновимірний фотонний кристал.

Створення двовимірних періодичних структур голографічним методом коротко описано в роботі [5], але там не проведено строгого аналізу формування таких структур. Тому метою даної роботи є отримання кількісних співвідношень між параметрами оптичної схеми запису та між параметрами дво- і тривимірних періодичних структур.

Формування дво- і тривимірних періодичних структур у фоточутливих середовищах. Узагальнення властивостей багат шарових голограм в роботі [5] дає змогу зробити висновок, що діелектричну сталу (показник заломлення) можна подати у вигляді:

$$\varepsilon(x, y, z) = \begin{cases} \varepsilon_a; & -\infty < z < 0, \quad T < z < \infty, \quad -\infty < x < \infty, \\ \varepsilon_a + \varepsilon_1(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right); & 0 \leq z \leq T, \quad -\infty < x < \infty, \end{cases} \quad (1)$$

де T – товщина періодичної структури, $\varepsilon_1(z)$ є періодичною функцією по координаті z з періодом L . Причому $\varepsilon_1(z) = \varepsilon_{10} + \varepsilon_{11} \sin\left(\frac{2\pi}{L} z\right)$, де ε_{10} і ε_{11} – постійні числа, L – період зміни $\varepsilon_1(z)$.

На рис. 1 зображені можливі голографічні схеми запису двовимірних періодичних структур на фоточутливому середовищі, зокрема на фотополімерних композиціях [6].

Сумарну електричну напруженість поля у фоточутливому середовищі згідно з рис. 1, а можна подати у такому вигляді:

$$A(x, z) = A_0 \exp(-jkz) + A_1 \exp[-jk(x \sin \varphi + z \cos \varphi)] + A_1 \exp[-jk(-x \sin \varphi + z \cos \varphi)], \quad (2)$$

де $k = 2\pi n_0 / \lambda$ – модуль хвильового вектора, n_0 – показник заломлення фоточутливого середовища. Тому що колімований пучок 4 на рис. 1, а падає по нормалі до дифракційної ґратки, кути дифракції в перший і мінус перший порядок по модулю рівні і відповідають такому співвідношенню: $\Lambda n_0 \sin \varphi = \lambda$.

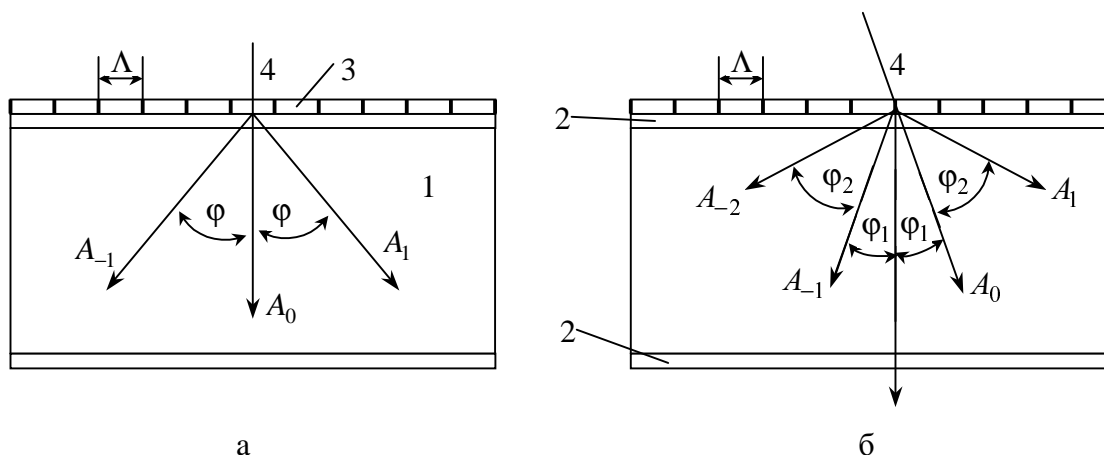


Рис. 1. Оптичні схеми запису двовимірних періодичних структур на фоточутливому середовищі.

