

PACS numbers: 42.70.Qs, 42.79.Bh, 42.79.Wc, 78.20.-e, 78.67.Pt

## **Возникновение резонансных эффектов в многослойных тонкопленочных структурах с высокой пространственной дисперсией**

В. Н. Онищук, Ю. А. Первак

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
просп. Акад. Глушкова, 4,  
03022 Киев, Украина*

Для многослойной тонкопленочной структуры с высокой пространственной дисперсией теоретически рассчитано пространственное распределение электрического поля. Рассмотрены механизмы возникновения эффекта суперпризмы в структуре. Показано, что в тонкопленочных структурах возможно образование резонаторов группами слоев.

Для багатослової тонкоплівкової структури з високою просторовою дисперсією теоретично розраховано просторовий розподіл електричного поля. Розглянуто механізми виникнення ефекту суперпризми в структурі. Показано, що в тонкоплівкових структурах можливе утворення резонаторів групами шарів.

For thin-film multilayer structure with high spatial dispersion, the spatial electric-field distribution is calculated theoretically. Mechanisms of an origin of the superprism effect in this structure are considered. As shown, the formation of resonators by groups of layers is possible.

**Ключевые слова:** тонкопленочная структура, эффект суперпризмы, пространственная дисперсия, пространственное смещение.

*(Получено 8 сентября 2010 г.)*

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В искусственных структурах, созданных из диэлектрических материалов, известных как многослойные тонкопленочные структуры, может проявляться пространственная дисперсия, которая во много раз превышает дисперсию обычных материалов, из которых они со-

зданы. Пространственное расщепление полихроматических лучей с помощью таких структур намного больше, чем в дифракционных решетках и обычных призмах, поэтому это явление высокой пространственной дисперсии так же имеет название эффекта суперпризмы [1–3]. Оптические свойства таких структур позволяют изготовить компактные устройства для многоканальной частотной селекции путем пространственного расщепления, а так же устройства для компенсации временной дисперсии и для управления пучками света. Подобные устройства могут применяться в будущих интегрированных фотонных системах и системах оптической связи.

Предыдущие исследования показали, что в периодической структуре (одномерный фотонный кристалл), а также в структуре с полуволновым слоем (резонатором) эффект суперпризмы проявляется в узких спектральных диапазонах и имеет нелинейный характер зависимости от длины волны [4]. Невозможность достижения линейной зависимости в подобных структурах можно объяснить малым количеством параметров, которые можно варьировать при разработке структуры. Так же в спектральных интервалах, в которых существует высокая пространственная дисперсия, коэффициент отражения довольно низкий, то есть, существуют значительные потери интенсивности излучения. Нелинейная зависимость пространственного сдвига от длины волны, узкий диапазон, в котором проявляется эффект суперпризмы, а также большие потери интенсивности излучения делают такие структуры малоинтересными с точки зрения практического применения. В структурах с несколькими резонаторами и чирпованных зеркалах [5–13], которые являются одним из ключевых элементов фемтосекундных лазеров, удается достичь высокой пространственной дисперсии в более широком спектральном диапазоне, и избежать потерь интенсивности излучения при отражении [4].

С практической точки зрения важно иметь возможность сконструировать тонкопленочную структуру с заданными характеристиками. Необходимость более эффективного пространственного расщепления полихроматических лучей стимулирует усовершенствование методов разработки структур [14, 15]. Усовершенствование процедур разработки и оптимизации структур с нужной пространственной дисперсией сыграет важную роль при конструировании структур с временной дисперсией. Были предложены некоторые эмпирические модели для оценки параметров многослойной структуры, которая обеспечивает получение нужной пространственной дисперсии [16]. Однако существуют структуры, в которых значения пространственного сдвига или величины спектрального интервала существенно превышают рассчитанные с помощью этих моделей [13]. Рассмотрение процессов, характеризующих распространение излучения внутри структуры, будет содействовать усовершенствованию методов разработки структур с заданными ха-

рактическими.

Цель настоящей работы заключалась в расчете и анализе распределения электрического поля излучения в структуре с характерной высокой пространственной и временной дисперсией, а также выяснение роли различных механизмов возникновения этой высокой дисперсии.

