

УДК 530.145

Г.А. Петровська¹, В.М. Фітьо¹, Я.В. Бобицький^{1,2}¹Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра фотоніки²Інститут техніки Жешувського університету, Польща

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ВІДГУК ГРАТКИ БРЕГГА НА ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ

© Петровська Г.А., Фітьо В.М., Бобицький Я.В., 2012

G.A. Petrovska, V.M. Fitio, Ya.V. Bobitskii

INFLUENCE OF TEMPERATURE IN REPLY OF BREGG GRATING ON OPTICAL FIBRE

© Petrovska G.A., Fitio V.M., Bobitski Ya.V., 2012

На основі наближеної теорії поширення оптичних хвиль в одномодовому оптичному волокні визначено постійні поширення та коефіцієнти зв'язку між модами за наявності у волокні ґратки Брегга. Методом зв'язаних хвиль проведено розрахунки коефіцієнта відбивання від ґраток Брегга на оптичному волокні та досліджено вплив температури на коефіцієнт відбивання від ґратки на серцевині волокна. Показано, що для типових кварцових волокон температурна складова відгуку ґратки є значно більшою за відгук, спричинений механічним розтягом волокна з ґраткою, що вимагає під час конструювання волоконно-оптичних давачів механічних навантажень використання в них незалежного вимірювача температури.

Ключові слова: волоконно-оптичний сенсор, ґратка Брегга, чутливість.

The propagation constants and coupling factors between modes have been defined by the approximate theory of propagation of optical waves in single-mode optical fiber on conditions that Bragg grating is in the fiber. The calculation of the reflection Bragg grating on optical fiber and investigation of the influence of temperature on the reflection grating on the fiber core are provided by coupled wave method. It is shown that component temperature of the grating response is much larger than the response caused by mechanical extension of the fiber with grating for typical silica fiber. This needs use independent temperature meter at the design of the fiber-optic sensors of mechanical loads.

Key words: Fiber optic sensor, Bragg grating, sensitivity.

Вступ

Для контролю механічних напружень в інженерних спорудах сьогодні усе частіше використовують волоконно-оптичні давачі. Система давачів, прокладених безпосередньо в конструкції, наприклад, моста чи іншої споруди, дає змогу легко контролювати будь-які зміни в стані її окремих деталей і вузлів, попередити руйнування та значні деформації [1]. Серед волоконних давачів механічних напружень особливе місце займають волоконні давачі з ґратками Брегга, нанесеними безпосередньо на серцевину чи оболонку волокна [1–4]. Порівняно з іншими типами давачів вони мають істотні переваги: висока чутливість; можливість виконувати абсолютні вимірювання фізичних величин, результат яких не залежить від флуктуацій потужності лазерного

випромінювання в світловоді; вони можуть бути вбудовані у будь-який композитний матеріал і бути мультипліковані в розподілені вимірювальні лінії та мережі. Окрім того, їм притаманні багатоканальність вимірювань по одному волокну, одночасна чутливість до кількох параметрів, велика швидкодія, нечутливість до електромагнітних та радіаційних перешкод, абсолютна вибухо- і пожежобезпечність, можливість проводити тривалі неперервні вимірювання (десятки років), малі габарити та маса [1–4]. Потрібно зазначити, що на теперішній час розроблена технологія виготовлення ґраток Бреґга на оптичному волокні [5, 6], що дозволяє промислово виготовляти високочутливі сенсори на їх основі.

Основна ідея використання ґраток Бреґга на оптичному волокні для контролю деформацій конструкцій та їх окремих елементів ґрунтується на тому, що така ґратка є високочутливим елементом до малих деформацій згину, розтягу, стиску та кручення, а також температури. Під впливом механічних навантажень та температури змінюється показник заломлення матеріалів серцевини та оболонки волокна, а також період ґратки [7, 8]. Всі ці параметри впливають на коефіцієнт зв'язку між поширювальними модами, а також на вектор оберненої ґратки.

Хоча нині створена точна теорія поширення електромагнітної хвилі через багатомодове оптичне волокно [2], однак ця теорія є доволі складною для чисельного аналізу, окрім того, в пристроях з ґратками Бреґга використовується одномодове волокно, а коефіцієнт модуляції показника заломлення менший, ніж 10^{-3} . Тому для розрахунку спектрального відбивання від ґраток Бреґга на одномодовому оптичному волокні у цьому разі доцільним є параболічне наближення [9], яке використовується для аналізу взаємодії оптичної хвилі з ґратками різних типів: на оптичному волокні [1], в планарних хвилеводах [9], об'ємних товстих голограмах [10]. При параболічному наближенні використовують скалярне хвильове рівняння, причому амплітуди хвиль, що поширюються у волокні з ґраткою, повільно змінюються вздовж волокна і у разі параболічного наближення можна нехтувати другою похідною від координати Z , яка збігається з віссю волокна. Внаслідок такого наближення отримують систему двох лінійних диференціальних рівнянь [9].