1 – фоточутливе середовище, 2 – скляні підкладки, 3 – допоміжна дифракційна ґратка, 4 – падаючий колімований лазерний пучок. A_i – амплітуди падаючої і дифрагованих хвиль на дифракційній ґратці, які поширюються у фоточутливому середовищі

Сумарну інтенсивність дифрагованих хвиль у фоточутливому середовищі після простих перетворень можна зобразити так:

$$I(x, z) \sim A(x, z)A^*(x, z) = A_0 A_0^* + A_1 A_1^* + A_{-1} A_{-1}^* + 2|A_1 A_{-1}| \cos(2kx \sin \varphi + \beta_{1-1}) + 2|A_1 A_0| \cos[k(\sin \varphi + z \cos \varphi - z) + \beta_{01}] + 2|A_{-1} A_0| \cos[k(-x \sin \varphi + z \cos \varphi - z) + \beta_{0-1}], \quad (3)$$

де β_{ij} – зсув по фазі між відповідними амплітудами дифрагованих хвиль, $i, j = -1, 0, 1$.

По модулю амплітуди дифрагованих хвиль в перший і мінус перший порядки рівні, тому суму двох останніх членів формули (3) ми можемо подати у вигляді добутку. Тоді формула (3) набере вигляд:

$$I(x, z) \sim A(x, z)A^*(x, z) = A_0 A_0^* + A_1 A_1^* + A_{-1} A_{-1}^* + 2|A_1 A_{-1}| \cos(2kx \sin \varphi + \beta_{1-1}) + 4|A_1 A_0| \cos[kx \sin \varphi + 0.5(\beta_{01} - \beta_{02})] \cos[kz(\cos \varphi - 1) + 0.5(\beta_{01} + \beta_{02})], \quad (4)$$

Якщо вважати, що зміна показника заломлення фоточутливого середовища пропорційна інтенсивності, тобто $\Delta n(x, z) \sim I(x, z)$, то цю зміну в середовищі після експонування можна виразити так:

$$n(x, z) = n_0 + n_1 \cos(2kx \sin \varphi + \beta_{1-1}) + n_{11} \cos[kx \sin \varphi + 0.5(\beta_{01} - \beta_{02})] \cos[kz(\cos \varphi - 1) + 0.5(\beta_{01} + \beta_{02})], \quad (5)$$

де n_0 – постійна складова показника заломлення, n_1 і n_{11} – амплітуди змінних складових показника заломлення після експонування фоточутливого середовища. Враховуючи співвідношення $\Lambda n_0 \sin \varphi = \lambda$, вираз (5) після простих перетворень можна записати так:

$$n(x, z) = n_0 + n_1 \cos\left(\frac{4\pi}{\Lambda} x + \beta_{1-1}\right) + n_{11} \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} x + 0.5(\beta_{01} - \beta_{02})\right] \cos\left[\frac{2\pi}{L} z + 0.5(\beta_{01} + \beta_{02})\right], \quad (6)$$

де L – період зміни показника заломлення вздовж осі z і який відповідно дорівнює:

$$L = \frac{\Lambda^2 n_0}{\lambda} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\Lambda^2 n_0^2}} \right). \quad (7)$$

Якщо $\lambda \ll \Lambda$, то співвідношення (7) спрощується, і $L \approx 2\Lambda^2 n_0 / \lambda$. Отже, за одне експонування за допомогою допоміжної ґратки можна сформувати двовимірну періодичну структуру. Але вона має той недолік, що згідно із співвідношенням (6) і (7) період L визначається Λ і λ , тобто накладаються певні обмеження на період вздовж осі z .

Аналогічні властивості має оптична схема на рис. 1, б. За допомогою цієї схеми можна отримати періодичну зміну показника заломлення з періодом Λ по осі x і з періодом L по осі z , який відповідно дорівнює:

$$L = \frac{n_0 \Lambda}{2\lambda} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2n_0 \Lambda} \right)^2} + \sqrt{1 - \left(\frac{3\lambda}{2n_0 \Lambda} \right)^2} \right] \approx \frac{n_0 \Lambda}{\lambda}.$$

Ця схема має ті ж недоліками, що і попередня, тобто вона не має гнучкості формування двовимірних періодичних ґраток. Також важко мати дифракційну ґратку з необхідними дифракційними ефективностями дифрагуючих порядків. В той же час ці схеми прості і двовимірну періодичну структуру можна сформувати за один цикл експонування.