## 2. РАСЧЕТ

При заданных параметрах многослойной структуры ( $q$  — число слоев;  $n_r$  — показатель преломления;  $k_r$  — коэффициент экстинкции;  $d_r$  — толщина  $r$ -го слоя,  $n_m$  и  $k_m$  — оптические постоянные подложки,  $n_0$  и  $k_0$  — оптические постоянные внешней среды,  $\theta_0$  — угол падения) легко рассчитываются матричным методом [17] спектр отражения  $R(\lambda)$ , изменение фазы при отражении  $\phi(\lambda)$  и групповая задержка  $GD$ :

$$R = \left( \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left( \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^*, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \phi = \operatorname{Im} \left[ \eta_0 (CB^* - BC^*) \right] / (\eta_0^2 BB^* - CC^*), \quad (2)$$

$$GD = - \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi}{d\lambda}. \quad (3)$$

Пространственное смещение  $s(\lambda)$  прямо пропорционально величине групповой задержки и групповой скорости  $v_{gx}$ :

$$s = GD v_{gx}. \quad (4)$$

Групповую скорость можно определить в соответствии с приближением ВКБ [18, 19]:

$$\frac{1}{v_{gx}} = \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\text{appr}} \Big|_{K=\text{const}} = \frac{\overline{n_{eff}^2}}{c \sin \theta}, \quad (5)$$

где

$$\overline{n_{eff}^2} = \frac{\sum_i \left\{ n_i^2 d_i / [n_i^2 - \sin^2 \theta]^{1/2} \right\}}{\sum_i \left\{ d_i / [n_i^2 - \sin^2 \theta]^{1/2} \right\}}. \quad (6)$$

При этом характеристическая матрица ансамбля тонких пленок имеет вид:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left( \prod_{r=1}^q \begin{bmatrix} \cos \delta_r & (i \sin \delta_r)/\eta_r \\ i\eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где  $\delta_r = (2\pi N_r d_r \cos \theta_r)/\lambda$  — фазовая толщина слоя (пленки),  $\eta_{r,m} = \chi_{vac} N_{r,m} \cos \theta_{r,m}$  для ТЕ-волны,  $\eta_{r,m} = \chi_{vac} N_{r,m} / \cos \theta_{r,m}$  для ТМ-волны,  $\chi_{vac} = 2,6544 \cdot 10^{-3} S$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $N_r = n_r - ik_r$  — комплексный показатель преломления  $r$ -го слоя;  $\eta_0$  — оптическая проводимость внешней среды,  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с — скорость света. Значения углов  $\theta_r$  определяются законом Снеллиуса:

$$N_0 \sin \theta_0 = N_r \sin \theta_r = N_m \sin \theta_m. \quad (8)$$

С помощью матричного метода можно получить соотношения для амплитуды электрического поля. Такое соотношение для границы раздела  $i$  и  $i + 1$  слоя имеет вид:

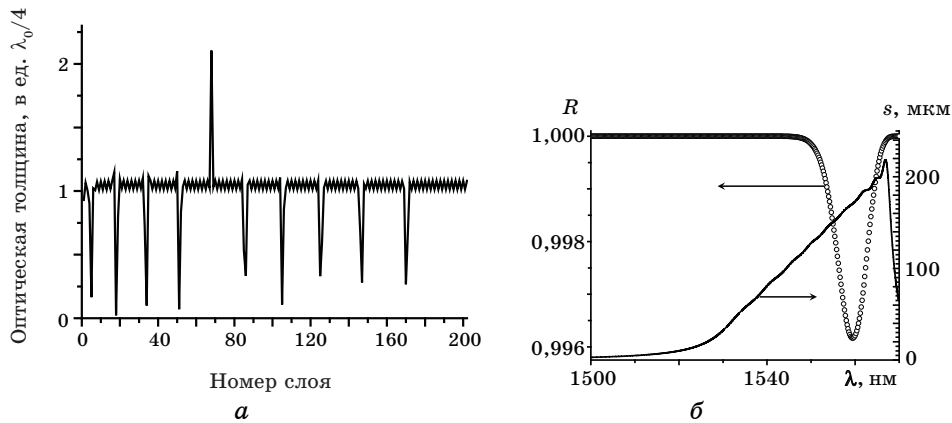
$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \left( \prod_{r=1}^i \begin{bmatrix} \cos \delta_r & (i \sin \delta_r)/\eta_r \\ i\eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где  $E_0, H_0$  — амплитуды электрического и магнитного полей на границе раздела структуры и внешней среды;  $E_i, H_i$  — амплитуды на искомой границе раздела. Таким образом, нахождение амплитуды электрического поля на любой границе раздела пленок сводится к решению матричного уравнения. Для определения величины электрического поля в любой точке внутри пленки, можно ввести мнимую границу раздела и записать такое же матричное соотношение.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1, а показано изменение оптических толщин в зависимости от номера слоя в структуре. Структура образована чередованием слоев  $Nb_2O_5$  и  $SiO_2$ . Последний слой из  $Nb_2O_5$  граничит с воздухом, первый из  $SiO_2$  находится на подложке из оптического стекла. Оптические толщины большинства слоев близки  $\lambda_0/4$  на длине волны  $\lambda_0 = 1550$  нм (рис. 1, а). При этом физические толщины слоев  $Nb_2O_5$  порядка 180 нм, а слоев  $SiO_2$  — 294 нм. Минимальная толщина слоя в структуре равна 6,37 нм (185 слой). В структуре всего один слой, оптическая толщина которого близка  $\lambda_0/2$ . Этот 135 слой имеет толщину 574,6 нм (оптическая толщина  $2,17 \lambda_0/4$ ). Отражение структуры показано на рис. 1, б. Минимальное отражение равно 99,61% на длине волны 1554 нм. В структуре — всего один явно выраженный полуволновой резонатор, образованный 135 слоем, и 9 могут быть образованы группами слоев.

При расчете спектральных характеристик многослойной струк-

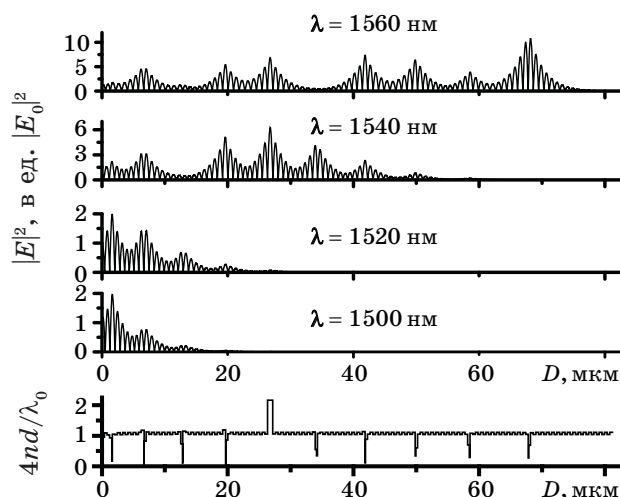


**Рис. 1.** Изменение оптических толщин слоев (а), спектральные зависимости отражения и пространственного смещения (б).

туры и амплитуды электрического поля учитывалась дисперсия выбранных материалов пленок. Для описания дисперсии материалов использовали формулу Коши. Показатель преломления определяется по формуле:  $n_L = 1,46 + (3,35 \cdot 10^{-3}/\lambda^2) + (1,41 \cdot 10^{-5}/\lambda^4)$  для оксида кремния и  $n_H = 2,22 + (2,18 \cdot 10^{-2}/\lambda^2) + (4 \cdot 10^{-3}/\lambda^4)$  для оксида ниобия, где  $\lambda$  — длина волны в микронах. Дисперсия показателя преломления подложки учтена:  $n_S = 1,50 + (5,33 \cdot 10^{-3}/\lambda^2) + (4,92 \cdot 10^{-4}/\lambda^4)$ . Расчет выполнялся для угла падения  $\theta = 40^\circ$  и  $p$ -поляризованного излучения в спектральном диапазоне 1500–1570 нм. Экстинкция пленок и подложки в данном спектральном диапазоне, не превышает  $10^{-5}$ , и в расчетах не учитывалась.