При створенні промислових давачів важливим є питання точності та простоти під час інтерпретації відгуку ґратки при дії на неї механічних навантажень, який можна оцінити за спектральною залежністю коефіцієнта відбивання. Однак, оскільки на зміну спектрального коефіцієнта відбивання від ґратки впливає також температура, то важливою є задача визначення, чи зміна періоду ґратки зумовлена температурним розширенням, чи механічними навантаженнями. Отже, актуальним є дослідження впливу температури на параметри ґратки Бреґга на оптичному волокні.

Поширення хвилеводної моди в одномодовому оптичному волокні з ґраткою Бреґга

Напруженість оптичної хвилі, що поширюється в одномодовому оптичному волокні зліва направо і справа наліво, в циліндричній системі координат можна записати так [10]:

$$\begin{aligned} E_1(r, z, t) &= A_1(z) \Psi(r) \exp(j\omega t - j\beta z), \\ E_2(r, z, t) &= A_2(z) \Psi(r) \exp(j\omega t + j\beta z). \end{aligned} \quad (1)$$

Функція $\Psi(r)$ описує залежність напруженості електричного поля від координати r , β – постійна поширення, $A_1(z)$ і $A_2(z)$ – функції, що визначають залежність напруженості електричного поля у волокні від координати z . Функція $\Psi(r)$ є розв'язком хвильового скалярного рівняння у вигляді $\Psi(r) \equiv C \exp\left[-\frac{1}{2}(r/r_0)^2\right]$ [10], причому r_0 визначається варіаційним методом з умови, що постійна поширення β має найбільше значення, а постійну C можна знайти з умови нормування [9]:

$$2\pi \int_0^{\infty} r |\Psi(r)|^2 dr = 1.$$

Для постійної поширення β справедливі такі обмеження [10]:

$$\frac{2\pi n_{\min}}{\lambda} < \beta < \frac{2\pi n_{\max}}{\lambda}, \tag{2}$$

де n_{\min} і n_{\max} – відповідно мінімальне (оболонки) і максимальне (серцевини) значення показника заломлення, які для одномодових волокон відрізняються менше ніж на 1%.

Якщо знехтувати втратами при поширенні хвилі у волокні, то $A_1(z)$ і $A_2(z)$ будуть постійними величинами. Але, коли хвиля падає на ґратку, що являє собою модуляцію діелектричної проникності $\epsilon(r, z) = \epsilon_0(r) + \epsilon_1(r) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)$ (і, відповідно, показника заломлення $n(r, z) = n_0(r) + n_1(r) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)$) з просторовим періодом Λ , причому $\epsilon_1(r) \ll \epsilon_0(r)$ на 3–4 порядки, то за певних умов виникає взаємодія між обома хвилями. Тоді $A_1(z)$ і $A_2(z)$ можуть змінюватися доволі швидко вздовж ґратки. Методом зв'язаних хвиль при параболічному наближенні на основі хвильового рівняння отримано систему рівнянь [9], що пов'язує між собою $A_1(z)$ і $A_2(z)$, і яка має такий вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A_1 &= -i\chi A_2 \exp(i\Delta\beta z), \\ \frac{d}{dz} A_2 &= i\chi^* A_1 \exp(-i\Delta\beta z), \end{aligned} \tag{3}$$

де $\Delta\beta = 2\beta - 2\pi/\Lambda$, χ – коефіцієнт зв'язку між падаючою та відбитою хвилями, що для волокон без втрат є величиною дійсною, для нашого випадку визначається співвідношенням [9]:

$$\chi = \frac{\pi}{\beta} \int_0^{\infty} r |\Psi(r)|^2 k^2(r) m(r) dr, \tag{4}$$

де $k(r) = \frac{2\pi n(r)}{\lambda}$ – хвильовий вектор, $m(r) = \frac{n_1(r)}{n_0(r)}$ – коефіцієнт модуляції показника заломлення оптичного волокна за наявності ґратки.