Наступна оптична схема позбавлена цих недоліків. Вона дає змогу сформувати двовимірну періодичну структуру, з незалежними періодами по двох осях, але в даному випадку необхідно проводити декілька експонувань. Знайдемо розподіл напруженості електромагнітної хвилі в об'ємі фоточутливого середовища для оптичної схеми формування періодичної структури згідно з рис. 2, яку можна записати так:

$$A(x, z) = A_1 \exp\{-jk[x \sin(\alpha - m\gamma) + z \cos(\alpha - m\gamma)]\} + \\ + A_2 \exp\{-jk[-x \sin(\alpha + m\gamma) + z \cos(\alpha + m\gamma)]\}, \quad (8)$$

де α – половина кута між пучками, $m\gamma$ – кут між віссю z і бісектрисою кута між пучками, m – ціле число і може дорівнювати $0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Отже, розподіл інтенсивності в об'ємі фоточутливого середовища пропорційний наступному виразу:

$$I(x, z) \sim A(x, z)A^*(x, z) = A_1 A_1^* + A_2^* A_2 + \\ + A_1 A_2^* \exp\{-jk[\sin(\alpha + m\gamma)x + \cos(\alpha + m\gamma)z] + jk[-\sin(\alpha - m\gamma)x + \cos(\alpha - m\gamma)z]\} + \\ + A_1^* A_2 \exp\{jk[\sin(\alpha + m\gamma)x + \cos(\alpha + m\gamma)z] - jk[-\sin(\alpha - m\gamma)x + \cos(\alpha - m\gamma)z]\}. \quad (9)$$

Будемо вважати для спрощення викладок, не втрачаючи суті, що $A_1 = A_2$, тоді після простих тригонометричних перетворень будемо мати:

$$I(x, z) \sim A(x, z)A^*(x, z) = 2A_1 A_1^* + 2A_1 A_1^* \cos[2kx \sin \alpha \cos(m\gamma) - 2kz \sin \alpha \sin(m\gamma)]. \quad (10)$$

Отже, спільна зміна показника заломлення в лінійному наближенні для m і $-m$ буде пропорційна:

$$\Delta n \sim 4A_1 A_1^* + 4A_1 A_1^* \cos[2kx \sin \alpha \cos(m\gamma)] \cos[2kz \sin \alpha \sin(m\gamma)] =$$

$$= 4A_1A_1^* + 4A_1A_1^* \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} \cos(m\gamma)x\right] \cos\left[\frac{2\pi}{L_m} z\right], \quad (11)$$

де $\Lambda = \frac{\lambda}{2n_0 \sin(\alpha)}$, $L_m = \frac{\lambda}{2n_0 \sin(\alpha) \sin(m\gamma)} = \frac{\Lambda}{\sin(m\gamma)}$.

Таким чином зробивши, наприклад, три послідовні експонування з $m = -1$, $m = 0$, $m = 1$ при умові, що кут γ є досить малим, ми отримаємо двовимірну періодичну структурну зміну показника заломлення. Задаючи кути α і γ ми можемо в широких межах задавати період зміни показника заломлення вздовж осей x та z . Для трьох послідовних експонувань від $m = -1$ до $m = 1$ спектр пропускання багат шарової голограми показаний на рис. 3. В цьому спектрі ширина окремої впадини (смуга запирання) визначається загальною товщиною багат шарової голограми, а відстань між впадинами періодом L . Якщо зробити п'ять послідовних експонувань від $m = -2$ до $m = 2$, то спектр пропускання такої багат шарової голограми буде мати п'ять впадин.

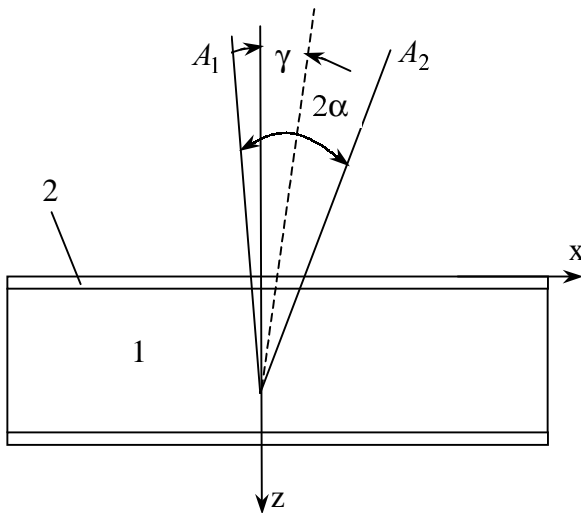


Рис. 2. Оптична схема формування двовимірної періодичної структури послідовними експонуваннями, A_1 і A_2 – амплітуди хвиль