Структура характеризуется высокой пространственной дисперсией в спектральном диапазоне 1500–1570 нм. Зависимость пространственного смещения от длины волны носит линейный характер, более того, в данном спектральном диапазоне структура характеризуется высоким коэффициентом отражения, что делает структуру привлекательной с точки зрения практического применения (рис. 1, б).

Известно несколько механизмов возникновения высокой пространственной дисперсии. В периодических структурах (одномерных фотонных кристаллах) высокая пространственная дисперсия на краях запрещенной зоны возникает благодаря тому, что групповая и фазовая скорость в этих спектральных диапазонах сильно зависят от длины волны. Так же возможно возникновение пространственной дисперсии в тонкопленочных структурах вследствие зависимости от длины волны глубины проникновения волны в структуру, или же зависимости от длины волны величины накопленной энергии в структуре [3].



**Рис. 2.** Распределение электрического поля для четырех длин волн и изменение оптических толщин слоев в зависимости от глубины проникновения  $D$  в структуру (отсчет начинается от границы раздела воздух–структура).

В исследуемом спектральном диапазоне было рассчитано распределение электрического поля в структуре (рис. 2). Поле на границе раздела структуры с внешней средой принято за единицу.

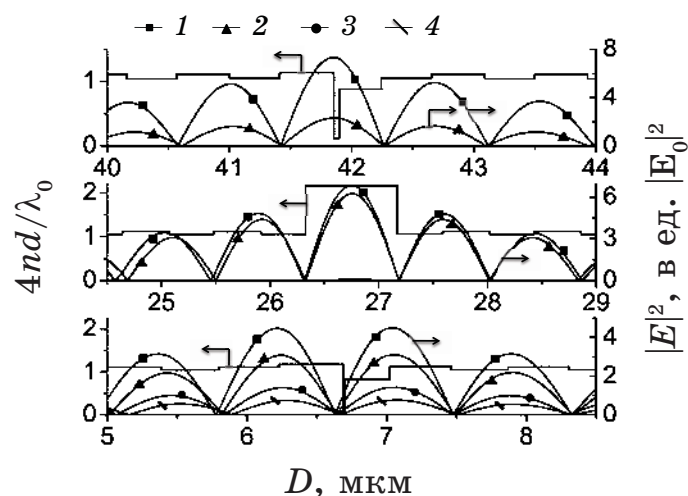
В структуре присутствует всего один слой, оптическая толщина которого близка к полуволновой. Наличие таких слоев в структуре, за счет многократных отражений внутри слоя, приводит к эффекту резонансного накопления энергии внутри слоя (простейшим примером структуры с резонатором является фильтр Фабри–Перо). Амплитуда электрического поля в таких слоях существенно увеличивается и значительно превышает амплитуду поля на границе раздела структуры с внешней средой. Характер распределения поля в полуволновых слоях зависит от показателя преломления слоя; если полуволновой слой имеет показатель преломления ниже чем в соседних с ним слоях, то амплитуда поля минимальна на границах раздела и максимальна посередине слоя, и наоборот, в случае оптически более плотного полуволнового слоя, чем соседние слои, амплитуда минимальна посередине слоя и максимальна на границах раздела. Эффект резонансного накопления энергии в тонкопленочной структуре приводит к возникновению высокой пространственной дисперсии.

Однако в исследуемой структуре возрастание амплитуды электрического поля наблюдается и в других областях структуры. Эти области совпадают со слоями, оптическая толщина которых значительно меньше четверти волны. В данном случае резонатор образуется группой из трех слоев с центральным тонким слоем. Суммар-