Система рівнянь (3) є лінійною зі змінними коефіцієнтами. Шляхом заміни змінних $A_0(z) = B_0(z) \exp\left(i\frac{\Delta\beta}{2} z\right)$, $A_1(z) = B_1(z) \exp\left(-i\frac{\Delta\beta}{2} z\right)$ і $z = -z'$ з наступним опусканням $'$ біля z , приведемо цю систему до лінійної з постійними коефіцієнтами:

$$\begin{aligned} \frac{dB_0(z)}{dz} &= i\frac{\Delta\beta}{2} B_0(z) - i\chi B_1(z), \\ \frac{dB_1(z)}{dz} &= i\chi B_0(z) - i\frac{\Delta\beta}{2} B_1(z). \end{aligned} \tag{5}$$

Цю систему рівнянь треба доповнити такими крайовими умовами:

$$B_0(0) = 1, B_1(0) = 0. \tag{6}$$

Для знаходження спектральних залежностей коефіцієнтів пропускання $T(\lambda, l)$ і відбивання $R(\lambda, l)$ системи ґраток необхідно мати розв'язок системи (5) за початкових умов (6) на інтервалі $[0, l]$, де l – довжина ґратки. Для $T(\lambda, l)$ і $R(\lambda, l)$ справедливі такі співвідношення:

$$T(\lambda, l) = \frac{|B_0(0)|^2}{|B_0(l)|^2}, \quad R(\lambda, l) = \frac{|B_1(l)|^2}{|B_0(l)|^2}, \quad T(\lambda, l) + R(\lambda, l) = 1.$$

Використовуючи теорію лінійних систем диференціальних рівнянь з постійними коефіцієнтами, розв'язок на інтервалі $[0, l]$ подамо так:

$$\begin{pmatrix} B_0(l) \\ B_1(l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma l) + i \frac{\Delta\beta}{2\gamma} \sinh(\gamma l) & i \frac{\chi}{\gamma} \sinh(\gamma l) \\ -i \frac{\chi}{\gamma} \sinh(\gamma l) & \cosh(\gamma l) - i \frac{\Delta\beta}{2\gamma} \sinh(\gamma l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_0(0) \\ B_1(0) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\text{де } \gamma = \sqrt{\chi^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}.$$

Отже, коефіцієнт відбивання від ґратки довжиною l дорівнює

$$R(\lambda, l) = \frac{(\chi/\gamma)^2 \sinh^2(\gamma l)}{\cosh^2(\gamma l) + (\Delta\beta/2\gamma)^2 \sinh^2(\gamma l)}. \quad (8)$$

Дослідження впливу температури на спектральну характеристику ґратки Брегга

Для визначення постійних поширення по одномодовому волокну використаємо метод, який викладено у роботі [1]. Будемо аналізувати волокно зі ступінчастим профілем показника заломлення, причому $n_1 = 1.453$ і $n_2 = 1.45$ на довжині хвилі $\lambda_0 = 1.55$ мкм. Постійна поширення β визначається на основі максимуму такої функції залежно від r_0 [1]:

$$\beta^2 = \frac{-0.5 + \frac{2\pi n_1}{\lambda} \int_0^{\rho} \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)\right] r dr + \frac{2\pi n_2}{\lambda} \int_{\rho}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)\right] r dr}{\int_0^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)\right] r dr}, \quad (9)$$

де ρ – радіус серцевини волокна, r_0 – розмір світлової плями, який визначається варіаційним методом.

Побудувавши залежності β^2 від r_0 згідно з виразом (9) можна визначити β і r_0 , тобто знайти таке r_0 , за якого β приймає максимальне значення. Ці залежності наведені на рис. 1, числа біля кривих визначають радіус серцевини волокна.

Постійна β , визначена на основі цих графічних залежностей, задовольняє умову (2). Отже, для $\rho = 4.4$ мкм, $r_0 = 4.36$ мкм, $\beta = 5.8811$ мкм⁻¹. Знаючи β , можемо знайти n_{ef} згідно з виразом: $n_{ef} = 0.5\lambda_0\beta/\pi = 1.45081$. Бачимо, що n_{ef} задовольняє умову $n_1 > n_{ef} > n_2$. Маючи ці дані, можемо визначити коефіцієнти зв'язку у двох випадках: ґратка Брегга знаходиться на серцевині або на оболонці волокна. Коефіцієнт зв'язку для ґратки на серцевині волокна розраховували згідно з виразом (4), але границі інтегрування повинні мати значення 0 і ρ . Отже, $\chi = 1.884 \times 10^{-4}$ мкм⁻¹, коли $m = 0.0001$.

На основі цих даних можна розрахувати спектральну характеристику ґратки на відбивання відповідно до виразу (8). Спектральна залежність коефіцієнта відбивання наведена на рис.2а для ґратки довжиною 8 мм.