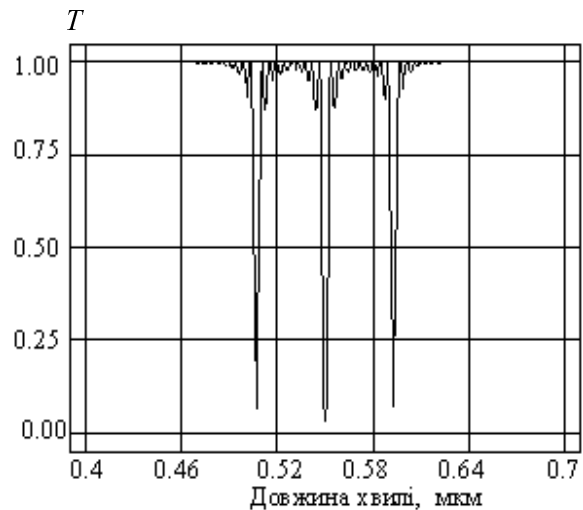


Рис. 3. Залежність пропускання багат шарової голограми від довжини хвилі, виготовленої згідно з схемою рис. 2. Товщина голограми 750 мкм, $L = 75$ мкм

За допомогою оптичних схем, наведених на рис. 1, 2, можливо сформувати також тривимірну періодичну структуру. Для цього після першого експонування для схем, зображених на рис. 1, чи після першої серії експонувань для схем, зображених на рис. 2, необхідно повернути фоточутливий носій на деякий кут навколо осі, що перпендикулярна до площини носія.

Висновки. Отже, використовуючи допоміжну дифракційну ґратку або багатократне експонування фоточутливого середовища, можна отримати двовимірну періодичну структуру зміни показника заломлення. Якщо, крім цього, між експонуваннями ми будемо повертати фоточутливий носій навколо осі, яка перпендикулярна до площі носія, ми можемо отримати тривимірну періодичну структуру, якій ми можемо приписати елементарну

комірку, зі сталими, що сумірні з довжиною хвилі оптичного випромінювання. Ця комірка не обов'язково повинна бути прямокутною. Цілковом можливо, що, комбінуючи багатократне експонування і поворот фоточутливого середовища, ми можемо за допомогою голографічного процесу синтезувати різноманітні просторові періодичні структури певних симетрій, що аналогічні відповідній симетрії звичайних кристалів. При цьому слід зауважити, що такі структури можуть бути як пасивними, тобто міняється лише показник заломлення, а також активними, коли, наприклад, міняється періодично концентрація центрів люмінесценції. Мабуть слід очікувати, що у цьому випадку спектр люмінесценції буде залежати від напрямку поширення світла. Оптичний відгук пасивної структури наведений на рис. 3. Збільшуючи кількість впадин у спектрі пропускання за рахунок збільшення кількості експонування, можна отримати складний спектр з грубою і дрібною структурами, в яких мінімуми пропускання відповідають певним довжинам хвиль. Тобто така структура може бути використана як еталон для градування спектральних приладів.

1. Boroditsky M., Coccioli R., Yablonovitch E. // *Proc. Photonics West.* – 1998. – **3283.** – P. 184–190.
2. Yablonovitch E. // *Phys.Rev.Lett.* – 1987. – **58**, N 20. – P. 2059–2062.
3. Куммель Ч. *Введение в физику твердого тела.* – М., 1988.
4. Кольер Р., Беркхардт К., Лин Л. *Оптическая голография.* – М., 1973.
5. Fitio V.M., Bobitski Ya. V. // *Optica Applicata.* – 2001. – **XXXI**, N 4. – P. 769–780.
6. Smirnova T.N., Gulnazarov E. S., Tikhonov E.A. // *Proc SPIE.* – 1988. – **1017.** – P. 190–196.