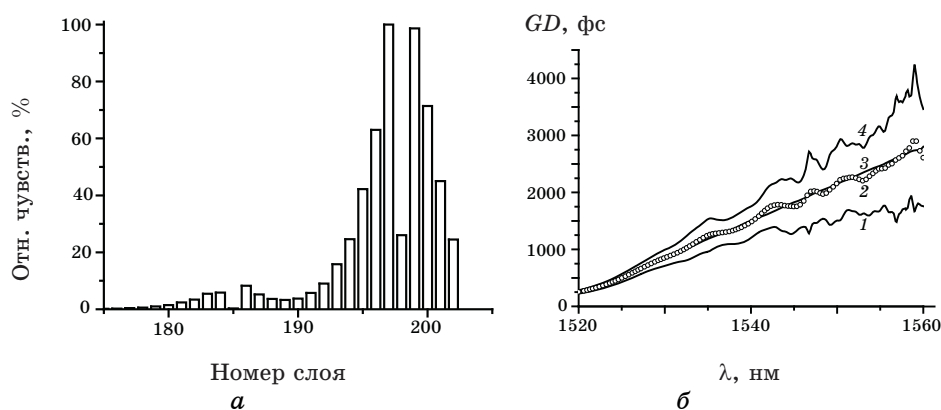
ная оптическая толщина каждой из таких групп так же примерно равна половине длины волны, что соответствует условию возникновения резонанса.

Характер распределения электрического поля внутри резонаторов, которые образуются тремя слоями, отличается от распределения поля внутри резонаторов из полуволновых слоев. Вследствие того, что оптическая толщина центрального слоя такого резонатора намного меньше длины волны, распределение поля внутри такого слоя не испытывает каких либо значительных изменений. Кроме того, распределение поля внутри таких резонаторов зависит от показателя преломления крайних слоев. Если центральный слой имеет более низкий показатель преломления, чем соседние слои, то минимальное электрическое поле оказывается в центре резонатора, в случае если центральный слой оптически более плотный — минимальное поле на краях резонатора. Для иллюстрации сказанного на рис. 3 приведено в увеличенном масштабе распределение электрического поля для четырех длин волн (1500, 1520, 1540, 1560 нм) в некоторых областях структуры. На этом же рисунке показан профиль изменения оптической толщины слоев.

Специфичность расположения резонаторов внутри структуры приводит к эффекту зависимой от длины волны глубины проникновения электромагнитного излучения в структуру. Поэтому часть полученного высокого пространственного смещения объясняется тем, что более длинные волны проникают в структуру глубже, нежели короткие волны исследуемого спектрального интервала.



**Рис. 3.** Распределение электрического поля для четырех длин волн (1 — 1560 нм; 2 — 1540 нм; 3 — 1520 нм; 4 — 1500 нм) и профиль изменения оптической толщины.



**Рис. 4.** Относительная чувствительность слоев к ошибкам (*а*) и анализ ошибок в структуре (*б*). Нумерация слоев начинается от границы раздела подложка — многослойная структура.

Таким образом, присутствие резонаторов в структуре, которые приводят к эффекту зависимой от длины волны величины накопленной энергии, и специфичное их размещение, вследствие чего возникает эффект зависимой от длины волны глубины проникновения волн в структуру, есть основными причинами возникновения высокой пространственной дисперсии.

Надо отметить, что реализация исследуемой многослойной структуры требует высокой точности нанесения отдельных слоев структуры, особенно последних 10, граничащих с воздухом. Это хорошо видно на рис. 4, *а*, где показана относительная чувствительность структуры к ошибкам в толщине слоев. На рисунке 4, *б* приведены результаты анализа влияния ошибок в нанесении отдельных слоев структуры. На этом рисунке максимальные отклонения групповой задержки  $GD$  и пространственного смещения  $s$  ограничены кривыми 1 и 4, которые соответствуют наихудшей комбинации ошибок в толщине отдельных слоев в приближении, что ошибка по толщине каждого слоя равна  $\pm 1$  нм. Кривая 2 соответствует среднему арифметическому из 100 кривых, каждая из которых соответствует случайной комбинации ошибок на  $\pm 1$  нм в толщине отдельных слоев. Кривая 3 соответствует рассчитанной групповой задержке  $GD$  для исследованной структуры при оптимальных толщинах отдельных слоев.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Линейная зависимость пространственного смещения от длины волны, а так же высокий коэффициент отражения в заданном спектральном диапазоне делает исследуемую структуру привлекательной



с точки зрения практического применения, в частности как устройство многоканальной частотной селекции. Величина пространственного смещения существенно превышает рассчитанную величину с помощью эмпирической модели, которая позволяет определять параметры структур для достижения необходимой пространственной или временной дисперсии. Однако нельзя утверждать, что величина пространственного смещения для данной структуры является максимально возможной, а методы конструирования и оптимизации, с помощью которых получена исследуемая структура являются совершенными. Дальнейшее усовершенствование методов разработки и оптимизации позволит получать необходимые характеристики в более компактных структурах с меньшим количеством слоев.