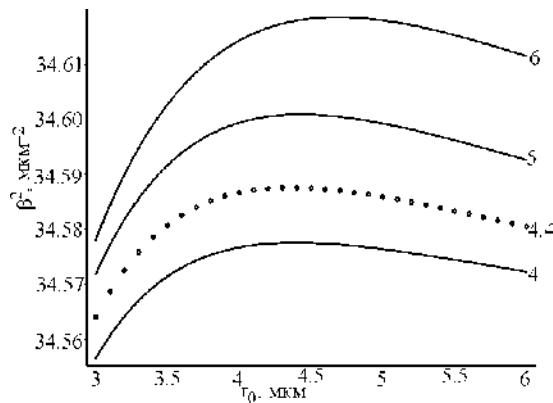


Рис. 1. Залежність β^2 від розміру світлової плями r_0 .

Коли на ґратку діє температура, то можливі різноманітні зміни параметрів оптичного волокна: зміна показників заломлення серцевини та оболонки волокна, зміна періоду Λ та довжини l ґратки. Очевидно, що зміна показників заломлення передусім вплине на постійну поширення, яка визначається n_1 і n_2 та геометричними розмірами волокна.

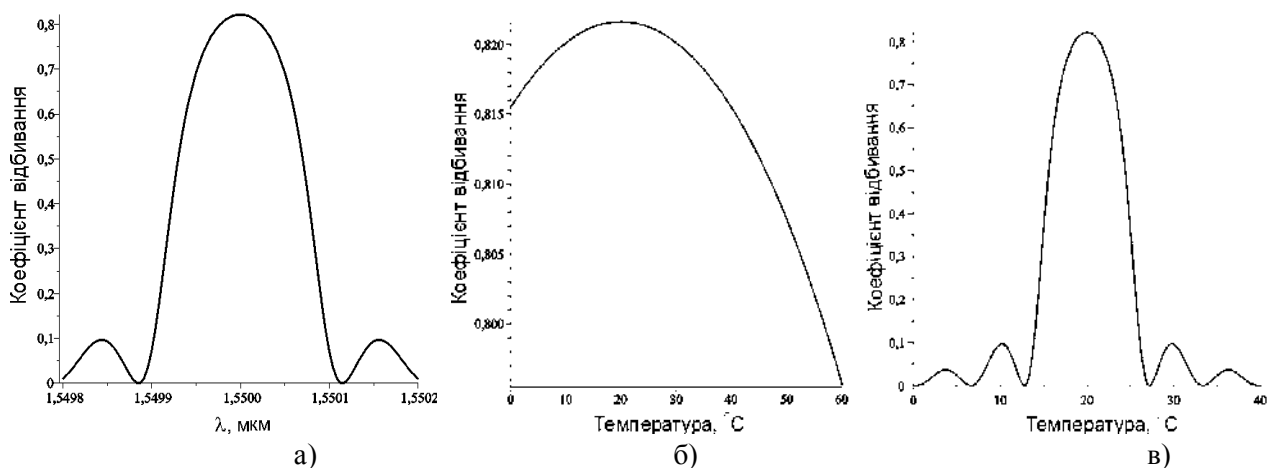


Рис.2. Спектральна залежність коефіцієнта відбивання від ґратки при $t = 20^\circ\text{C}$ (а); залежність коефіцієнта відбивання на $\lambda=1,55$ мкм від температури за умови, що змінюється лише період ґратки згідно з виразом (11) (б); залежність коефіцієнта відбивання на $\lambda=1,55$ мкм від температури за умови, що змінюється постійна поширення та період ґратки згідно з формулами (10) та (11) (в)

Для плавленого кварцу коефіцієнт лінійного розширення k_l від температури дорівнює $4 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}$, а коефіцієнт зміни показника заломлення $k_{nt} = 99 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ [11]. Зміну постійної поширення від температури можна оцінити через зміну n_{ef} , так:

$$\beta = \frac{2\pi n_{ef} [1 + k_{nt} (t - 20)]}{\lambda} \tag{10}$$

Зміну періоду ґратки від температури можна визначити за виразом:

$$\Lambda = \Lambda_{20} [1 + k_l (t - 20)] \tag{11}$$

Якщо порівняти два вирази, то можна зауважити, що із збільшенням температури одночасно зростають β та Λ , але відносне зростання β є значно більшим, ніж Λ . Тому зростання Λ дещо зменшуватиме відхилення від умов Брегга за збільшення температури. Цей висновок підтверджують рис. 2б та рис. 2в, на яких відображено залежність коефіцієнта відбивання від температури.