Характер распределения амплитуды электрического поля волны внутри структуры позволяет сделать заключение о том, что причинами возникновения высокой пространственной дисперсии является одновременное проявление эффектов зависящих от длины волны глубины проникновения электрического поля в структуру и величины накопленной энергии внутри структуры.

Эффект зависимой от длины волны величины накопленной энергии возникает благодаря тому, что в структуре присутствует один слой с оптической толщиной близкой к половине длины волны для данного спектрального диапазона, а также благодаря наличию слоев с оптической толщиной значительно меньшей, чем четверть волны. В последнем случае распределение амплитуды поля в тонких слоях не претерпевает заметных изменений. Таким образом, в структурах образуются резонаторы группами из трех слоев с центральными тонкими слоями. При прохождении таких резонаторов излучение претерпевает такие же изменения, как и при прохождении некоего эквивалентного полуволнового слоя. Характер распределения поля в резонаторах определяется показателем преломления слоя в полуволновых резонаторах, а в резонаторах из трех слоев с центральным тонким слоем — показателем преломления крайних слоев резонатора.

Следует отметить, что наличие поглощения в материалах слоев, образующих резонатор приводит к существенному снижению интенсивности отраженного излучения, что связано с многократными отражениями внутри резонатора. Кроме того, при изготовлении подобной структуры необходимы материалы резонаторов с высокой лучевой прочностью. Поэтому желательно при оптимизации добиваться как можно меньшего возрастания амплитуды электрического поля внутри резонаторов без значительных ухудшений спектральных характеристик структуры.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals* (Prince-

- ton: Princeton University Press: 1995).
2. R. Zengerle, *J. Mod. Opt.*, **34**: 1589 (1987).
  3. M. Gerken and D. A. B. Miller, *Appl. Opt.*, **42**: 1330 (2003).
  4. Yu. O. Pervak, V. M. Onishchuk, and V. Yu. Pervak, *SPQEO*, **11**, No. 4: 345 (2008).
  5. R. Szipo, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, *Opt. Lett.*, **19**: 201 (1994).
  6. P. Tournois and P. Hartemann, *Opt. Commun.*, **119**: 569 (1995).
  7. V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov, and F. Krausz, *Opt. Express*, **17**, Issue 10: 7943 (2009).
  8. V. Pervak, I. Ahmad, J. Fulop, M. K. Trubetskov, and A. V. Tikhonravov, *Opt. Express*, **17**, Issue 4: 2207 (2009).
  9. M. Trubetskov, A. Tikhonravov, and V. Pervak, *Opt. Express*, **16**, Issue 25: 20637 (2008).
  10. V. Pervak, C. Teisset, A. Sugita, S. Naumov, F. Krausz, and A. Apolonski, *Opt. Express*, **16**, Issue 14: 10220 (2008).
  11. V. Pervak, F. Krausz, and A. Apolonski, *Proc. SPIE.*, **7101**: 710116 (2008).
  12. V. Yu. Pervak, V. O. Telyatnikov, and Yu. O. Pervak, *SPQEO*, **11**, No. 2: 154 (2008).
  13. Yu. O. Pervak and V. Yu. Pervak, *Bulletin of University of Kyiv, Series: Physics & Mathematics*, No. 4: 226 (2008).
  14. N. Matuschek, F. X. Kärtner, and U. Keller, *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**: 129 (1999).
  15. B. Momeni and A. Adibi, *Appl. Phys.*, **B77**: 555 (2003).
  16. M. Gerken and D. A. B. Miller, *Appl. Opt.*, **44**, No. 16: 3349 (2005).
  17. H. A. MacLeod, *Thin-Film Optical Filters* (Philadelphia: Inst. Phys. Publish.: 2001), vol. **2**, p. 645.
  18. N. Matuschek, F. X. Kärtner, and U. Keller, *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**: 295 (1997).
  19. M. Sumetsky, B. J. Eggleton, and C. M. de Sterke, *Opt. Express*, **10**: 332 (2002).