Завдяки тому, що коефіцієнт модуляції показника заломлення серцевини є доволі малий ($m=10^{-4}$), спектральна залежність є вузькою, ширина смуги коефіцієнта відбивання на половині максимального значення дещо менша 2Å . Високе значення коефіцієнта відбивання ($R=0.82$) при виконанні умови Брегга забезпечується значною довжиною ґратки – 8мм. З рис.2б випливає, що зміна коефіцієнта відбивання за рахунок термічного розширення є незначним. У той же час ґратка на оптичному волокні може бути високочутливим сенсором температури, оскільки при зміні температури на 7°C коефіцієнт відбивання зменшується від 0.82 до нуля.

Висновки

Проаналізовано зміну коефіцієнта відбивання від ґратки на серцевині оптичного волокна у разі зміни ефективного показника заломлення та періоду ґратки. Результати розрахунків свідчать, що чутливість ґратки до температури можна змінювати в широких межах коефіцієнтом модуляції та довжиною ґратки. При збільшенні коефіцієнта модуляції m можна зменшувати довжину ґратки, при цьому коефіцієнт відбивання може бути значним, але в цьому випадку збільшиться ширина смуги коефіцієнта відбивання і зменшиться температурна чутливість, тобто можна збільшити діапазон вимірювальних температур. Оскільки вплив зміни температури на період ґратки є значно меншим, ніж на показники заломлення оболонки та серцевини оптичного волокна, то для використання ґратки Брегга на оптичному волокні в якості сенсора механічних переміщень необхідно температуру навколишнього середовища вимірювати незалежним давачем і враховувати цю температуру під час вимірювання механічних переміщень, які приводять до розтягу (стиску) ґратки, або використовувати таке оптичне волокно, що має нульовий коефіцієнт зміни показника заломлення від температури. Загалом можна стверджувати, що сенсори на основі ґраток Брегга мають доволі високу чутливість до температури та механічних переміщень.

Ця робота виконується в межах госпдоговору з Західним Науковим центром НАН України і МОН України № 0371 "Створення волоконно-оптичних давачів з ґратками Брегга для контролю будівельних споруд та елементів конструкцій".

1. В.Б. Гармаш, Ф.А.Егоров, Л.Н. Коломиец, А.П. Неугодинов, В.И. Поспелов. *Возможности, задачи и перспективы волоконно-оптических измерительных систем в современном приборостроении / спецвыпуск "Фотон-экспресс" – Наука – №6 – 2005 - www.fotonexpress.ru/* 2. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* / R. Kashyap. - San Diego: Academic Press, 1999. –453 p. 3. Jose Miguel Lopez-Higuera (Editor), "Handbook of Optical Fibre Sensing Technology", John Wiley & Sons, Ltd., 2002/ 4. O. V. Butov, K. M. Golant, Yu. K. Chamorovskii, A. A. Kolosovskii, V. A. Isaev, V. V. Voloshin, I. L. Vorob'ev, Ya. V. Gousev, I. V. Sokolov, *Fiber Bragg gratings for sensor applications at high temperatures in optical fiber communication // Conference on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2004), FC5*. 5. Пат. 5367588 США, МКІ G02B 6/34. *Method for forming Bragg gratings using a silica glass phase grating mask and mask used by same* / Kennet O., Bernard Y., Francuis C., (Канада); Minister of Communication, Canada. – N 969774; Заявл. 29.10.92; Оубл. 22.11.94; НКІ 385/37. – 10 с. 6. Пат. 5495548 США, МКІ G02B 6/02. *Photosensitization of optical fiber and silica waveguides* / Francuis C., Bernard Y., Jacques A., Johnson D. C. (Канада); Minister of Communication, Canada. – N 197198; Заявл. 16.02.94; Оубл. 27.02.96; НКІ 385/123. – 8 с. 7. Liu H. Y., Peng G. D., Chu P. L. *Thermal tuning of polymer optical Bragg grating // Proc. of conference PPOF 2000.– Cambridge (England) – 2000. – 2000. – P. 83 – 87*. 8. Spammer S. I., Fuhr P. L. *Temperature insensitive fiber optic accelerometer using a chirped Bragg grating // Opt. Eng. – 2000. – V. 39, No 8. – P. 2177 – 2181*. 9. Ярив А, Юх П. *Оптические волны в кристаллах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с*. 10. Снайдер А. У. *Теория одномодовых световодов // ТИИЭР. – 1981. – Т. 69, № 1. – С. 7 – 15*. 11. Панов В.А., Кругер М.Я. *Справочник конструктора оптико-механических приборов. – М.: Машиностроение, 1980*.